

Л. С. Ж Д А Н О В
Г. Л. Ж Д А Н О В

ФИЗИКА

Ўрта махсус ўқув юртлари учун дарслик

*Русча бешинчи қайта ишланган нашрига мувофиқ
Ўзбекча иккинчи нашири*

ТОШКЕНТ — «ЎҚИТУВЧИ» — 1994

Мазмуни ва материалларнинг жойлашиши ўрта мактабларнинг 8-синфи ҳажмида тузилган техникумлар учун физика дастурига тўла мувофиқлаштирилган. Материаллар Халқаро бирликлар системаси (СИ) асосида берилади. Р. А. Гладкова таҳрири остида чоп этилган «Физикадан савол ва масалалар тўплами» (М.; Наука, 1987) китоби шу дарслик материалларининг мазмунини тўлиқ ўз ичига олади.

Дарслик махсус ўрта ўқув юртларининг ўқувчилари, ҳунар-техника билим юртлари ва ўрта мактаб ўқувчилари, олий ўқув юртлари тайёрлов бўлимининг тингловчилари ҳамда мустақил шуғулланувчилар учун мўлжалланган.

Ж 1704010000—50
353 (04) — 94 28—92

© Издательство «Наука», Главная редакция физико-математической литературы, 1987.

© Ўзбек тилига таржима, «Ўқитувчи» нашриёти, Т., 1994.

К И Р И Ш

1- БОБ. ФИЗИК КАТТАЛИҚЛАР ВА УЛАРНИ УЛЧАШ

1.1- §. Физика — табиат ҳақидаги фан. Одамлар қадим замонлардан бери табиатда бўладиган ҳодисаларни систематик кузатиб, ҳодисалар кетма-кетлигини аниқлашга интилдилар ва табиатда бўладиган кўпгина ҳодисаларни, масалан, йил фаслларининг алмашилиши, дарёларнинг тошиши ва бошқаларни олдиндан билишга ўргандилар. Улар ўзларининг бу билимларидан экиш, ҳосилни йиғиб олиш ва ҳоказоларни аниқлашда фойдаландилар. Одамлар аста-секин табиат ҳодисаларини ўрганиш уларга бебаҳо фойда келтираётганига ишонч ҳосил қилдилар. Ўз ҳаётларини табиат ҳодисаларини ўрганишга, олдинги авлодларнинг тажрибаларини умумлаштиришга бағишланган олимлар пайдо бўлди. Улар кузатиш ва тажрибалар натижаларини ёзиб бориб, ўз билимларини шогирдларига бердилар. Дастлаб олимлар «фидойи» бўлганлар, уларнинг билимлари ўз халқларини тобе ҳолда туттишга хизмат қилган. Олимлар ўзлари белгилар асосида ёзганлар ва шундай шогирдларни танлаб олишганки, улар ўз билимларини яширин сақлашлари керак эди.

Халқ мулкига айланиб қолган табиат ҳодисалари тўғрисидаги биринчи китоб Қадимги Юнонистонда юзага келган бўлса керак. Бу эса мамлакатда фаннинг тез ривожланишига ва кўп-лаб олимларнинг етишиб чиқишига имкон берди.

Юнонча «фюзис» сўзи таржимада «табиат» сўзини билдиради, шунинг учун табиат тўғрисидаги фан **физика** деб аталади. Физика XVII асрдан бошлаб тез ривожланди. Ундан аста-секин табиат ҳақидаги янги фанлар, масалан, кимё фани ажралиб чиқа бошлади. Табиат ҳодисаларини ўрганувчи барча фанлар **табиий фанлар** деб атала бошланди.

Табиат ҳодисаларини кўп йиллик ўрганиш олимларни бизни ўраб турган оламнинг моддийлиги тўғрисидаги ғояга олиб келди. Материя, илмий тил билан айтганда, бизнинг онгимиздан ташқарида мавжуд бўлиб, бизда сезги уйғотувчи объектив реалликдир. Шундай қилиб, табиатдаги барча реал борлиқ (бизнинг тасаввуримиздан ташқарида) моддийдир. Демак,

табиат тўғрисидаги тасаввурларимиз асосида оламни материалистик тушуниш ётади.

Материя фақат модда шаклида мавжуд бўлиб қолмасдан, балки бошқа шакллarda ҳам мавжуд бўлади. Масалан, радиотўлқин ва ёруғлик нурини модда деб аташ мумкин эмас. Улар материянинг махсус кўринишидан иборат бўлиб, электромагнит майдон деб аталади.

Бизни ўраб турган оламни ўрганиш материя ҳар доим ҳаракатда эканлигини кўрсатди. Табиатда бўладиган ҳар қандай ўзгариш материянинг ҳаракатини ифодалайди. Асрлар давомида йиғилган тажрибалар асосида олимлар материя кўринишини ўзгартириши мумкин эканлигига, ammo ҳеч қачон пайдо бўлмаслиги ва йўқолмаслигига ишонч ҳосил қилдилар. Материя ҳаракати ҳам шаклан ўзгариши мумкин, ammo ҳаракатнинг ўзи пайдо бўлмайди ва йўқолмайди. Бошқача қилиб айтганда, *бизни ўраб турган олам абадий ҳаракатланувчи ва ривожланувчи материядир*. Барча кўринишдаги материя ҳаракатининг умумий ўлчови энергиядир, материя ҳаракатининг йўқолмаслиги эса фанда энергиянинг сақланиш қонуни орқали ифодаланadi.

Материя ҳаракатининг энг умумий шакллари физик ҳаракат деб аталади. Унга материя ҳаракатининг механик, иссиқлик, электромагнит, атомичи ва ядроичи шакллари киради. *Ҳозирги замон физикаси материя ҳаракатининг турли шакллари, уларнинг ўзаро бир-бирига айланишини, шунингдек, модда ва майдон хоссаларини ўрганади*.

1.2- §. Физика ва техника. Табиатни ўрганишдаги жадал тараққиёт, янги ҳодисалар ва табиат қонуларининг кашф этилиши кишиларнинг буларнинг ҳаммасини жамият ишлаб чиқариш кучларини ривожлантиришга кенг татбиқ этишларига имкон яратиб берди. XVIII аср охиридан бошлаб физиканинг ривожланиши билан бир қаторда техника тараққиёти ҳам кенг авж олди. Физика ва техника тараққиётидаги бундай ўзаро боғланишни бутун янги давр тарихи давомида кузатиш мумкин.

XVIII асрнинг иккинчи ярми ва XIX асрнинг биринчи ярмида буғ машинаси кашф этилди ва мукаммаллаштирилди. Айни вақтда иссиқлик жараёнларини ўрганиш чуқурлашиб борди ва физикадан янги фан — термодинамика ажралиб чиқди. Иссиқлик машиналарининг ишлаб чиқариш ва техникада кенг татбиқ қилиниши бу даврни «буғ асри» деб аташга имкон берди.

XIX аср охири ва XX аср бошларида электр машиналари пайдо бўла бошлади ва мукаммаллаштирилди, айни вақтда электр соҳасида янги кашфиётларнинг очилиши физика фанидан электротехника, радиотехника ва бошқа фанларнинг ажралиб чиқишига имкон берди. Техникада электр энергиядан кенг фойдаланилганлиги туфайли бу давр «электр асри» деб аталди.

XX асрнинг иккинчи ярмидан бошлаб ҳозирги кунгача атом ва атом ядроси хоссалари қизғин равишда ўрганилмоқда. Бу давр ичида одамлар ядро энергиясини олиш ва ундан техникада кенг фойдаланишга ўргандилар. Дунёда биринчи атом электр

станцияси собиқ Иттифоқда қурилди ва 1954 йилдан бошлаб ишлаб берилади. Ядро энергиясидан фойдаланиб ишлайдиган сув ости қайиқлари ва кемалари кўпдан бери сузмоқда, Ер юзиде кўплаб атом электр станциялари қурилмоқда. Шунинг учун биз яшаётган даврни «атом асри» деб аташ мумкин.

Ҳозирги вақтда атом энергетикасининг ривожланиши билан бир қаторда инсон коинотни жадал сурьатда забт этмоқда. 1957 йилда Ернинг биринчи сунъий йўлдоши учирилди, 1970 йилда эса космонавтлар Ойга бориб қайтдилар. Сайёралараро космик станциялар учирлиб, бизга яқин сайёралар ўрганилмоқда. Шундай қилиб, XX аср охирлари космик даврининг бошланиши ҳисобланади.

Фаннинг ривожланиши тарихидан кўринадики, техниканин тараққий этишига ва унинг янги соҳаларининг пайдо бўлишига кўпроқ физика фани ёрдам беради. Ҳозирги замон физикасининг ютуқлари техниканин тараққий этиши ва бунёд бўлишига асос бўлади.

1.3- §. Катталик ва ўлчаш тўғрисида тушунча. Физик катталиклар. Табиат ҳақидаги фанларнинг, жумладан, физиканин ривожланиши қуйидаги йўлдан боради. Утказилган эксперимент (тажриба)лар ёрдамида табиат ҳодисаларининг муайян группаси ҳақида катта аниқ материал тўпланади. Бу материал асосида илмий тахмин — гипотеза яратилиб, ушбу ҳодисаларнинг бориши ягона нуқтаи назардан тушунтирилади. Гипотезаларнинг тўғрилиги янги экспериментлар асосида текширилади. Агар гипотезанин тўғрилиги тасдиқланса, у ҳолда унинг асосида содир бўлаётган ҳодисани фақат сифат томонидангина эмас, балки миқдорий жиҳатдан ҳам мукамал тушунтириб берадиган, шунингдек, янги ҳодисани олдиндан айтиб бера оладиган назария яратилади.

Бу ҳол назарияда ҳосил қилинган формула ёрдамида ҳисобланган катталикларнинг қиймати шу катталикларнинг экспериментда ўлчаш орқали олинган қийматига мос келиши кераклигини кўрсатади. Демак, эксперимент ҳар доим у ёки бу катталикларни ўлчаш билан олиб борилиши керак.

Миқдорий ифодаланиши мумкин бўлган барча борлиқ катталик деб аталади. Симнинг узунлиги, қутичадаги миҳнинг миқдори, қайиқнинг ҳаракат тезлиги турли типдаги катталикларга мисол бўлади. Турли жинсдаги катталикларни миқдорий таққослаш мумкин эмас. Ҳақиқатан, симнинг узунлиги каттами ёки қайиқ ҳаракатини тезлиги каттами, деган саволга жавоб бериш мумкин эмас. Аммо симнинг узунлигини столнинг узунлиги билан таққослаш мумкин. Агар таққослаш натижасида биз симнинг узунлиги стол узунлигидан беш марта катта эканлигини аниқласак, стол узунлиги билан таққослаётган бўлганлигимиз учун, унинг узунлиги ўлчов бирлиги бўлади.

Бирор катталикнинг қийматларини таққослаш ўлчаш дейилади. Бирор катталикни ўлчаш натижалари ҳаммага тушунарли бўлиши учун бу катталикни айна бир ўлчов бирлиги билан тақ-

қослаш зарур (масалан, жисм узунлиги метр билан таққосланади). Катталикнинг унинг бошқа барча қийматлари таққосланадиган қиймати шу катталикнинг ўлчов бирлиги дейилади. Масалан, метр узунликнинг умум қабул қилинган ўлчов бирлигидир.

Ҳар бир катталик учун ўзининг ўлчов бирлиги аниқланган бўлиши керак. Ўлчанган катталикда ўлчов бирлигидан нечтаси жойлашишини кўрсатувчи сон ушбу катталикнинг сон қиймати дейилади.

Материянинг физик хоссаларини ёки табиатдаги физик ҳодисаларнинг унга хос хусусиятларини ифодаловчи катталиклар физик катталиклар деб аталади.

Физик катталикларга узунлик, вақт, тезлик, тезланиш ва ҳ. к. лар мисол бўлади. Физик катталикларнинг сон қийматларини ҳар доим ўлчов бирликларининг номи билан бирга ёзиш керак, масалан: 2,4 метр; 4,5 секунд ёки қисқача, 2,4 м; 4,5 с.

Авваллари ҳар бир мамлакатда ўзларининг ўлчов бирлигидан фойдаланилган, кейин эса француз олимларининг таклифига биноан ўлчовнинг метр системаси ташкил қилинди, бу система ҳозир бутун ер шарида қўлланилмоқда.

Мазкур системани яратишда қуйидаги ўлчов бирликлари қабул қилинди: узунлик — метр, масса — килограмм ва вақт — секунд.

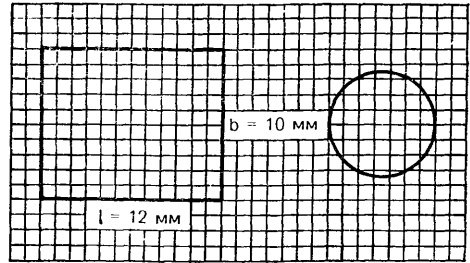
1.4-§. Бевосита ва билвосита ўлчаш. Энди катталикларни ўлчашда уларнинг сон қиймати қандай топилишини аниқлаймиз. Бир бўлак газлама узунлигини худди магазиндагидек унинг устига ўлчов метрини қўйиб ўлчаш мумкин. 1.1-расмда кўрсатилгандек, миллиметрли тўрда томонлари $l=12$ мм ва $b=10$ мм бўлган тўғри тўртбурчак тасвирланган. Тўғри тўртбурчакнинг юзини юз ўлчов бирлиги, масалан 1 мм^2 намунасини унинг ичига жойлаштириш орқали ўлчаш мумкин. Ҳисоблашлар кўрсатадики, тўғри тўртбурчак ичида томонлари 1 мм бўлган квадратдан 120 та жойлашади ёки тўғри тўртбурчакнинг юзи 120 мм^2 га тенг.

Ўлчанаётган катталикнинг қиймати бевосита унинг ўлчов бирлигига таққослаш орқали аниқланса, бундай ўлчаш бевосита ўлчаш дейилади. Юқорида келтирилган узунлик ва юзни ўлчаш бевосита ўлчашга мисол бўлади. Аммо бевосита ўлчашда ҳамма вақт ҳам аниқ натижа олинавермайди, бундан ташқари у ҳар доим ҳам қўллашга қулай эмас. 1.1-расмда диаметри 7 мм бўлган айлана берилган. Агар айлана узунлигини топиш зарур бўлса, у ҳолда айлананинг ўзини ўлчашдан кўра унинг диаметри d ни ўлчаб, $l=\pi d$ ёки $l=2\pi r$ формула ёрдамида l ни ҳисоблаш қулайдир.

Агар доиранинг юзини ҳисоблаш зарурияти туғилса, унинг ичига жойлашган квадрат миллиметрлар сонини санаш ноқулай. Бу юзни диаметрни ўлчаб, $S=\pi d^2/4$ ёки $S=\pi r^2$ формула ёрдамида ҳисоблаш қулай ва аниқдир. Тўғри бурчакнинг энн

ва узунлигини ўлчаб, унинг юзини $S=lb$ формула ёрдамида ҳисоблаш мумкин.

Катталикларнинг сон қиймати формула бўйича ҳисоблаш орқали топиладиган ўлчаш билвосита ўлчаш дейилади. Амалда (фанда, техникада) кўпинча билвосита ўлчаш ишларини бажаришга тўғри келади.

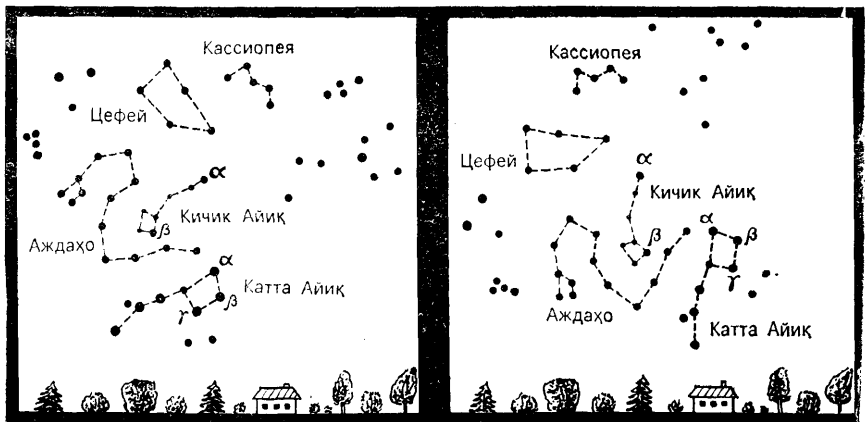


1.1- расм.

1.5- §. Юлдузли осмон ва унинг кўринма ҳаракати. Булутсиз тунда биз осмонга қарасак, ҳамма осмон jismlari худди бир сферик сирт ичида тургандек тасаввур қиламиз, уни биз осмон гумбази ёки осмон деймиз. Осмонга қараб мўлжал олиш осон бўлсин учун жуда қадимдан ёруғ юлдузлар шартли равишда группалари — юлдузлар туркумларига бўлинган; кейинроқ юлдузли осмоннинг бир қисмини юлдузлар туркуми деб қарай бошланди.

Агар бир неча соат давомида юлдузли осмон кузатилса, барча ёритувчилар мавжуд бўлган осмон гумбази бирор ўқ атрофида ҳаракатланаётганини сезишимиз қийин эмас, аммо бу ўқ худди кузатувчи турган нуқта билан осмон гумбазининг бирор қўзғалмас нуқтасидан ўтадигандек тасаввур қиламиз, у олам қутби деб аталади (1.2- расм). Осмон гумбазининг бу кўринма айланма ҳаракатига суткалик ҳаракат дейилади, чунки бир марта тўла айланиш бир суткада бўлади.

Шимолий ярим шарда олам қутби Қутб юлдузи (Кичик Айиқнинг α юлдузи) га деярли мос келади. Осмонда Катта



1.2- расм.

Айиқ (чўмич)нинг четки α ва β юлдузларидан фикран тўғри чизик ўтказиб, қутб юлдузини осмонда топамиз (1.2-расм).

Осмон сферасининг айланма ҳаракат ўқини олам ўқи деб аталади. Олам ўқи Ернинг айланмиш ўқиға параллел эканлигини англаш қийин эмас. Олам ўқининг горизонт текислиги билан ҳосил қилган бурчаги шу жойнинг географик кенглиги дейилади. Хусусан, Ернинг Шимолий қутбида Қутб юлдузи тепангизда (олам ўқи вертикал), экватор яқинида эса деярли горизонтда жойлашгандек туюлади.

1.6-§. Бурчакли ўлчаш. Астрономияда текшириладиган кўпгина жисмларни бевосита кузатиб бўлмайди, шунинг учун улардан келаётган ёруғлик (ёки бошқа нурланиш) ни ҳар томонлама ўрганиш асосидагина улар тўғрисида маълумотлар олиш мумкин. Ёруғликни миқдорий ёки сифат жиҳатдан таҳлил қилиш тўғрисида кейинроқ гапирилади. Ҳозирча осмон жисми (ёриткич)лардан келаётган ёруғликнинг йўналишига қараб, уларнинг осмонда турган жойларини аниқлашимиз мумкин. Бу бурчакли ўлчашлар орқали бажарилади.

Осмон жисмларига йўналтирилган кузатиш трубаси билан горизонтал текислик орасида ҳосил бўлган бурчак унинг горизонтдан баландлиги дейилади. Икки юлдузга қаратилган йўналишлар орасидаги бурчак улар орасидаги бурчакли масофа ни ифодалайди. Осмон жисмлари орасидаги бурчакли масофа фақат уларнинг осмонда бир-бирига нисбатан жойлашишининггина характерлайди. Агар, масалан, иккита юлдуз бир-бирига нисбатан жуда кичик бурчакли масофада бўлиб, худди ёнма-ён тургандек кўринса ҳам, бу ҳол уларнинг ҳақиқатан ҳам бир-бирига яқинлигини билдирмайди. Уларнинг бири иккинчисига нисбатан Ердан бир неча марта узоқда турган бўлиши мумкин.

Юлдузли осмоннинг суратини олиб ва уларда юлдузлар оралигини ўлчаш орқали астрономлар юлдуз атлэслари ва карталарини, юлдузларнинг аниқ координаталари рўйхатларини ва схемаларини тузаяптилар.

Осмонда бурчакли ўлчашлар фақат турли астрономик кузатишлардагина бажарилмай, балки қадим вақтлардан бери Қуёш ва юлдузларга ориентация қилиб юришда кенг қўлланилади. Ҳозирги вақтда Қуёш ва юлдузларга қараб йўлдош ва космик кемаларни ориентациялаш амалга оширилмоқда.

Шунингдек, осмон жисмларининг ўлчамларини аниқлашда ҳам бурчакли ўлчашлар зарурдир. Ёриткич кўринма ўлчамининг унғача бўлган масофага боғлиқ ҳолда ўзгаришини тушуниш қийин эмас. Масалан, Қуёшнинг бурчакли диаметри, яъни Қуёш дискининг диаметрал қарама-қарши икки чекка нуқта-сига бўлган йўналишлар орасидаги бурчак $0,5^\circ$ ни ташкил этади. Ой Қуёшга нисбатан тахминан 400 марта кичик, демак, Ерга шунча марта яқин туради; шунинг учун у ҳам шундай бурчакли диаметрига эга бўлиб, Қуёш тутилиши вақтида Қуёш дискини биздан тўлиқ тўса олади. Юлдузлар биздан шундай

олида жойлашганки, гарчи уларнинг кўпчилигининг Қуёшга нисбатан бир неча марта катта эканлиги маълум бўлса ҳам, кучли телескоплар ёрдамида қараганимизда улар нуқта бўлиб кўринади.

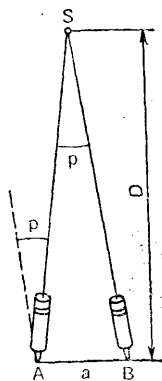
1.7- §. Осмон жисмларигача бўлган масофани параллаксларни ўлчаш асосида аниқлаш. Осмон жисмларигача бўлган масофаларни аниқлашда биз бевосита ўлчашдан фойдалана олмаймиз, шунинг учун бу мақсадда ҳар хил бевосита усуллардан фойдаланилади. Улар ичида энг муҳими тригонометрик параллакс усулидир.

Агар бирор жисмга турли нуқталардан қарасак (масалан, қалам учига навбат билан чап ва ўнг кўзларни юмган ҳолда қарасак), узоқда турган жисмлар фонида унинг ҳолатининг ўзгарганлигини сезишимиз мумкин. *Кузатувчининг кўзғалиши натижасида жисмга нисбатан йўналишнинг ўзгариши параллакс дейилади.* Кузатиш олиб борилаётган нуқталар оралиғи *б а з и с* дейилади (юқорида келтирилган мисолда кўзлар оралиғи).

Параллакс катталигини ўлчаш билан узоқлаштирилган объектгача бўлган масофани ҳисоблаш мумкин. Узоқлик ўлчашчи (дальномер) асбобларда шундай принципдан фойдаланилади. Бу асбобларда иккита объектив оралиғи базис вазифасини ўтайди. *A* ва *B* нуқталардан *S* объектга қаратилган йўналишлар орасидаги *p* бурчакни аниқлаб ва $AB = a$ базисни билган ҳолда объектгача бўлган *D* масофани ҳисоблаш мумкин. Бунда базис *S* объект жойлашган нуқтадан *p* бурчак остида кўринишини пайқаймиз (1.3- расм). Объектгача бўлган *D* масофа ҳар доим *a* базисга нисбатан таққослаб бўлмайдиган даражада катта бўлгани учун *p* бурчак ҳар доим жуда кичикдир. Агар базис объектга нисбатан йўналишга тик бўлса, у ҳолда уни радиуси *D* бўлган айлана ёйининг узунлигига тенг деб ҳисоблаш мумкин. У вақтда $a = Dr$ бўлган *p* бурчак радианларда ифодаланган. Бундан

$$D = \frac{a}{p}. \quad (1.1)$$

Параллаксларни ўлчаш орқали астрономияда осмон жисмларигача бўлган масофалар ҳисобланади. Бирор сайёрагача бўлган масофани ҳисоблаш бир вақтда иккита обсерваториядан унинг юлдузлар фонидаги ҳолатини аниқлаш орқали бажарилади, бунда обсерваториялар оралиғи базисни ифодалайди. Тажрибада Ер ўз ўқи атрофида айланганда обсерваториянинг силжишидан фойдаланиб, сутканинг турли вақтларида битта обсерваториядан кузатиш олиб бориш анча қулайдир. Бундай йўл билан ўлчанган параллаксни аниқлик учун Ер шарининг



1.3- расм.

радиусига тенг бўлган айни бир базис учун ҳисоблаб бориш шартлашилган.

Юлдузларгача масофаларни ҳисоблашда ер устидаги масофалар жуда кичик бўлиб, базис вазифасини бажара олмаганлигидан, Ернинг орбита бўйича ҳаракатидан фойдаланилади. Телескоп ёрдамида, одатда, осмоннинг айни бир соҳасининг ўзини ярим йил оралатиб сурати олинади. Танлаб олинган юлдузнинг бошқа олисда жойлашган юлдузларга нисбатан силжишини ўлчаб, унинг параллакси ва унғача бўлган масофа аниқланади. Бунда ер орбитасининг кузатиш олиб борилган диаметриал икки қарама-қарши нуқтаси оралиғи базис вазифасини ўтайди. Юлдузнинг ўлчанган параллаксини ер орбитасининг катта ярим ўқиға тенг бўлган (Ер орбитаси эллипс шаклини ташкил қилганлигини эслатамиз) айни бир базис учун ҳисоблаб бориш шартлашилган. Шундай йўл билан аниқланган параллакс юлдузларнинг йиллик параллакси деб аталади. У шундай бурчакка тенгки, юлдузлардан шу бурчак остида қаралганда ер орбитасининг юлдузларга қаратилган йўналишга тик бўлган катта ярим ўқи кўринади.

Агар p бурчакни ёйнинг секундларида ифодаласак, $1 \text{ рад} = 206265''$ бўлганлиги учун қуйидагини оламиз:

$$D = \frac{206265 a}{p} \quad (1.2)$$

(1.2) даги a нинг ўрнига қийматини қўйсак, $1''$ йиллик параллаксга $D = 3,08 \cdot 10^{16}$ м масофа тўғри келишини ҳисоблаб топиш мумкин. Бу катталиқдан астрономияда узунлик бирлиги сифатида фойдаланилади ва парсек (пк)* деб аталади:

$$1 \text{ ПК} = 3,08 \cdot 10^{16} \text{ м.}$$

Юлдузларгача бўлган масофаларнинг парсекларда ҳисобланган қиймати йиллик параллакснинг ёй секундларида ифодаланган тесқари қийматига тенг:

$$D = \frac{1}{p} \quad (1.3)$$

Энг яқин юлдузнинг (Центавр альфаси) йиллик параллакс $0,75$ га тенг. Унғача бўлган масофа парсекларда

$$D = \left(\frac{1}{0,75} \right) \text{ ПК} = 1,33 \text{ ПК.}$$

1.8-§. Вақт ўлчовининг асосий бирликлари ва уларнинг Ер ҳаракати билан боғлиқлиги. Асосий физик катталиқлардан бири вақт ҳисобланади. Ердаги ҳаёт Қуёшнинг осмон гумбазидаги даврий ҳаракати билан чамбарчас боғлиқ, шунинг учун қадим замонлардан бери вақтни ҳисоблаш ва унинг ўлчов бирлигини

* «Парсек» номи икки сўзнинг: параллакс ва секунднинг биринчи бўғинларидан ташкил топган.

аниқлаш ҳаракат билан боғлиқ бўлган. Шундай бирликлардан бири — қуёш суткаси — Қуёшнинг горизонтдан энг юқори нуқтадан кетма-кет икки марта ўтиши орасидаги вақт оралиғини (икки туш вақти оралиғи) ифодалайди. Катта вақт оралиқларини ўлчашда Ернинг Қуёш атрофида бир марта айланиш вақти — йилдан фойдаланилади. Кичик вақтларни ўлчаш учун эса сутка 24 соатга, соат 60 минутга, минут 60 секундга бўлинган. Шундай қилиб, секунд Қуёш суткасининг $1/86400$ қисмини ташкил қилади.

Узоқ вақтларгача астрономик кузатишлар вақтни аниқ ўлчашнинг бирдан-бир ягона воситаси бўлган. Соатнинг кашф этилиши одамларга вақт ўлчов бирликларини қайта тиклаш имконини берди. Соатлар мураккаблашиб борган сари уларнинг аниқлиги ҳам орта орта борди, бу ҳол Ернинг суткалик айланиши бир текис эмаслигини, сутканинг узунлиги кичик тебранишга эга эканлигини аниқлашга имкон берди. Шунинг учун вақт бирлигини белгилаш мақсадида бир йилдаги қуёш суткасининг ўртача қийматидан фойдаланилган, бунда аниқлик учун 1900 йил танлаб олинган, чунки юз йилда йилнинг узунлиги тахминан ярим секунд камаяр экан. Шундай қилиб, секунд 1990 йилги ўртача қуёш суткаси узунлигининг $1/86400$ қисмини ташкил этади деб қабул қилинди.

Физикада вақт ўлчовининг асосий бирлиги ҳисобланган секунднинг эталонини бундай аниқланиши ноқулай, чунки бундай эталонни аниқ қайд қилиш мумкин эмас. Атом физикасининг ривожланиши секунднинг янги эталонини белгилашга имкон берди, уни 35.16- § да кўриб ўтамиз.

1.9- §. Формулалардан ўлчов бирликларини келтириб чиқариш қондаси. Халқаро бирликлар системаси СИ. Физикада жуда кўп катталиклар мавжуд бўлиб, улар ҳар бири ўзининг ўлчов бирлигига эга. Бу ўлчов бирликларини ихтиёрий равишда танлаб олиш ҳисоблашни жуда ҳам мураккаблаштириб юборади, чунки турли физик катталиклар орасидаги ўзаро боғланишни ифодаловчи формулаларда фақат ўлчов бирликларининг танлаб олинишига боғлиқ бўлган сонли коэффициентлар пайдо бўлади.

Шундай қилиб, ўлчов бирликлари ихтиёрий танлаб олинганда барча физик формулаларни бирор пропорционаллик коэффициентлари билан ёзишга тўғри келади. Масалан, Ньютоннинг иккинчи қонунини $F = k_1 m a$ кўринишда ёзиш керак бўлади. F кучининг s йўлда бажарган ишининг формуласи $A = k_2 F s$ ва ҳ. к.

Аммо кўпчилик формулаларда мавжуд бўлган коэффициент k дан қутулиш, яъни уларни бирга тенглаш мумкин, бунинг учун асосий физик катталиклар деб қабул қилинган баъзи физик катталикларнинг ўлчов бирлигини ихтиёрий танлаб, қолган физик катталикларнинг ўлчов бирликларини формулалардан келтириб чиқариш керак. Масалан, механикада узунлик, масса, вақтни асосий катталиклар деб қабул қилиб, улар учун

Ўлчов бирликларини (масалан, метр, килограмм, секунд) танлаш мумкин, қолган механик катталикларнинг ўлчов бирликлари формулалардан келтириб чиқарилади. Мисол тариқасида куч ва ишнинг ўлчов бирликларини келтириб чиқарамиз.

Ньютон иккинчи қонунининг $F = k_1 m a$ формуласида агар масса бирга тенг, тезланиш бирга тенг ва куч ҳам бирга тенг бўлса, k_1 коэффициент ҳам бирга тенг бўлади. Масса ва тезланишларнинг ўлчов бирликларини билган ҳолда куч бирлигини ҳам юқоридаги шарт бажариладиган қилиб танлаб олишимиз мумкин. Бунда Ньютон иккинчи қонунининг формуласида k_1 ни ташлаб юбориб ёзиш мумкин:

$$F = ma.$$

Энди биз учун зарур бўлган куч ўлчови бирлигини танлаймиз. Бунинг учун m ва a ларнинг ўрнига уларнинг ўлчов бирликларини қисқартирилган ҳолда қўямиз ва сонлар ҳамда бирликлар устида алгебраик амаллар бажарамиз:

$$F = 1 \text{ кг} \cdot 1 \text{ м/с}^2 = 1 \text{ кг} \cdot \text{м/с}^2.$$

Ҳосил бўлган натижани куч ўлчови бирлиги деб қабул қиламиз ва бу бирликни ньютон деб атаймиз, $\text{кг} \cdot \text{м/с}^2$ ифодани эса ньютоннинг ўлчовлиги дейилади. Олинган натижани сўз билан қўйидагича ифодалаш мумкин: 1 кг массали жисмга 1 м/с^2 тезланиш бера олувчи куч ньютон (Н) деб аталади. Шундай қилиб,

$$1\text{Н} = 1 \text{ кг} \cdot \text{м/с}^2.$$

Шунга ўхшаш йўл билан иш бирлигини ҳосил қиламиз:

$$A = Fs = 1\text{Н} \cdot 1\text{м} = 1\text{Н} \cdot \text{м} = 1 \text{ кг} \cdot \text{м}^2/\text{с}^2 = 1\text{Ж}.$$

Агар ўлчов бирлиги изланаётган катталик ошкор ҳолда ифодаланмаган бўлса, у ҳолда формулага тенглама сифатида қаранган ҳолда бу катталик ҳарфий кўринишда топилди, сўнгра маълум бўлган ўлчов бирликлари қўйилади. Масалан, $s = vt$ йўл формуласидан фойдаланиб, тезлик бирлигини келтириб чиқарайлик. У ҳолда қўйидагини ёзамиз:

$$v = s/t = 1 \text{ м/1 с} = 1\text{м/с}.$$

Энди ўлчов бирлигини келтириб чиқариш қонидасини таърифлаймиз.

Бирор физик катталикнинг янги ўлчов бирлигини келтириб чиқариш учун:

1) ушбу катталик қатнашган ва бошқа барча катталикларининг ўлчов бирликлари аниқ бўлган формулани танлаш;

2) формуладан алгебраик равишда ушбу катталикнинг ҳарфий ифодасини топиш;

3) топилган ифодага ўлчов бирликлари аниқ бўлган барча катталикларни ўлчамликлари билан бирга қўйиш;

4) сон қийматлар ва ўлчамликлари устида тегишли барча алгебраик амалларни бажариш;

5) олинган натижани излаётган ўлчов бирлиги деб қабул қилиш ва унга ном бериш керак.

Мисол тариқасида қувват бирлигини келтириб чиқарамиз:

1) формула танлаб оламиз:

$$A = N \cdot t;$$

2) бу формуладан N ни топамиз:

$$N = \frac{A}{t};$$

3) иш ва вақт бирликларини ўрнига қўямиз:

$$N = \frac{1\text{Ж}}{1\text{с}} = \frac{1\text{кг}\cdot\text{м}^2/\text{с}^2}{1\text{с}};$$

4) амалларни бажарамиз:

$$N = 1 \frac{\text{кг}\cdot\text{м}^2}{\text{с}^3};$$

5) бу натижани қувватнинг ўлчов бирлиги деб қабул қиламиз ва уни в а т т (Вт) деб айтамиз; ваттнинг ўлчамлиги:

$$1\text{Вт} = 1 \frac{\text{кг}\cdot\text{м}^2}{\text{с}^3}.$$

Ихтиёрий, масалан, халқаро келишувлар асосида белгиланадиган бирликлар асосий бирликлар дейилади, формулалар ёрдамида келтириб (асосийдан) чиқариладиган бирликлар ҳосиллавий бирликлар дейилади. *Асосий бирликлар ва улардан келтириб чиқариладиган ҳосиллавий бирликлар мажмуи бирликлар системаси дейилади.*

Маълум бўлдики, механик бирликлар системасини ҳосил қилиш учун учта асосий бирликни белгилаш мақсадга мувофиқ экан, қолганлари формуладан келтириб чиқарилади. Юқорида келтирилган мисолларда қўйидагилар асосий бирликлар бўлди: узунлик бирлиги — 1 м, масса бирлиги — 1 кг ва вақт бирлиги — 1 с. Бу ерда қисқартирилган м, кг, с номлар асосий ўлчов бирликларининг ўлчамлиги деб аталади. Бу ўлчамликлар устида бажарилган амаллар натижаси ҳосиллавий бирликларнинг асосий бирликлардан қандай ҳосил бўлишини кўрсатувчи ҳосиллавий ўлчов бирликларининг ўлчамлиги дейилади.

Булардан кўриниб турибдики, асосий ўлчов бирликларини (асосий катталик деб қабул қилинган айти бир физик катталик бирлигини) ўзгартириб ёки бошқа физик катталикларни асо-

сийлар сифатида қабул қилиб, турли бирликлар системасини ҳосил қилиш мумкин.

Физик формулалар k коэффициент иштирокисиз ёзилаётган-лигидан, барча физик катталикларнинг сон қийматлари бир хил бирликлар системасида олингандагина ҳисоблашлар натижаси тўғри бўлади.

Ҳозирги вақтда ҳисоблашларда асосан халқаро бир-ликлар системаси, қисқача — СИ (интернационал система)дан фойдаланилади. Бу система еттита асосий бирликлардан тузилган:

- 1) узунлик бирлиги — метр (м);
- 2) масса бирлиги — килограмм (кг);
- 3) вақт бирлиги — секунд (с);
- 4) температура бирлиги — кельвин (К);
- 5) ток кучи бирлиги — ампер (А);
- 6) ёруғлик кучи бирлиги — кандела (кд);
- 7) модда миқдори бирлиги — моль (моль);

ва иккита кўшимча;

- 1) ясси бурчак бирлиги — радиан (рад);
- 2) фазовий бурчак бирлиги — стерadian (ср).

Бу бирликларнинг аниқ таърифлари кейинроқ шуларга оид материалларни ўтганда келтирилади.

1.10- §. Модданинг зичлиги. Бир хил моддадан ясалган жисмнинг массалари билан ҳажмларини ўлчаш уларнинг массалари ҳажмларига тўғри пропорционал эканлигини кўрсатади:

$$m = KV. \quad (1.4)$$

Бу ердаги K коэффициент ўлчов бирлигининг танланишига ва модданинг табиатига боғлиқ, чунки жисм массаси фақат унинг ҳажмига боғлиқ бўлмай, балки қандай моддадан ясалганига ҳам боғлиқдир.

Шунинг учун (1.4) формуладаги K коэффициентни, масса бирликларининг танланишига боғлиқлигини ифодаловчи k кўпайтувчи ва массанинг жисмни ташкил қилувчи модда турига боғлиқлигини ифодаловчи ρ кўпайтувчининг кўпайтмаси кўри-нишида ифодалаш мумкин:

$$K = k\rho.$$

У ҳолда (1.4) формула қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$m = k\rho V. \quad (1.5)$$

Юқорида айтиб ўтилганидек, (1.5) формуладаги k ни ёзмас-лигимиз мумкин. Чунки, ундан янги ўлчов бирлигини келтириб чиқаришда фойдаланилади:

$$m = \rho V. \quad (1.6)$$

Жисм массасининг модда турига ва ташқи шароитга боғлиқлигини характерловчи ρ катталиқ модданинг зичлиги дейилади. Зичлик бирлик ҳажмдаги модда массаси билан ўлчанади:

$$\rho = \frac{m}{V}. \quad (1.7)$$

Жисмнинг ҳажми босим ва ҳарорат ўзгариши билан ўзгаради. Демак, зичлик ҳам ташқи шароитга боғлиқ бўлар экан. Энди зичлик бирлигини келтириб чиқарамиз:

$$\rho = \frac{m}{V}; \quad \rho = \frac{1 \text{ кг}}{1 \text{ м}^3} = 1 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}.$$

СИ бирликлар системасида зичлик бирлиги қилиб қандай модданинг зичлиги олинадики, бу модданинг 1 м^3 ҳажмдаги массаси 1 кг бўлади. Ҳисоблашда модданинг зичлиги жадвалдан олинади.



Ї Б Ў Л И М

МОЛЕКУЛЯР ФИЗИКА ВА ИССИҚЛИҚ

2- БОБ. МОДДА ТУЗИЛИШИНING МОЛЕКУЛЯР-КИНЕТИҚ НАЗАРИЯСИ АСОСЛАРИ

2.1- §. Молекуляр-кинетик назариянинг асосий қондалари. Табиат ҳодисаларини кузатишда, шунингдек, турли кўринишдаги моддаларнинг хоссаларини ўрганишда моддаларнинг фавқуллодда хилма-хиллиги ва улар хоссаларининг турли-туманлиги кишини ҳайратга солади. Моддаларнинг ички тузилишини ўрганишга киришсак, нима учун моддалар бундай турли-туман хоссаларга эга эканлигини тушуниш мумкин.

Ўтган асрнинг бошларида инглиз олими Д. Дальтон табиат ҳодисаларининг кўпгина қонуниятларини атом ва молекулалар ҳақидаги тасавурлардан фойдаланиб тушунтириш мумкинлигини кўрсатди ва моддаларнинг молекуляр тузилишини илмий асослаб берди. Бизнинг асримиз бошларига келганда модда тузилишининг молекуляр-кинетик назарияси узил-кесил яратилди ва кўп тажрибаларда ўз тасдиғини топди. Бу назариянинг моҳияти нимадан иборат?

Барча моддалар молекуладан (лотинча «молес» — масса, «кула» — кичрайтивувчи суффикс) ташкил топган. *Модданинг унинг кимёвий хусусиятини сақлаш ва мустақил яшаш қобилиятига эга бўлган энг кичик зарраси молекула дейилади.*

Молекулалар атомлардан (грекча «атомос» — бўлинмас) ташкил топган, масалан, сув молекуласи иккита водород атомидан ва битта кислород атомидан иборат бўлиб, қуйидагича ёзилади: H_2O . Агар бирор табиат ҳодисасида молекула ўзгармаса, у вақтда модда ўзининг кимёвий хоссаларини сақлайди. Агар молекула ўзининг тузилишини ўзгартирса ёки алоҳида атомларга парчаланса, у ҳолда бошқа кимёвий ва физик хоссага эга бўлган янги кўринишдаги модда ҳосил бўлади. Масалан, сув молекуласи водород ва кислород атомларига парчаланиши мумкин. У вақтда сув ўрнида водород билан кислород газлари ҳосил бўлади. Ҳосил бўлган бу газларни ундан ҳам оддий моддаларга ажратиш мақсадида қилинган ҳаракатлар муваффақиятсиз чиқди.

Энг оддий ташкил этувчи қисмларга парчаланмайдиган моддалар кимёвий элементлар деб аталади, масалан: кислород, азот, қўрғошин ва ҳ.к. Ҳар бир кимёвий элементга

Менделеев жадвалида аниқ ўринга (аниқ номерга) эга бўлган атомлар мос келади. Атомларнинг гурпуага бирикиши модда молекулаларини ҳосил қилади. Бир хил молекулаларнинг мажмуаси муайян кўринишдаги моддани ҳосил қилади. Бу модданинг физик ва кимёвий хоссалари уларнинг молекулаларида мавжуд бўлган атомлар сонига ва уларнинг хилига боғлиқдир. Модданинг хоссалари, шунингдек, атомларнинг бир-бирига нисбатан қандай жойлашишига ҳам боғлиқ.

Масалан, карбон атомидан тузилган графит билан олмосни олсак, улар ички тузилиши нуқтаи назаридан фақат атомларининг бир-бирига нисбатан жойлашиши билан фарқ қилади. Шу билан бирга бу моддалар бир-биридан физик хусусиятлари билан кескин фарқ қилади: олмос ёруғлик нури учун шаффоф ва катта қаттиқликка эга, графит эса жуда юмшоқ ва ношаффоф бўлган материал. Ниҳоят, модданинг хусусияти яна ташқи шароит билан ҳам аниқланади. Буларнинг ҳаммаси молекулалар ва атомларнинг ҳар доим ўзаро таъсирлашиши ва кимёвий энергияга эга бўлиши натижасидир. Табиатда кузатиладиган жуда кўп ҳодисаларнинг бениҳоя хилма-хиллиги атом ва молекулаларнинг ҳаракати ва ўзаро таъсири билан тушунтирилади.

Модда тузилиши молекуляр-кинетик назариясининг асосий қондаларини таърифлаймиз:

1) *барча кўринишдаги моддалар молекулалардан тузилган бўлиб, улар молекулалараро оралиққа эга;*

2) *ҳар қандай модда молекулалари узлуксиз ва хаотик (тартибсиз) ҳаракатда бўлади;*

3) *молекулалар (атомлар) орасидаги унча катта бўлмаган масофада тортишиш кучлари ҳам, итаришиш кучлари ҳам таъсир этади; бу кучлар электромагнит табиатга эга.*

Бу қондаларни тасдиқловчи баъзи ҳодисаларни эслайлик. Газларнинг осон сиқилувчан эканлигини тажрибалар кўрсатади. Бу эса газ молекулалари орасида анчагина бўш фазо бор эканлигидан далолат беради. Суюқлик ва қаттиқ жисмлар газга нисбатан анча кам сиқилади. Бу эса суюқлик ва қаттиқ жисм молекулалари орасида ҳам бўш фазо борлигини, аммо у газ молекулаларидагига нисбатан жуда кичик эканлигини кўрсатади.

Ҳар хил газ ёки суюқлик, қаттиқ жисмларнинг суюқликларда эриши, суюқлик ва қаттиқ жисмларнинг буғланиши бир модда молекулаларининг иккинчи модда молекулалари билан ўзаро киришиб кетиши натижасидир.

Газ ўзи солинган идишнинг ҳажмини тўлиқ эгаллаши газ молекулаларининг узлуксиз хаотик ҳаракатда эканлигидандир.

Молекулаларнинг хаотик ҳаракатини кўпинча иссиқлик ҳаракати деб аталади, чунки у ҳарорат билан узвий боғлиқдир: ҳарорат қанча катта бўлса, молекуланинг иссиқлик ҳаракати шунча интенсив бўлиб, битта молекулага тўғри келувчи кинетик

тик, энергияси ҳам шунча катта бўлади. Модомики, кинетик энергия ҳаракат тезлигининг квадратига мутаносиб экан, *жисм иситилганда унинг молекулаларининг ҳаракат тезлиги ортади, ammo совитилганда — камаяди.*

Молекуляр физикада ўрганилаётган ҳодисалар жуда кўп сонли молекулаларнинг ҳаракати ва ўзаро таъсири билан аниқланади. Шунинг учун молекуляр дунёни характерловчи бундай ҳодисаларни тушунтиришда катталикларнинг фақат ўртача қиймати билан иш кўрилади.

2.2- §. Диффузия. Молекулаларнинг хаотик ҳаракатлари асосида тушунтириладиган, табиатда кўп тарқалган ҳодисалардан бири диффузия (лотинча «диффузио» — ҳамма ёққа тарқалиш) ҳодисасидир. Гулнинг ёки тайёрланаётган овқат ҳидининг тарқалиши диффузияга мисол бўла олади. Буғланиш туфайли катта гул букети яқинида хушбўй модда молекулаларининг концентрацияси катта бўлиб, молекулаларнинг хаотик иссиқлик ҳаракатлари натижасида хушбўй модда молекулалари ҳаво молекулалари билан аралашиб, ҳид хонага тарқалади. Бундай аралашиб ҳидли модда молекулалари концентрациясининг хона ҳажми бўйича бир хил бўлишига олиб келади.

Молекулаларнинг хаотик ҳаракати туфайли бирор модда концентрациясининг фазода бир хил бўлиш жараёнига диффузия дейилади. Юқорида ҳарорат кўтарилиши билан молекулалар ҳаракатининг ўртача тезлиги ортади деб гапирилган эди. Шунинг учун ҳарорат кўтарилиши билан диффузия тезлашиши керак, бунинг ҳамма тажрибалар тасдиқлайди.

Сууюқликларда диффузия ҳодисаси газлардагига қараганда анча секин боради. Агар бирор идишда олинган тоза сув устига чегараси аниқ кўринадиган қилиб бўялган спирт қуйилса, бир неча кундан кейин улар орасидаги аниқ чегара йўқолиб, сув ва спирт молекулаларининг ўзаро диффузияланиши туфайли спирт молекулаларининг сувнинг таркибига маълум чуқурликкача кириб борганлиги кузатилади. (Нима учун бу тажрибани оғирлик учун таъсири билан тушунтириш мумкин эмаслигини ўйлаб кўринг.)

Диффузия ҳодисаси қаттиқ жисмларда шунчалик секин борадики, бунинг бир неча ойлardan кейингина сезиш мумкин. Аммо иккита турли металлдан иборат пластинкаларни бир-бирига қаттиқ сиқиб, бир неча юз градус ҳароратда ушлаб турилса, металл атомларининг ўзаро диффузияланганлиги бир неча соатдан кейиноқ сезилади. Пластинкаларни бир-биридан ажратиб, сўнгра уларнинг юзларини текшириш орқали бу ҳодисани осонгина пайқаш мумкин.

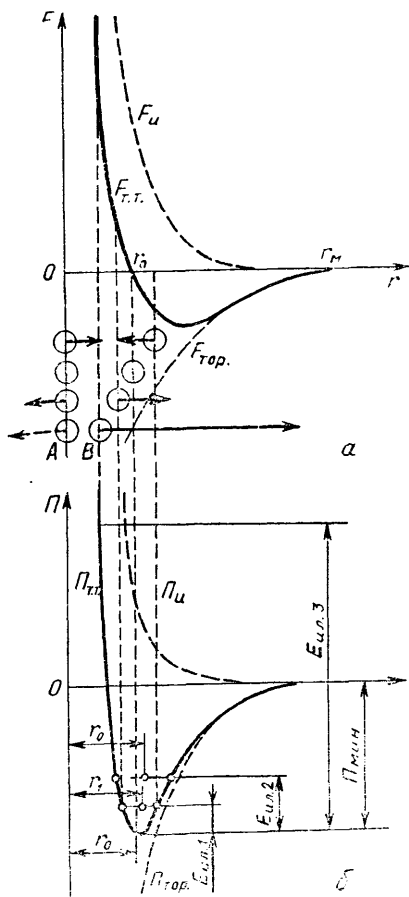
Нима сабабдан сууюқликларда бўладиган диффузия газлардаги диффузиядан, қаттиқ жисмлардаги диффузия эса сууюқликлардаги диффузиядан секинроқ ўтади? Равшанки, бу ҳол сууюқлик молекулалар газ молекулаларига нисбатан бир-бирига яқин жойлашган бўлиб, уларнинг ўзаро тортишиш кучлари диффузия жараёнининг секинлашишига сабабчи эканлиги би-

лан тушунтирилади. Қаттиқ жисмларда молекуляр кучлар суюқликлардагига нисбатан катта бўлганлигидан қаттиқ жисмларда диффузия ҳодисаси жуда ҳам секин боради.

2.3- §. Молекуляр ўзаро таъсир кучлари. Моддаларнинг тузилишини ўрганишда исталган молекула таркибига ҳам мусбат, ҳам манфий электр зарядлари кириши аниқланган. Бир хил исмли зарядлар орасида итаришиш ва турли исмли зарядлар орасида тортишиш кучлари мавжуд бўлганлиги учун молекулалар ўртасида итаришиш кучлари ва тортишиш кучлари таъсир этади. Бундан ташқари атом ва молекулаларнинг ҳаракатланувчи зарядлари орасида магнит ўзаро таъсир ҳам бўлиб, у молекулалардаги тортишиш ва итаришиш кучларининг тенг таъсир этувчисига ўз ҳиссасини қўшади.

Қаттиқ жисмлардаги молекуляр кучлар, турли кўринишдаги деформацияларда эластик кучлар ва жисм мустаҳкамлигини ифодаловчи кучлар кўринишида намоён бўлади. Бу кучлар жуда кичик масофаларда таъсир этади. Шунинг учун, масалан, синган чинни пиёланнинг бўлақларини бир-бирига жуфтлаштириб сиққанимизда ҳам у бутун бўлиб қолмайди, чунки улар орасидаги сезиларсиз тирқиш молекулалар оралиғига нисбатан жуда катта бўлиб, улар орасида молекулаларнинг ўзаро таъсир кучлари ҳосил бўлмайди. Аммо юмшоқ материал олсак, уни сиқиш орқали жуда кўп молекулалар оралиғини керакли масофагача келтириш мумкин. Бу вақтда жисмнинг бир-бирига сиқилган қисмлари шундай мустаҳкам тутиниб қоладики, уларни ажратиш қийин бўлади. Худди шу каби сирти тозаланган қўрғошин таёқчаларнинг ясси сиртларини бир-бирига қаттиқ сиқиш билан уларни мустаҳкам тутинтириш мумкин.

Таёқчалар сиртининг юзи 1 см^2 бўлганда 5 кг массали юкни



2.1- расм.

кўтара олади. (Қаттиқ жисмларни пайвандлаш ва елимлаш нимага асосланганлигини ўйлаб кўринг.)

Ўзаро таъсир кучлари исталган икки молекуланинг яқинлашишида ҳосил бўлади, ammo бу кучнинг катталиги молекулаларнинг табиатига боғлиқдир.

2.1-а расмда иккита A ва B молекулалар тортишиш ва итаришиш кучлари $F_{т.т.}$ тенг таъсир этувчисининг уларнинг марказлари орасидаги r масофага боғлиқлик графиги келтирилган. Графикни чизишда молекулаларнинг итаришиш кучи F_u мусбат, тортишиш кучлари $F_{тор}$ манфий деб олинган.

r_0 масофа молекулаларнинг турғун мувозанат ҳолатига мос келади, чунки бу ҳолда молекуляр кучларнинг тенг таъсир этувчиси нолга тенг бўлади. Молекулалар орасидаги масофа ўзгарганда уларни дастлабки ҳолатига қайтарувчи кучлар пайдо бўлади. Ҳақиқатан ҳам, графикдан кўриниб турибдики, молекулалар яқинлашганда итаришиш (мусбат) кучлари, улар узоқлашганда эса тортишиш (манфий) кучлар катта бўлади.

Молекулалар орасидаги молекулаларнинг ўзаро таъсир кучлари жуда кичик бўладиган ва уни эътиборга олмаслик мумкин бўладиган энг кичик масофа молекуляр таъсир радиуси (2.1-а расм, r_m) дейилади. У тахминан бир нанометр (нм) га тенг, яъни метрнинг миллиардан бир улушини ташкил этади ($1 \text{ нм} = 10^{-9} \text{ м}$).

2.4- §. Молекулаларнинг кинетик ва потенциал энергияси. Агар битта молекуланинг массасини m билан, унинг илгариланма ҳаракатдаги тезлигини v билан белгиласак, у ҳолда молекулалар илгариланма ҳаракатининг кинетик энергияси қуйидагига тенг бўлади:

$$E_{илг.} = \frac{mv^2}{2}.$$

Жисм молекулалари турли v тезликка ва $E_{илг.}$ энергияга эга бўлиши мумкин, шунинг учун жисм ҳолатини характерлашда илгариланма ҳаракатнинг ўртача энергияси $\bar{E}_{илг.}$ дан фойдаланилади:

$$\begin{aligned} \bar{E}_{илг.} &= \frac{E_{илг. 1} + E_{илг. 2} + \dots + E_{илг. N}}{N} = \\ &= \frac{1}{N} \left(\frac{mv_1^2}{2} + \frac{mv_2^2}{2} + \dots + \frac{mv_N^2}{2} \right), \end{aligned}$$

бунда N — жисмда мавжуд бўлган ҳамма молекулалар сони. Агар барча молекулалар бир хил бўлса,

$$\bar{E}_{илг.} = \frac{m}{2} \cdot \frac{v_1^2 + v_2^2 + \dots + v_N^2}{N} = \frac{m}{2} v_{\text{ўр. кв.}}^2. \quad (2.1)$$

Бу ерда $v_{\text{ур.к}}$ молекулалар хаотик ҳаракатининг ўртача квадратик тезлигини ифодалайди:

$$v_{\text{ур.к}} = \sqrt{\frac{v_1^2 + v_2^2 + \dots + v_N^2}{N}} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N v_i^2}. \quad (2.2)$$

Молекулалар орасида ўзаро таъсир мавжуд бўлганлиги учун жисм молекулалари кинетик энергиядан ташқари потенциал энергияга ҳам эга бўлади. Бошқа молекулалар билан таъсирлашмайдиган, яъни яккаланган молекуланинг потенциал энергиясини нолга тенг деб ҳисоблаймиз. У вақтда иккита молекула ўзаро таъсирлашганда итаришиш кучлари таъсирида ҳосил бўлувчи потенциал энергия мусбат, тортишиш кучлари ҳосил бўлувчи потенциал энергия манфий (2.1-б расм) бўлади. Чунки молекулаларнинг яқинлашишида итаришиш кучини енгиш учун иш бажариш керак, тортишиш кучи эса, аксинча, ўзи иш бажаради. 2.1-б расмда икки молекула ўзаро таъсир потенциал энергиясининг улар орасидаги r масофага боғланиш графиги келтирилган. Потенциал энергия графигининг унинг энг кичик қиймати яқинидаги қисми потенциал ўра деб, энергиянинг энг кичик қийматига тенг бўлган $P_{\text{мин}}$ катталик потенциал ўранинг чуқурлиги деб аталади.

Молекулалар кинетик энергияга эга бўлмаганда ($E_{\text{ил}} = 0$) улар тургун мувозанат ҳолатига мос келувчи r_0 масофада турган бўлар эди, чунки бу ҳолда молекуляр кучларнинг тенг таъсир этувчисини нолга тенг (2.1-а расмга қ), потенциал энергия эса минимум қийматга эга бўлади. Молекулаларни бир-биридан узоқлаштиришда молекулаларнинг ўзаро таъсир кучини енгиш учун миқдор жиҳатдан $P_{\text{мин}}$ га тенг бўлган иш бажариш зарур. Бошқача айтганда, молекулалар $P_{\text{мин}}$ потенциал тўсиқ баландлигидан ўта олиши керак.

Ҳақиқатда эса молекулалар ҳар доим кинетик энергияга эга бўлади. Шунинг учун улар орасидаги масофа узлуксиз ўзгариб r_0 дан катта бўлиши ҳам, кичик бўлиши ҳам мумкин.

Шундай қилиб, молекулалар ҳақиқатда кинетик энергияга эга бўлганликлари учун улар орасидаги масофа r_0 дан гоҳ катта, гоҳ кичик бўлиб ўзгариб туради. Агар B молекуланинг кинетик энергияси $P_{\text{мин}}$ мин дан кичик бўлса, масалан, $E_{\text{илг.1}}$ 2.1-б расмда, у вақтда молекула потенциал ўра ичида ҳаракатланади. B молекула молекулаларнинг тортишиш (ёки итаришиш) кучларини енгиб шундай масофагача A молекуладан узоқлашиши мумкинки, бунда унинг $E_{\text{илг.1}}$ кинетик энергияси батамом ўзаро таъсирнинг потенциал энергиясига айланади. Молекулаларни бу чегаравий ҳолати потенциал эгриликда потенциал ўра чуқурлигидан $E_{\text{илг.1}}$ сатҳдаги нуқталар орқали ифодаланади (2.1-б расм). Сўнгра тортишиш (ёки итаришиш) кучлари B молекулани бу чегаравий ҳолатдан бошқа ҳолатга отади. Шундай қилиб, ўзаро таъсир кучлари молекулаларни бир-биридан маълум r_1 ўртача масофада ушлаб туради.

Агар B молекуланинг кинетик энергияси $P_{\text{мин}}$ дан кичик бўлса, молекулалар потенциал ўра чегарасида ҳаракатланади, агар $P_{\text{мин}}$ дан

катта бўлса, молекулалар орасидаги масофа чексиз ортиши мумкин.

Молекулалар потенциал ўра чегарасида ҳаракатланганда молекулаларнинг кинетик энергияси ортиши ҳарорат, яъни жисм ҳароратининг ортиши билан улар орасидаги ўртача масофа ҳам ортиб боради (2.1-б расмдаги молекулаларнинг r_1 ва r_2 ҳолатларига қаранг). Қаттиқ ва суюқ жисмларнинг иситилишда кенгайиши шу асосда тушунтирилади.

Молекулалар орасидаги ўртача масофанинг ортиши потенциал энергия графигининг $P_{\text{мин}}$ дан чап томони ўнг томонига қараганда анча тик кўтарилиши билан тушунтирилади. Графикнинг бундай асимметриклиги r масофа ортганда итарилиш кучлари тортилиш кучларига нисбатан тезроқ камайиши натижасида ҳосил бўлади (2.1-а расмга қ.).

2.5-§. Модданинг агрегат ҳолатлари. Модда хоссаларини ўрганиш, моддаларни қаттиқ, суюқ ва газ ҳолатларда учратиш мумкинлигини кўрсатди ва бу кўпинча агрегат ҳолатлар дейилади, масалан: муз, сув ва сув буғи.

Модда ҳолатини уни ташкил қилувчи молекулаларнинг ҳаракатига ва уларнинг ўзаро таъсир кучларига боғлиқ эканлигини эсланг. Молекулалар орасидаги ўзаро таъсир кучи молекулаларни бир-бирига нисбатан маълум масофада сақлашга, молекулаларнинг хаотик ҳаракати эса барча фазо бўйича тарқатиб юборишга интилади. Бу иккала фактор ҳар бир модданинг маълум агрегат ҳолатини ифодалайди.

Иккита молекуланинг потенциал эргилигини (2.1-б расм) қараб чиқайлик. Ҳозирча молекуланинг илгариланма ҳаракат кинетик энергияси $E_{\text{илг}}$ кичик бўлиб, потенциал ўра чуқурлигида у тебранма ҳаракат қилади. Бир вақтда унинг кинетик энергияси ўзаро таъсир потенциал энергиясига айланади ва аксинча. Жисм молекулалари ҳар хил тезликка ва $E_{\text{илг}}$ катталиқка эга бўлиши мумкин, аммо молекулаларнинг ўртача кинетик энергияси $\bar{E}_{\text{илг}}$ нинг қиймати $P_{\text{мин}}$ дан анча кичик бўлгани учун молекула мувозанат ҳолати атрофида тебранма ҳаракатда бўлади ва модда қаттиқ ҳолатда бўлади.

Агар жисмни иситилса, $\bar{E}_{\text{илг}}$ ортиб бориб, $P_{\text{мин}}$ га яқинлаша боради, бу вақтда модда суюқ ҳолатга ўтади: баъзи $E_{\text{илг}} < P_{\text{мин}}$ бўлган молекулалар тебранма ҳаракатини давом эттираверади, лекин кўпчилик молекулаларни $\bar{E}_{\text{илг}}$ $P_{\text{мин}}$ дан катта бўлиб, улар янги ҳолатга ўтадилар: модда оқувчанликка эга бўлади.

Энди яна ҳам жисм ҳароратини орттирсак, $\bar{E}_{\text{илг}} > P_{\text{мин}}$ дан катта бўлиб, молекулаларнинг ўзаро тортиш кучлари уларни бир-бирига яқин ҳолатда ушлаб тура олмай, улар модда учун мавжуд бўлган фазо бўйича тарқаладилар, яъни модда газ ҳолатига ўтади.

Шундай қилиб, агар $\bar{E}_{\text{илг}} \ll P_{\text{мин}}$ бўлса, модда қаттиқ ҳолатда; агар $\bar{E}_{\text{илг}} \approx P_{\text{мин}}$, у вақтда суюқ ҳолатда; агар $\bar{E}_{\text{илг}} \gg P_{\text{мин}}$, бу вақтда модда газ ҳолатида бўлади.

Нега бир ҳароратда бир хил моддалар қаттиқ, баъзилари суюқ ва баъзилари газ ҳолатда бўлади, деган савол туғилади. Бу барча

моддалар учун потенциал эгриликнинг кўриниши бир хил бўлса ҳам, аммо потенциал ўра чуқурлиги $P_{мин}$ ва r_0 моддаларнинг табиатига боғлиқлиги орқали тушунтирилади. Шунинг учун бир хил ҳароратда T баъзи моддалар учун $\bar{E}_{илг} \ll P_{мин}$, бошқалари учун $\bar{E}_{илг} \approx P_{мин}$ ва учинчилари учун $\bar{E}_{илг} \gg P_{мин}$ бўлади. Демак, бир хил T ҳароратда ҳам баъзи моддалар қаттиқ, бошқалари суяқ ва учинчилари газ ҳолатда бўлар экан.

2.6- §. Ҳарорат (температура) ва жисмнинг ички энергияси тўғрисида тушунча. Одамлар ҳарорат тўғрисидаги дастлабки тасаввурга ушлаб сезиш орқали эга бўлганлар. Турли жисмларни қўл билан ушлаб кўриб, уларнинг ҳар хил исиганлигини фарқ этган ҳолда «совуқ жисм» ёки «иссиқ жисм» деб айта-миз. *Жисмнинг иссиқлик даражасини характерловчи катталики шу жисмнинг ҳарорати дейилади.*

Жисм ҳароратини ушлаб кўриб аниқлаш объектив эмас ва у одамни янглиштириши мумкин. Ҳақиқатан ҳам, агар стол устида бири пластмассадан, бошқаси металлдан ясалган иккита жисм ёнма-ён турган бўлса, биз уларни қўлларимиз билан қаттиқ қисиб ушлаганимизда металл жисмни пластмасса жисмга нисбатан совуқ деймиз, ваҳоланки, ҳақиқатда уларнинг ҳароратлари бирдайдир. Шунинг учун ҳароратни объектив ўлчаш учун махсус асбоб ясалган, унга термометр деб аталади. Оддий медицина термометри ва ҳаво ҳароратини ўлчовчи термометрларнинг ишлаш принциплари жисмларнинг иссиқликдан кенгайишига ва совуқдан сиқилишига асосланган. Бундан ташқари шундай термометрлар ҳам мавжудки, у моддаларнинг бошқа хоссаларига асосланган. Улар билан кейинроқ танишамиз.

Маълум бўлишича (2.1- §), ҳар бир жисмнинг ҳарорати уни ташкил этувчи молекулаларнинг ҳаракат энергияси билан узвий боғлиқ экан. Ҳарорат тушунчасининг физик маъноси қуйидагидан иборатдир: жисмнинг ҳарорати қанча юқори бўлса, унинг битта молекуласига тўғри келувчи ўртача кинетик энергия шунча катта бўлади. Демак, жисмни иситиш учун унга албатта энергия бериш, уни совитиш учун эса ундан энергия олиш керак.

Тажриба кўрсатадики, турли ҳароратли икки жисм бири-бирига теккизиб турилганда юқори ҳароратли жисм ҳар доим совийди, паст ҳароратли жисм эса ҳар доим исийди. Ушбу ҳол жисмлар ўртасида энергия алмашинуви бўлаётганлигидан далолат беради, бу алмашинув жисмларнинг ҳарорати тенглашиши билан тўхтайдди. Бундай энергия алмашинуви иссиқлик алмашинуви деб аталади. Демак, жисмларнинг ҳароратини ўлчаш билан биз иссиқлик алмашинуви натижасида қайси жисм энергия беришини ва қайси жисм энергия олишини олдиндан айта оламиз. Агар ўлчашлар жисмларнинг ҳароратлари бир хил эканлигини кўрсатса, бу ҳол жисмлардан ҳар бирининг энергияси ўзгармас сақланишини билдиради. Ҳарорат тушунчасининг асл моҳияти шундан иборат.

Одамнинг иссиқни ва совуқни сезиши у билан атроф-муҳит ўртасидаги энергия алмашинуви билан боғлиқдир. Агар атроф-муҳитнинг ҳарорати одам температурасидан юқори бўлса, у вақтда одам муҳитдан энергия олади ва иссиқликни сезади. Агар одамнинг ҳарорати муҳитнинг ҳароратидан паст бўлса, у вақтда одам энергия йўқотади ва совуқни сезади. Энергия алмашинуви қанча тез содир бўлса, одамнинг иссиқни ёки совуқни сезиши шунчалик сезиларли бўлади.

Энди нима учун одамга металл жисм пластмассага нисбатан совуқроқ бўлиб туюлганини тушуниш мумкин. Бу ҳол энергия қўлдан металл жисмга пластмассага қараганда тезроқ ўтганлиги ва биринчи ҳолда қўлнинг ҳарорати иккинчи ҳолдагига нисбатан тезроқ пасайганлиги билан тушунтирилади. (Бу жисмларнинг ҳароратлари бир хил ва одамнинг ҳароратидан юқори бўлганда уни қўл билан ушланганда одамда қандай сезги пайдо бўлишини ўйлаб кўринг.)

Иссиқлик алмашинуви ҳароратларини ўрганишда бирор жисмдаги энергия қандай қисмлардан ташкил топган ва иссиқлик алмашинуви вақтида улардан қайси бирлари ўзгаради деган савол туғилади.

Юқорида жисмларнинг молекулалари кинетик ва потенциал энергияга эга эканлигини аниқладик. Молекулалар ичидаги атомлар ва атом ичидаги электронлар ҳам кинетик ва потенциал энергияга эга бўлиб, улар кинетик энергия деб аталади. *Атом ядроси эса ядровий энергия деб аталувчи жуда катат энергияга эга. Жисмни ташкил қилувчи барча зарраларнинг кинетик ва потенциал энергиялари йиғиндиси шу жисмнинг ички энергияси деб аталади.*

Жисмнинг ичидаги айрим қисмлари орасида ҳар доим энергия алмашинуви бўлиб туради, аммо ташқи таъсир бўлмаганда жисмнинг ички энергияси ўзгармайди. *Жисмнинг ички энергияси фақат унинг ҳолати орқали аниқланади ва бу жисм қандай йўл билан бу ҳолатга тушиб қолганлигига боғлиқ бўлмаслигини тажриба кўрсатади.* Шунинг учун жисмнинг ёки жисмлар системасининг ички энергияси кўпинча ҳолат функцияси деб аталади. *Ички энергияси ўзгармас сақланувчи жисмлар системаси берк ёки яқкаланган система дейилади.*

Молекуляр физика соҳасига фақат молекулалар ўзгармайдиган ҳодисаларгина киради. Бундай ҳодисаларда жисм ички энергиясининг ўзгариши фақат уни ташкил этувчи молекулаларнинг кинетик ва потенциал энергияларининг ўзгариши ҳисобига бўлади. Худди шу жисм ички энергиясининг ўзгариши амалий аҳамиятга эгадир. Шунинг учун бу ҳолларда жисмнинг ички энергияси деганда *жисмдаги барча молекулаларнинг кинетик энергиялари билан уларнинг ўзаро таъсирлашиш потенциал энергиялари йиғиндисини* ёки қисқача, жисмнинг молекуляр-кинетик ва молекуляр-потенциал энергиялар йиғиндисини тушуниш мумкин.

3- БОБ. ГАЗ ҲОЛАТДАГИ МОДДАЛАРНИНГ МОЛЕКУЛЯР КИНЕТИК НАЗАРИЯСИ

3.1-§. Газ ҳолатдаги модданинг характеристикаси. Газ ҳусиятида асосий ролни тартибсиз ҳаракат ўйнашини эслайлик. Газ молекуласининг илгариланма ҳаракатидаги ўртача кинетик энергияси $E_{илг}$ уларнинг ўзаро таъсир энергиясидан анча каттадир (2.1-б расм қ.); уларнинг ўзаро таъсир кучлари молекулаларни бир-бирига яқин ҳолатда ушлаб тура олмаганлиги учун улар газга берилган умумий фазо бўйича тарқалиб юрадилар. Бундай шароитда молекулаларнинг ўртача оралиғи газ қамалган идишнинг ўлчами ва ундаги молекулаларнинг миқдори орқали аниқланади.

Агар молекулалар атрофида уларнинг таъсир доирасига тенг радиус билан сферик сирт чизсак, бу сирт билан чегараланган фазога молекуларнинг таъсир сфераси дейилади. Шу сфера ичига маркази жойлашган молекулаларгина ўзаро таъсирлаша оладилар.

Ҳисоблашлар кўрсатадики, нормал шароитда газ молекулалари орасидаги ўртача масофа 3 нм атрофида бўлади, қачонки молекуланинг таъсир доирасининг радиуси r тахминан 1 нм га тенг бўлса. Шундай қилиб, агар бирор пайтда қандайдир усул билан барча газ молекулаларининг атрофида молекулаларнинг таъсир сферасини чиза олсак, у вақтда бу сфералар йиғилгандаги умумий ҳажм газ эгаллаган умумий ҳажмнинг анча қисмини ташкил этади ва кўпчилик молекулалар бошқа молекулаларнинг таъсир доирасидан ташқарида жойлашиб қоладилар. Бу, молекулалар ўзаро тўқнашгунча (ёки идиш деворига урилгунча) тўғри чизиқли текис (инерцияси бўйича) ҳаракат қилишини кўрсатади. Тўқнашгандан сўнг у яна қайта тўқнашгунча тезлигини миқдор ва йўналиш жиҳатидан ўзгартириб янги ўзгармас тезлик билан ҳаракатини давом эттиради.

Молекулалар тўқнашган пайтда улар орасида $E_{илг}$ (2.1-расм) билан аниқланувчи итаришиш кучи ҳосил бўлади. $E_{илг}$ қанча катта бўлса, итаришиш кучлари ҳам шунча катта бўлади. Бошланғич ҳолатда молекулаларни бир-бирига яқинлаштириш кучи каттароқ бўлса (r_m дан r_0 гача бўлган қисм), $\bar{E}_{илг} \gg P_{мин}$ да эса, тортишиш кучига нисбатан итаришиш кучларининг қиймати анча катта бўлади. Шунинг учун, одатда газ молекулаларининг тортишиш кучлари ҳисобга олинмаса ҳам бўлади. Газ молекулалари тўқнашгандан кейин катта итаришиш кучлари таъсирида ҳар хил томонга учиб кетади.

$P_{мин}$ ва r_0 газ турига боғлиқ бўлганлиги учун $\bar{E}_{илг} \gg P_{мин}$ да потенциал ўра чуқурлиги, молекулаларнинг тартибсиз ҳаракатига ва ўзаро таъсирига деярли таъсир этмайди. Бу, барча ҳазларнинг хоссалари (нормал шароитда) кўп ҳолларда бир-бирига яқин эканлиги билан тушунтирилади.

Аммо газ қаттиқ сиқилган ҳолда молекулаларнинг ўртача ора-

лиқлари молекулалар таъсир доирасининг радиуси r_m га яқин бўлганда, молекулаларнинг ўзаро тортишиш кучларини ҳисобга олмасдан иложи йўқ. Газ қаттиқ совитилганда ($\bar{E}_{илг.}$ камайиши) ҳам газ молекулалари орасида тортишиш кучлар муҳим роль ўйнаб, у вақтда $\bar{E}_{илг.}$ $\gg P_{ин}$ шарт бажарилмайди. Бу ҳолларда ҳар хил газларнинг хоссаларида фарқ ҳосил бўла бошлайди.

Шундай қилиб, вақтнинг ҳар бир пайтида ўзаро таъсирлашувчи газ молекулалари умумий газ молекулаларининг кичик бир қисмини ташкил этади ва шу ўзаро таъсирда молекулаларнинг тортишишини амалда ҳисобга олмаслик мумкинлиги модда газ ҳолатининг ўзига хос характерини (жуда катта бўлмаган босимларда ва жуда паст бўлмаган ҳароратда) ифодалайди.

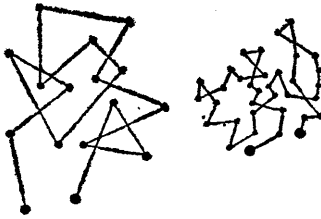
Газ молекуласининг иссиқлик ҳаракатини фақат илгариланма ҳаракатдан иборат деб қараш тавсия этилмайди. Агар молекула бир нечта атомдан иборат бўлса, улар тўқнашиши натижасида яна айланма ҳаракатга ҳам келади. Ҳарорат ортиши билан илгариланма ҳаракат тезлиги ортгани каби айланма ҳаракат тезлиги ҳам ортади, шунинг учун айланма ҳаракат ҳам иссиқлик ҳаракати ҳисобланади. Демак, кўп атомли молекулаларнинг илгариланма ва айланма ҳаракатлари иссиқлик ҳаракатини ташкил қилади.

Атомлар молекулалар ичида тебранма ҳаракат қилишлари мумкин, бироқ паст ва ўрта ҳароратларда уларнинг роли сезилмайди, қачонки жуда юқори ҳароратларда молекула таркибидаги атомларнинг иссиқлик ҳаракатига қўшган ҳиссалари сезиларли бўлишини қайд қилиш зарур.

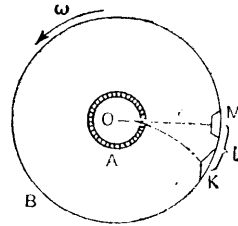
3.2- §. Броун ҳаракати. Газ молекулалари ҳаракатининг хаотиклиги оқибатида газларда қаттиқ жисм зарраларининг броун ҳаракати рўй беради.

Фақат микроскоп остида кўринадиган жуда кичик чанг зарраси хаотик ҳаракатдаги газ молекулалари орасига киритилган бўлсин. Бундай чанг зарраси молекулаларга нисбатан жуда катта (гигант) бўлади ва ҳаракатдаги молекулалар унга ҳамма томондан ҳар хил йўналишда келиб урилади. Бу зарблар чанг зарраси сиртида босим ҳосил қилади.

Эҳтимоллар назариясига асосан чанг зарраси молекулага нисбатан қанча катта бўлса, молекулаларнинг чанг заррасига урилиш кучининг тенг таъсир этувчиси вақтнинг бирор пайтида шунча нолга яқин бўлади. Аммо молекулаларнинг хаотик ҳаракати натижасида тенг таъсир этувчи куч катталики ва йўналиш жиҳатидан узлуксиз ўзгариб туради ва вақтнинг муайян пайтларида шундай қийматга эришадими, фазода чанг заррасини сезиларли силжитиш учун етарли бўлади. Тенг таъсир этувчининг бундай флукутацияси (нолдан фарқ қилиши) тартибсиз характерда бўлгани сабабли, чанг зарраси фазода хаотик силжий бошлайди. Агар бундай чанг зарраларининг ҳаракатини микроскоп орқали кузатсак, у ҳолда улар кўпроқ бир



3.1- расм.



3.2- расм.

жойда тўқнашади ва чанг зарраси қанча йирикроқ бўлса, унинг ҳаракати шунча секинроқ бўлади (3.1- расм).

Чанг заррасининг хаотик ҳаракатланаётган молекулалар зарби туфайли ҳаракатланиши броун ҳаракати деб аталади. Бу ҳаракат ҳаракатланувчи молекулаларнинг жуда секинлатилган ҳаракати таъсирига ўхшаб кетади. Кузатишлар кўрсатадики, температура ортиши билан броун ҳаракатининг интенсивлиги кучаяди, температура пасайиши билан у камаяди.

Бу ҳаракатни биринчи марта 1827 йили инглиз олими Р. Броун лойқалатилган сув томчисини микроскоп остида кузатиш орқали пайқаган. Броуннинг ўзи лой зарраси ҳаракатининг сабабини аниқлай олмаган.

Броун ҳаракати — молекуляр-кинетик назариянинг тўғри эканлигини тасдиқловчи энг муҳим ҳодисалардан биридир. Бу ҳодиса суюқлик ва газларда молекулалар ҳаракатининг характери тўғрисида яққол тасаввур ҳосил қилади.

3.3- §. Газ молекулаларининг ҳаракат тезлигини ўлчаш. Штерн тажрибаси. Диффузия ҳодисаси ва броун ҳаракатини ўрганиш газ молекулаларининг хаотик тезлиги тўғрисида баъзи тасаввурларга эга бўлишга имкон беради. Уни аниқлаш учун хизмат қилувчи содда ва яққол тажрибалардан бири 1920 йили О. Штерн қилган тажрибадир. Бу тажрибанинг моҳияти қуйидагидан иборат .

О ўқ (3.2- расм) атрофида айлана оладиган горизонтал столча устига перпендикуляр равишда *A* ва *B* цилиндрик сиртлар маҳкамланган. *B* сирт — яхлит, *A* сиртда эса *O* ўққа параллел ингичка тирқиш бор. *O* ўқ сифатида электр занжирига уланадиган, кумушланган вертикал платина сим хизмат қилади. Симдан ток ўтганда у қизийди (чўғланади) ва сим сиртдаги кумуш буғланади. Кумуш молекулалари ҳамма томонга учиб чиқади ва асосан *A* цилиндр сиртининг ички томонига ўтиради. Бу сиртнинг ингичка тирқишидан учиб чиқувчи кумуш молекулалари оқими *B* сиртнинг *M* соҳасига ўтиради. *M* соҳага ўтирувчи қатламнинг кенглиги *A* сиртдаги тирқиш кенлигига боғлиқ. Кумуш молекулалари ҳаво молекулалари билан тўқнашиб сочилиб кетмаслиги учун бутун қурилма ҳавоси сўриб олинадиган ғилоф остига жойлаштирилади. *A* сиртдаги тирқиш қанча ингичка бўлса, *M* соҳадаги қатлам ҳам шунча

ингичка бўлади ва молекулаларнинг ҳаракат тезлиги шунчалик аниқ топилади.

Тезлик v ни аниқлаш гоёси қуйидагича. Агар қурилмани O ўқ атрофида ўзгармас ω бурчак тезлик билан айлантирилса, молекулаларнинг тирқишдан B сиртгача етиб келиши учун кетган t вақт давомида B сирт бурилади ва бунда молекулаларнинг учиб келиб ўтириш соҳаси M дан K га силжийди. Демак, молекуланинг r радиус бўйича учиш вақти билан B сиртдаги M нуқтанинг $l = \overset{\frown}{KM}$ масофага силжиш вақти бир хил бўлади. Молекула бир текис учгани сабабли

$$t = \frac{r - r_A}{v} \quad (3.1)$$

бўлади, бунда v — изланаётган тезлик, r_A — A сиртнинг радиуси. B сирт нуқталарининг чизикли тезлиги ωr бўлгани учун t вақтни бошқа формула билан ифодалашимиз мумкин:

$$t = \frac{l}{\omega r}. \quad (3.2)$$

Шундай қилиб,

$$\frac{r - r_A}{v} = \frac{l}{\omega r}. \quad (3.3)$$

ωr ва r_A тажриба давомида ўзгармайди ва улар олдиндан аниқланган бўлади, шунинг учун l ни ўлчаб молекулалар тезлиги v ни топиш мумкин. Штерн тажрибасида бу тезлик 500 м/с га яқин эканлиги топилган.

Қурилма узоқ вақт ҳаракатланганда K соҳадаги қатлам ёйилганроқ бўлади, бундан B сиртига кумуш молекулалари турли тезлик билан учиб келади, деган хулоса чиқариш мумкин. Молекулалар тезликларининг ўртача қийматини қуйидаги формула билан ифодалаш мумкин:

$$\bar{v} = \frac{v_1 + v_2 + \dots + v_n}{n} = \frac{\sum_{i=1}^n v_i}{n}. \quad (3.4)$$

Мисол тариқасида 0°C ҳароратда водород ва азот молекулаларининг ўртача тезликлари қийматларини келтирамиз, бу тезликлар мос равишда 1840 ва 493 м/с га тенг. K соҳадаги қатлам қалинлигининг ўзгариши молекулаларнинг ҳаракат тезликлари бўйича тақсимооти тўғрисида тасаввур ҳосил қилади. Молекулаларнинг бир қисми ўртача тезлик \bar{v} дан бир неча марта катта тезликка эга бўлар экан.

(3.2-расмда тезлиги ўртача тезлик \bar{v} дан катта бўлган молекулаларнинг қолдирган излари қаерда O ўтказгичдан ўтаётган ток кучайтирилса, қатлам ҳолати қандай ўзгаришини ўйлаб кўринг.)

3.4-§. Молекулаларнинг хаотик ҳаракат тезликлари бўйича тақсимооти. Агар ўзгармас ҳажми эгаллаган, вақт ўтиши билан ҳарорати ва босими ўзгармас бўлган бирор миқдор газ берилган бўлса, у вақтда газ аниқ бир ҳолатга эга дейилади. Агар газ эгаллаган фазода босим ва ҳарорат кузатиш

давонида бирдай қийматга эга бўлса ва ўзгармаса, газнинг бундай ҳолатини мувозанат ҳолат дейилади. Ташқи шаронт ўзгармас бўлганда бундай ҳолатдаги газ етарлича узоқ вақт туриши мумкин.

Машҳур инглиз олими Ж. Максвелл (1831—1879 йй) мувозанат ҳолатдаги газ молекулаларининг хаотик ҳаракатини назарий равишда ўрганиб, молекулаларнинг ҳаракат тезлиги турли қийматларга эга эканлигини аниқлаган. 1850 йилда Максвелл мувозанат ҳолатдаги газ молекулаларининг хаотик ҳаракат тезликлари бўйича тақсимоли қонунининг математик ифодасини эҳтимоллар назарияси ёрдамида аниқлашди.

Газ молекулаларининг умумий сони n бўлсин. Тезлик катталиклари v_1 ва v_2 орасида бўлган молекулалар сонини Δn билан белгилаймиз. У ҳолда $\Delta n/n$ нисбат $\Delta v = v_2 - v_1$ интервалдаги тезликда ҳаракатланувчи молекулалар сони умумий молекулалар сонининг қанча қисмини ташкил қилишини кўрсатади.

Маълум бўлишича, масалан, азот молекулалари учун $\Delta v_1 = (405 - 400) \text{ м/с} = 5 \text{ м/с}$ ва $\Delta v_2 = (505 - 500) \text{ м/с} = 5 \text{ м/с}$ тезликлар интервали олинса, у ҳолда тезлик интервали миқдор жиҳатидан бир хил бўлса ҳам, бу интервалдаги молекулалар сони турлича бўлади. Бу, тайинли ҳароратда баъзи ҳаракат тезликдаги газ молекулалари кўпроқ, бошқалари — камроқ бўлишидан далolat беради.

Δv тезликлар интервалида ётувчи молекулаларнинг нисбий сони қуйидаги формула орқали ифодаланади:

$$\frac{\Delta n}{n} = y \Delta v. \quad (3.5)$$

Бунда y молекулалар хаотик ҳаракати тезлигининг миқдорига боғлиқ, яъни унинг функцияси эканлигини англатади:

$$y = f(v).$$

Шундай қилиб,

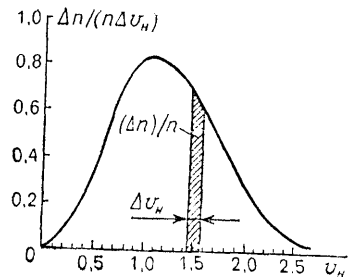
$$\frac{\Delta n}{n} = f(v) \Delta v \quad (3.6)$$

ёки

$$f(v) = \frac{\Delta n}{n \Delta v}. \quad (3.6 a)$$

Бу $f(v)$ нинг v тезликка қандай боғлиқлигини ифодаловчи формула хаотик ҳаракат қилувчи молекулаларнинг тезликлар бўйича тақсимоли функцияси ёки Максвелл функцияси дейилади. Максвелл функциясининг математик кўриниши мураккаб бўлганлиги учун биз бу функциянинг фақат графигини (3.3-расм) келтираемиз. Максвелл функциясининг максимум қийматига тўғри келувчи тезлик энг катта эҳтимолли тезлик дейилади ва v_3 билан белгиланади. Графикнинг горизонтал ўқи бўйича молекулалар ҳаракатининг нисбий тезлиги $v_{\text{нис}} = \frac{v}{v_3}$ қўйилган.

Агар тезлик интервали $\Delta v_{\text{нис}}$ катталигининг кичик қиймати берилса, у ҳолда шу тезлик интервалдаги молекулаларнинг нисбий сони 3.3-расмда штрихланган юздан иборат бўлади. (3.3-расмдан фойдаланиб, қуйидагиларни тушунтиринг: 1) Нима учун Максвелл функциясининг максимумига тўғри келувчи тезлик энг катта эҳтимолли тезлик дейилади? 2) Нима учун ўртача тезлик энг катта эҳтимолли тезликдан катта? 3) Максвелл функцияси графиги ва абсцисса ўқи билан чегараланган юз нимани ифодалайди?)



3.3-расм.

3.5- §. Атомлар ва молекулаларнинг ўлчамлари ва массалари. Физика ва кимёда кимёвий элементлар атомлари ва молекулаларининг ва уларнинг таркибидаги зарраларнинг ўлчамларини аниқ топишга имкон берувчи кўп усуллар мавжуд. Қуйида шу усуллардан баъзилари қараб чиқилади. Агар молекулаларни шартли равишда шарчалар деб қаралса, кўпчилик ҳолда уларнинг диаметрлари бир неча нанометр ($1 \text{ нм} = 10^{-9} \text{ м}$) тартибида бўлади. Масалан, сув молекуласи (H_2O) нинг диаметри $0,26 \text{ нм}$.

Молекулалар шундай кичикки, уларнинг ўлчамларини фақат таққослаш усули билан тасаввур қилишимиз мумкин. Шундай таққослашга бир мисол келтирамиз. Олма Ер шаридан неча марта кичик бўлса, сув молекуласи ҳам олмадан шунча марта кичикдир. Органик моддалар, хусусан полимерлар молекулалари минглаб атомлардан иборат бўлгани учун катта-роқ ўлчамга эга эканлигидан уни биз сезамиз.

Одатдаги масштабга асосан молекулаларнинг массалари ҳам жуда кичик экан. Масалан, кислород молекуласининг (O_2) массаси $53,5 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$, водород молекуласининг (H_2) массаси эса $3,34 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$. Табиатдаги энг енгил водород атомининг (H) массаси $1,672 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$ га тенг.

Амалда атомлар ва молекулаларнинг массаларини килограмм ёки граммлар ҳисобида ўлчаш ноқулайдир. Шунинг учун янги қўшимча бирлик — *м а с с а н и н г а т о м б и р л и г и* киритилди. *Углерод изотопи C^{12} массасининг 1/12 қисми массанинг атом бирлиги деб қабул қилинган*, қисқача — *м. а. б.*

Массанинг атом бирлигида ифодаланган молекулалар (атомлар) массаси нисбий молекуляр (атом) масса деб аталади. У модда молекуласининг массаси C^{12} углерод изотопи массасининг 1/12 қисмидан неча марта катталигини кўрсатади. Масалан, водород молекуласининг нисбий массаси $2,01594$ га, азот молекуласиники эса $28,0134$ га тенг. Аниқ ўлчашлар $1 \text{ м. а. б} = 1,660 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$ эканлигини кўрсатди. Шундай қилиб, атом бирликларида ифодаланган молекула массаси $m_{\text{нис}}$ ни билган ҳолда унинг кг ҳисобида ифодаланган m массасини қуйидаги формуладан топиш мумкин:

$$m = m_{\text{нис}} \cdot 1,660 \cdot 10^{-27} \text{ кг.} \quad (3.7)$$

3.6- §. Авогадро сони ва Лошмидт сони. Водород ва азот газлари берилган бўлсин. Мулоҳазаларни соддалаштириш учун улар молекулаларининг нисбий массалари мос равишда 2 ва 28 га тенг деб ҳисоблаймиз. Агар 2 кг водород ва 28 кг азот олсак, бу олинган водород ва азот массаларидаги молекулалар сони тенг бўлади. Ҳақиқатдан, бу газларнинг массалари 14 мартага фарқ қилади ва битта азот молекуласининг массаси водород молекуласининг массасидан 14 марта катта. Бу деган сўз бизнинг мисолимизда водород ва азот молекулалари сони бирдай, демакдир.

Кўп амалий масалаларни ҳал қилишда газларнинг молеку-

лалар сони бирдай бўлган порциялари олинади. Шунинг учун турли ҳисоблашларда моль тушунчасидан фойдаланилади. *Граммлар ҳисобида олинган, массаси нисбий молекуляр массасига ($m_{\text{нис}}$) тенг бўлган модда миқдори моль дейилади.*

Бу таърифдан кўринадики, ихтиёрий модданинг бир моль массаси (моляр масса)

$$\mu = m_{\text{нис}} [\text{г/моль}] = m_{\text{нис}} \cdot 10^{-3} [\text{кг/моль}] \quad (3.8)$$

бўлади.

Юқорида келтирилган мисолдан кўринадики, ҳар қандай модданинг бир моли (моли)даги молекулалар сони бир хилдир. *Бир моль моддадаги молекулалар сонига Авогадро сони дейилади ва N_A билан белгиланади.*

Агар нисбий молекуляр массаси аниқ бирга тенг бўлган моддани фикран тасаввур этсак, у ҳолда бу модданинг 1 моли 1 кг ёки 10^{-3} кг массага эга бўлади. Бундай модданинг битта молекуласи 1 м. а. б. = $1,660 \cdot 10^{-27}$ кг массага эга, шунинг учун Авогадро сонини қуйидагича топишимиз мумкин:

$$N_A = \frac{10^{-3} \text{ кг/моль}}{1,660 \cdot 10^{-27} \text{ кг/молекула}} \approx 6,02 \cdot 10^{23} \frac{\text{молекула}}{\text{моль}}.$$

Ҳар хил ҳисоблаш жараёнида моддалар фақат молекулалардан иборат деб тасаввур қилиб бўлмайди, балки атомлар, ионлар, электронлар ёки бошқа зарралардан, яъни қандайдир таркибий элементларидан ҳам иборат бўлиши мумкин. Шунинг учун умумий ҳолда *моль деб модда миқдори (таркибий элементлари кўринишидаги қандайдир аниқ насаб) граммларда олинган масса бўлиб, берилган элементининг нисбий массасидир.* Бир молдаги таркибий элемент миқдори ҳар доим бир хил бўлиб, Авогадро доимийлиги N_A га тенглиги тушунарлидир.

СИ да моль асосий бирликларнинг бири эканлигини эслатамиз. Кўпинча, модданинг киломоль (кмоль) тушунчасидан ҳам фойдаланилади: 1 кмоль = 1000 моль. Газларнинг хоссаларини тажриба ёрдамида ўрганилганда *нормал шароитда ҳар қандай газнинг 1 моли $22,4 \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-2}$ ёки 22,4 л ҳажми эгаллаши аниқланган.* Тажрибанинг бу натижаси кимёда машҳур бўлган Авогадро қонунига мос келади: *бирдай босим ва бирдай ҳароратда тенг ҳажмда олинган турли газ молекулаларининг сони тенг бўлади.*

Нормал шароитда birlik ҳажмдаги газ молекулалари сонига Лошмидт сони дейилади ва n_L билан белгиланади. Авогадро сонини нормал шароитдаги киломоль ҳажмига бўлинса, Лошмидт сони келиб чиқади:

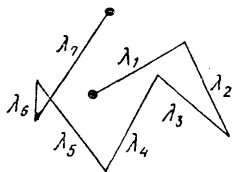
$$n_L = \frac{6,02 \cdot 10^{23} \text{ молекула/моль}}{22,4 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{моль}} \approx 2,7 \cdot 10^{25} \text{ молекула/м}^3.$$

3.7-§. Газ молекуласининг тўқнашишлар сони ва эркин югуриш йўли узунлиги. Хаотик ҳаракат натижасида газ мо-

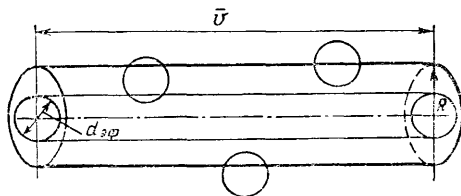
лекуллари бир-бири билан жуда кўп марта тўқнашиши тўғрисида юқорида айтилган эди. Нормал шароитда ҳар бир молекула ҳар бир секундда бошқа молекула билан ўртача 10^9 мартага яқин тўқнашар экан. Бу ерда молекулаларнинг тўқнашишини шартли қабул қилиш керак, чунки молекулалар орасида доимо итаришиш кучлари мавжуд бўлганлиги учун улар ҳеч қачон бир-бирларига тўла теккунича яқинлаша олмайди (2.1-расм).

Молекулаларнинг бир-бирларига яқинлашиш масофаси уларнинг ҳаракат тезлигининг ўзаро йўналишига ва уларнинг илгариланма ҳаракатдаги кинетик энергияларининг катталигига, яъни ҳароратга боғлиқдир. Демак, тажрибадан аниқланган молекула диаметрлари ҳароратга боғлиқ бўлиб, молекулалар ўлчамларини тахминан характерлайди. Шунинг учун бундай усулда аниқланганда молекула диаметрларининг сон қийматларига молекулаларнинг эффектив диаметлари дейлади.

Кетма-кет икки тўқнашиш орасида учиб ўтган масофани молекуланинг эркин югуриш йўли деб аталади ва λ (грекча «ламбда») билан белгиланади. Молекуланинг айрим тўқнашишлардаги эркин югуриш йўллари бир-биридан фарқли қийматларга эга бўлиши мумкин (3.4-расм) лекин барча газ мо-



3.4-расм.



3.5-расм.

лекуллари учун ўртача югуриш йўли узунлиги деярли бир хил. Шунинг учун ўртача эркин югуриш йўли узунлиги

$$\bar{\lambda} = \frac{\lambda_1 + \lambda_2 + \dots + \lambda_z}{z} \quad (3.9)$$

дан фойдаланилади. Агар \bar{z} газ молекулаларининг бир секундда ўртача тўқнашишлари сони бўлса, (3.9) формуланнинг суратидаги йигинди молекуланинг l с да ўтган масофасини, яъни ўртача тезлиги \bar{v} ни ифодалайди. Шундай қилиб,

$$\bar{\lambda} = \frac{\bar{v}}{\bar{z}} \quad (3.9a)$$

Нормал шароитда ҳаво молекуласи учун $\bar{\lambda} = 10^{-7}$ м га ёки 0,1 мкм га яқин бўлади. Ҳисоблашлар кўрсатадики, нормал шароитда ҳаво эгаллаган фазонинг 0,04% и молекулаларнинг

ўз ҳажмларига тўғри келади. Фазонинг қолган 99,96% и молекулалардан холи бўлган ҳажмдир.

Молекулаларни ҳар секундда тўқнашишлари сонини хомаки ҳисоблаб чиқайлик. Молекуланинг 1 секундда ўтган йўлини узунлиги v га тенг бўлган тўғри чизиқ орқали шартли белгилаймиз (3.5-расм). Атроф фазода бирлик ҳажмга n_0 молекулали тўғри келади, дейлик. У вақтда биз кузатаётган молекула тўғри чизиқли ҳаракатланиб, диаметри молекуланинг эффектив диаметри d_3 га тенг бўлган R радиусли цилиндр марказида ётувчи барча молекулаларни илаштириб кетади.

Бу цилиндрининг ҳажми $\pi R^2 \bar{v} = \pi d_3^2 \bar{v}$ га тенг, шу сабабли бу ҳажмдаги ҳамма молекулалар сони $\pi d_3^2 \bar{v} n_0$ бўлади. Худди шу молекулалар билан 1 с давомида тўқнашиб чиқади. Шундай қилиб, $\bar{z} = \pi d_3^2 \bar{v} n_0$. Аниқроқ ҳисоблашлар кўрсатадики,

$$\bar{z} = \sqrt{2} \pi d_3^2 \bar{v} n_0. \quad (3.10)$$

Биз кузатаётган молекула \bar{v} тезлик билан ҳаракатланаяптики, унинг йўлидагилар эса тинч турибди деб қарадик. Ҳақиқатда улар ҳам ўртача \bar{v} тезлик билан ҳаракатланадилар. Шунинг учун кузатаётган молекула ўртача тезлиги \bar{v} ўрнига бошқа молекулаларга нисбатан ўртача тезлик $\bar{v}_{\text{нис}}$ га эришиши керак. Тўқнашаётган молекулаларнинг тезлик векторлари орасидаги бурчак 0° дан 180° га бўлиши мумкин; бурчакнинг ўртача қиймати (90°) учун

$$\bar{v}_{\text{нис}} = \sqrt{\bar{v}^2 + \bar{v}^2} = \bar{v} \sqrt{2}$$

\bar{z} нинг бу (3.10) қийматини (3.9 а) га қўйсак, қуйидаги ҳосил бўлади:

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{2} \pi d_3^2 n_0}. \quad (3.11)$$

3.8-§. Газ босими. Манометрлар. Газ молекулалари жисм сиртига урилиб, масалан, идиш деворларига урилиб, унга босим кўрсатади. Газ молекулаларининг илгариланма ҳаракатдаги кинетик энергияси ва уларнинг бирлик ҳажмдаги сони қанча катта бўлса, босим шунча катта бўлади. Босим юз бирлигига таъсир этувчи куч билан ўлчанишини эслаймиз:

$$p = \frac{F}{S}. \quad (3.12)$$

Босим бирлигини келтириб чиқарамиз (СИ да):

$$p = \frac{1 \text{ Н}}{1 \text{ м}^2} = 1 \frac{\text{Н}}{\text{м}^2} = 1 \frac{\text{кг} \cdot \text{м}/\text{с}^2}{\text{м}^2} = 1 \frac{\text{кг}}{\text{м} \cdot \text{с}^2} = 1 \text{ Па}.$$

Си системасида босим бирлиги қилиб п а с к а л ь қабул қилинган. 1 м² юзга нормал равишда 1 Н босим кучи билан таъсир қилувчи босимга паскаль дейилади.

Амалда яна бошқа босим бирликларни қўлланилади: техник атмосфера, миллиметр симоб устуни, физик атмосфера.

Техник атмосфера (ат) деб, 1 см^2 юзда нормал равнишда 1 кг куч таъсирида ҳосил бўлувчи босимга айтилади:

$$1 \text{ ат} = \frac{1 \text{ кг} \cdot \text{куч}}{1 \text{ см}^2} = 9,81 \cdot 10^4 \frac{\text{Н}}{\text{м}^2} = 9,81 \cdot 10^4 \text{ Па.}$$

Миллиметр симоб устунни деб (мм сим. уст.) горизонтал сиртга баландлиги 1 мм бўлган симоб устунининг берадиган босимга айтилади. Бунда суюқлик ичида h чуқурликдаги босим унинг оғирлиги туфайли ҳосил бўлгани учун, босим қуйидаги формула ёрдамида ҳисобланади:

$$p = \rho gh, \quad (3.13)$$

қуйидаги муносабатни осонгина ҳосил қилиш мумкин:

$$1 \text{ мм сим. уст.} = 13,6 \cdot 10^3 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3} \cdot 9,81 \frac{\text{м}}{\text{с}^2} \cdot 10^{-3} \text{ м} = 133 \text{ Па.}$$

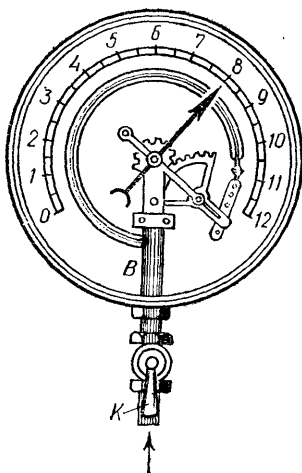
Физик атмосфера (атм) деб горизонтал сиртга баландлиги 760 мм бўлган симоб устунининг берадиган босимга айтилади:

$$1 \text{ атм} = 1,033 \text{ ат} = 1,013 \cdot 10^5 \text{ Па.}$$

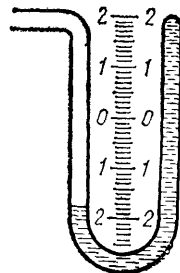
Бу қиймат нормал атмосфера босими деб қабул қилинган.

Босимни ўлчаш учун хизмат қиладиган асбоб манометр дейилади. Газларнинг катта босимларини металл манометрлар (3.6-расм) ёрдамида ўлчанади. Унинг асосий қисми букилган металл A най ҳисобланади. Унинг очиқ учи B найга пайванд қилинган, ёпиқ учи эса стрелкага уланган. Агар K жўмрак очилса, газ A най орқали ҳаракатланади ва уни керади. Бунга сабаб шуки, A найдаги босим барча йўналишда бир хил бўлиб, A найнинг қавариқ сирти ботиқ сиртидан катта эканлиги натижасида найнинг ички томонидан қавариқ сиртига ботиқ сиртига нисбатан катта куч таъсир этади ва A найни кериб, унинг учи стрелкани асбоб шкаласи бўйича ҳаракатлантиради.

Жуда кичик босимларни (вакуум) ўлчаш учун суюқликли берк манометр қўлланилади (3.7-расм). Агар босим



3.6- расм.



3.7- расм.

кичик бўлган идишга манометрнинг очиқ учи уланса, берк тирсакдаги суyoқлик сатҳи пасаяди. Манометрнинг ёпиқ ва очиқ тирсақларидаги суyoқлик устунларининг фарқини аниқлаш орқали идишдаги босимни ҳисоблаш мумкин.

3.9- §. Вакуум ҳақида тушунча. Ер сирти атрофини ўраб олган атмосферада бирлик ҳажмдаги молекулалар сони Лошмидт сони n_L билан аниқланади (3.6- § га қ.) Агар газ эгалланган бирор фазода, бирлик ҳажмдаги молекулалар сони n_0 Лошмидт сони n_L дан кичик бўлса, у ҳолда бу берк фазода сийраклаштирилган газ (вакуум) бор деб ҳисобланади. Берк фазода газ қанча кўп сийраклаштирилган бўлса, яъни концентрацияси n_0 қанча кичик бўлса, бу фазодаги вакуум шунчалик юқори деб ҳисобланади.

(3.10) ва (3.11) формулалардан кўринадикки, n_0 камайиши билан молекулаларнинг 1 с даги ўртача тўқнашишлари сони z камаяди, унинг ўртача эркин югуриш узунлиги $\bar{\lambda}$ эса ортади. Шунинг учун шундай катта сийраклинишни (кичик n_0 концентрацияни тасаввур қилиш мумкинки, бунда ўртача эркин югуриш узунлиги $\bar{\lambda}$ газ солинган идиш ўлчамларига тенглашиб қолади. Равшанки, сийраклаштириш давом эттирилса, бу идишда $\bar{\lambda}$ ўзгармаслиги муқаррардир. Агар газ молекулаларининг ўртача эркин югуриш узунлиги фақат идиш ўлчамлари билан аниқланса, идишда юқори вакуум ҳосил бўлди деб ҳисоблаш қабул қилинган. Бу вақтда газ молекулалари идиш деворлари оралиғида ҳеч қандай тўсқинликсиз ҳаракатланади ва идиш деворига жуда кўп марта урилгандан кейингина молекулалар бир-бирлари билан тўқнашиб қолишлари камдан кам учрайди.

Ҳажми 2—3 л бўлган идишда юқори вакуум ҳосил қилинганда ҳам 1 см³ ҳажмда 1000 миллиард донага яқин газ молекуласи қолади, бундай газнинг босими 10⁻⁴ мм сим. уст. (10⁻² Па)га яқин бўлади. Ҳозирги замон техникаси ёрдамида газ босими 10⁻¹¹ мм сим. уст. (10⁻⁹ Па) дан ҳам кичик бўлган вакуум ҳосил қилиш мумкин. Бу вақтда 1 см³ да бир неча минг дона газ молекулалари қолган бўлади.

Илмий текширишларда ва кўпгина техник қурилмаларнинг нормал ишлашида юқори вакуум зарур, масалан, телевизор трубкалари, рентген қурилмалари, радиолампадар ва ҳоказо.

Табиатда мумкин бўлган энг юқори вакуумли молекула ва бошқа зарралар мутлақо бўлмаган фазода ҳосил қилиш мумкин (лотинча «вакуум» сўзи — «бўшлиқ» демакдир). Аммо зарралардан ҳоли бўлган фазони бўш деб ҳисоблаш мумкин эмас, чунки у ерда гравитацион ва электромагнит майдонлар мавжуддир.

3.10- §. Юлдузларо газ. Юлдузлар орасидаги фазода модда жуда сийраклашган ҳолатда бўлади ва у ерда газ, асосан, водород атомлари ва молекулалари, жуда кичик чанг зарралари бўлади. Газ ва чанг зарралари юлдузлар орасидаги

фазо бўйича тарқалган, аммо текис тақсимланмаган бўлади. Улар газ ва газ-чанг туманликлари деб аталувчи нотўғри шаклдаги чўзиқ булутларни ҳосил қилади. Туманликдаги зарралар концентрацияси 1 см^3 да бир неча ўнга тенг бўлиб, ер шароитида ҳосил қилиш мумкин бўлган энг юқори вакуум концентрациясидан бир неча ўн минг марта кичикдир. Бундай сийраклашган газларда уларнинг молекулалари ўртача бир суткада бир марта (ҳатто ундан ҳам кам) тўқнашишлари мумкин ва бу вақтда уларнинг эркин югуриш йўл узунликлари Ер билан Қуёш оралиғидан бир неча марта катта бўлиши мумкин.

Бундай сийраклашган газни ташкил қилувчи жуда сийрак зарраларнинг тартибсиз ҳаракатидаги ўртача кинетик энергиясини ҳисобга олган ҳолда унинг ҳарорати тўғрисида гапириш мумкин. Бундай ҳолни ифодалаш учун, баъзида бундай сийраклаштирилган газнинг ҳароратини кинетик ҳарорат дейилади. Бундай газ ҳароратини ўлчаш мумкин эмас, чунки бундай газларда ҳеч қандай термометр иссиқлик мувозанатига келолмайди.

Газ туманлигининг ҳарорати уларга — юлдузларнинг яқинлигига боғлиқдир. Юлдузлардан унча узоқ бўлмаган туманликнинг бир қисми бир неча минг градус ҳароратга эга бўлади. Кўпчилик туманлик юлдузлардан анча узоқда бўлиб, совуқ газдан иборат булутларни ташкил этади.

Шундай бўлса ҳам, бу зарраларнинг иссиқлик ҳаракат тезлигидан бир неча марта катта бўлган секундига бир неча км тезлик билан булутлар ҳаракатланади. Вақти-вақти билан булутлар тўқнашиб турадилар, бу вақтда уни ташкил этувчи зарралар тўқнашиб, булутларнинг кинетик энергияси тўлалигича айрим зарраларнинг кинетик энергиясига айланади. Газнинг ҳарорати бир неча минг градусгача ортиб, (сўнгра газ) совийди.

4-БОБ. ИДЕАЛ ГАЗ. АБСОЛЮТ ТЕМПЕРАТУРА (ҲАРОРАТ) ВА УНИНГ ГАЗ МОЛЕКУЛАЛАРИ ЭНЕРГИЯСИ БИЛАН БОҒЛАНИШИ

4.1-§. Идеал газ. Табиатдаги ва техникадаги ҳодисаларни ўрганишда, у ёки бу ҳодисанинг боришига таъсир этувчи барча факторларни ҳисобга олиш амалда мумкин эмас. Аммо тажрибада уларнинг энг муҳимини аниқлаш мумкин. У вақтда ҳодисанинг боришида ҳал қилувчи аҳамиятга эга бўлмаган бошқа факторларни ҳисобга олмаслик мумкин. Шу асосда кузатилаётган ҳодиса ҳақида идеаллаштирилган (соддалаштирилган) тасаввур ҳосил қилинади. Сўнгра идеал шароитда ҳодисанинг боришини, яъни зарур факторлар таъсирини назарий ўрганилади. Ҳодисанинг бундай асосда яратилган модели фойдалидир, чунки у реал содир бўлувчи жараённинг боришини ўрганишга ва уларнинг турли ҳолларда қандай

рўй беришини олдиндан кўра билишга ёрдам беради. Шундай идеаллаштирилган тушунчалардан бири билан танишиб чиқамиз.

Юқорида айтиб ўтилган эдики (3.1-§), молекулаларнинг хаотик ҳаракатидан газнинг физик хоссалари аниқланадики, газ молекулаларининг ўзаро таъсирлари унинг хоссасига деярли таъсир этмайди, шу билан бирга бу ўзаро таъсир тўқнашиш характерида бўлиб, кўп ҳолларда молекулаларнинг тортишиши ҳисобга олинмайди. Итаришиш кучлари молекулаларнинг жуда қисқа вақт тўқнашишида ҳосил бўлиб, кўп вақт молекулалар эркин зарралар ҳолида ҳаракатланади.

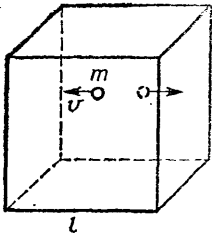
Молекулалар орасида тортишиш кучининг йўқлиги, яъни кўп ҳолларда молекулалар эркин ҳаракатланади деб, уларнинг ўзаро таъсирлашишларини умуман ҳисобга олмаслик, бизга идеал газ тушунчасини киритишга имкон беради. Агар бу газ модели биз учун қулай бўлса, реал учрайдиган газларнинг хоссалари газ табиатига сезиларли боғлиқ бўлмаслиги керак. Юқори босим ва паст ҳароратларда ҳақиқатан шундай.

Газ молекулаларининг хусусий ҳажми газ эгаллаган ҳажмнинг жуда кичик қисмини ташкил қилишини эслайлик (агар газ жуда сиқилган бўлса); бу ҳол газ молекулаларининг табиати унинг хоссаларига деярли таъсир этмаслигига мос келади. Демак, идеал газ молекулалари ҳар доим газ эгаллаган умумий ҳажмнинг нисбатан ҳисобга олинмас даражадаги кичик ҳажми эгаллайди. Шу мазмунда, бир атомли молекулалардан иборат идеал газни моддий нуқталардан, кўп атомли молекулалардан иборат газни қаттиқ боғланган материал нуқталардан деб қараш мумкин.

Шундай қилиб, *идеал газ деганда молекулаларни моддий нуқта деб, уларнинг ўзаро таъсирлашувини ҳисобга олинмас бўладиган газ тушунилади.* Модомики, идеал газ молекулалари ҳар қандай шароитда ҳам ўзаро тортишишмас экан, у вақтда улар ҳар қандай ташқи шароитда ҳам газ ҳолатида қолиши шартдир.

Катта бўлмаган босим ва жуда паст бўлмаган ҳароратларда барча реал газлар оддий умумий қонунга бўйсунушида идеал газ тушунчасидан фойдаланиш мумкин, аммо бу қонунлар аниғи идеал газлар учун ўринлидир. Идеал газ хоссаларини ўрганиш бизнинг табиат ҳодисалари ҳақидаги тасаввурларимизни кенгайтирувчи бир қатор назарий хулосалар чиқаришга имкон берди.

Юқори босим остида бўлган реал газ молекулалари бири-бирига шунчалик яқинлашадики, улар орасидаги тортишиш кучлари сезиларли роль ўйнайди. Бундай шароитда молекулаларнинг ўз ҳажмлари ҳам уларнинг табиатига муҳим таъсир этади. Шу боисдан босим юқори бўлганда реал газ хоссалари унинг табиатига боғлиқ бўлиб, идеал газниқидан катта фарқ қилади. Паст ҳароратдаги реал газлар учун ҳам худди шундай



4.1- расм.

мулоҳаза жоиздир. Водород ва гелий газлари унча катта бўлмаган босимда ва жуда паст бўлмаган ҳароратда идеал газга табиатан анча яқин.

4.2- §. Газлар молекуляр-кинетик назариясининг асосий тенгламаси. Молекулаларнинг идиш деворларига урилишидан газ босимининг ҳосил бўлишини эслайлик. Ҳар бир молекуланинг илгариланма ҳаракатидаги кинетик энергияси қанча катта бўлса, молекулаларнинг деворга урилишдан ҳосил бўлувчи куч ҳам шунча катта-

дир. Бундан ташқари, бирлик ҳажмдаги молекулалар сони n_0 қанча кўп бўлса, деворга урилишлар шунча тез бўлади. Шунинг учун газ босими газ молекулаларининг илгариланма ҳаракатдаги ўртача кинетик энергиясига ва ҳажм бирлигидаги молекулалар сонига тўғри пропорционал дур:

$$p = (2/3) n_0 \bar{E}_{\text{илг}}. \quad (4.1)$$

Бу формулани молекуляр-кинетик назария асосида келтириб чиқариш мумкин. (4.1) формула катта аҳамиятга эга бўлиб, уни газлар молекуляр-кинетик назариясининг асосий тенгламаси дейилади.

(4.1) формулани келтириб чиқарамиз. Қирраси l бўлган ички ковак куб оламиз. Кубнинг ичида ҳар бир бирлик ҳажмда n_0 донга бир хил газ молекулалари бўлсин. Молекулалар ҳаракатда бўлгани учун уларнинг ҳар бири $m\vec{v}$ ҳаракат миқдори (импульс) га эга бўлади. (Бунда m — битта молекуланинг массаси, \vec{v} — унинг ҳаракат тезлиги). Молекулаларнинг деворга урилишичи эластик деб ҳисоблаймиз. У вақтда, агар молекула идиш деворига тик равишда ҳаракатланса (4.1- расм), урилиш натижасида молекула олдин тўхтаб қолади, яъни у $m\vec{v}$ импульсини йўқотади, сўнгра девордан орқага қайтиб, қарама-қарши томонга $-\vec{v}$ тезлик билан ҳаракатланади, яъни қарама-қарши йўналишда $m\vec{v}$ импульсга эга бўлади. Шундай қилиб, урилиш жараёнида бундай молекуланинг импульси абсолют қиймати бўйича $2m\vec{v}$ катталиқка ўзгаради, девор эса миқдор жиҳатидан худди шунча $2m\vec{v}$ импульс олади.

Бу молекула кубнинг ўнг ва чап деворлари орасида тўсқинликка учрмай ҳаракатлансин. Ҳар бир урилишда у деворга $2m\vec{v}$ импульс беради. Механика қонунига мос равишда молекуланинг деворга урилишдаги ўртача таъсир кучи

$$F_1 = \frac{2m\vec{v}}{\Delta t}$$

га тенг, бунда Δt — молекуланинг бир девордан иккинчисига бориб урилиши ва қайтишдаги ҳаракат вақти, яъни $\Delta t = 2l/v$, чунки молекула идиш деворига шунча вақтдан кейин келиб урилади. Демак,

$$F_1 = \frac{2m\vec{v} \cdot v}{2l} = \frac{mv^2}{l}.$$

Газнинг идиш деворига бераётган босим кучи айрим молекулаларнинг деворга урилиш кучларининг йиғиндисига тенг:

$$F_D = F_1 + F_2 + \dots + F_N = \frac{mv_1^2}{l} + \frac{mv_2^2}{l} + \dots + \frac{mv_N^2}{l} =$$

$$= \frac{m}{l} (v_1^2 + v_2^2 + \dots + v_N^2) = \frac{m}{l} v_{\text{ср. кв.}}^2 \cdot N,$$

бунда N — кубнинг қарама-қарши икки томонлари орасида ҳаракатланувчи умумий молекулалар сони, $v_{\text{ср. кв.}}$ — молекуланинг ўртача квадратик тезлиги (2.4-§).

Модомики, ҳажм бирлигидаги молекулалар сони n_0 бўлса, кубдаги умумий молекулалар сони $n_0 l^3$ бўлади. Молекулалар ҳаракати бутунлай хаотик бўлганлиги учун ҳар бир йўналишда уларнинг ҳаракатда бўлиши тенг эҳтимолликка эгадир. Шунинг учун ўзаро тик бўлган учала йўналиш бўйича умумий молекулаларнинг $1/3$ қисми ҳаракатланади деб ҳисоблаш мумкин. Демак, кубнинг қарама-қарши икки девор орасида уларга тик ҳолатда умумий молекулалар сонининг $1/3$ қисми, яъни $N = \frac{1}{3} n_0 l^3$ молекула ҳаракатланади деб ҳисоблаш мумкин. Шундай қилиб,

$$F_D = \frac{m}{l} v_{\text{ср. кв.}}^2 \cdot N = \frac{m \cdot v_{\text{ср. кв.}}^2}{l} \cdot \frac{1}{3} n_0 l^3 = \frac{1}{3} n_0 m v_{\text{ср. кв.}}^2 l^2.$$

Модомики, $p = \frac{F_D}{S} = \frac{F_D}{l^2}$ экан,

$$p = \frac{1}{3} n_0 m v_{\text{ср. кв.}}^2 = \frac{2}{3} n_0 \frac{mv_{\text{ср. кв.}}^2}{2}$$

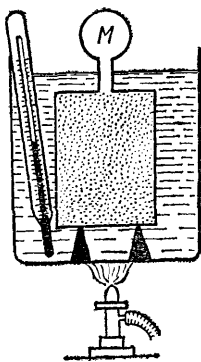
ҳосил бўлади. Шунингдек, $mv_{\text{ср. кв.}}^2/2 = \bar{E}_{\text{илг.}}$ бўлгани учун

$$p = \frac{2}{3} n_0 \bar{E}_{\text{илг.}}$$

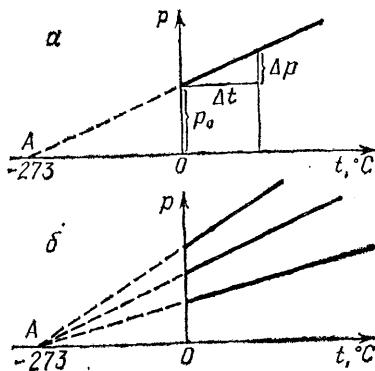
га эга бўламиз.

4.3-§. Ўзгармас ҳажмда газ босимининг ҳароратга боғлиқлиги. Газнинг массаси ва ҳажми ўзгармас бўлганда, унинг босими ҳароратга қандай боғланишда бўлишини қараб чиқамиз.

Газ тўлдирилган берк идиш олиб, уни қиздирамиз (4.2-



4.2- расм.



4.3- расм.

расм). Газнинг t ҳароратини термометр ёрдамида, босимини M монометр ёрдамида ўлчаймиз. Аввал идишни эриш ҳолатидаги қор солинган идишга туширамиз ва газнинг 0°C даги босимини p_0 билан белгилаймиз, сўнгра ташқи идишни аста-секин қиздира бориб, газ учун p ва t нинг қийматларини ёзиб борамиз. Бу тажрибада олинган p нинг t га боғланиш графигини чизсак, у тўғри чизиқдан (4.3-а расм) иборат бўлар экан. Агар графикни чап томонга давом эттирсак, абсцисса ўқини газнинг ноль босимига тўғри келувчи A нуқтадан кесади.

4.3-а расмдаги учбурчакларнинг ўхшашлигидан, қуйидагини ёза оламиз:

$$\frac{p_0}{OA} = \frac{\Delta p}{\Delta t} \quad \frac{1}{OA} = \frac{\Delta p}{p_0 \Delta t}$$

Агар ўзгармас катталиқни $\frac{1}{OA} = \gamma$ деб белгиласак,

$$\gamma = \frac{\Delta p}{p_0 \Delta t}; \quad (4.2)$$

$$\Delta p = \gamma p_0 \Delta t \quad (4.2a)$$

ни оламиз. Юқорида тавсифланган тажрибадаги пропорционаллик коэффициенти γ ўз маъносига кўра газ босими ўзгаришининг газ турига боғлиқлигини ифодалайди.

Ўзгармас ҳажмда ва массаси ўзгармас бўлганда ҳарорат ўзгариши билан газ босими ўзгаришининг газ турига боғлиқлигини характерловчи γ катталиқ босимнинг ҳарорат коэффициенти дейилади. Босимнинг ҳарорат коэффициенти газ ҳарорати 1°C ўзгарганда газ босими 0°C даги босимининг қанча қисмига ўзгаришини кўрсатади (қ. 4.2).

γ нинг ўлчов бирлигини келтириб чиқарамиз:

$$\gamma = \frac{1 \text{ Па}}{1\text{Па} \cdot 1^\circ\text{C}} = 1^\circ\text{C}^{-1}.$$

Тажрибани ҳар хил массали турли газлар учун такрорласак, тажрибада йўл қўйилиши мумкин бўлган ўлчаш хатолиги чегарасида барча графикларда A бир хил нуқтада ҳосил бўлади. Бу вақтда OA кесманинг узунлиги 273°C га тенг. Шундай қилиб, газ босими нолга айланиши керак бўлган ҳарорат барча ҳоллар учун бир хил бўлиб, -273°C га тенг.

Ҳозирги маълумотларга кўра $\gamma = \frac{1}{OA} = 1/273, 15^\circ\text{C}^{-1}$ эканлигини қайд қиламиз. Масалалар ечишда кўпинча $\gamma = \frac{1}{273^\circ\text{C}}$ тахминий қийматдан фойдаланилади.

Француз физиги Ж. Шарль биринчи бўлиб γ нинг қийматини тажрибада аниқлаган ва 1787 йилда у қуйидаги қонунни топган: *газ босимининг ҳарорат коэффициенти газ турига боғлиқ эмас ва у $\frac{1}{273, 15^\circ\text{C}}$ га тенг.* Бизга маълумки, бу фақат ҳарорат ўзгари-

ши кичик ва зичлиги унча катта бўлмаган газлар учун тўғридир: катта босим ёки паст ҳароратларда γ газ турига боғлиқ бўлади. Шарль қонунига фақат идеал газлар бўйсунди.

Ҳар қандай t ҳароратдаги ихтиёрий газнинг p_t босимини қандай аниқлаш мумкин эканлигини кўрайлик. 4.2-а расмдан кўринадики,

$$\Delta p = p_t - p_0, \Delta t = t - 0 = t.$$

Δp ва Δt ларнинг қийматларини (4.2а) формулага қўйиб, қуйидагини оламиз:

$$p_t - p_0 = \gamma p_0 t \text{ ёки } p_t = p_0 (1 + \gamma t). \quad (4.3)$$

$\gamma \approx \frac{1}{273^\circ\text{C}}$ бўлгани учун масала ечишда (4.3) формуладан қуйидаги кўринишда фойдаланиш мумкин:

$$p_t = p_0 \left(1 + \frac{1}{273^\circ\text{C}} t \right). \quad (4.4)$$

4.4. Абсолют ноль. Олдинги параграфда 4.3-расмда A нуқта $p = 0$ бўлган ҳолатга мос келиши таъкидлаб ўтилган эди. Энди қандай шароитда газ босими нолга тенг бўлишини аниқлаймиз. Модомики, газ молекулаларининг тартибсиз ҳаракати туфайли уларнинг урилиш натижасида босим ҳосил бўлар экан, газ босимнинг камайиши унинг совиши натижасида газ молекулаларининг илгариланма ҳаракатидаги ўртача кинетик энергияси $\bar{E}_{\text{илг.}}$ нинг камайиши асосида тушунтирилади; газ молекуласининг илгариланма ҳаракат энергияси нолга тенг бўлгандагина, унинг босими нолга тенг бўлади. Буни (4.1) формула ёрдамида ҳал қилиш мумкин:

$$p = \frac{2}{3} n_0 \bar{E}_{\text{илг.}}$$

(4.3-§ айтилган тажрибада, n_0 доимий бўлиб, нолга тенг эмас.)

Энди аён бўлдики, газни совитиш учун молекуланинг илгариланма ҳаракатда бўлмаслигига мос чегара бўлиши керак: *Молекулалар илгариланма ҳаракатдан тўхтайдиган ҳароратга абсолют ноль ҳарорат дейилади.*

Энди қандай ҳароратда идеал газ молекуласи ҳаракатдан тўхтаб қолишлигини аниқлайлик. Идеал газ ҳар қандай ҳароратда газ ҳолатда қолади, шунинг учун (4.4) формула абсолют ноль учун ҳам тўғри. Шунинг учун

$$0 = p_0 \left(1 + \frac{1}{273^\circ\text{C}} t \right).$$

Модомики, $p_0 \neq 0$ экан,

$$1 + \frac{1}{273^\circ\text{C}} t = 0 \text{ ёки } t = -273^\circ\text{C}.$$

4.3-б расмда ифодаланган графикда ҳам t нинг қиймати шунга тенг бўлишини эслатиб ўтамиз. Абсолют ноль ҳароратнинг янада аниқ қиймати $-273,15^\circ\text{C}$.

Машҳур инглиз олими В. Кельвин қуйидаги ғояни илгари сурди, модданинг ҳамма молекулалари илгариланма ҳаракатдан тўхтаган ҳолатда ҳароратнинг қиймати абсолют нолдир. Табиатда абсолют нолдан паст ҳарорат бўлиши мумкин эмаслигини қайд қиламиз. Ҳақиқатан, жисм молекуласининг ҳарорати абсолют ноль бўлганда ундан иссиқлик ҳаракат энергиясини олиш ва ҳароратини ундан пасайтириш мумкин бўлмайди (иссиқлик ҳаракат энергияси манфий бўлмайди). Назарий тасаввур қилишлар асосида, ҳатто жисмни абсолют ноль ҳароратгача совишти ҳам мумкин бўлмайди. Аммо абсолют ноль ҳароратга жуда яқин қийматга эришиш мумкин. Физика тажриба хоналарида абсолют нолдан градуснинг мингдан бир қисмига фарқ қилувчи ҳарорат олинган.

Абсолют ноль ҳароратга яқинлашганда молекулаларнинг фақат иссиқлик ҳаракати тўхтайди, аммо ҳамма ҳаракат эмас; молекулалар ичидаги элементар зарралар ҳаракатини давом эттиради.

4.5-§. Ҳароратнинг термодинамик шкаласи. Амалда 0° деб, нормал босимда музнинг эриш ҳарорати 100° деб, нормал босимда сувнинг қайнаш ҳарорати шартли равишда қабул қилинганлигини эслайлик. Бу ҳарорат интервалининг юздан бир улуши ҳароратнинг амалий ўлчов бирлиги — Цельсий градуסי ($^{\circ}\text{C}$) ҳисобланади. Аммо 0° ва 100° интервални тенг юз қисмга бўлишда симобли ва спиртли термометрларда фақат 0° ва 100° кўрсатишлари мос келади. Демак, бу моддаларнинг исиши натижасида уларнинг кенгайиши бир хил бўлмагани учун бу усул билан ягона ҳарорат шкаласини олиш мумкин эмас.

Ягона ҳарорат шкаласини ҳосил қилиш учун, иситишда ёки совиштишда ўзгариши термометр моддасининг турига боғлиқ бўлмаган катталиқ олиш керак. Бундай катталиқ сифатида газ босимини олиш мумкин, чунки зичлиги унча катта бўлмаган газлар учун босимнинг ҳарорат коэффициентини газ табиатида боғлиқ бўлмай, идеал газлар учун эга бўлган қийматга тенг бўлади. Энг яхши термометрик жисм идеал газ бўлар эди. Модомики, сийраклаштирилган водороднинг хусусияти идеал газ хусусиятига жуда яқин келар экан, ҳароратни сезгир манометрга уланган, сийраклаштирилган водородли берк идишдан иборат бўлган водородли термометр ёрдамида ўлчаш мақсадга мувофиқдир. Шунинг учун водороднинг босими ва ҳарорати (4.3) муносабат орқали боғланган бўлиб, манометрнинг кўрсатиши бўйича ҳароратни аниқлаш мумкин.

Водород термометри бўйича белгиланган ҳарорат шкаласида 0° — музнинг эриш ҳароратига, 100°C — сувнинг қайнаш ҳароратига мос келиб, бу шкала Цельсий шкаласи деб аталади.

Цельсий шкаласининг ноли шартли қабул қилинган. Градус ўлчами ҳам ихтиёрий олинган. Бундан, илмий асосда қарага-

нимизда ҳарорат шкаласини бошқача тузиш мумкин эканлиги кўринади.

Ҳарорат шкаласининг мақсадга мувофиқ танлаб олиниши формулаларни соддалаштиришга ва кузатилаётган қонуниятларнинг физик маъносини чуқурроқ ўрганишга имкон беради. Шу мақсадда ҳозирги вақтда ҳароратнинг термодинамик шкаласи деб аталувчи Кельвин томонидан тавсия этилган ҳарорат шкаласидан фойдаланилади. Баъзан у Кельвин шкаласи дейилади. Бу шкала бўйича ҳароратнинг ҳисоб боши абсолют нолдан бошланади ва градус ўлчами Цельсий градуси билан мос келадиган қилиб аниқланган.

Ҳароратнинг СИ системасидаги ўлчов бирлиги асосий ҳисобланади ва кельвин (К) деб аталади, ҳароратни ҳисоблаш учун ҳароратнинг термодинамик шкаласидан фойдаланилади.

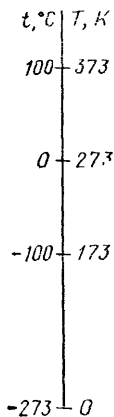
Халқаро келишувга асосан кельвин ўлчами қуйидаги шартдан аниқланади: сувнинг учланма нуқтасининг (қ. 12.8-§) ҳарорати 273,16 К га тенг деб ҳисобланади. Бинобарин, агар абсолют ноль билан сувнинг учланма нуқтасининг ҳароратини водород термометри шкаласида олиб, бу ҳароратлар интервалини 273,16 қисмга бўлиб, битта қисмини олганимизда у кельвин ўлчамини ифодалайди.

Сувнинг учланма нуқтаси 0,01 °С ҳароратга мос келгани учун янги шкалада музнинг эриш ҳарорати 273,15 К бўлади. Модомики, кельвин катталиги жиҳатдан Цельсий градусига тенг экан, нормал босимда сувнинг қайнаш ҳарорати 373,15 К бўлади. Бундан кейин соддалик учун музнинг эриш ва сувнинг қайнаш ҳароратларини мос равишда 273 К ва 373 К га тенг деб ҳисобланади.

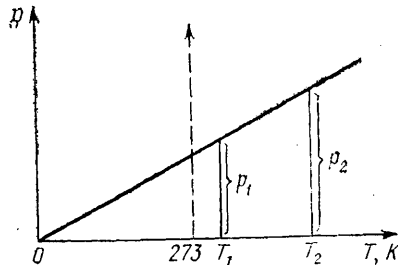
Термодинамик ҳарорат абсолют ҳарорат ҳам дейилади ва у T билан белгиланади. Абсолют ҳарорат юз градус шкалали ҳарорат билан қуйидагича ифодаланади:

$$T = 273,15^{\circ}\text{C} + t. \quad (4.5)$$

Одатда, ушбу тақрибий формуладан фойдаланилади:



4.4- расм.



4.5- расм.

$$T = 273^{\circ}\text{C} + t. \quad (4.6)$$

4.4-расмда бу боғланиш схематик равишда кўрсатилган. Абсолют ҳароратнинг ҳар қандай шароитда ҳам манфий бўлмаслиги схемадан кўринади.

4.6- §. Ҳарорат ва газ молекулаларининг кинетик энергияси орасидаги боғланиш. Больцман доимийси. Шарль томонидан аниқланган p нинг t га боғлиқлиги 4.3- *a* расмда келтирилган. Агар координата бошини A нуқтага кўчирилса, у вақтда график координата бошидан ўтади. OA кесманинг узунлиги 273°C га (4.3- § га қ.) тенг бўлганлиги учун, ҳароратнинг барча қиймати 273°C га ортади. Бу (4.6) формулага мос келади: $T = 273^{\circ}\text{C} + t$, яъни ҳароратнинг абсолют қиймати абсцисса ўқи бўйича қўйилади (4.5- расм). Бу вақтда p ва T орасида тўғри пропорционал боғланиш ҳосил бўлади. Ҳақиқатан ҳам, 4.5- расмдаги учбурчакларнинг ўхшашлигидан

$$\frac{p_1}{T_1} = \frac{p_2}{T_2} \quad (4.7)$$

га эга бўламиз.

Шундай қилиб, газ босими бир томондан абсолют ҳароратга тўғри пропорционал, иккинчи томондан ((4.1) га қ.), молекулаларнинг илгариланма ҳаракатдаги кинетик энергиясининг ўртача қийматига (масса ўзгармас ва ҳажм доимий бўлганда) тўғри пропорционалдир. Бу, $\bar{E}_{\text{илг.}}$ катталикнинг газ абсолют ҳароратига тўғри пропорционал эканлигини кўрсатади. Кўзга кўринган [немис олими Л. Больцманинг таклифига биноан $\bar{E}_{\text{илг.}}$ ни T га боғлиқлигини ифодалашдаги пропорционаллик коэффиценти $\frac{3}{2} k$ кўринишда ифодаланиб (бунда k — доимий катталик), Больцман доимийси деб аташ қабул қилинган. Шундай қилиб,

$$\bar{E}_{\text{илг.}} = \frac{3}{2} kT. \quad (4.8)$$

(4.8) даги $\bar{E}_{\text{илг.}}$ қийматини (4.1) формулага қўямиз:

$$p = n_0 kT. \quad (4.9)$$

(4.9) дан кўринадикки, газ босими унинг табиатига боғлиқ бўлмай, газнинг T ҳарорати ва молекулалар концентрацияси n_0 орқали аниқланади.

СИ системасида Больцман доимийси қуйидаги сон қийматга эга бўлади (5.3- §):

$$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Ж/К}.$$

(4.8) формуладан, молекула илгариланма ҳаракатидаги кинетик энергиясининг ўртача қиймати газ турига боғлиқ бўлмасдан, фақат унинг ҳарорати орқали аниқланиши келиб чиқади.

Модомики, берилган T ҳароратда турли газ молекулалари

илгариланма ҳаракат кинетик энергиясининг қиймати бир хил экан, қуйидагини ёза оламиз:

$$\frac{m_1 v_{\text{қв}_1}^2}{2} = \frac{m_2 v_{\text{қв}_2}^2}{2}$$

бундан

$$\frac{v_{\text{қв}_1}}{v_{\text{қв}_2}} = \sqrt{\frac{m_2}{m_1}} \quad (4.10)$$

ни оламиз.

Берилган ҳароратда молекула ҳаракатининг ўртача квадратик тезликлари молекулалар массаларининг квадрат илдизларига тескари пропорционалдир.

5-БОБ. ИДЕАЛ ГАЗНИНГ ҲОЛАТ ТЕНГЛАМАСИ

5.1-§. Газнинг термодинамик параметрлари. Олдинги бобларда газ хоссаларини тавсифлаш учун молекуляр дунёни (микродунёни) характерловчи катталиклардан, масалан, молекулаларнинг энергиялари, уларнинг ҳаракат тезликлари, массалари ва ҳоказолардан фойдаланиш мумкин эканлиги кўрсатилган эди. Бундай катталикларнинг сон қийматларини ҳисоблаб топишимиз мумкин. Шу каби катталикларни микроскопик (грекча «микрос» — кичик) катталиклар деб аталади.

Аммо газларнинг хоссаларини тавсифлаш учун сон қийматлари ўлчов асбоблари ёрдамида оддий ўлчаш орқали аниқланадиган катталиклардан, масалан, газнинг босими, ҳарорати ва ҳажмидан фойдаланиш мумкин. Бундай катталикларнинг қийматлари жуда кўп миқдордаги молекулаларнинг биргаликдаги таъсирлари орқали аниқланади, шунинг учун улар макроскоп (грекча «макрос» — катта) катталиклар деб аталади.

(3.15) муносабат: $p = \frac{2}{3} n_0 \bar{E}_{\text{илг.}}$ газларнинг микроскопик ва макроскопик катталиклари орасидаги боғланишни ифодалайди. Шунинг учун (3.15) газлар молекуляр-кинетик назариясининг асосий тенгламаси дейилган. Газ ҳолатини бир қийматли характерловчи макроскопик катталикларга газнинг термодинамик параметрлари дейилади. *Газнинг ҳажми V , босими p ва ҳарорати T газнинг муҳим термодинамик параметрлари ҳисобланади.*

Ихтиёрий олинган m массаси газ учун p , V ва T ўзгармас бўлса, у ҳолда газ мувозанат ҳолатда бўлади. Бу параметрлардан бири ўзгариши билан газда у ёки бу жараён рўй беради. Агар бу жараён кетма-кет равишда газнинг мувозанат ҳолатларга ўтиши содир бўлувчи узлуксиз жараёнлардан иборат бўлса, бунга мувозанатли жараён дейилади. Мувозанатли жараён жуда секин боради, чунки параметрлар тез ўзгарса, ҳамма ҳажм бўйича босим ва ҳарорат бир-бирига мос келувчи бир хил қийматга ўтиб улгурмайди. Ушбу бобда газ

массаси ўзгармас бўлган ҳол учун фақат мувозанатли жараёнлар қаралади.

Газда жараён тугаётган бўлса, газ янги ҳолатга ўтади, газ ҳолатини ифодаловчи параметрлар эса тамомила янги жараён бошидаги сон қийматидан фарқли бошқа қийматларга эга бўлади. Агар газ массаси ўзгармас бўлганда жараённинг бошланишида ва охирида уни ифодаловчи ҳамма параметрлар бир хил қийматга эга бўлса, бундай жараёнга айланма ёки *эпикжараён* дейилади.

Жараённинг бошланиши ва охиридаги у ёки бу параметрлар қийматларининг ўзаро муносабатига газ қонунлари дейилади. Учала параметрнинг ўзаро боғланишини ифодаловчи газ қонунига бирлашган газ қонуни деб аталади.

Шуни таъкидлаб ўтамизки, параметрлар қийматлари ўзаро боғланган бўлганлиги учун фақат битта параметрнинг миқдорий ўзгариши билан рўй берувчи газ жараёни мавжуд бўлиши мумкин эмас. Бу айтилган ҳодисага иккита параметрнинг: p билан T нинг ўзаро боғланишини ифодаловчи Шарль қонуни мисол бўла олади.

5.2- §. Газнинг бирлашган қонуни. Газ ҳажмини нормал шароитдагига келтириш. Маълум массали газнинг босими, ҳажми, ҳарорати орасидаги боғланиш қуйидаги (4.9) муносабат ёрдамида аниқланади:

$$p = n_0 k T.$$

Бундаги n_0 катталик бирлик ҳажмдаги газ молекулалари сонини ифодалайди, шу сабабли $n_0 = N/V$, бунда N — молекулаларнинг умумий сони, V — газнинг ҳажми. У вақтда қуйидагига эга бўламиз:

$$p = \frac{N}{V} k T \text{ ёки } \frac{pV}{T} = Nk. \quad (5.1)$$

Газ массаси ўзгармас бўлганда N ва k лар ўзгармас бўлиб қолади, шунинг учун (5.1) нинг ўнг томонида ўзгармас сон турибди, яъни

$$\frac{pV}{T} = \text{const}. \quad (5.2)$$

(5.2) даги p , V ва T газнинг бирдан-бир ҳолатига тегишли бўлганлиги учун газнинг бирлашган қонунини қуйидагича таърифлаш мумкин: *газнинг массаси ўзгармас бўлганда газ ҳажмининг босимига кўпайтмасининг абсолют ҳароратга нисбати берилган газ массасининг барча ҳолати учун бир хил катталиқдир.*

Шундай экан, бирор газ массасида бўлаётган жараённинг бошланишида параметрларнинг сон қийматларини p_1 , V_1 ва T_1 орқали, жараён охирида уларнинг қийматларини мос равишда p_2 , V_2 ва T_2 билан белгиласак, у ҳолда

$$\frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2} \quad (5.3)$$

(5.2) ва (5.3) формулалар газнинг бирлашган қонунининг математик ифодасидир:

Нормал шароитда, яъни $T_0 = 173 \text{ K}$ ва $p_0 = 1,013 \cdot 10^5 \text{ Па}$ бўлганда олинган газ массаси қандай V_0 ҳажми эгаллашни билишимиз амалда керак бўлади. Шу олинган газ массаси учун бирор ихтиёрий ҳолат параметрларининг қийматларини p , V ва T билан белгилайлик, у ҳолда (5.3) га асосан

$$\frac{p \cdot V_0}{T_0} = \frac{pV}{T}$$

ёки

$$V_0 = \frac{pV}{p_0 T} T_0 \quad (5.4)$$

ни оламыз. (5.4) формула берилган газ массасининг эгаллаган ҳажмини нормал шароитдагига келтиришни ифодалайди.

5.3- §. Газнинг универсал доимийси. Больцман доимийсининг сон қийматини аниқлаш. (5.1) формула N молекулага эга бўлган ихтиёрий массали газ учун ўринлидир. Агар бу ифодани бир моль газ учун қўлламоқчи бўлсак, N ни Авогадро сони N_A билан, V ҳажми бир моль ҳажми $V_{\text{моль}}$ билан алмаштиришимиз зарур:

$$\frac{pV_{\text{моль}}}{T} = N_A k.$$

Ҳар қандай газнинг бир молида бир хил миқдордаги молекулалар сони N_A бўлади, шунинг учун $N_A k$ кўпайтма барча газлар учун бир хил қийматга эга, яъни газнинг табиатига боғлиқ эмас. $N_A k$ кўпайтма R орқали белгиланади ва газнинг моляр (универсал) доимийси деб аталади. Шундай қилиб,

$$\frac{pV_{\text{моль}}}{T} = R, \quad (5.5)$$

бунда

$$R = N_A k. \quad (5.6)$$

(5.5) формулани нормал шароитда олинган бир моль газ учун татбиқ қилиб, R нинг сон қийматини топишимиз мумкин, чунки $V_{\text{моль}} = 22,4 \text{ м}^3/\text{моль}$ (3,6- § га қ.). Ҳақиқатан,

$$R = \frac{pV_{\text{моль}}}{T} = \frac{1,013 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2 \cdot 22,4 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{моль}}{273 \text{ K}} = 8,31 \frac{\text{Н} \cdot \text{м}}{\text{моль} \cdot \text{K}},$$

яъни

$$R = 8,31 \frac{\text{Ж}}{\text{моль} \cdot \text{K}},$$

СИ системасида R нинг қийматини эшлаш зарур, чунки ҳисоблашларда ва масалалар ечишда ундан кўп фойдаланилади.

Энди Больцман доимийси k нинг қийматини осон топиш мумкин. (5.6) дан $k = R/N_A$ эканлигини ҳосил қиламыз. Бу ифодада R ва N_A нинг сон қийматларини ўрнига қўйиб, k ни ҳисоблаймиз:

$$k = \frac{8,31 \text{ Ж}/(\text{моль} \cdot \text{К})}{6,02 \cdot 10^{23} \text{ молекула}/\text{моль}} = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Ж}}{\text{К} \cdot \text{молекула}}$$

5.4- §. Клапейрон — Менделеев тенгламаси. Газнинг зичлиги.
 (5.1) формулага газнинг универсал доимийси R киритилган вақтида у қандай кўринишга эга бўлишини қараб чиқайлик. Шундай қилиб, m газ массасида мавжуд бўлган умумий молекулалар сони N , бир молдаги молекулалар сони N_A бўлган ҳолда

$$N = \nu N_A$$

бунда ν — газ массаси m даги моллар сони. Шунинг учун

$$\frac{pV}{T} = \nu N_A k.$$

Модомики, $N_A \cdot k = R$, ν эса газ массаси m нинг бир моль газ массаси μ га бўлинганига тенг бўлгани учун қуйидагига эга бўламиз:

$$\frac{pV}{T} = \frac{m}{\mu} R \text{ ёки } pV = \frac{m}{\mu} RT. \quad (5.7)$$

(5.7) муносабат Клапейрон — Менделеев тенгламаси ёки ихтиёрый массали идеал газнинг ҳолат тенгламаси деб аталади. Агар бир моль идеал газ олинса, Клапейрон — Менделеев тенгламаси қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$pV_{\text{моль}} = RT. \quad (5.8)$$

(5.7) формула ёрдамида идеал газнинг зичлиги қандай катталиклар орқали аниқланишини осонгина тушунтириш мумкин. $\rho = \frac{m}{V}$ эканлигини эътиборга олсак, (5.7) дан қуйидагига эга бўламиз:

$$\rho = \frac{p\mu}{RT}. \quad (5.9)$$

5.5- §. Газ молекулалари ўртача квадратик тезлигининг ҳароратга боғлиқлиги. Энди газ молекуласи ҳаракатининг ўртача квадратик тезлигини қандай ҳисоблаш мумкин эканлигини қараб чиқамиз. Модомики, газ молекуласи влгариланма ҳаракатининг ўртача кинетик энергияси $\bar{E}_{\text{илг.}} = \frac{3}{2} kT$ экан, у ҳолда қуйидагини ёза оламиз:

$$\frac{mv_{\text{қв.}}^2}{2} = \frac{3}{2} kT$$

ёки

$$v_{\text{қв.}} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}. \quad (5.10)$$

(5.10) формуладаги m битта молекула массасининг кг да олинган қиймати эканлигини қайд қилиб ўтаемиз: $k = \frac{R}{N_A}$ эканлигидан,

$$v_{\text{ф.кв.}} = \sqrt{\frac{3RT}{mN_A}}$$

ҳосил бўлади. Модомики, mN_A бир моль газнинг массаси μ га тенг экан (3.6- §)

$$v'_{\text{ф.кв.}} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}} \quad (5.11)$$

га эга бўламиз. Ниҳоят, (5.9) дан қуйидаги келиб чиқади:

$$\frac{RT}{\mu} = \frac{p}{\rho},$$

шунинг учун

$$v_{\text{ф.кв.}} = \sqrt{\frac{3p}{\rho}}. \quad (5.12)$$

(5.10)—(5.12) формулаларнинг ихтиёрий биттасидан фойдаланиб, ўртача квадратик тезликни топиш мумкин.

Максвелл функциясидан ўртача арифметик тезлик ва энг катта эҳтимолли тезлик формулаларини келтириб чиқариш мумкин. Ўртача арифметик тезлик қуйидагича аниқланади:

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} = \sqrt{\frac{8TR}{\pi \mu}} = \sqrt{\frac{8p}{\pi \rho}}. \quad (5.13)$$

Ниҳоят, энг катта эҳтимолли тезлик қуйидагича ҳисобланади:

$$v_3 = \sqrt{\frac{2kT}{m}} = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}} = \sqrt{\frac{2p}{\rho}}. \quad (5.14)$$

(Максвелл функцияси графигидан (3.3- расм) фойдаланиб, нима учун v_3 тезлик \bar{v} дан ва \bar{v} тезлик $v_{\text{ф.кв.}}$ дан кичик эканлигини тушунтиринг).

5.6.- §. Изохорик жараён. Газ массаси ва унинг параметрларидан бирортаси ўзгармас бўлган жараёнлар *изожараёнлар* деб аталади (грекча «изос» — бир хил, тенг).

Модомики, газ уч параметрга эга экан, уч хил *изожараён* мавжуддир. Уларнинг биринчиси (изохорик) юқорида (4.3- §) кўриб ўтилди. *Ўзгармас масса ва ўзгармас ҳажмда борадиган газ жараёни изохорик жараён дейилади* (грекча «хора» — фазо). Бу жараённинг графиклари изохоралар дейилади (4.3- расмга қ.).

Ҳар қандай жараён учун бирор параметрнинг ўзгармас эканлигини ҳисобга олган ҳолда газнинг бирлашган қонунини қўллаш ва унинг (5.3), (5.7) ва (5.8) формулаларидан фойдаланиш мумкин. Изохорик жараёнда ҳажм V доимий бўлгани учун (5.3) формуладаги V ни қисқартириб юборганимизда, у қуйидаги кўринишни олади:

$$\frac{p_1}{T_1} = \frac{p_2}{T_2} \quad \text{ёки} \quad \frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}. \quad (5.15)$$

Шундай қилиб, изохорик жараён Шарль қонунига бўйсунди: газ массаси ўзгармаганда ва ҳажм ўзгармас бўлганда газнинг босими унинг абсолют ҳароратига тўғри пропорционал бўлади. Бу Клапейрон — Менделеев тенгламаси (5.7) дан кўриниб турибди:

$$pV = \frac{m}{\mu} RT.$$

V , m , μ ва R лар ўзгармас бўлгани учун (5.7) ифодадан p босим T га пропорционал эканлиги келиб чиқади. Шарль қонунини 4.3-§ да таърифлангандек таърифлаш ҳам мумкин эканлигини таъкидлаб ўтамиз.

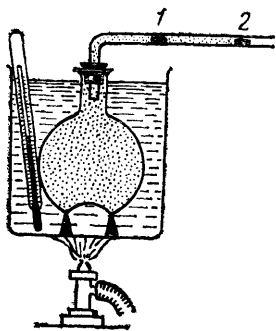
5.7-§. Изобарик жараён. Масса ва босим ўзгармас сақланган ҳолда бўладиган газ жараёнга изобарик жараён дейилади (грекча «барос» — оғирлик). Бу жараённи 1802 йилда француз физиги Л. Гей-Люссак биринчи марта ўрганган.

Модомики, изобарик жараёнда p ўзгармас экан, (5.3) формула p га қисқартирилгандан сўнг қуйидаги кўринишни олади:

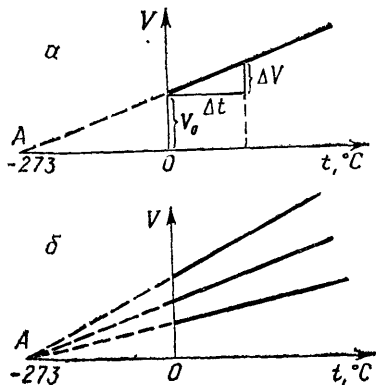
$$\frac{V_1}{T_1} = \frac{V_2}{T_2} \quad \frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2}. \quad (5.16)$$

(5.16) формула Гей-Люссак қонунининг математик ифодасидир: газ массаси ва босим ўзгармас бўлганда газнинг ҳажми унинг абсолют ҳароратига тўғри пропорционал.

5.1-расмда Гей-Люссак тажрибаси схематик равишда тасвирланган. Газ тўлдирилган қолба музли сувга ботирилади. Тиқинга бўш учи горизонтал ҳолатда турадиган қилиб букилган най ўрнатилган. Най ичидаги озгина симоб устунчаси орқали қолба ичидаги газ ташқи ҳаводан ажратилган. Газнинг ҳарорати термометр орқали, ҳажми эса симоб устунининг ҳолатига қараб аниқланади. Бунинг учун найнинг муайян ички ҳажмига мос келадиган ҳолатда уни даражаларга бўлинган (найни даражалашда идишнинг иссиқликдан кенгайишини ҳам



5.1- расм.



5.2- расм.

ҳисобга олиш мумкин, аммо у жуда кичик бўлганлиги учун ҳисобга олинмаса ҳам бўлади).

Аввал симоб устуни 1 нинг ҳолати бўйича газнинг 0°C даги V_0 ҳажми аниқланади. Сўнгра газ иситилади (симоб устуни 2 ҳолатга келади), иситиш давомида ҳажм ва ҳароратнинг мос ҳолатдаги қийматлари ёзиб борилади, шундан сўнг изобара деб аталувчи график чизилади.

Маълум бўлишича, изобара абсциссанинг -273°C га тенг келувчи A нуқтасини кесиб ўтувчи тўғри чизиқдан (5.2-а расм) иборат бўлар экан. Расмдаги учбурчакларнинг ўхшашлигидан

$$\frac{V_0}{OA} = \frac{\Delta V}{\Delta t} \quad \text{ёки} \quad \frac{1}{OA} = \frac{\Delta V}{V_0 \Delta t}$$

$$\frac{1}{OA} = \frac{1}{273^\circ\text{C}} \quad \text{ни } \beta \text{ билан белгилаб,}$$

$$\Delta V = \beta V_0 \Delta t \quad (5.17)$$

ни оламиз. Бу ерда β газнинг ҳажми β кенгайиш коэффициентини (13-бобга қ.).

Агар ҳар хил газлар ёки газнинг турли массаси учун бу тажриба бир неча марта такрорланса, олинган ҳамма графиклар A нуқтани кесиб ўтади (5.2-б расм). — 273°C мос келувчи $\beta = \frac{1}{OA} = \frac{1}{273^\circ\text{C}}$ ко-

эффициент барча газлар учун бир хилдир. Бу, *изобарик жараёнда газ кенгайиши унинг табиатига боғлиқ эмас эканлигини кўрсатади.*

(4.2а) ва (5.17) формулалардаги γ ва β коэффициентлар газлар учун миқдор жиҳатдан бир хил, шунинг учун битта ҳарф β дан фойдаланилади.

5.8-§. Изотермик жараён. Ўзгармас температурада *рўй берувчи газ жараёнига изотермик жараён дейилади.*

Газлардаги изотермик жараён инглиз олими Р. Бойль ва француз олими Э. Мариотт томонидан ўрганилган. Улар аниқлаган тажриба йўли билан ҳосил қилинган боғланиш (5.3) формуладан, уни T га қисқартириш орқали олинади:

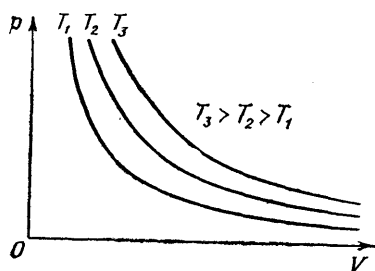
$$p_1 V_1 = p_2 V_2$$

ёки

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{V_2}{V_1} \quad (5.18)$$

(5.18) формула Бойль — Мариотт қонунининг математик ифодаси бўлиб, *газ массаси ўзгармаганда ва доимий ҳароратда газ босими унинг ҳажмига тескари пропорционалдир.* Бошқача қилиб айтганда, *бундай шароитда газ ҳажмининг унга мос келувчи босимига кўпайтмаси ўзгармас катталикдир:*

$$pV = \text{const.} \quad (5.19)$$



5.3- расм.

(5.19) муносабатни (5.7) ёки (5.8) формулалардан келтириб чиқариш мумкин, чунки T ўзгармас бўлса, (5.7) ва (5.8) формулаларнинг ўнг томонида ўзгармас катталиқ туради. Изотермик жараёнда p нинг V га боғлиқлик графиги гиперболодан иборат бўлиб, изотерма деб аталади. 5.3- расмда бирдай газ массаси учун турли T ҳароратдаги учта изотерма ифодаланган.

(5.9) формуладан газ zichлиги унинг босимига тўғри пропорционал эканлиги келиб чиқиши қайд қиламиз:

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{p_1}{p_2}. \quad (5.20)$$

Бойль — Мариотт қонунини тажрибада текшириш унча қийин эмас. (Буни қандай амалга ошириш мумкинлигини ўзингиз ўйлаб кўринг.)

5.9- §. Идеал газнинг ички энергияси. 4.1- § да айтиб ўтганимиздек, идеал газда молекулалар орасида ўзаро таъсир кучи мавжуд эмас. Демак, идеал газда молекуляр-потенциал энергия йўқ. Бундан ташқари, идеал газ атомлари моддий нуқтани ифодалайди, яъни ички тузилишга эга эмас, демак атом ички зарраларининг ўзаро таъсирига ва ҳаракатига боғлиқ бўлган энергияга эга эмас.

Шундай қилиб, идеал газнинг ички энергияси молекулаларнинг хаотик ҳаракати туфайли ҳосил бўлувчи кинетик энергияларининг йиғиндисидан иборатдир:

$$U = \sum E_i.$$

Модомики, моддий нуқталар айланма ҳаракатда бўлишлари мумкин эмас экан, бир атомли газ (молекула битта атомдан иборат) молекулалари фақат илгариланма ҳаракатда бўлади. Молекуланинг илгариланма ҳаракатдаги энергиясининг ўртача қиймати (4.8) муносабат орқали аниқланади, шунинг учун

$$\bar{E}_{\text{илг.}} = \frac{3}{2} kT,$$

у ҳолда бир атомли идеал газ бир молининг ички энергияси қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$U_{\text{моль}} = \frac{3}{2} N_A kT,$$

бунда N_A — Авогадро сони. Агарда $R = N_A k$ эканлигини эътиборга олсак,

$$U_{\text{моль}} = \frac{3}{2} RT \quad (5.21)$$

ҳосил бўлади. Ихтиёрий массали бир атомли газ учун қуйидагига эга бўламиз:

$$U_1 = \frac{3}{2} \frac{m}{\mu} RT. \quad (5.22)$$

Агар газ ўзаро қаттиқ боғланган икки атомли молекуладан (икки атомли газ) иборат бўлса, у ҳолда молекулалар хаотик ҳаракатда бўлиш билан бирга, яна ўзаро тик бўлган ўқлар атрофида айланма ҳаракатда ҳам бўлади. Шунинг учун бир хил ҳароратда икки атомли газнинг ички энергияси бир атомли газникидан катта бўлиб, қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$U_2 = \frac{5}{2} \frac{m}{\mu} RT. \quad (5.23)$$

Ниҳоят, молекуласи уч ва ундан ортиқ атомдан иборат бўлган кўп атомли газнинг ички энергияси қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$U_k = 3 \frac{m}{\mu} RT. \quad (5.24)$$

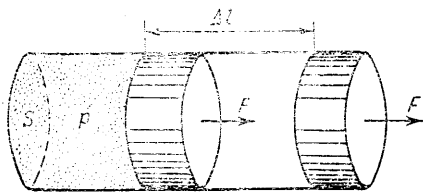
Модомики, ўзаро тик учта ўқ атрофида молекулалар айланма ҳаракат қилар экан, у ҳам худди ўзаро тик йўналишда илгариланма ҳаракатдаги каби иссиқлик ҳаракат энергиясига ўз ҳиссасини қўшади, чунки бундай молекулалар ўзаро тик бўлган учта ўқ атрофида айланма ҳаракат қилади.

(5.23) ва (5.24) формулалар юқори ҳароратда реал газлар учун ўз кучини йўқотади, чунки бу вақтда молекулалар тебранма ҳаракатга ҳам келиб, газнинг ички энергияси ортишини қайд қилиб ўтамиз. (Нима учун бу фикр (5.22) формулага таллуқли эмас?)

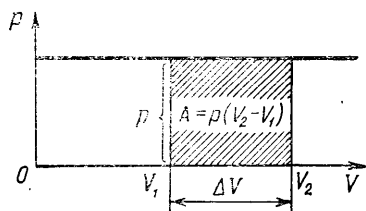
5.10-§. Газ ҳажмининг ўзгариши натижасида унинг бажарган иши. Универсал газ доимийсининг физик маъноси. Тажриба кўрсатадики, сиқилган газ кенгайишда иш бажариши мумкин. Ишлаш принципи газнинг шундай хоссаларига асосланган асбоблар ва агрегатлар пневматикасбоблар дейилади. Пневматик болға, транспорт эшикларининг очилиб ёпилишидаги механизмлар ва ҳ. к. шу принцип асосида ишлайди.

Ҳаракатланувчи поршенли газ тўлдирилган цилиндрни (5.4-расм) кўз олдимизга келтирайлик. Ҳозирча цилиндр ичидаги газ ва уни ўраб турган ҳавонинг босими бир хил бўлиб, поршень ҳаракатсиз турган бўлсин. Бу вақтда газнинг ва ўраб турган муҳитнинг ҳарорати T_1 , босими эса p бўлсин.

Энди цилиндр ичидаги газни аста-секин T_2 ҳароратгача қиздирамиз. Бу вақтда газ изобарик (ташқи босим p ўзгармайди) кенгайди ва поршень 1 ҳолатдан Δl масофадаги 2 ҳолатга ўтади. Бу вақтда газ ташқи кучга қарши иш бажаради. Иш ба-



5.4- расм.



5.5- расм.

жарувчи F куч pS га тенг бўлади, бу ерда S — цилиндрининг кўндаланг кесими юзи. Ишнинг қуйидаги формула билан ифодаланиши механикадан маълум:

$$A = F \Delta l \text{ ёки } A = pS \Delta l.$$

Газни T_1 дан T_2 гача изобарик иситилганда ҳажмнинг ортиши $S \Delta l$ бўлгани учун

$$A = p \Delta V \text{ ёки } A = p(V_2 - V_1) \quad (5.25)$$

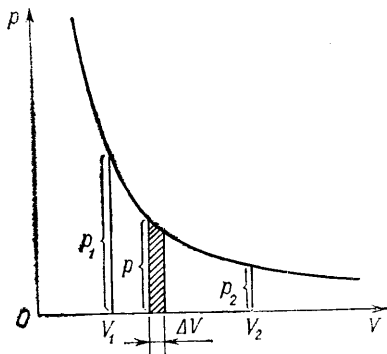
га эга бўламиз:

Изохорик жараёнда газнинг эгаллаган ҳажми ўзгармаганлиги учун бу жараёнда бажарилган ишнинг нолга тенг эканлигини тушуниш қийин эмас, газ фақат ўзининг эгаллаган ҳажмининг ўзгариш натижасидагина, яъни $\Delta V \neq 0$ бўлган ҳолда иш бажаради.

Газни сиқишда (ΔV манфий) ташқи кучнинг бажарган иши мусбат, аммо бу вақтда газнинг бажарган иши манфий бўлишини қайд қиламиз. Ташқи куч бажарган иш ҳисобига газнинг ички энергияси ортиши шарт. Газ кенгайганда (ΔV мусбат) газнинг бажарган иши мусбат, бу вақтда унинг ички энергияси бажарилган A иш миқдорича камайиши керак. Уни ўраб турувчи муҳитнинг энергияси шу миқдорча ортиши, шубҳасиз.

Энди газнинг p билан V нинг боғланиш графигидан фойдаланиб, у ёки бу газ жараёнларида бажарган ишини қандай аниқлаш мумкин эканлигини қараб чиқайлик. Изобарик жараёнда p нинг V га боғлиқлиги p ўзгармас бўлганлиги учун абсцисса ўқиға параллел бўлган тўғри чизиқдан иборат бўлади (5.5- расм). 5.5- расмдан кўринадики, бажарилган иш сон қиймати жиҳатидан штрихланган юзга тенг бўлади.

Изотермик жараёнда бажарилган ишни қандай топиш



5.6- расм.

мумкинлигини кўриб чиқайлик. 5.6- расмда газ изотермаси келтирилган. Бундай жараёнда ΔV нолдан фарқли бўлгани учун иш бажарилади. Бу ҳолда p ўзгарувчан бўлгани учун (5.25) формулани татбиқ қилиш мумкин эмас, чунки у p босим ўзгармас бўлган ҳол учунгина тўғридир. Аммо ҳажмнинг ΔV кичик орттирмасини олиш мумкинки, унда босим ўзгаришини ҳисобга олмаслик мумкин. У вақтда газ ҳажми ΔV га ўзгарганда босим ўзгармас сақланади деб тахмин қилишимиз мумкин. Бунда ΔA ишни қуйидаги формула орқали ҳисоблаш мумкин:

$$\Delta A = p \Delta V.$$

5.6- расмда бу иш штрихланган юздан иборат бўлади.

$(V_2 - V_1)$ интервални шундай жуда кичик ΔV интервалларга бўламизки, улардаги бажарилган элементар ишни $\Delta A = p \Delta V$ формула билан ҳисоблаш мумкин бўлиб, газнинг тўла бажарган иши эса элементар ишларнинг йиғиндисига тенг бўлсин. Бу деган сўз, газнинг бажарган иши 5.6- расмдаги штрихланган юзга ўхшаш юзларнинг йиғиндисидан иборат демакдир. Бинобарин, изотермик жараёнда бажарилган иш p_1 ва p_2 ординаталар, абсцисса ўқи ва p нинг V га боғлиқлик графиги билан чегараланган юздан иборат бўлади.

Ҳар қандай жараёнда газ бажарган иш шу жараённинг p ва V координатадаги графиги, иккита ордината ва абсцисса ўқи билан чегараланган юзга тенг эканлигини қатъий исботлаш мумкин.

Энди газнинг универсал доимийсининг физик маъносини аниқлаймиз. Бир моль идеал газ учун (5.25) формулани татбиқ этиб

$$A_{\text{моль}} = p \Delta V_{\text{моль}} \quad (5.26)$$

ни оламиз. Клапейрон — Менделеев тенгламаси (5.8) дан бир моль газ учун қуйидагини ёзиш мумкин:

$$pV_{\text{моль}2} = RT_2 \quad \text{ва} \quad pV_{\text{моль}1} = RT_1,$$

бундан

$$p(V_{\text{моль}2} - V_{\text{моль}1}) = R(T_2 - T_1)$$

ёки

$$p \Delta V_{\text{моль}} = R \Delta T.$$

Бу ифодани (5.26) га қўйиб, қуйидагини оламиз: $A_{\text{моль}} = R \Delta T$
ёки

$$R = \frac{A_{\text{моль}}}{\Delta T}. \quad (5.27)$$

(5.27) дан газнинг универсал доимийси сон жиҳатидан бир моль идеал газни изобарик равишда бир кельвин иситишда бажарилган ишга тенг эканлиги келиб чиқади.

$k = \frac{R}{N_A}$ муносабатдан, *Больцман доимийси газни изобарик равишда бир кельвин иситишида идеал газнинг битта молекуласига ўртача қанча ил тўғри келишини ифодалаши кўринади.*

6-БОБ. ЖИСМНИНГ ИЧКИ ЭНЕРГИЯСИ ЎЗГАРИШИ. ЭНЕРГИЯНИНГ АЙЛАНИШ ВА САҚЛАНИШ ҚОНУНИ

6.1-§. Жисмнинг ички энергияси. 2.6-§ да айтилганидек, жисмнинг ички энергияси деганда, уни ташкил қилувчи барча зарраларнинг кинетик ва потенциал энергиялари билан унинг атомларининг ядровий энергиялари йиғиндиси тушунилади. У вақтда ички энергияга жисмнинг қандай энергияси кирмайди, деган савол туғилади.

Шундай жисм деб Ерни олайлик. Маълумки, Ер Қуёшга тортилиши натижасида ўз орбитаси бўйлаб унинг атрофида айланма ҳаракат қилади, яъни Қуёшга нисбатан потенциал ва кинетик энергияга эга бўлади. Бу энергия Ернинг ички энергияси ҳисобига кирмайди, чунки у Ердан ташқаридаги жисм билан боғлиқ. Шундай қилиб, жисмдан ташқаридаги жисмлар билан боғлиқ бўлган кинетик ва потенциал энергия жисмнинг ички энергияси таркибига кирмас экан. Шунга ўхшаш системанинг унга кирмаган жисмларга нисбатан кинетик ва потенциал энергиялари системанинг ички энергияси деб ҳисобланмайди.

Жисм ёки жисмлар системасининг ички энергиясини ҳисоблаш масаласи ҳам муҳим масалалардан биридир. Фақат идеал газлар учунгина шундай формулалар мавжуддир (5.9-§ га қ.). Қолган барча ҳолларда биз ички энергияни ҳисоблай олмаймиз. Аммо амалий масалаларни ҳал қилишда ички энергиянинг ўзи эмас, балки унинг ўзгариши, яъни жараённинг бошланишидаги ва охиридаги қийматлар фарқи асосий ҳал қилувчи роль ўйнайди. Бунинг учун барча ички энергияларнинг сон қийматини билиш шарт эмас. Бу фақат ички энергиягагина эмас, балки бошқаларига ҳам тааллуқлидир. Бу айтилганларга, термодинамик шкала ва Цельсий шкаласи бўйича олинган ҳароратлар фарқининг бир хил бўлиши, яъни ўлчов бирлиги ўзгармаганда бу фарқ ҳароратнинг ўзининг сон қийматига боғлиқ бўлмаслиги мисол бўлади.

Модомики, молекуляр физикада молекулалари ўзгармайдиган ҳодисалар қаралар экан, уларда фақат молекуляр-кинетик ва молекуляр-потенциал энергиялар ўзгаради. Бундай содалаштириш кўп ҳисоблашларни енгиллаштиради.

Энергиянинг сақланиш қонунига асосан, *жисмнинг ички энергияси ўзгариши унинг бошқа жисмлар ва атроф-муҳит билан ўзаро таъсирга боғлиқ* деб даъво қилиш мумкин. Баъзи ҳолларда, ўзаро таъсирлашганда кузатилаётган жисмлар ва атроф-муҳит қанча энергия йўқотганлигини ёки олганлигини

билган ҳолда жисмнинг ички энергияси ўзгаришини топиш мумкин бўлади. Бошқа ҳолларда, аксинча, жисмнинг ички энергияси ўзгаришини билган ҳолда атроф-муҳит ва ўзаро таъсирлашувчи жисмлар қанча энергия олганлигини аниқлаш мумкин.

Жисмлар ва атроф-муҳит орасида энергия алмашиш турларидан бири иссиқлик алмашиш ҳодисасидир.

6.2- §. Иссиқлик алмашиш. Стол устида турган иссиқ чойнак маълум вақтдан сўнг совийди. Ёзда Қуёш нурлари Ер сиртини маълум даражада иситади. Газ плитаси устида турган тованинг металл банди қаттиқ исийди. Буларнинг ҳаммаси иссиқлик алмашишга мисол бўлади. *Жисмлар ва атроф-муҳит орасида ёки жисмларнинг қисмлари орасида механик иш бажарилмасдан ички энергия алмашишига иссиқлик алмашиш дейилади.*

Иссиқлик алмашишда энергия алмашишига сабаб, молекулалар орасидаги ўзаро таъсир актларининг кўплиги, бошқача қилиб айтганда, микрожараёнларнинг кўплигидир. Масалан, иссиқ сувнинг ҳавода совишига сабаб сув молекулаларининг ҳаво молекулалари билан ўзаро тўқнашишидир. Чунки бундай тўқнашишлар содир бўлганда, кўпчилик ҳолда сув молекулалари ўз энергиясини йўқотади, ҳаво молекулалари эса, аксинча энергия олади, натижада ҳаво исийди ва сув совийди. Аммо баъзи тўқнашишларда ҳаво молекулалари энергия йўқотиб, сув молекулалари энергия олади, чунки баъзи молекулаларнинг энергиялари унинг ўртача қийматидан (3.4- § га қ.) анча фарқ қилиши мумкин. Сув ва ҳаво ҳароратлари бир-бирига қанча яқин бўлса, бундай ҳодисалар шунчалик тез-тез рўй беради. Шундай қилиб, уларнинг температуралари тенг бўлганида ҳаво молекулалари билан сув молекулалари энергияларининг ортиши ёки камайиши тенг эҳтимолликда бўлади ва сувдан ҳавога энергия узатиш ёки аксинча ҳоллар умуман олганда, содир бўлмайди.

Шундай қилиб, иссиқлик алмашишда молекулалар ўзаро таъсирининг кўпчилик аклари юқори ҳарорати жисмдан паст ҳарорати жисмга энергия узатишга имкон беради ва бу жисмлар ҳароратларининг тенглашишига олиб келади.

Жисмнинг иссиқлик алмашиш туфайли рўй берадиган ички энергияси ўзгариши катталигини кўпинча тарихий сабабларга кўра берилган ёки олинган иссиқлик миқдори (Q) дейилади. Агар иссиқлик алмашиш жараёнида жисмнинг ички энергияси ΔU қийматга ортса, у вақтда жисм Q ёки ΔQ иссиқлик миқдори олди дейилади. Агар жисмнинг ички энергияси ΔU қийматга камайса, жисм Q ёки ΔQ иссиқлик миқдорини берди дейилади. Бинобарин, Q катталики иссиқлик алмашиш жараёнида жисм олган ёки берган энергия миқдорини ифодалайди. Бу иссиқлик миқдори Q иш ёки энергия бирликларида ўлчанишини билдиради. СИ системасида иссиқлик миқдорининг ўлчов бирлиги қилиб жоуль (J) олинади. (Олдин Q

иссиқлик бирлиги сифатида калория (кал) ва килокалория (ккал) олинган эди (6.7- § га қ.).

Пировардида яна бир бор таъкидлаб ўтамызки, *Q* катталик *иссиқлик алмашиш жараёнида жисм ички энергияси ўзгаришининг ўлчови бўлиб, жараённинг турига жуда боғлиқдир*. Демак, бирор жараён билан боғлиқ ҳолатдагина иссиқлик миқдори тўғрисида гапириш мумкин. Жисм бирор аниқ ҳолатда бўлганида, ҳеч қандай иссиқлик миқдори тўғрисида гап бўлиши мумкин эмас. Бу ҳолатда жисмнинг ички энергияси тўғрисида гапириш лозим.

6.3- §. Иссиқлик алмашиш турлари. Табиатда иссиқлик алмашиш ҳодисаси иссиқлик ўтказувчанлик, нурланиш (чиқариш ва ютиш) ва конвекция ёрдамида амалга ошади.

Аслида, иссиқлик ўтказувчанлик механизми олдинги параграфда тушунтирилган. Аммо яна битта мисол келтирмоқчимиз. Металл таёқчанинг бир уч қиздирилганда унинг молекулалари тезроқ ҳаракатлана бошлайди, яъни бу учининг ички энергияси орта боради. Таёқчанинг бошқа учда молекулалар секинроқ ҳаракатланади, у ҳолда стержень ичидаги атомлар ва электронларнинг хаотик ҳаракатлари натижасида таёқчанинг совуқ учига ички энергия узатилади.

Иссиқлик ўтказувчанлик деб, модда молекулалари ва бошқа зарраларининг хаотик ҳаракати туфайли модданинг бир қисмидан иккинчи қисмига ички энергия узатишга айтади.

Турли моддалар ичида металлар энг яхши иссиқлик ўтказувчанликка эга. Бунга сабаб шуки, металларда эркин электронлар мавжуддир. Бундан ташқари, шуни қайд қиламизки, қаттиқ ҳолатдаги модданинг иссиқлик ўтказувчанлиги суяқ ҳолатдаги модданикidan, суяқ ҳолатдаги моддаларники эса газларникидан катта. (Нима учун шундайлигини тушунтиринг.)

Моддани ташкил этувчи молекулалар ва бошқа зарраларнинг тартибсиз ҳаракатидан содир бўлувчи, модданинг бир қисмидан иккинчи қисмига ички энергиянинг узатилишига иссиқлик ўтказувчанлик дейилади.

Конвекциянинг моҳиятини қараб чиқайлик. Сувнинг иссиқликни ёмон ўтказишни кўрсатиш учун, одатда, сувли идишни устидан бошлаб сув исийди. У вақтда сувнинг юқори қисми қайнаб, остки қисми совуқлигича қолади. Лекин идиш остки томондан қиздирилса, сув барча ҳажм бўйича текис исийди. Бунга сабаб шуки, сув исийш натижасида кенгайди ва зичлиги камаяди. Агар иситилган сув идиш тубида бўлса, у ҳолда устки зич сув қатлами оғирлик кучи таъсирида иссиқ сувни сиқиб чиқариб, ўзи пастга тушади. Сувнинг бундай аралашини ҳамма сув қайнагунча давом этади. *Бир текис иситилмаган суяқлик ёки газ қатламларининг оғирлик кучи таъсирида аралашини натижасида содир бўлувчи иссиқлик алмашиш ҳодисаси конвекция дейилади.*

Қосмик кемада вазнсизлик ҳолати вужудга келганда конвекция ҳодисаси бўлмаслигини тасаввур қилиш қийин эмас. (Совиткичлардаги музлатини камераси нега пастга эмас, балки юқорига ўрнатилишини ўйлаб кўринг.)

Бу ерда конвекция оғирлик кучи бажарган иш билан боғлиқ бўлгани сабабли, уни иссиқлик алмашиш қаторига қўшиш мумкин эмасдек кўринади. Аммо конвекция вақтида суяқлик ёки газнинг ички энергияси ташқаридан келтирилган иссиқлик ҳисобига ортади, оғирлик кучининг таъсири эса фақат суяқлик ёки газнинг текис исийини тезлаштириб беради. Конвекция вақтида оғирлик кучи суяқлик ёки газнинг ички энергиясининг ўзгаришига ҳеч қандай қўшимча ҳисса қўшмайди. Шунинг учун конвекция иссиқлик алмашишга кирди.

Қуёш билан Ер ўртасида иссиқлик алмашиниш электромагнит нурланиш орқали амалга ошади. Ҳароратнинг ортиши билан электр зарядларнинг ҳаракати кескин ортиши билан электромагнит нурланиш ҳосил бўлади. *Жисмининг нурланиши фақат ҳарорат орқали рўй берса, бунга иссиқлик нурланиши дейилади.*

Нурланиш жараёни жисмнинг ички энергиясини ўзгариши билан ҳосил бўлади. Агар нурланишни бошқа бирор жисм ютса, у вақтда у жисмнинг ички энергияси ютилган нурланиш энергияси ҳисобига ортади. Шундай қилиб, иссиқ жисмдан совуқ жисмга нурланиш орқали энергия узатилади. Иссиқлик алмашишининг бу кўриниши жисмлар орасида модда бўлмаса ҳам содир бўлади.

6.4- §. Исиш ва совишда жисм ички энергиясининг ўзгариши. Иссиқлик алмашишда жисмнинг ички энергиясининг ўзгаришини қандай ҳисоблаш мумкин эканлигини аниқлаймиз. Бундай ҳисоблашлар аниқ бўлиши учун, иссиқлик алмашиш натижасида ҳисобга олинмайдиган йўқолувчи иссиқликни минимум қийматга келтириш зарур. Шунинг учун иссиқлик алмашиш жараёнида жисмнинг олган ёки берган Q иссиқлигини аниқ ҳисоблаш мақсадида, илмий текширишда иссиқлик алмашишни калориметрда (6.1- расм) амалга оширилади.

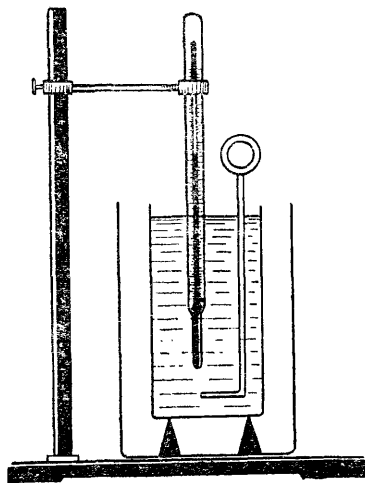
Калориметр ички ва ташқи иккита идишдан иборат. Ички идиш, унинг ҳарорати унга қўйилган суюқликнинг ҳарорати билан бир хил бўлиши учун иссиқликни яхши ўтказувчи (мис, жез) моддадан ясалади. Ташқи идиш ички идишни конвекция ва нурланиш туфайли иссиқлик йўқолишидан сақлаши зарур. Шунинг учун уни оқ бўёқ билан бўялади ёки ялтироқ оқ тунукадан ясалади. Ички идишни иссиқлик ўтказувчанлик туфайли иссиқлик йўқотишдан сақлаш учун уни ёғоч тагликка (ёғоч иссиқликни ёмон ўтказиши) ўрнатилади. Ички идиш ичига худди шу материалдан ясалган аралаштиргич ва термометр туширилади.

Иссиқлик алмашиш қўйндагича амалга ошади. Тарози ёрдамида ички идиш ва аралаштиргичнинг массаси, сўнгра унга қўйилган суюқликнинг, масалан, сувнинг массаси аниқланади. Шундан кейин жисмнинг массаси ўлчанади, уни маълум ҳароратгача қиздирилади ва суюқликнинг бошланғич ҳароратини белгилаб олиб, иссиқлик алмашиш содир бўлувчи жисм калориметрга туширилади. Суюқликнинг охириги ҳароратини ўлчаб, иссиқлик алмашиши жараёнида жисм қанча иссиқлик берганини ҳисоблашимиз мумкин.

Шундай тажрибалар ёрдамида жисмнинг ички энергиясининг ўзгариши унинг массаси m га ва ҳароратнинг ўзгариши ΔT га тўғри пропорционал эканлигини аниқлаш мумкин:

$$\Delta U = cm \Delta T, \quad (6.1)$$

бу ерда c — пропорционаллик коэффициентини. Модомики, иссиқлик алмашишда ички энер-



6.1- расм.

гия ўзгарар экан, у иссиқлик миқдори Q орқали баҳоланади:

$$Q = cm \Delta T. \quad (62.)$$

Одатда жисмнинг бошланғич ҳароратини T_1 билан, охиригини T_2 билан белгиланади, у ҳолда жисм исиганда $\Delta T = T_2 - T_1$, совиганда $\Delta T = T_1 - T_2$ деб қабул қилиш мақсадга мувофиқдир.

Таҷрибалар Q иссиқлик миқдори яна ташқи шароитга, масалан, жисмнинг бошланғич ҳарорати T_1 ва модданинг агрегат ҳолатига боғлиқлигини кўрсатади. Бу боғланишлар (6.1) ва (6.2) формулалардаги c коэффициент орқали ифодаланади.

Жисмнинг исииши ёки совииши вақтида ички энергияси ўзгаришининг модда турига ва ташқи шароитга боғлиқлигини характерловчи c катталиқ модданинг солиштирма иссиқлик сиғими дейилади. Солиштирма иссиқлик сиғими модданинг бир бирлик массасини бир бирлик ҳароратга иситиш учун зарур бўлган иссиқлик миқдори билан ўлланади:

$$c = \frac{Q}{m \Delta T}. \quad (6.2 a).$$

Солиштирма иссиқлик сиғими бирлигини келтириб чиқарамиз:

$$c = \frac{1 \text{ Ж}}{1 \text{ кг} \cdot 1 \text{ К}} = 1 \frac{\text{Ж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}.$$

СИ системасида солиштирма иссиқлик сиғимининг бирлиги қилиб, 1 кг массасини 1 К иситиш учун 1 Ж энергия сарфланадиган модданинг солиштирма иссиқлик сиғими қабул қилинган. Ҳарорат ўзгариши унча катта бўлмаганда, жисмнинг солиштирма иссиқлик сиғимини доимий деб олиш мумкин. Масалалар ечишда унинг қиймати жадвалдан олинади.

Жисмнинг исииши учун зарур бўлган ёки совиганда ажралган иссиқлик миқдорини аниқлашда жисмни бир бирлик ҳароратга ўзгартириш учун зарур бўлган катталиқ $C_{\text{ж}}$ — жисм иссиқлик сиғими дан фойдаланилади. Натижада

$$Q = C_{\text{ж}} \Delta T. \quad (6.3)$$

Жисм қисмлари турли моддалардан иборат бўлган ҳолда жисмларнинг иссиқлик сиғимларидан ҳисоблашларда фойдаланиш жуда қулай. СИ системада жисмнинг иссиқлик сиғими бирлиги қилиб 1 Ж/К қабул қилинган. ((6.3) формула ёрдамида бу бирликни кўрсатинг).

Таъкидлаб ўтамикки, *газнинг солиштирма иссиқлик сиғими унинг исииши содир бўлаётган жараён характерига ҳам боғлиқдир.* Масалан, босим ўзгармас бўлгандаги газнинг солиштирма иссиқлик сиғими c_p унинг ўзгармас ҳажмдаги иссиқлик сиғими c_v дан катта, чунки биринчи ҳолда фақат газнинг ички энергиясини ўзгартириш билан бирга иш бажаришга ҳам энергия сарфланади, бу жисмнинг кенгайиш жараёнида у жисм устида газнинг бажарган ишидан иборат (5.10- § га қ.). Иккинчи ҳолда

газга берилган иссиқлик миқдори фақат унинг ички энергиясининг ортишига сарфланади.

6.5- §. Иссиқлик алмашишда иссиқлик баланси тенгламаси. Механик иш бажарилмаганда жисмнинг ички энергиясининг ўзгариши иссиқлик миқдори Q билан баҳоланишини эслайлик. Шунингдек, соф иссиқлик алмашишда ички энергия ўзгаришининг бошқа турлари бўлмайди, шунинг учун энергиянинг сақланиш қонунига асосан бир жисм қанча иссиқлик берса, бошқа жисм шунча иссиқлик олади деб тасдиқлаш мумкин. Бунга асосан, барча ҳисобларни бажариш учун зарур бўлган иссиқлик баланси тенгламаси тузилади. Уни ёзишда қуйидагиларга эътибор бериш керак: *иссиқлик алмашишда ички энергиялари камаяётган барча жисмларнинг берган иссиқлик миқдорлари йиғиндиси ички энергиялари ортаётган жисмларнинг олган иссиқлик миқдорлари йиғиндисига тенг бўлади.* Шундай қилиб,

$$\sum Q_{\text{б}} = \sum Q_{\text{ол.}}$$

Жисмларнинг ҳароратлари тенглашгунча иссиқлик алмашиш рўй беради. Иссиқлик алмашиш тугагандан кейинги умумий температура θ (грекча «тэта») билан белгиланади.

Мисол тариқасида калориметр ёрдамида моддаларнинг солиштирма иссиқлик сифини топишда фойдаланиладиган иссиқлик баланси тенгламасини тузамиз. Бу вақтда иссиқлик алмашишда иштирок этувчи жисмлар сони тахминан учта деб ҳисоблаймиз: калориметр, сув ва солиштирма иссиқлик сифими аниқланувчи моддадан ясалган жисм. Бу жисм олдиндан маълум T_2 ҳароратга қиздирилиб, T_1 ҳароратли суюқлик солинган калориметрга туширилади. Бир қанча вақтдан кейин калориметрда жисмларнинг умумий охириги ҳарорати— θ қарор топади. Бу вақтда иссиқлик алмашиш жараёнида жисм ўзидан $Q_{\text{ж}}$ иссиқлик миқдори чиқарганлигини, калориметр ва суюқлик мос равишда $Q_{\text{к}}$ ва $Q_{\text{с}}$ иссиқлик олганлигини тасдиқлашимиз мумкин. Шунинг учун

$$Q_{\text{ж}} = Q_{\text{к}} + Q_{\text{с}}.$$

Моддомики, $Q_{\text{ж}} = c_{\text{ж}} m_{\text{ж}} (T_2 - \theta)$, $Q_{\text{к}} = c_{\text{к}} m_{\text{к}} (\theta - T_1)$ $Q_{\text{с}} = c_{\text{с}} m_{\text{с}} (\theta - T_1)$ экан

$$c_{\text{ж}} m_{\text{ж}} (T_2 - \theta) = c_{\text{к}} m_{\text{к}} (\theta - T_1) + c_{\text{с}} m_{\text{с}} (\theta - T_1)$$

ёки

$$c_{\text{ж}} = \frac{(\theta - T_1)(c_{\text{к}} m_{\text{к}} + c_{\text{с}} m_{\text{с}})}{m_{\text{ж}} (T_2 - \theta)}$$

га эга бўламиз. Ҳосил қилинган формуланинг ўнг томонига тажрибадан олинган катталикларнинг сон қийматларини қўйиб, жисм моддасининг иссиқлик сифими ҳисобланади.

6.6- §. Ёқилги ёнганда ажралган иссиқлик миқдорини ҳисоблаш. Иситкичнинг фойдали иш коэффициентини. Жисм моддасида бўладиган кимёвий реакция натижасида жисмнинг ички энергияси қисман ажралиши мумкин. Айниқса ёниш реакциясида

жуда қисқа муддат ичида кўп миқдорда иссиқлик ажралади. Иссиқлик олиш учун фойдаланиладиган моддалар ёқилғи дейилади. Ёқилғининг ёнишидан ҳосил бўлувчи энергиядан ишлаб чиқаришда, транспортда ва турмушда кенг фойдаланилади. Ёқилғи қаттиқ, суюқ ва газсимон кўринишда бўлади.

Маълум хилдаги ёқилғи ёнганда ажралган иссиқлик миқдори ёнган ёқилғининг m массасига тўғри пропорционал эканлигини тажриба кўрсатади:

$$Q_m = qm. \quad (6.4)$$

Ҳар хил турдаги ёқилғилар сифат жиҳатдан бир-бирларидан фарқ қилади. Бу фарқ иссиқлик миқдори Q_m демак, (6.4) даги пропорционаллик коэффициенти q ёқилғининг турига боғлиқлигида намоён бўлади.

Ёқилғининг ёниши натижасида ажралган иссиқликни унинг турига боғлиқ эканлигини характерловчи q катталиқ ёқилғининг солиштирма ёниш иссиқлиги ёки ёқилғининг калорияллиги дейилади. Ёқилғининг солиштирма ёниш иссиқлиги бир бирлик ёқилғи массаси тўла ёнганда ажраладиган иссиқлик миқдори билан ўлчанади:

$$q = \frac{Q_m}{m}. \quad (6.4a)$$

СИ системасида q нинг ўлчов бирлигини топамиз:

$$q = \frac{1 \text{ Ж}}{1 \text{ кг}} = 1 \frac{\text{Ж}}{\text{кг}}.$$

(6.4) формула қаттиқ ва суюқ ёқилғиларнинг ёнишидан ҳосил бўлган иссиқликни ҳисоблаш учун фойдаланиш қулайдир. Газсимон ёқилғилар миқдорини массаларда эмас, балки ёнган газ ҳажмларида ифодалаш қулайдир. Аммо газ қувурларида босим катта, газнинг ҳажми эса ташқи шароитга боғлиқ бўлади. Шунинг учун газ сўёткичлари шундай тузилган бўладики, у сарфланаётган газ ҳажмини нормал шароитдаги куб метрларда (V) ҳисоблайди. Газ ёнганда ажралган Q_m иссиқлик миқдори V га тўғри пропорционалдир, яъни

$$Q_m = \kappa V_0. \quad (6.5)$$

Бу ерда κ (грекча ҳарф «каппа») — газнинг табиатига боғлиқ бўлган газсимон ёқилғининг солиштирма ёниш иссиқлиги. *Нормал шароитга келтирилган бир бирлик ҳажмдаги газнинг тамомила ёнганда ажралган иссиқлик миқдори газсимон ёқилғининг солиштирма ёниш иссиқлиги* деб қабул қилинган:

$$\kappa = \frac{Q_m}{V_0}. \quad (6.5a)$$

(СИ системасида κ ни $\text{Ж}/\text{м}^3$ ҳисобида ўлчанишини кўрсатинг.)

Ёқилғига талаб кўпинча солиштирма ёниш иссиқлиги $29,3 \times 10^6 \text{ Ж}/\text{кг}$ бўлган шартли ёқилғи бўйича тонналар билан ифодаланишини қайд қилиб ўтамыз.

Ёқилғилар печлар, ўтхоналар, форсункалар, керогазлар ва ҳ. к. ларда ёқилади ва шартли равишда уларни и с и т к и ч л а р деб аталади. Ёқилғини ёқиш учун фойдаланиладиган қурилмалар типини асосан фойдаланиладиган ёқилғининг турига ва ажралган иссиқлик қандай мақсадда фойдаланилишига қараб аниқланади. Аммо иситкичларда ажралган иссиқликдан тўла фойдаланиш мумкин эмас, чунки иссиқликнинг бир қисми ёниш маҳсулотлари билан бирга чиқиб кетади ва атроф-муҳитга тарқалади.

Ёқилғи ёндириладиган қурилманинг эффективлигини характерловчи η катталиги шу қурилманинг фойдали иш коэффициентини (ФИК) дейилади. Қурилманинг фойдали иш коэффициентини ёқилғининг ёниши натижасида ажралган иссиқлик миқдори Q_m нинг қанча қисми фойдали иссиқлик миқдори Q_f сифатида ишлатилганлигини кўрсатади:

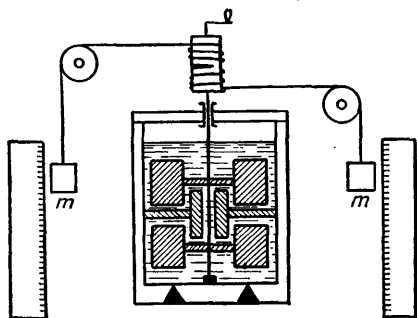
$$\eta = \frac{Q_f}{Q_m} \text{ ёки } \eta = \frac{Q_m}{Q_f} \cdot 100 \% . \quad (6.6)$$

Q_m катталиги ҳар доим (6.4) ва (6.5) формулалар орқали аниқланади. Q_f эса ёқилғи ёнадиган қурилманинг тузилишига қараб турли кўринишдаги формулалар орқали ифодаланиши мумкин.

6.7- §. Иш бажарилишида ички энергиянинг ўзгариши. Жоуль тажрибаси. Ички энергия фақат жисмларнинг иссиқлик алмашиши натижасида ўзгармасдан, балки механик иш бажариш натижасида ҳам ўзгариши мумкин. Масалан, қўл арра билан ўтин арралаганда арра исийди. Детални парма ёрдамида тешаётганимизда парма ҳам, деталь ҳам кучли қизийди. Токарлик станогининг кескичи деталга ишлов берилаётганда қизийди. Бундай мисолларни кўплаб келтириш мумкин. Буларнинг ҳаммасида ишқаланишни енгиш ёки материални бузиш учун механик иш бажарилганда жисмларнинг қизиши кузатилади, яъни бу жисмлар ташқаридан қандайдир Q иссиқлик миқдори олгандаги каби уларнинг ички энергиялари ортади. Шунинг учун юқорида келтирилган мисолларда иш иссиқликка айланыпти дейилади, яъни *жисмнинг механик энергияси* (унинг ички энергиясига кирмайдиган) *унинг ички энергиясига айланиши содир бўлади.*

Механик иш ёрдамида чекланмаган миқдорда иссиқлик олиш мумкин бўлса, қуйидаги савол туғилиши мумкин: механик иш билан иссиқлик миқдори ўртасида маълум миқдорий муносабат мавжудми? Бошқача қилиб айтганда, бир хил иш миқдори ҳисобига ҳар доим ҳам бир хил иссиқлик миқдори ҳосил бўлаверадими? Бу саволга жавоб топиш учун инглиз олими Ж. Жоуль бир қатор тажрибалар ўтказди, бу тажрибалар тасдиқловчи жавоб берди. У 1843 йилда биринчи тажрибасини ўтказган.

Жоуль тажрибаларидан бирининг схемаси 6.2- расмда тасвирланган. Қурилма симобли калориметрдан иборат бўлиб, калориметрга бир учи валикли даста билан тугайдиган ўқ ўрнатилган. Учларига тенг m массали юклар осилган ип валикка ўралади. Юкларнинг силжишини аниқлаш учун уларнинг



6.2- расм.

қаршисига чизғич маҳкамланган. Юклар ҳаракатида ишқаланишни орттириш учун калориметр ичида чиқиклар бор, ўққа эса куракчалар ўрнатилган.

Тажрибани бошлашдан олдин даста ёрдамида юкларни юқорига кўтариб, симобнинг ҳарорати ўлчанади. Сўнгра даста қўйиб юборилганда юкларнинг пастга ҳаракати натижасида калориметр ичида куракчалар айланма ҳаракатга келади.

Бу вақтда симоб билан куракчалар орасида катта ишқаланиш бўлганлиги сабабли, юкнинг пастга ҳаракатланиши натижасида h масофани ўтишида бажарилган иш ҳисобига калориметрда иссиқлик ажралиб чиқади. Модомики, қурилманинг бошқа қисмларида ишқаланиш жуда ҳам кичик экан, бу тажрибада калориметрнинг ички энергияси ўзгариши юкларнинг пастга ҳаракати жараёнида механик энергиянинг камайиши ҳисобига бўлади деб қараш мумкин. У вақтда ҳали энергиянинг сақланиш қонуни қатъий аниқланган бўлмаса ҳам. Жоуль калориметрда ажралиб чиққан Q иссиқлик миқдори юкларнинг бажарган иши $A = 2mgh$ га тенг деб ҳисобланган. Жоуль шундай турдаги тажрибалар ёрдамида ишқаланиш жараёнида ажралиб чиққан иссиқлик миқдори бажарилган ишга тўғри пропорционал эканлигини исбот қилди.

Ҳозирги маълумотларга кўра 1 кг сувни 292,5 К дан 293,5 К гача, яъни 1 К иситиш учун 4186,8 Ж энергия зарур экан. Демак, сувнинг иссиқлик сифими

$$c_s = 4186,8 \frac{\text{Ж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \approx 4200 \frac{\text{Ж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}.$$

Эслатиб ўтиш керакки, Жоуль тажрибаларигача иссиқлик алмашиш ёрдамида модданинг фақат нисбий солиштирма иссиқлик сифиминигина топиш, яъни бир модданинг солиштирма иссиқлик сифими бошқасиникига нисбатан неча марта катта эканлигини билиш мумкин эди. Бунда сувнинг солиштирма иссиқлик сифимини шартли равишда бир деб қабул қилинган 1 кг сувни 1 °С гача иситиш учун зарур бўлган иссиқлик миқдори килокалория (ккал) деб аталган эди. Сувнинг солиштирма иссиқлик сифими қуйидагича ифодаланган:

$$c_s = 1 \frac{\text{ккал}}{\text{кг} \cdot ^\circ\text{С}} = 1 \frac{\text{ккал}}{\text{г} \cdot ^\circ\text{С}}.$$

Шундай қилиб, Жоуль тажрибасига асосан,

$$1 \frac{\text{ккал}}{\text{кг} \cdot ^\circ\text{С}} = 4186,8 \frac{\text{Ж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$$

га эга бўламиз. Бу муносабатдан фойдаланиб, калория билан жоуль орасидаги боғланишни топамиз:

$$1 \text{ ккал} = 4186,8 \text{ Ж} \approx 4200 \text{ Ж} = 4,2 \text{ кЖ},$$

$$1 \text{ кал} \approx 4,2 \text{ Ж}.$$

XVIII асрда иссиқлик ҳодисаларини тушунтириш учун теплород назариясидан фойдаланилган. Олимлар, вазсиз материя — теплород мавжудки, унинг миқдори табиатда ўзгармайди, деб фараз қилганлар. Жисм совиятганда теплород жисмдан атроф-муҳитга оқиб ўтади. Жисм исигада эса теплород бошқа жисмлардан унга оқиб ўтади деб ҳисоблашган.

М. В. Ломоносов биринчи бўлиб (1711—1765 йй.) теплород назариясига қарши чиқди ва жисмлардаги иссиқлик ҳодисасини кўзга кўринмас зарралар ҳаракати орқали тушунтирди. 1798 йилда Б. Румфорд замбарак стволени очишда (пармалаганда) механик иш ҳисобига жуда кўп иссиқлик миқдори ажралишини кўрсатди. Румфорднинг бу тадқиқоти теплород назариясининг асосиз эканлигини исботлади. Француз олими С. Карно томонидан иссиқлик машиналарининг ишлаш назариясининг яратилиши теплород назариясини рад этишда муҳим роль ўйнади.

6.8-§. Механикада энергиянинг сақланиш ва айланиш қонуни. Механик ҳаракат материянинг бошқа тур ҳаракатларига айланмайдиган жараёнларни соф механик жараёнлар деб атаймиз. Соф механик процесслар рўй берувчи системалар консерватив системалар деб аталади. Бундай система идеаллаштирилган система ҳисобланади, чунки унда механик энергиянинг сочилишига сабаб бўлувчи, яъни уни энергияларнинг бошқа шаклларига айлантирувчи ишқаланиш кучлари ва бошқа зарарли қаршиликлар йўқ.

Консерватив системада фақат кинетик энергия потенциал энергияга ва аксинча айланиши содир бўлиши мумкин. Консерватив системадаги жисмга таъсир этувчи кучларнинг бажарган иши йўлнинг шаклига боғлиқ бўлмасдан, жисмнинг бошланғич ва охири ҳолатлари билан аниқланади. Бундай кучга оғирлик кучи мисол бўлишини эслатиб ўтамиз. Бу айтилганлардан, консерватив системада берк йўл бўйича кучнинг бажарган иши нолга тенг эканлиги келиб чиқади. Бундай системалар учун энергия сақланиш қонунининг қуйидаги шакли ўринлидир; берк консерватив системада уни ташкил қилувчи барча жисмларнинг кинетик ва потенциал энергиясининг йиғиндиси ўзгармас катталиқдир. Консерватив системага ташқи таъсир бўлмаганда, энергиялар йиғиндисини E билан белгиласак:

$$E = \text{const.} \quad (6.7)$$

Масалан, жисм эркин тушаётганда унинг кинетик ва потенциал энергиялари йиғиндиси ўзгармайди.

Механик энергиянинг бир жисмдан бошқа жисмга узатилишининг йлчови иш (A) эканлигини эслайлик. Шунинг учун, агар консерватив системанинг бирор ҳолатдаги механик энергияси E_1 га тенг бўлиб, бу система устида ташқи куч A иш бажарса, у ҳолда системанинг энергияси A миқдорга ортади ва янги ҳолатда унинг энергияси E_2 га тенг бўлади. Демак, бу ҳолда

$$E_2 - E = A.$$

Кенг маънода айтилса, табиатда бўладиган ҳар қандай ҳодисаларда A механик иш механик ҳаракатни материянинг бошқа

ҳаракат шакллари ва аксинча айланиши ҳамда узатилишининг бирдан-бир ўлчови бўлиб хизмат қилишини эслатиб ўтамуз.

6.9- §. Механик ва иссиқлик жараёнларида энергиянинг сақланиш ва айланиш қонуни. 6.8- § да механик энергия фақат ишқаланиш ва бошқа қаршиликлар бўлмаганда сақланиши тушунтирилган эди. Ишқаланиш кучлари таъсирида механик энергия камаяди. Ҳақиқатан ҳам, автомобиль двигатели ўчирилгандан сўнг у кинетик энергиясини йўқота бориб, тўхтайдди, тепаликдан сирпаниб тушган чана горизонтал йўлда аста-секин тезлигини йўқота боради ва ҳ. к. Бундай ҳолатларда энергиянинг изсиз йўқолиши туюлма эканлигини тасаввур қилиш қийин эмас. Бундай ҳолларда ҳар доим қандайдир миқдорда иссиқлик ажралади. Шундай қилиб, ишқаланишда ва ҳаракатга кўрсатиладиган ҳар қандай қаршиликда механик энергиянинг ички энергияга айланиши содир бўлади. Маълумки, механик энергиянинг бундай ўзгаришини ўлчови иш A ҳисобланади, аммо ички энергиянинг ортишини ўлчови — олган Q иссиқлигидир.

Жоуль тажрибаси A билан Q ўзаро тўғри пропорционал эканлигини кўрсатди, агар улар бир хил бирликларда (жоулларда) ўлчанса, ўзаро тенг бўлиб чиқади. Демак, ишқаланиш кучлари таъсирида жисмларнинг механик энергияларининг камайиши, бу жараёнда иштирок этувчи барча жисмларнинг ички энергияларини ортишига эквивалентдир.

Демак, *берк системани ташкил қилувчи барча жисмларнинг механик ва ички энергияларининг йиғиндиси ўзгармас катталиқдир.* Бошқача қилиб айтганда, берк системадаги барча жисмларнинг узатилган иссиқлик ва бажарган иш орқали топилган механик ва ички энергияларининг ўзгаришлари йиғиндиси нолга тенг бўлади.

Табиат ҳодисаларини ўрганиш шуни кўрсатдики, жисмнинг энергияси фақат иш бажарилганда ва иссиқлик алмашилганда ўзгарар экан. Демак, иш ва иссиқлик миқдори — жисмлар ўртасида энергия алмашишининг ягона шакллари дур. Шундай қилиб, жисмга берилган Q иссиқлик миқдори ва бу жисм томонидан бошқа жисмлар устида бажарилган A иш бирор процесда унинг ички энергия ўзгаришини аниқлашда тенг қийматлидир.

1842 йилда немис врачлари Р. Майер материя ҳаракатининг барча шакллариининг ўзаро айланишлигига эътибор қилиб, барча табиат ҳодисаларига энергиянинг сақланиш принципини татбиқ қилишга ҳаракат қилди. Лекин бу принципни 1847 йилда немис олими Г. Гельмгольц илмий асослаб берди.

Энди энергиянинг айланиш ва сақланиш қонунини таърифлайлик: *берк системанинг энергияси ҳеч қачон йўқ бўлмайди ва йўқдан бор бўлмайди. Барча ҳодисаларда система ичида энергия фақат бир турдан бошқа турга айланади ёки бир жисмдан бошқа жисмга миқдоран ўзгармаган ҳолда узатилиши мумкин.*

Энергиянинг сақланиш ва айланиш қонуни табиатнинг энг умумий қонуни бўлиб, ҳозирги замон табиат фанлари унга асос-

ланади. Янги назариялар ва янги экспериментларнинг натижалари унга асосланган ҳолда текширилади ва баҳоланади. Табиатнинг бирор ҳодисаси бу қонунга хилоф бўлганда, барча табиат фанлари тўлиқлигича бошқатдан қурилиб, дунё ҳақидаги тушунчаларимизнинг ўзгаришига олиб келган бўлар эди.

6.10- §. Термодинамиканинг биринчи бош қонуни. Иссиқлик жараёнларининг хусусиятларини ўрганишнинг муҳим усули — табиат ҳодисаларини термодинамик методда ўрганишдир. Бу методнинг мазмуни қуйидагидан иборат. Экспериментни бажаришда ўрганилаётган жараённи характерловчи макроскопик катталикларнинг сон қийматлари ўлчанади. Кўпинча уларни термодинамик параметрлар (5.1- §. га қ.) деб аталади. Бундай экспериментлар натижалари бўйича параметрлар орасидаги боғланиш қонунияти топилади, сўнгра бу боғланишни тўғри эканлигига шубҳа қолмаслиги учун умумий табиат қонунлари асосида математик анализ қилинади. Шундай анализ қилинадиган умумий табиат қонунлари термодинамиканинг бош қонунлари деб аталади.

Параметрлар орасидаги боғланишни муваффақиятли анализ қилиш учун термодинамиканинг бош қонунларининг математик ифодаси специфик анализ қилиш учун қулай бўлиши керак. Модомики, термодинамиканинг барча ҳулосалари экспериментлар асосида ва бузилмас табиат қонунлари бўйича келиб чиқар экан, улар ҳар доим тўғридир. Табиатни термодинамик метод асосида ўрганиш кўп ҳодисаларнинг боришини олдиндан айтиб беришга имкон беради, аммо бўлаётган ҳодисаларнинг физик мазмунини очиб берувчи кўргазмали моделини бера олмайди. Термодинамик методнинг бу камчилигини кўпчилик ҳодисаларни бундай моделлар асосида тушунтирувчи молекуляр-кинетик назария тўлдиради. Шундай қилиб, ҳодисаларни кузатишнинг бу икки энг муҳим усуллари бир-бирларини тўлдиради ва бўлаётган жараёнларни чуқур тушунишга ёрдам беради.

Термодинамиканинг биринчи асоси бўлмиш биринчи умумий табиат қонуни — энергиянинг сақланиш қонунидир. У термодинамиканинг биринчи бош қонуни деб аталиб, у қуйидагича таърифланади: *системага келтирилган Q иссиқлик миқдори қисман системанинг ички энергияси ΔU ўзгаришига ва қисман система томонидан A иш бажарилишига сарфланади:*

$$Q = \Delta U + A.$$

(6.9) формула татбиқ қилинадиган система битта жисмдан ҳам иборат бўлиши мумкин эканлигини қайд қиламиз. Яна шунини таъкидлаш кераки, (6.9) даги A иш сон жиҳатдан система атрофдаги жисмларга механик ҳаракат шаклида берган энергияга тенг.

6.11- §. Идеал газлардаги изожараёнларга термодинамиканинг биринчи бош қонунини татбиқ қилиш. Идеал газлардаги турли изожараёнлар учун (6.9) формула қандай кўринишни олишини аниқлайлик. Маълумки, изохорик жараёнда газнинг

базарган A иши нолга тенг. Демак, бу жараён учун (6.9) формула қуйидаги кўринишни олади:

$$Q = \Delta U. \quad (6.10)$$

Бу, *изохорик жараёнда газга берилган иссиқлик миқдорининг ҳаммаси унинг ички энергиясининг ортишига сарфланишини* (5.10- § га қ.) билдиради.

Изобарик жараён учун термодинамиканинг биринчи бош қонунини ифодаловчи (6.9) формула қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$Q = \Delta U + A.$$

Ҳақиқатан ҳам, бу ҳолда $A = p\Delta V$ нолдан фарқлидир, чунки газнинг ҳажми доимий эмас. Бу жараёнда газнинг ҳарорати ўзгаради, шунинг учун ҳарорат ортишига тўғри пропорционал бўлган ички энергия ўзгариши ΔU ҳам нолдан фарқли бўлади. Шундай қилиб, *изобарик жараёнда газга берилган иссиқлик миқдори қисман унинг ички энергияси ортишига ва қисман газнинг кенгайиш жараёнида унинг иш бажаришига сарфланади.*

Изотермик жараёнда газнинг ҳарорати ўзгармайди. Шунинг учун (5.22) — (5.24) формулаларга асосан бу ҳолда газнинг ички энергияси ўзгармайди, яъни $\Delta U = 0$ бўлади, деб айта оламиз. Демак, бу жараён учун (6.9) формула қуйидагича ифодаланади:

$$Q = A. \quad (6.11)$$

Бу, *изотермик жараёнда газга берилган ҳамма иссиқлик миқдори газнинг иш бажаришига сарфланишини* билдиради.

(6.9) формуланинг анализидан газда яна бир жуда зарур бўлган $Q = 0$ жараён бажарилиши кўринади. Бу жараён катта амалий аҳамиятга эга.

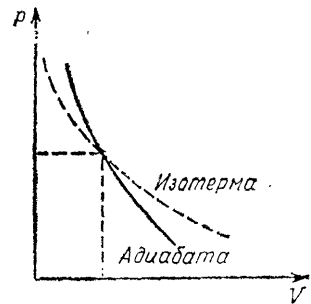
6.12- §. Адиабатик жараён. *Бирор системада уни ўраб турувчи муҳит билан иссиқлик алмашимасдан бўладиган жараён адиабатик жараён деб аталади.* Бундай жараёнда $Q = 0$ бўлиб, (8.3) формула қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$\Delta U + A = 0 \quad \text{ёки} \quad A = -\Delta U. \quad (6.12)$$

Демак, *адиабатик жараёнда система фақат ўзининг ички энергияси ҳисобига ташқи жисмлар устида иш бажариши мумкин.* Аксинча, адиабатик жараёнда ташқи жисмлар система устида иш бажарса, унинг ички энергияси ортади.

Агар газ адиабатик кенгайиб, атроф-муҳит устида иш бажарса, у ҳолда унинг ички энергияси камаяди. Демак, бу ҳолда газ совиши керак. (Агар газ бўшлиққа адиабатик кенгайса, у совийдими, ўйлаб кўринг.) Равшанки, газ адиабатик сиқилганда исиши керак. Бундай жараённинг p ва V координаталардаги графиги 6.3- расмда тасвирланган. Бундай эгри чизиқ адиабата дейилади. 6.3- расмда таққослаш мақсадида шу идеал газ масасининг битта изотермаси ҳам келтирилган. Изотермага нисбатан адиабата нега тикроқ бўлишини (4.9) формула ёрдамида

($p = n_0 k T$) тушунтириш қийин эмас. Изотермик сиқишда босим ҳажм бирлигида молекулалар сони (n_0) нинг ортиши (T ўзгармайди) билан босим p ортади, адиабатик сиқишда эса n_0 ҳам, T ҳам ортади ва босим тезроқ ортади.



6.3- расм.

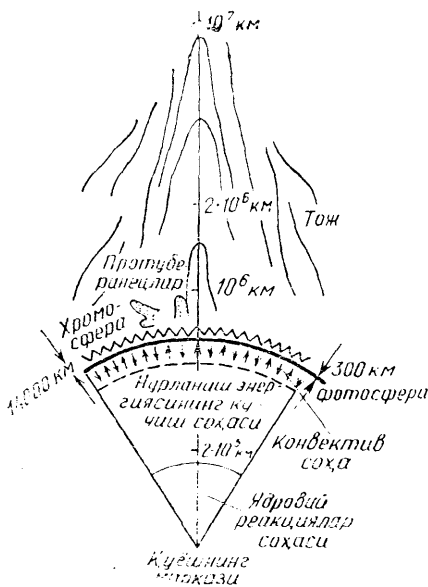
Реал шароитда адиабатик жараёни ҳосил қилиш мумкин эмас, чунки табиатда идеал иссиқлик ўтказмайдиган модда йўқ. Аммо, яхши изоляция қилинган газлардаги мувозанатсиз жараён агар у жуда қисқа вақт ичида ўтса, адиабатик жараёнга яқин бўлади. Чунки бу вақтда газ билан ўраб турган муҳит орасида иссиқлик алмашишга улгурмайди. Шунинг учун ҳар қандай газ сиқилса, у исийди ва тез кенгайтирилганда эса совийди.

Буни қуйидаги тажрибада кўрсатиш мумкин. Ингичка бўйинли шиша идиш оламиз ва унга озгина сув қуямиз. Идиш оғзи ҳаво ҳайдовчи насосга уланган резина найнинг иккинчи учи ўрнатилган резина тиқин билан беркитилади ва идишга ҳаво ҳайдалади. Бу вақтда ундаги сув йўқолади (буғланади). Бу идишдаги ҳаво ҳарорати кўтарилганини билдиради. Етарлича катта босимда идиш оғзидаги тиқин отилиб кетади ва унинг ичида туман ҳосил бўлади, бу эса кенгайганда ҳавонинг совишини билдиради.

Газни тез ва кучли сиқиш натижасида у жуда кучли исийиш мумкин. Агар газда бензин ёки бошқа ёнувчи модда молекулалари бўлса, улар алангалади. Бу ҳодисадан Д и з е л ь д в и г а т е л л а р и д а ёқилғи аралашмасини ёндириш учун фойдаланилади.

6.13-§. Қуёш ва юлдузларнинг тузилиши тўғрисида тушунча. Қуёш типик юлдуздир ва у гигант газ шаридан иборат. Қуёш ўзининг физик характеристикаси бўйича — массаси $2 \cdot 10^{30}$ кг га яқин ва радиуси $7 \cdot 10^8$ м бўлган ўртача катталиқдаги юлдуздир.

Қуёш, асосан, водороддан (массаси бўйича $\sim 70\%$) ва гелий ($\sim 29\%$) дан ташкил топган. (Водород атомлар сони бўйича бошқа элементлардан 10 марта кўпдир.) Қуёшнинг массаси Ернинг массасидан 330 000 марта катта ва жуда катта тортишишга эга бўлганлигидан газларни кучли равишда сиқади. Қуёш шарининг ҳажмини ҳисоблаб, уни ташкил қилган моддаларнинг ўртача зичлигини аниқлаганимизда у $1,4 \cdot 10^3 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$ бўлиб, сувнинг зичлигидан каттадир. Марказга қараб яқинлашган сари юқори қатламларга бўлаётган босим ортиб боради ва газнинг зичлиги ортади. Қуёш марказига борганда эса $1,5 \cdot 10^6 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$ бўлиб, қўрғошиннинг зичлигидан 10 мартадан кўпроқ каттадир.



6.4- расм.

Қуёш олам фазасига ҳар секундда жуда катта миқдорда энергия нурлайди. Бу энергиянинг манбаи унинг қаърида бўладиган термоядро реакциялардир. Қуёш марказининг ҳарорати тахминан $13 \cdot 10^6$ К га етади ва марказдан узоқлашган сари аста-секин камайиб боради.

Қуёш қаъридан энергиянинг узатилиши асосан нурланиш орқали бўлади. Ички қатламдаги нурланишлар ташқи қатламлар орқали ютилади, шу каби қатламлар нурланиши бир-биринга узатилиб, охири ташқи қатлам — космик фазога чиқади.

Қуёшнинг кўринувчан нурланиши ҳосил бўладиган ва фотосфера деб ата-

ладиган қатлами бизга қуёш диски бўлиб кўринади. Фотосфера қатламининг қалинлиги 300 километрча, босими 0,1 атм тартибда. Фотосферанинг ички қатламларининг ҳарорати 6000 К га яқин ва ташқи қатламида 4500 К гача камаяди. Фотосфера Қуёш атмосферасининг остки қатламларини ташкил қилади. Унинг устида хромосфера ётади, атмосферанинг энг ташқи сийраклашган қисми Қуёш тожи (6.4- расм) дейилади.

Газ олам фазога нурланиш натижасида энергия йўқотиб, фотосферада тез совийди ва фотосфера остидаги қатламда вертикал йўналишда араланиш — конвекция содир бўлади. Телескоп орқали кузатганимизда фотосферада жуда кўп миқдордаги гранулалардан унча катта бўлмаган жуда иссиқ газ булуғларидан ташкил топганлигини кўрамиз. Бу булуғлар остки қатламдан кўтарилиб, совиган газларни сиқиб чиқаради ва у бир неча минутдан сўнг парчаланиб, яна янгилари ҳосил бўлади. Баъзи ҳолларда машъалалар деб аталувчи, пастдан юқорига чиқадиган турғун иссиқ газ оқимлари ҳосил бўлади. Улар жуда ёрқин соҳалардек кўринади. Вақт-вақти билан фотосферада жуда совуқ соҳани ташкил қилувчи қора доғлар ҳосил бўлиб туради. Айтганча, бу доғларнинг ҳаракати натижасида Қуёшнинг айланиши аниқланган.

Қуёш моддалари орасида кучли конвекцион ҳаракатнинг таъсири натижасида механик тебранишлар ҳосил бўлади ва товуш тўлқинларига ўхшаш тўлқинлар пайдо бўлади. Бундай тўлқинларнинг атмосферанинг юқори қатламларида газ жуда сийраклашган жойларда тарқалиши туфайли газ зарраларининг тебра-

ниш амплитудалари (қулочи) бир неча километргача ортади ва зарра тебранма ҳаракатининг тезлиги кучли ортади. Лекин бундай тебранишлар ўзининг тўғри характерини узоқ вақт сақлай олмай, газнинг чўзиқ соҳаларидаги тўлқинсимон ҳаракатни айрим кичик гартибсиз ҳаракатланувчи газ массаларига бўлиб юборади. Натижада тўлқиннинг механик энергияси ҳисобига газ зарраларининг хаотик ҳаракатларининг ўртача энергияси кучли ортади ва хромосферанинг ҳарорати бир неча ўнг минг кельвинга, тожники эса 10^6 K^* гача ортади. Модда зичлиги жуда кичик бўлгани сабабли тож равшанлиги фотосфераникидан миллион марта кичик бўлиб ойнанинг равшанлигичалик бўлолмайди. Тожни Қуёш тўла тутилганда Ой уни тўсиб, диски ёпилганда кузатиш қулай бўлади, бунда нурлар узунлиги фотосферанинг радиусидан ўнлаб марта катта бўлиши мумкин.

Тождаги газ зарраларининг кинетик энергиялари шунчалик каттаки, ҳатто Қуёшнинг тортиш кучини енгади ва сайёралараро фазога учиб чиқади. Юзлаб км/с тезлик билан ҳаракатланувчи бундай зарралар оқими Қуёш шамоли деб аталади. Қуёш шамоли, шунингдек, ёруғлик босими ҳар доим Қуёшдан ташқарига йўналган «кометалар думи» ни ҳосил қилади.

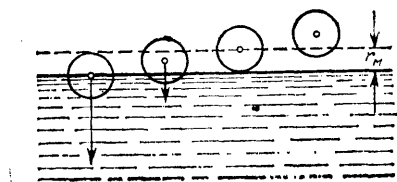
7-БОБ. МОДДАЛАРНИНГ СУЮҚ ҲОЛАТДАН ГАЗ ҲОЛАТГА ВА АКСИНЧА УТИШИ

7.1-§. Буғ ҳосил бўлиш ва конденсация тўғрисида тушунча. Энди моддаларнинг турли агрегат ҳолатдаги хоссаларини ўрганишга ўтамиз. Газнинг хоссаларини ўрганиш энг қулай, шунинг учун биринчи навбатда шу ҳақда тўхталиб ўтамиз. Юқорида газларнинг кўпгина хоссалари уларнинг табиатига боғлиқ эмаслиги тўғрисида гапирилган эди. Лекин ҳарорат қанча паст ва босим қанча юқори бўлса, газ хоссаларининг унинг турига боғлиқлиги шунча сезиларли бўлади. Бундай шароитдаги газларни қандайдир суюқликдан ҳосил бўлганлигини назарда тутиб, буғ деб аталади. Газ ҳароратини янада пасайтириш ва босимни орттириш билан суюқ ҳолатга ўтади.

Кейинроқ газ билан буғ орасидаги фарқни янада аниқроқ билиш мумкинлигини кўрамиз. Ҳозироқ, қайд қилишимиз мумкинки, газ суюқ ҳолатдан анча узоқ бўлса, унинг хусусияти бизга маълум бўлган идеал газнинг хусусиятига ўхшаш бўлади. Шунинг учун бундан кейин буғларнинг модданинг суюқ ҳолатдан газ ҳолатга ва аксинча ўтиш жараёнларида аниқ кўринадиган хоссаларини ўрганамиз. Бундай жараёнларни қарашни биз буғларнинг хусусиятларини ўрганишдан бошлаймиз:

Модданинг суюқ ҳолатдан газ ҳолатга ўтиш ҳодисасини буғ ҳосил бўлиш деб, газ ҳолатдан суюқ ҳолатга ўтиш ҳодисасини

* 3.10-§ даги кинетик ҳарорат ҳақидаги изоҳга қаранг.



7.1- расм.

эса конденсация деб аталади. Буғ ҳосил бўлиш жараёни модданинг ички энергиясининг узлуксиз ортиши билан боғлиқ, конденсация процесси эса унинг камайиши билан боғлиқ. Демак, буғ ҳосил бўлиш ва конденсация модда ва атрофмуҳитнинг фақат энергия алмашиш жараёнида бўлиши мумкин.

Буғ ҳосил бўлиш ҳодисаси буғланиш ва қайнаш кўринишида содир бўлади.

7.2- §. Буғланиш. *Суюқликнинг газсимон муҳит ёки вакуум билан чегараланувчи эркин сиртидан буғ ҳосил бўлиш ҳодисаси буғланиш дейилади.*

Буғланиш жараёнини молекуляр-кинетик назария асосида қараб чиқайлик. Суюқлик молекуласининг потенциал энергияси улар орасидаги масофанинг ортиши билан ўсиши бизга маълум. Демак, молекула суюқликни тарк этиши учун у ўзининг кинетик энергияси ҳисобига иш бажариши керак. Суюқликнинг сирт қатламида хаотик ҳаракат қилувчи суюқлик молекулалари орасида ҳар доим бундай суюқликдан учиб чиқиб кетувчи молекулалар мавжуд. Бундай молекула қатлам сиртидан чиққанда молекулани орқага — суюқликка тортувчи куч ҳосил бўлади (7.1- расм). Шунинг учун суюқликдан шундай молекулалар учиб чиқиши мумкинки, уларнинг кинетик энергияси r_m қалинликли қатламдаги молекуляр кучлар қаршилигини енгиш учун бажариладиган ишдан катта бўлиши керак, бунда r_m — молекуляр таъсир радиуси.

Суюқликни тарк этган молекулалар биргаликда унинг сирти устида буғ ҳосил қилади. Бу вақтда суюқликдан катта кинетик энергияга эга бўлган молекулалар учиб чиқади, кичик кинетик энергияга эга бўлган молекулалар эса қолади, шунинг учун суюқликда қолувчи молекулалар учун $\bar{E}_{илг}$ буғланиш жараёнида янада камаяди, яъни буғланишда суюқлик совийди. Чўмилиб чиққанда совқотиш, қўлни эфир билан ҳўллаганимизда қўлнинг совishi, бошқа шунга ўхшаш ҳодисалар шу асосда тушунтирилади.

Буғ молекулаларининг баъзилари суюқлик сиртидаги хаотик ҳаракат натижасида суюқликка учиб киради. Бу, суюқликда буғланиш билан бир қаторда буғларнинг конденсацияланиши ҳам рўй беришини билдиради. Суюқликка учиб кирган буғ молекулалари ўзларининг кинетик энергияларининг бир қисмини суюқлик молекулаларига беради, шунинг учун бунга суюқлик молекулаларининг $\bar{E}_{илг}$ энергияси ортади, яъни суюқликнинг ички энергияси ортади (суюқлик исийди.) Шундай қилиб, суюқлик сиртида буғланиш ва конденсация бир вақтда рўй беради. Буғланиш жараёни устунлик қилса, суюқлик совийди, конденсация устунлик қилса, суюқлик исийди.

Модомики, молекуляр ўзаро таъсир кучи молекулаларнинг табиатига боғлиқ экан, *суюқликнинг буғланиш тезлиги суюқлик турига боғлиқ бўлишини* куттиш мумкин. Бу боғланишни тажрибада аниқлаш осон. Агар бир хил очиқ идишга тенг ҳажмда ҳар хил суюқлик солинса, бир қанча вақт ўтгандан кейин бу суюқликларнинг буғланиш тезликлари ҳар хил эканлигини кўрамиз. Маълум бўлишича, эфир спиртдан, спирт сувдан тез буғланар экан.

Суюқликларнинг буғланиш тезлиги уларнинг эркин сиртла-рига боғлиқ эканлигини тажриба кўрсатади. Буғланиш юзи қанчалик катта бўлса, у шунча тез буғланади. (Бу буғланишни тасдиқловчи мисоллар келтиринг ва уларни молекуляр-кинетик назарияга биноан тушунтиринг).

Ихтиёрий ҳароратда буғланиш содир бўлади. Шунинг учун суюқликнинг эркин сиртида ҳар доим суюқлик буғи мавжуд бўлади.

Ҳароратнинг кўтарилиши билан суюқликнинг буғланиш тезлиги ортишини сезиш қийин эмас. Масалан, иссиқ сув совуқ сувга нисбатан тез буғланади. Ҳарорат кўтарилиши билан суюқлик молекуласининг ўртача кинетик энергияси ортади ва суюқлик сирт қатламининг қаршилик кучини енга оладиган ва ундан чиқиб кета оладиган молекулалар кўпаяди.

Юқорида қайд қилиб ўтилганидек, суюқликларининг буғланиши билан бир қаторда ҳар доим суюқлик буғларининг конденсацияланиши рўй беради, бу эса буғланиш тезлигини камайтиради. Суюқлик сиртида буғ молекулаларининг зичлиги орта суюқликнинг конденсацияланиши ўсади ва буғланиш секинлашади. Демак, *суюқлик сиртида унинг буғини зичлиги қанча кичик бўлса, шунча буғланиш тез бўлади*. Шунинг учун суюқлик сиртидан буғларни сўриб олиш унинг буғланишини тезлатади.

Яна шуни қайд қиламизки, суюқликнинг буғланиши натижа-сида унинг совини ҳар доим ҳам сезиш мумкин бўлавермайди. Бу қуйидагича тушунтирилади; суюқлик билан уни ўраб турувчи жисмлар орасида иссиқлик алмашиш мавжуд; бу эса суюқликнинг совини камайтиради ва унинг йўқотаётган энергиясини компенсациялайди. Аммо буғланиш тезлиги катта бўлганда суюқлик ҳарорати сезиларли пасайганини кўрамиз.

7.3- §. Буғ ҳосил бўлиш иссиқлиги. Буғ ҳосил бўлишида модданинг ички энергияси ортиши, конденсация вақтида ички энергиянинг камайиши содир бўлиши тўғрисида 2.5 ва 7.2- § да гапирилган. Модомики, бу жараёнларда суюқликнинг ва унинг буғининг ҳарорати тенг бўлиши мумкин экан, молекулаларнинг потенциал энергияларининг ўзгариши фақат модданинг ички энергиясининг ўзгариши ҳисобига бўлади. Шундай қилиб, *бирдай ҳароратда масса бирлигидаги суюқлик масса бирлигидаги унинг буғиникидан кичик ички энергияга эга бўлади*.

Тажриба кўрсатадики, буғ ҳосил бўлиш жараёнида модданинг зичлиги жуда камаяди, у эгаллаган ҳажм эса ортади. Демак, буғ ҳосил бўлишида ташқи босим кучига қарши иш бажа-

риш зарур. Шунинг учун ўзгармас ҳароратда суюқликни буғга айлантириш учун бериладиган энергия, қисман модданинг ички энергияси ортишига ва қисман унинг кенгайиш жараёнида ташқи кучларга қарши иш бажаришга сарфланади.

Амалда иссиқлик алмашиш жараёнида суюқликни буғга айлантириш учун унга иссиқлик берилади. *Ўзгармас ҳароратда суюқликни буғга айлантириш учун зарур бўлган Q иссиқлик миқдори буғ ҳосил бўлиш иссиқлиги дейилади.* Буғни суюқликка айлантиришда эса ундан $Q_{б.х}$ иссиқлик миқдори олиш керак, бу иссиқлик миқдори конденсация иссиқлиги дейилади. Агар ташқи шароит бирдай бўлса, бир хил массали бир хил модданинг буғланиш иссиқлиги конденсация иссиқлигига тенг бўлади.

Калориметр ёрдамида буғланиш иссиқлиги $Q_{б.х}$ суюқликнинг буғга айланган m массасига тўғри пропорционал эканлиги аниқланган:

$$Q_{б.х} = r m. \quad (7.1)$$

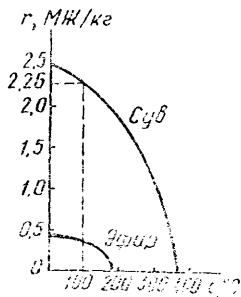
Бу ерда r — пропорционаллик коэффициенти бўлиб, суюқликнинг турига ва ташқи шароитга боғлиқ.

Буғланиш иссиқлигининг модданинг турига ва ташқи шароитга боғлиқлигини характерловчи r катталиқ солиштирма буғланиш иссиқлиги деб аталади. Солиштирма буғланиш иссиқлиги ўзгармас ҳароратда масса бирлигидаги суюқликнинг буғга айланishi учун зарур бўлган иссиқлик миқдори билан ўлчанади:

$$r = \frac{Q_{б.х}}{m}. \quad (7.1 a)$$

СИ системада r нинг ўлчов бирлиги қилиб, шундай суюқликнинг солиштирма буғ ҳосил қилиш иссиқлиги қабул қилинганки, ўзгармас ҳароратда унинг 1 кг ини буғга айлантириш учун 1 Ж иссиқлик талаб қилинади. ((9.1 a) формула ёрдамида буни кўрсатиш.)

Мисол тариқасида сувнинг солиштирма буғ ҳосил бўлиш иссиқлиги 373 К (100 °С) да $2,26 \cdot 10^6$ Ж/кг га тенг эканлигини қайд қилиб ўтамыз.



7.2- расм.

Модомики, буғ ҳосил бўлиш ҳар қандай ҳароратда ҳам рўй берад экан, савол туғилади: бу вақтда модданинг солиштирма буғ ҳосил бўлиш иссиқлиги ўзгарадими ёки барча ҳароратларда у ўзининг сон қийматини сақлайдими? Солиштирма буғ ҳосил бўлиш иссиқлиги ҳароратга боғлиқ бўлади. Тажриба кўрсатадики, ҳарорат ортиши билан солиштирма буғ ҳосил бўлиш иссиқлиги камайар экан. Чунки барча суюқликлар исиганда кенгайди. Бу вақтда молекулалар орасидаги масофа ортади ва молекулаларнинг ўзаро таъсир кучлари камайдди. Бундан ташқари, ҳарорат қанча юқори бўлса,

суюқлик молекуласи учун $\bar{E}_{илг}$ шунча катта ва суюқлик сиртидан ташқарига чиқиб кетиши учун зарур бўлган қўшимча энергия шунча кичик бўлади.

7.2-расмда икки хил суюқлик учун (сув ва эфир) r нинг t га боғланиш графиги келтирилган. Кўрамизки, бошланишда t ортиши билан r секин камаяди, сўнгра кескин нолгача тушади. r нолга тенг бўлгандаги ҳарорат барча моддаларда мавжуд. Унинг физик маъноси 8.8-§ да тушунтирилади.

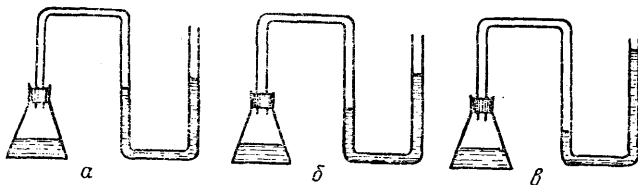
8-Б О Б. БУҒЛАРНИНГ ХОССАЛАРИ. ҚАЙНАШ. МОДДАНИНГ КРИТИК ҲОЛАТИ

8.1-§. Фазони тўйинтирувчи ва тўйинтирмовчи буғлар. Идишдаги суюқликнинг эркин сирти очиқ атмосфера билан чегарадош бўлса, буғланиш конденсацияга нисбатан устун келиб, вақт ўтиши билан суюқлик сатҳи пасая боради. Бунга сабаб шуки, ҳаракатланувчи ҳаво суюқлик сиртидаги буғни олиб кетади ва унинг суюқлик сирти устидаги зичлигини камайтиради.

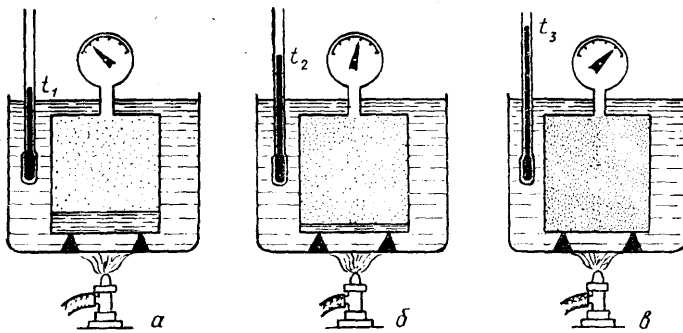
Тажриба кўрсатадики, герметик берк идишда олинган суюқликнинг сатҳи вақт ўтиши билан ўзгармайди. Бу, бундай идишда суюқликнинг буғланиш жараёни буғнинг конденсацияси билан компенсацияланиши, яъни суюқликдан қанча молекула учиб чиқса, шунчаси унга қайтиб тушишини билдиради. Бошқача қилиб айтганда, бу ҳолда суюқлик ва буғ орасида молекулалар узлуксиз алмашилиб турганда ҳам, суюқликда ва унинг сиртидаги буғда мавжуд бўлган молекулалар сони ўзгармайди. Суюқлик ва унинг буғи орасидаги бундай мувозанатликка ҳ а р а к а т ч а н ё к и д и н а м и к мувозанат дейилади.

Ўзининг суюқлиги билан ҳаракатчан мувозанат ҳолатда турган буғ фазони тўйинган буғ ёки тўйинтирувчи буғ дейилади. Суюқлик сиртида буғланиш конденсациядан устун бўлганда ва турган буғ суюқлик бўлмагандаги буғ тўйинмаган буғ дейилади. Тасаввур қилиш қийин эмаски, бирор модданинг аниқ ҳароратдаги буғи фазони тўйинтирганда, у иложи борича энг катта зичликка ва мумкин бўлган энг катта босимга эга бўлади.

Тўйинган буғ зичлиги ва босими модданинг табиғатига боғлиқ бўлиш-бўлмаслигини текшириш учун қуйидаги тажрибани бажарамиз. Манометрга уланган сув, спирт ва эфир солинган берк колбаларни оламиз (8.1-расм). Колбаларда, ҳаводан ташқари,



8.1- расм.



8.2- расм.

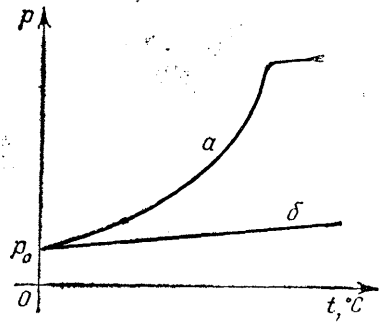
уларга солинган суюқликларнинг тўйинган буғлари ҳам босим ҳосил қилади. Маълум бўлишича, энг катта босим эфир солинган колбада, энг кичиги эса — сувли колбада бўлади, яъни тез буғланадиган суюқликнинг тўйинтирувчи буғлари катта босим ҳосил қилади. Бу тарзда ўтказилган тажрибалардан кўринадикки, суюқликнинг солиштирма буғ ҳосил бўлиш иссиқлиги қанча кичик бўлса, у шунча тез буғланади ва унинг фазони тўйинган буғларининг босими ва зичлиги шунча катта бўлади (бирдек ҳароратдаги турли суюқликларда).

8.2- §. Тўйинган буғларнинг хоссалари. Изохорик жараёнда тўйинган буғнинг хоссаларини кўриб чиқайлик. Бунинг учун манометр уланган герметик берк идиш оламиз. Унинг оғзини беркитишдан олдин унга суюқлик солинади ва унинг устида бўш қолган фазо шу суюқликнинг буғи билан тўлдирилади. Идишни сувда ваннага ўрнатиб (8.2- расм), уни иситамиз ва ундаги тўйинган буғнинг босими ҳамда ҳароратини ёзиб борамиз. Иситишни тўхтатиб, идишни совита бошлаймиз ва яна буғнинг ҳарорати билан босимини ёзиб борамиз. Бир хил ҳароратдаги босимларни таққослаб, улар бир хил қийматга эга эканлигини кўрамиз. Бу, тўйинтирувчи буғнинг босими билан зичлиги унинг ҳарорати бўйича бир қийматли аниқланишини кўрсатади. Шу каби тажрибаларнинг натижалари 8.1- жадвалда келтирилган.

8.1- жадвал. Турли ҳароратлардаги сув, спирт ва эфир тўйинган буғларининг босими

$t, ^\circ\text{C}$	Сув	Этил спирти	Этил эфири	$t, ^\circ\text{C}$	Сув	Этил спирти	Этил эфири
0	0,6	1,7	24,8	60	19,6	46,6	232
10	1,2	3,2	38,7	70	30,9	74,6	—
20	2,3	6,0	58,7	78	—	101,3	—
30	4,2	10,5	85,1	80	47,0	111	—
35	—	—	101,3	90	69,8	160	—
40	7,3	17,9	122	100	101,3	223	—
50	12,3	29,3	169	120	203	—	—

Жадвалдан кўринадики, тўйинган буғ босими унинг табиатига боғлиқ бўлиб, ҳарорати кўтарилиши билан тез ортади. Агар тажриба давомида идишдаги суюқлик сатҳини кузатсак, иситилганда суюқлик сатҳи пасайишини, совитилганда эса кўтарилганлигини кўрамиз. Демак, идишдаги буғнинг массаси билан зичлиги иситиш натижасида ортади, совитишда эса камаяди. Юқорида айтилганларга асосан қуйидагича хулоса чиқарамиз, иситиш натижасида тўйинган буғнинг босими икки сабабга асосан ортади: биринчидан, буғ молекуласининг $\bar{E}_{илг}$ энергияси ортиши сабабли ва иккинчидан, бирлик ҳажмда буғ молекулалари сонининг, яъни унинг зичлигининг ортиши сабабли.

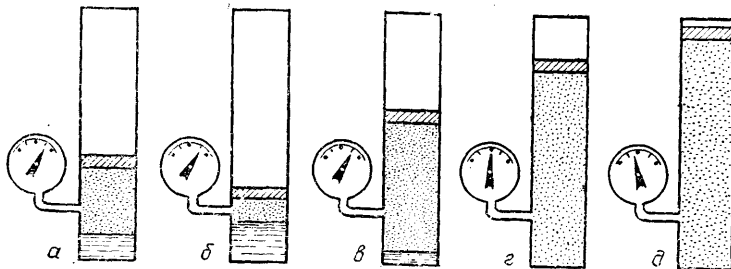


8.3- расм.

Изохорик жараёнда идеал газнинг босими фақат биринчи сабабга кўра ортади, чунки бу жараёнда газнинг массаси ва зичлиги ўзгармайди. 8.3- расмда тўйинган буғ босимининг ҳароратга боғлиқлигининг графиги келтирилган (*α* эгри чизиқ), остида таққослаш мақсадида юқоридагидек боғланиш идеал газнинг изохорик жараёни учун келтирилган (*б* тўғри чизиқ).

Юқорида келтирилган тажрибалардан кўринадики, фазони тўйинтирувчи буғ учун Шарль қонунини татбиқ этиш мумкин эмас экан. Бунга асосий сабаб шуки, изохорик жараёнда тўйинтирувчи буғнинг массаси ўзгаради.

Энди изотермик жараёни қараймиз. Бунинг учун озгина суюқлик солинган цилиндрик идиш оламиз. Унинг тузилиши ҳам олдинги тажрибадагидек, аммо у ҳаракатланувчи поршени билан фарқ қилади (8.4- *а* расм). Агар поршенини пастга ёки юқорига силжитилса (8.4- *б* расм), идишда суюқлик ҳали мавжуд экан, идишдаги буғ босими ўзгармас бўлишини кўриш мумкин.



8.4- расм.

Бу, доимий ҳароратда буғ босими ҳажмга боғлиқ бўлмаслигини билдиради. Демак, тўйинтирувчи буғ Бойль — Мариотт қонунига бўйсунмас экан.

Идишдаги суюқлик сатҳини кузатиб изотермик кенгайишда тўйинтирувчи буғ массаси ортишини, сиқилганда эса камайишини аниқлаймиз. Бу вақтда буғ босимининг ўзгармаслигини эътиборга олиб, қуйидаги хулосаларни чиқариш мумкин.

Изотермик кенгайишда, идишнинг ҳажми орттирмасини тўйинтирувчи буғ билан тўлдириш учун қанча миқдорда суюқлик керак бўлса, шунча миқдор суюқлик буғланади. Изотермик сиқишда эса буғдан қанча ҳажм олинган бўлса, худди шунча буғ конденсацияланади. Шундай қилиб, изотермик жараёнда тўйинтирувчи буғнинг зичлиги ўзгармайди. Бу юқорида айтилганларни, тўйинтирувчи буғ босими ва зичлиги фақат ҳароратга ва модда турига боғлиқлигини тасдиқлайди.

Барча айтилганлардан, *идеал газ қонунларини тўйинган буғга татбиқ қилиб бўлмаслиги келиб чиқади*. Бунга сабаб тўйинган буғ билан ўтказиладиган барча жараёнларда буғ массасининг ўзгаришидир.

8.3- §. Тўйинмаган буғнинг хоссалари. Агар 18.2- расмда тасвирланган суюқлик солинган идишни ундаги суюқлик тамомила буғга айлангунча (8.2- в расм) иситсак, ҳосил бўлган буғ тўйинтирмовчи бўлади. Бундан кейин ҳар қанча иситганимизда ҳам унинг зичлиги ўзгармайди (нега, тушунтиринг) ва ҳарорат ортиши билан босими ҳам жуда тез ўзгармайди (8.3- а расм) эгри чизиқ. Аммо буғ тўйинтирувчи буғга яқин бўлар экан. Молекулаларнинг ўзаро таъсири сезиларли бўлади ва фақат қаттиқ қиздирилгандагина тўйинтирувчи буғ Шарль қонунига бўйсунмади.

Олдинги параграфда келтирилганидек, изотермик кенгайтирилганда, у тўйинтирмовчи буғга айланганида буғнинг босими ўзгаришини сезамиз (8.4- г, д). Тўйинтирмовчи буғнинг зичлиги тўйинтирувчи буғнинг зичлигига яқин қийматда бўлар экан, молекулаларнинг ўзаро таъсири ва уларнинг хусусий ҳажмлари таъсири катта бўлиб, буғ босимининг ҳажмга боғлиқлиги Бойль — Мариотт қонунидан фарқли бўлади. Тўйинтирмовчи буғларнинг зичлиги кичик бўлганда улар Бойль — Мариотт қонунига бўйсунмади. Демак, *буғ тўйиниш ҳолатидан анча узоқ бўлганда тўйинтирмовчи буғларга идеал газ қонунларини татбиқ қилишимиз мумкин*.

Юқорида кўриб ўтилган охириги иккита параграфда олинган хулосаларни анализ қилиб, тўйинтирувчи буғни изохорик иситиш билан, ёки изотермик кенгайтириш билан, ёки бир вақтда иситиш ва кенгайтириш билан тўйинтирмовчи буғга айлантириш мумкин эканлигини аниқлаймиз. Аксинча, тўйинтирмовчи буғни изотермик совитиш билан, ёки изотермик сиқиш билан, ёки бир вақтда совитиш ва сиқиш билан тўйинтирувчи буғга айлантириш мумкин.

Тажриба кўрсатдики, агар суюқлик сиртига буғ тегиб турган бўлмаса, уни тўйинтирувчи буғ бўлиш ҳолатидаги ҳароратдан ҳам паст ҳароратгача совитиш мумкин, бу вақтда буғ суюқликка айланимайди. Бундай буғга ў та т ў й и н г а н буғ дейилади. Бу ҳодиса буғ суюқликка айланиши учун конденсация маркази бўлиши шартлиги орқали тушунтирилади, бундай марказ суюқлик томчисининг муртаги бўла олади. Бундай вазифани чанг зарралари бажара олади. Конденсация маркази нон бўлиши мумкин: у ўзига буғ молекулаларини тортиб олиб, жуда кичик сув томчиларини ҳосил қилиб, булар келажакда конденсация маркази бўлиб хизмат қилади.

Буғ молекулаларининг хусусий ҳажми буғ эгаллаган ҳажмдан ҳар доим жуда кичик бўлар экан. Шунинг учун, фазода қандайдир суюқликнинг буғи (ҳатто тўйинтирувчи буғи) мавжуд бўлганида ҳам, бошқа суюқликларнинг унда буғланишига халақит бермайди. Бу вақтда ҳосил бўлган умумий буғ босими иккала буғ босимининг йиғиндисига тенг бўлади. Буғларнинг бу хоссаси инглиз олими А. Дальтон томонидан кашф этилган қуйидаги қонун билан ифодаланади: *буғлар ва газлар аралашмасининг босими, агар улар орасида кимёвий ўзаро таъсир бўлмаса, уларнинг ҳар бирининг алоҳида босимлари йиғиндисига тенг.*

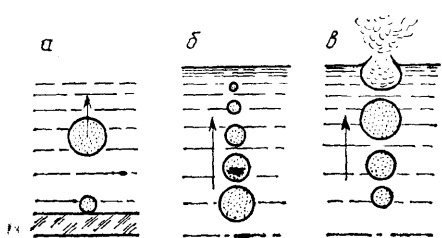
8.4-§. Суюқликнинг қайнаш жараёни. Буғ ҳосил бўлишининг иккинчи кенг тарқалган кўриниши суюқликларнинг қайнаш ҳодисасидир. Суюқлик қайнаётган вақтда унинг ҳарорати ўзгармаслиги тажрибада аниқланган. *Суюқликнинг барча ҳажми бўйича ўзгармас ҳароратда буғ ҳосил бўлиш ҳодисаси қайнаш дейилади.*

Суюқликнинг қайнаш жараёнининг ўзига хос хусусиятларини қараб чиқамиз. Шиша колбага сув солиб, унинг иситишни кузатиб борамиз. Сув иситётганда идиш тубида ва деворларида ҳаво пуфакчалари ҳосил бўлади. Улар қандай ҳосил бўлишини қараб чикайлик.

Қаттиқ жисм сирти газ молекулалари худди ёпишиб қолганидек ушлаб туриш хоссасига эга. Қаттиқ жисмнинг сиртқи қатлам молекулаларига газ молекулаларининг бундай «ёпишиб» қолиш ҳодисаси адсорбция дейилади, қаттиқ жисм сирти билан боғлиқ бўлган бу газ адсорбцияланган газ дейилади.

Тажриба кўрсатадики, суюқликларда газлар эрийди, аммо ҳарорат ортиши билан газнинг эриши камаяди. Шунинг учун сув иситилиши натижасида унда эриган ҳаво идиш деворларига ажралиб чиқади ва унда адсорбланган ҳавога қўшилади.

Сув иситиши натижасида пуфакчалар миқдори узлуксиз равишда ортиб бориши билан уларнинг ҳажмлари ортади. Модомики, пуфакчалар сувнинг ичида экан, унда ҳаводан ташқари, сувнинг тўйинтирувчи буғи ҳам бўлади. Иситилганда пуфакчаларнинг катталашушига сабаб, уларда ҳаво миқдорининг кўпайиши ва тўйинтирувчи буғнинг ортишидир. Пуфакчаларнинг кенгайишига қарши: суюқлик сиртидаги ташқи атмосфера босими, пуфакча турган жойдан суюқлик сиртигача бўлган суюқлик



8.5- расм.

устунининг гидростатик босими, пуфакча сиртининг радиусига тескари мутаносиб бўлган ва суюқлик сиртининг эгрилиги туфайли ҳосил бўлувчи лаплас босими (10.6- § га қ.) таъсир этади. Пуфакча жуда кичик радиусга эга бўлганда лаплас босими атмосфера босимидан катта бўлиши мумкин,

катта радиусга эга бўлганда эса лаплас босимини ҳисобга олмасам ҳам бўлади. Пуфакчанинг катталашishi билан лаплас босими камайиб, пуфакчанинг ўлчамини янада ортшига имкон яратилади.

Пуфакча етарлича катта ҳажмга эга бўлганида унга Архимед кучи таъсир этиб идиш тубидан узиб олади, бу узилган ерда эса янги пуфакча ҳосил бўлиши учун асос бўлувчи кичкинагина пуфакча қолади (8.5-а расм). Суюқликни остидан иситилаётганда унинг устки қатлами осткисидан совуқроқ бўлади, шундай вақтда кўтарилаётган пуфакчадаги сув буғи конденсацияланади, ҳаво эса сувда қайтадан эрийди ва пуфакчанинг ҳажми кичрая боради (8.5-б расм). Натижада кўпчилик пуфакчалар суюқлик сиртигача етиб чиқолмасдан йўқолиб кетади, баъзилари сиртигача етиб келганларида ҳам ҳаво ва сув буғлари уларда жуда оз миқдорда қолади. Бу ҳодиса суюқлик ҳарорати конвекция натижасида суюқликнинг ҳамма қисмида бир хил қийматга эга бўлгунча давом этади.

Суюқликда ҳарорат бирдай бўлганда, унда кўтарилувчи пуфакчанинг ҳажми катталашади (8.5-в расм). Буни қуйидагича тушунтирилади. Суюқликнинг ҳамма қисмида ҳарорат бирдай бўлганда юқорига кўтарилувчи пуфакча ичидаги тўйинтирувчи буғ босими ўзгармас бўлади, гидростатик босим эса камаяди, шунинг учун пуфакча катталашади. Пуфакчанинг катталашishiда тўйинтирувчи буғ босими унинг бутун ҳажминини эгаллайди. Пуфакчанинг катталашishi натижасида лаплас босими камаяди. Бу ҳам пуфакча юқорига кўтарилаётганда унинг ҳажмининг ортшига имкон беради.

Бундай пуфакча суюқлик сиртига етиб келганда, бу вақтда пуфакчадаги ҳаво босими ва лаплас босими жуда кичик бўлгани сабабли ундаги тўйинтирувчи буғ босими суюқлик сиртидаги атмосфера босимига деярли тенг бўлади. Суюқлик сиртида пуфакча ёрилиб, унинг ичида мавжуд бўлган тўйинтирувчи буғ миқдори атмосферага чиқади. Тўйинтирувчи буғи бўлган пуфакчаларнинг бундай катталашishi ва буғнинг атроф-муҳитга чиқиши жараёни қайнаш ҳодисасидир. Шундай қилиб, *суюқликнинг тўйинтирувчи буғ босими ташқи босимга тенг бўлганда, суюқлик барча ҳажм бўйича бир хил ҳароратга эга бўлганда суюқликнинг қайнаши рўй беради. Бу ҳарорат суюқликнинг қайнаш ҳарорати дейилади.*

Қайнаётган суюқлик билан унинг сиртидаги буғнинг ҳарорати бир хил бўлишини тажриба кўрсатади. Бу суюқликнинг қайнаш жараёнида унга берилган энергиянинг ҳаммаси, фақат молекулалар потенциал энергиясининг ортишига ва модданинг кенгайиш жараёнида ташқи кучларга қарши иш бажаришга сарфланишини билдиради.

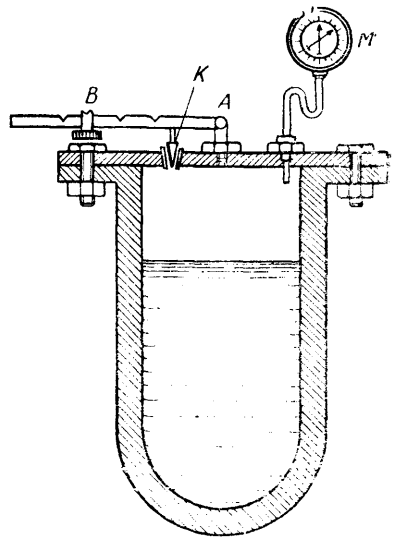
8.5- §. Суюқликнинг қайнаш ҳароратининг ташқи босимга боғлиқлиги. Қайнаш нуқтаси. Тўйинтирувчи буғ босими ҳароратга бир қийматли боғлиқ, суюқликнинг қайнаши эса тўйинтирувчи буғининг босими ташқи босимга тенг бўлган пайтда содир бўлади. Шунинг учун қайнаш ҳарорати, албатта ташқи босимга боғлиқдир. Тажриба ёрдамида ташқи босим камайиши билан қайнаш ҳарорати пасайишини, босим ортиши билан эса қайнаш ҳароратининг кўтарилишини кўрсатиш осон.

Босимни пасайтириш орқали суюқликнинг қайнашини қуйидаги тажрибада кўрсатиш мумкин. Стаканга водопроводдан сув қўйиб, унга термометр туширилади. Сувли стаканни вакуум қурилмасидаги қалпоқча остига қўйиб, насос ишга туширилади. Қалпоқча остидаги босим етарлича пасайганда стакандаги сув қайнай бошлайди. Сувнинг энергияси буғ ҳосил бўлишига сарф бўлиши туфайли, унинг қайнаши натижасида стакандаги сувнинг ҳарорати пасаяди ва насос яхши ишласа, ниҳоят сув музлайди.

Сувни жуда юқори ҳароратларгача қиздириш учун қозон ёки автоклавлардан фойдаланилади. Автоклавнинг тузилиши 8.6- расмда келтирилган бўлиб, унда *K* — сақлагич клапан, *AB* — клапанни сиқувчи ричаг, *M* — манометр. 100 атм дан катта босимларда сувни 300°C дан юқори ҳароратларгача иситилади.

8.2- жадвал. Баъзи моддаларнинг қайнаш нуқтаси

Моддалар	$t_K, ^\circ\text{C}$	Моддалар	$t_K, ^\circ\text{C}$
Этил эфири	35	Бензин	150
Ацетон	52,6	Сув	100
Этил спирти	78	Симоб	357



8.6- расм.

Сууюқликнинг нормал атмосфера босимидаги қайнаш ҳарорати қайнаш нуқтаси дейилади (8.2-жадвалга қ.). 8.1- ва 8.2 жадваллардан кўришиб турибдики, қайнаш ҳароратида эфир, сув, спирт учун фазони тўйинтирувчи буғ босими $1,013 \cdot 10^5$ Па (1 атм) га тенг бўлади.

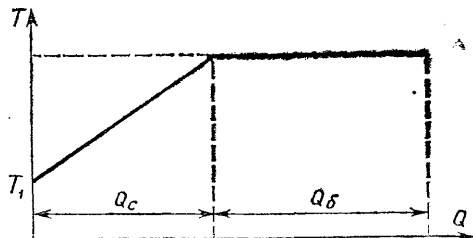
Юқорида айтилганлардан, чуқур шахталарда 100°C дан юқори, тоғлик жойларда эса 100°C дан паст ҳароратларда сув қайнаши керак. Сувнинг қайнаш ҳарорати денгиз сатҳидан қандай баландликдалигига боғлиқ бўлгани сабабли, термометр шкаласида ҳарорат ўрнида сувнинг қайнаш ҳароратига мос келувчи баландликларни кўрсатиш ҳам мумкин. Баландликни бундай термометрлар ёрдамида аниқлаш гипсометрия дейилади.

Эритманинг қайнаш ҳарорати соф эритувчининг қайнаш ҳароратидан юқори эканлигини ва у концентрация ортиши билан ҳам орта боришини тажриба кўрсатади. Аммо қайнаётган эритма сиртидаги буғнинг ҳарорати соф эритувчининг қайнаш ҳароратига тенгдир. Шунинг учун соф сууюқликнинг қайнаш ҳароратини аниқлаш учун термометрни қайнаётган сууюқликка эмас, балки унинг сиртидаги буғга ўрнатиш орқали аниқлаш керак.

Қайнаш жараёни сууюқликда эриган газнинг мавжудлиги билан узвий боғлиқдир. Агар сууюқликдан унда эриган газни чиқариб юборилса, масалан, узоқ вақт қайнатиб шу сууюқликни қайнаш ҳароратидан юқори ҳароратгача қиздириш мумкин. Бундай сууюқликлар ўта қизиган сууюқлик дейилади.

Буғ ҳосил қилувчи марказ вазифасини бажара олувчи буғнинг майда пуфакчаларини ҳосил қилувчи газ пуфакчаларни бўла олмайди, чунки кичик радиусли пуфакчаларда катта лаплас босими ҳосил бўлиб, уларни ҳосил бўлишига тўсқинлик қилади. Шу билан сууюқликнинг қизиши тушунтирилади. Қачондир у қайнайди-ку, у вақтда қайнаш жуда кучли бўлади.

8.6- §. Буғ ҳосил бўлиши ва конденсация учун иссиқликнинг баланс тенгламаси. Бирор сууюқликни қайнатиш билан буғга айлантириш учун зарур бўлган иссиқликни ҳисоблаш йўлини тушунтирамиз. Сууюқлик T_k ҳароратда (қайнаш нуқтасида) қайнайди, шунинг учун агар сууюқликнинг бошланғич ҳарорати T_1 бўлса, аввал уни T_k гача иситиб, сўнгра буғга айлантириш керак. Сууюқлик ҳарорати T нинг унга берилган иссиқлик миқдори Q га боғлиқлик графиги 8.7- расмда келтирилган.



8.7- расм.

Сууюқликни қайнаш ҳароратигача иситиш учун зарур бўлган иссиқлик миқдори Q_c қуйидаги формуладан топилади:

$$Q_c = c_s m (T_k - T_1),$$

бу ерда: m — сууюқликнинг массаси, c_s — унинг солиштира иссиқлик сифими.

Ўзгармас ҳароратда суюқликни буғга айлантириш учун зарур бўлган иссиқлик миқдори Q_6 қуйидаги формула бўйича ҳисобланади:

$$Q_6 = rm.$$

Демак, умумий иссиқлик миқдори қуйидаги муносабат билан ифодаланади:

$$Q = Q_c + Q_6 = c_c m (T_k - T_1) + rm.$$

Модданинг солиштирма буғланиш иссиқлиги r тажриба орқали иссиқликнинг баланс тенгламаси ёрдамида топилади. Бу қандай бажарилишини r ни сув учун аниқлаш мисолида кўриб чиқамиз. Бунинг учун T_1 ҳароратли сув солинган калориметр оламыз. Қайнатгичдан ҳарорати $T_k = 373 \text{ K}$ бўлган буғ най орқали совуқ сувли калориметрга келтирилади ва бу ерда буғ конденсацияланади. Бир қанча вақт ўтгандан сўнг буғ келувчи най калориметрдан олинади ва охириги θ ҳарорат ўлчанади, сўнг тарозидан тортиб сувга айланган буғнинг массаси аниқланади ва иссиқликнинг баланс тенгламаси тузилади.

Бу тажрибада калориметр 1а ундаги совуқ сув иссиқлик олади.

$$Q_{\text{ол}} = Q_k + Q_c = c_k m_k (\theta - T_1) + c_c m_c (\theta - T_1).$$

Конденсацияланаётганда буғ иссиқлик беради ва ундан ҳосил бўлган сув T_k дан θ гача совишида иссиқлик чиқаради:

$$Q_{\text{бер}} = rm_6 + c_c m_6 (T_k - \theta).$$

$$Q_{\text{бер}} = Q_{\text{ол}} \text{ бўлгани учун,}$$

$$rm_6 + c_c m_6 (T_k - \theta) = (c_k m_k + c_c m_c)(\theta - T_1)$$

ни оламыз. Бу тенгламадан r нинг сон қиймати ҳособлаб топилади.

8.7-§. Ўта қизиган буғ ва ундан техникада фойдаланиш. Сувни буғга айлантириш учун кўп энергия сарфланади, шунинг учун сув буғининг совиши ва конденсацияланишида ҳам кўп иссиқлик чиқариши ва катта иш бажариши мумкин. Сув буғининг энергиясидан, иссиқлик электростанцияларидаги буғ турбиналарини ҳаракатга келтиришда, катта кемаларда ва ҳ. к. да кенг фойдаланилади. Буғ энергиясидан ишлаб чиқариш ва машиный эҳтиёжлар учун ҳам кам фойдаланилмайди. Бунга цехлар ва турар жойларни иситиш, буғ машиналарининг ишлаши, буғ болғаларини ишлаши ва ҳ. к. лар мисол бўла олади. Ҳозир электростанциялар учун қуввати 1 млн кВт дан катта бўлган гигант буғ турбиналари қурилмоқда.

Қозонларда ҳосил қилинган сув буғларини махсус қурилмалар ёрдамида юқори ҳароратгача қиздириб, сўнг буғ турбиналарига юборилади. Бундай буғларни қуруқ ёки ўта қизиган буғлар дейилади. Бунда ҳарорат билан бирга буғ босими ҳам ортади, шу сабабли ўта қиздирилган буғларни юқори

босимли буғ ҳам дейлади. Юқори босимли буғнинг ҳарорати шунчалик каттаки, буғ трубалари ва бундай буғ билан ишлайдиган турбиналарнинг кураклари қаттиқ қизиб (чўғланиб) кетади. Буғ босими 300 атм га етади, бу вақтда турбинанинг ФИК 45% дан ортади (буғнинг ҳарорати қанча катта бўлса, ФИК шунча катта бўлади).

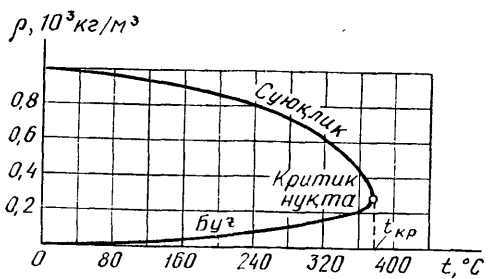
Буғ турбиналарида буғ иш бажариб бўлгандан кейин ҳам, у юқори ҳароратга ва катта энергия запасига эга бўлади. Иссиқлик электр марказларида (ТЭЦ) ишлатилган буғлар махсус трубопроводлар орқали, буғнинг қолган энергиясидан фойдаланиш учун заводларга ва турар жойларга берилади. Бундай система ТЭЦ ўчоғида ёқилган ёнилғининг иссиқлик энергиясидан тўлароқ фойдаланишга имкон беради.

8.8-§. Модданинг критик ҳолати. Буғни суюқликка айлантириш учун босимни орттириш ва ҳароратни пасайтириш зарурлиги юқорида айтиб ўтилган эди. Худди шу йўл билан инглиз олими М. Фарадей фақат газсимон ҳолатда мавжуд деб қараб келинган бир қанча моддаларни суюлтиришга муваффақ бўлди. Аммо баъзи газларнинг босимини ҳар қанча орттирилганда ҳам суюқликка айлантириш мумкин бўлмаган эди. Бундай муваффақиятсизликни назарий равишда рус олими Д. И. Менделеев тушунтириб берди.

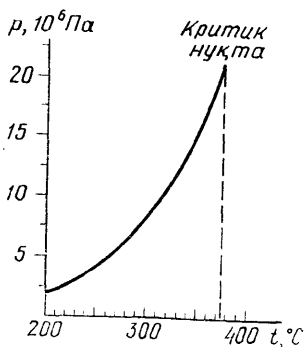
Суюқлик билан ташқи муҳит орасидаги ажратувчи чегара — суюқликнинг эркин сирти ҳисобланади. Бундай сиртнинг мавжудлиги бизга модданинг суюқ ва газсимон фазаларининг қаерда эканлигини аниқ кўрсатишга имкон беради. Суюқлик билан унинг буғи орасидаги кескин фарқнинг мавжудлигига сабаб шуки, умуман айтганда, суюқликнинг зичлиги унинг буғининг зичлигига нисбатан кўп марта каттадир. Аммо суюқликни герметик берк идишда иситганимизда суюқликнинг кенгайиши натижасида унинг зичлиги камаяди, унинг сиртидаги буғнинг зичлиги эса ортади. Бу эса бундай иситиш натижасида суюқлик ва унинг тўйинтирувчи буғи орасидаги фарқнинг йўқолиб бориши ва етарли юқори ҳароратда бутунлай йўқолиб кетиши зарур эканлигини билдиради.

1861 йилда Менделеев ҳар бир суюқликлар учун суюқлик билан унинг буғи орасидаги ҳар қандай фарқнинг йўқолиши мумкин бўлган ҳарорат мавжуд эканлигини аниқлади. Буни Менделеев «абсолют қайнаш ҳарорати» деб атади. Инглиз олими Т. Эндрюс буғнинг суюқликка айланиш жараёнини ва аксинча бўлган ҳолни турли босимларда экспериментал текширди. У ҳар бир суюқлик учун шундай ҳарорат ҳақиқатан мавжуд эканлигини кўрсатди ва янги термин киритиб, уни критик ҳарорат деб атади, ҳозир ҳам ундан фойдаланилади.

Суюқлик зичлиги билан унинг тўйинтирувчи буғи зичлиги бир хил қийматга эга бўлгандаги ҳарорат модданинг критик ҳарорати $t_{кр}$ деб аталади. Сув зичлиги билан унинг тўйинтирувчи буғ зичлигини ҳароратга боғлиқлик графига 8.8-расмда



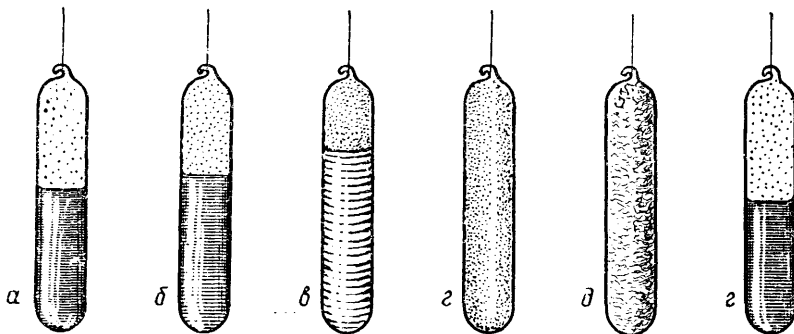
8.8- расм.



8.9- расм.

кўрсатилган: расмдан кўринадики, сув учун критик ҳарорат $t_{кр} = 374^\circ\text{C}$ га мос келади. Модомики, фақат зичлик эмас, балки тўйинтирувчи буғ босими ҳам унинг ҳарорати билан бир қийматли аниқланар экан, тўйинтирувчи буғ учун босим p нинг ҳарорат t га боғлиқлик графигини чизишимиз мумкин (8.9- расм).

Бирор модданинг критик ҳароратдаги тўйинтирувчи буғи босими-га критик босим $p_{кр}$ дейилади. У бу модда тўйинтирувчи буғининг мумкин бўлган энг катта босимидир. У сув учун 218.5 атм га тенг. 8.9- расмдан кўринадики, сувнинг критик ҳароратдаги солиштирма буғланиш иссиқлиги нолга тенг. Бу барча суюқликлар учун ҳам тааллуқлидир. Бинобарин, критик ҳароратда суюқлик ва унинг буғи орасидаги ҳар қандай фарқ ва улар орасидаги чегара йўқолади (8.10- расм). Бу ҳарорат $t_{кр}$ дан катта бўлганда модда фақат битта газсимон деб аталувчи ҳолатда бўлади ва бундай ҳолатда босим ҳар қанча ортганда ҳам уни суюқликка айлантириш мумкин эмас.



10- расм.

Агар модда критик ҳароратда ва критик босимда турган бўлса, унинг бундай ҳолати критик ҳолат дейилади. Модданинг критик ҳолатда эгаллаган ҳажми критик ҳажм $V_{кр}$ дейилади. Бу ҳажм суяқ ҳолатда модда массасининг эгаллаши мумкин бўлган энг катта ҳажм ҳисобланади. Одатда, жадвалларда критик ҳажмнинг сон қийматлари бир киломоль модда массаси учун берилади. $t_{кр}$, $p_{кр}$ ва $V_{кр}$ нинг бир моль модда учун қийматлари модданинг критик параметрлари дейилади (8.3- жадвалга қ.).

8.3- ж а д в а л. Баъзи соф моддаларнинг критик параметрлари

Моддалар	$t_{кр}, ^\circ\text{C}$	$p_{кр}, \text{атм}$		Моддалар	$t_{кр}, ^\circ\text{C}$	$p_{кр}, \text{атм}$	
		10 ⁶ Па	атм			10 ⁶ Па	атм
Сув	374,2	22,1	218,4	Аргон	-122,4	4,86	48,0
Этил спирти	243,1	6,38	63,0	Азот	-147,1	3,39	33,5
Этил эфири	193,8	3,6	35,6	Водород	-241,0	1,29	12,8
Кислород	-118,4	5,04	49,7	Гелий	-267,9	0,23	2,25

Модданинг критик ҳолатдан ўтишини ампуладаги эфирни иситиш орқали кузатиш мумкин (8.10- а, г расм). Ампула тайёрлашда солинаётган эфирнинг массаси, у критик ҳолатга эга бўлганда эгаллайдиган ҳажми ампула ҳажмига тенг бўладиган қилиб олинади. Совитилганда, ҳарорат критик қийматдан паст бўлганда, эфир суяқ ҳолатга ўтади (8.10- д, е расм).

Энди газ билан буғ орасида принципиал фарқ йўқлиги аён бўлди. Одатда, ҳарорати критик температурадан юқори бўлган газсимон ҳолатдаги модда газ дейилади. Ҳарорат критик ҳароратдан паст бўлган газсимон модда буғ дейилади. Бинобарин, буғнинг фақат босимини орттириш орқали уни суяқликка айланттириш мумкин, газни эса — мумкин эмас.

8.9- §. Газларни суюлтириш ва суяқ газлардан техникада фойдаланиш. Газларни критик ҳароратдан паст ҳароратда суяқ ҳолатга ўтказиш мумкин эканлиги аниқлангандан сўнг, паст ҳароратларни қўллаб, аста-секин барча газларни суяқ ҳолатда олинди. 1908 йилда охириги суяқ гелий олинди. Газларни суюлтирувчи машиналарда газларни совитиш учун адиабатик (6.12- §) кенгайиш жараёнида фойдаланилади. Компрессор ёрдамида олдиндан газ кучли сиқилади. Бу пайтда ҳосил бўлган иссиқлик сув билан совитилади. Газ адиабатик кенгайганда (ички энергияси ҳисобига) иш бажаради, унинг ҳарорати жуда пасаяди. Газ кенгайишида ташқи иш бажарувчи (масалан, поршень силжишидан) машина қисмига детандер дейилади.

Газларни сиқиш услубини ишлаб чиқишда машҳур физик П. Л. Капица катта ҳисса қўшди. У кашф этган трубадетандерли машина турбина паррагига сиқилган газ оқими

йўналтирилади: уни айланма ҳаракатга келтириб, газ иш бажаради ҳамда совийди.

8.4- жадвал. Баъзи суюлтирилган газларнинг қайнаш нуқтаси

Модда	$t, ^\circ\text{C}$	Модда	$t, ^\circ\text{C}$	Модда	$t, ^\circ\text{C}$
Оксиген	—183	Азот	—196	Водород	—253
Аргон	—186	Неон	—246	Гелий	—269

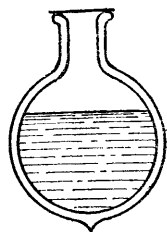
Қучли сиқилган реал газ кенгайиши натижасида, агар у ташқи иш бажармаса ҳам, у тор конус шаклидаги найдан чиқиши натижасида ҳарорати пасаяди, бундан идеал газдан фарқли эканлигини пайқаймиз. Бун қуйидагича тушунтирилади. Қучли сиқилган газда кўпчилик молекулалар ўзаро таъсирлашадиган молекулаларнинг таъсир сфераси ичига жойлашган бўлади. Газ кенгайганида молекулалар кинетик энергиялари ҳисобига ўзаро таъсир кучига қарши «ички» иш бажариб, бир-биридан узоқлашадилар. Бунинг натижасида ҳарорат пасаяди. Бундай совитиш услубидан газларни суюлтиришда ҳам фойдаланилади.

Газ ҳарорати критик ҳароратдан пастга тушса, у суюқлик ҳолатига ўта бошлайди. Ҳосил қилинган суюқлик махсус иссиқлик ўтказувчанликни камайтириш учун юқори вакуум ҳосил қилинган қўшдеворлик Дьюар идишига йиғилади ва унда сақланади (8.11-расм). Нур чиқариш орқали суюқликнинг исиниши камайтириш учун Дьюар идишининг девори симоб амальгамаси билан қопланади (кўзгулардаги каби). Нима учун суюлтирилган газ тўлдирилган идишни зич беркитиш мумкин эмаслигини ўйлаб кўринг.

Суюлтирилган ҳаво газларни ташкил этувчиларга ажратишда кенг қўлланилади. Суюқ ҳаво қайнаганда ундан қайнаш ҳарорати (8.4-жадвал) паст бўлган газлар биринчи навбатда учиб чиқа бошлайди. Азот оксигенга қараганда олдин қайнаб кетади, шунинг учун маълум вақтдан сўнг Дьюар идишида деярли соф суюқ оксиген қолади. Ундан металлургия, портлатиш ишлари учун, ракетаalarda ёнилғини ёндириш ва ҳ. к. лар учун ишлатилади.

Ҳавонинг таркибида оз миқдорда аргон, гелий ва бошқа инерт газлар бор. Модомики, уларнинг қайнаш ҳароратлари ҳар хил экан, суюқ ҳаводан уларни ажратиб олиш учун — ректификацион колонка деб номланувчи махсус аппаратдан фойдаланилади.

Суюқ газдан техникада ва илмий тадқиқот



8.11- расм.

ишларида турли моддаларни совитиш учун кенг қўлланилади. Моддаларнинг кўп хоссалари паст ҳароратларда кучли ўзгаради: масалан, қўрғошин эластик ҳолатга, резина мўрт ҳолатга ўтади. Жуда паст ҳароратларни ҳосил қилиш учун паст босимларда қайновчи суюқ ҳаво ёки гелийдан фойдаланилади. Бу охириги ҳолатда ҳароратни 1 К атрофида сақлаш мумкин. Ўта паст ҳароратларда моддаларнинг хоссаларини ўрганиш ўта ўтказувчанлик (16.9-§) нинг очилишига олиб келди.

9- Б О Б. АТМОСФЕРАДАГИ СУВ БУҒИ

9.1- §. Ҳавонинг намлиги ҳақида тушунча. Океанлар, денгизлар, қўл ва дарёлар сиртидан узлуксиз равишда сув буғланиб туради. Шунинг учун Ер атмосферасида ҳар доим сув буғлари мавжуддир. Бир йил давомида Ер атмосферасига буғланувчи сув миқдори $4,25 \cdot 10^{14}$ тоннага яқин бўлиб, унинг $\frac{1}{4}$ га яқин қисми қуруқликка ёғингарчилик сифатида тушади. Албатта, сув буғлари ҳавонинг барча нуқталарида бир хил миқдорда бўлмайди. Океан ва денгизлар яқинида қитъа ичидагига нисбатан ҳаво намроқдир. Ер атмосферасининг турли қисмларидаги сув буғлари миқдорини характерловчи катталики **ҳ а в о н и н г н а м л и г и** дейилади.

Ҳавонинг намлик даражаси Ерда содир бўлувчи кўпчилик жараёнларга, масалан, ҳайвонлар ва ўсимликлар дунёсининг ривожига катта таъсир этади. Намлик қишлоқ хўжалик ўсимликларининг ҳосилдорлигига, чорвачиликнинг маҳсулдорлигига жиддий таъсир кўрсатади. Ҳозирги замон техникасининг кўп тармоқларида ҳам, масалан, ишлаб чиқарилган маҳсулотни қуритиш жараёнида, тайёр маҳсулотларни сақлаш ва ҳ. к. ларда ҳам ҳавонинг намлиги муҳим роль ўйнайди. Демак, намликни ўлчаш ва уни бошқариш катта амалий аҳамиятга эгадир.

9.2- §. Ҳавонинг абсолют ва нисбий намлиги. Шудринг нуқтаси. Ҳаво намлигини миқдорий баҳолаш учун абсолют ва нисбий намликлардан фойдаланилади.

Ҳавонинг абсолют намлиги унда мавжуд бўлган сув буғларининг зичлиги ρ_a билан ёки сув буғининг босими p_a орқали ўлчанади.

Ҳавонинг намлиги тўғрисидаги аниқ тасаввурни нисбий намлик V беради.

Берилган ҳароратда ρ_a абсолют намлик ҳавони тўйинтириш учун зарур бўлган ρ_r сув буғи зичлигининг қанча қисмини ташкил этганлигини фозз ҳисобида ифодаловчи катталик ҳавонинг нисбий намлиги дейилади:

$$V = \frac{\rho_a}{\rho_r} \cdot 100 \% . \quad (9.1)$$

Амалда буғ босими унинг зичлигига тўғри пропорционал бўлгани сабабли, нисбий намликни буғ босими орқали аниқлаш ҳам мумкин.

Шунинг учун B ни қуйидагича аниқлаш мумкин: берилган ҳароратда ρ_a абсолют намлик ҳавони тўйинтириши учун зарур бўлган сув буғи босими ρ_T нинг қанча қисмини ташкил этишини фоиз ҳисобида ифодаловчи катталиқ ҳавонинг нисбий намлиги дейилади:

$$B = \frac{\rho_a}{\rho_T} \cdot 100 \% . \quad (9.1a)$$

Шундай қилиб, нисбий намлик фақат абсолют намлик орқали эмас, балки ҳавонинг ҳарорати билан ҳам аниқланар экан. Нисбий намликни ҳисоблашда ρ_T ёки ρ_T нинг қийматларини жадвалдан олиш керак (9.1- жадвал).

Ҳаво ҳароратининг ўзгариши унинг намлигига қандай таъсир этишини кўрайлик. 22°C да ҳавонинг абсолют намлиги $\rho_a = 0,0094 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$ бўлсин. Сувнинг тўйинтирувчи буғининг зичлиги 22°C да $\rho_T = 0,0194 \text{ кг/м}^3$ бўлгани учун (9.1- жадвалга қаранг), нисбий намлик $B \approx 50\%$ бўлади.

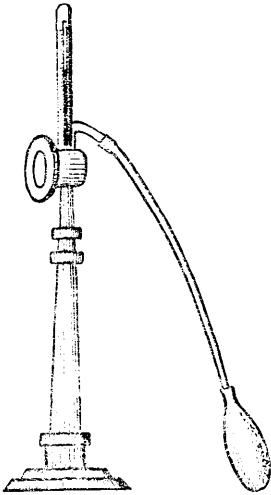
Энди ҳавонинг ҳарорати 10°C гача пасаяди, ρ_a эса олдинги ҳолича қолади, дейлик. У вақтда ҳавонинг нисбий намлиги 100% бўлади, яъни сув буғи билан тўйинган бўлади. Агар ҳарорат 6°C гача пасайса (масалан, кечаси), у вақтда ҳар бир метр куб ҳаводан $0,0094 - 0,0073 = 0,0021 \text{ кг}$ сув буғи конденсацияланади.

Совиши жараёнида ҳавонинг сув буғлари билан тўйиниши рўй берган ҳарорат шудринг нуқтаси дейилади. Юқорида келтирилган мисолда шудринг нуқтаси 10°C га тенг. Шудринг нуқтаси маълум бўлса, ҳавонинг абсолют намлигини 9.1- жадвалдан топишимиз мумкин, чунки бу нуқтада ρ_a тўйинтирувчи буғнинг зичлиги ρ_T га тенг бўлишини қайд қиламиз. Шудринг тушади. Шу жадвалда берилган ҳаво ҳарорати учун ρ_n нинг қийматини топиб, (9.1) формула ёрдамида нисбий намлик B ни ҳисоблаймиз.

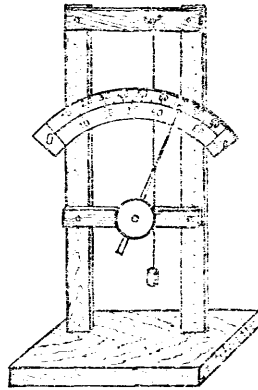
Буғда конденсация маркази бўлмаса, у ўта тўйинган (8.3- §) бўлишини эслайлик. Шунинг учун соф ҳаво шудринг нуқтасидан паст ҳароратда совиши мумкин, ундаги мавжуд бўлган буғ конденсацияланмайди.

9.1- жадвал. Тўйинган сув буғи босимининг ва зичлигининг турли ҳароратдаги қийматлари

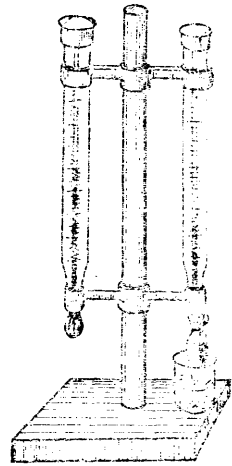
$t, ^\circ\text{C}$	$\rho_T, \text{кПа}$	мм снм. уст.	$\rho_T, \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$	$t, ^\circ\text{C}$	$\rho_T \text{кПа}$	мм снм. уст.	$\rho_T, \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$
0	0,61	4,6	0,0048	16	1,81	13,6	0,0136
1	0,71	5,3	0,0056	18	2,07	15,5	0,0154
2	0,81	6,1	0,0064	20	2,33	17,5	0,0173
3	0,93	7,0	0,0073	21	2,64	19,8	0,0194
4	1,07	8,0	0,0083	24	2,99	22,4	0,0218
5	1,23	9,2	0,0094	26	3,36	25,2	0,0244
6	1,40	10,5	0,0107	28	3,79	28,4	0,0272
7	1,60	12,0	0,0121	30	4,24	31,8	0,0303



9.1- рasm.



9.2- рasm.



9.3- рasm.

9.3- §. Ҳаво намлигини аниқловчи асбоблар. Ҳаво намлигини ўлчайдиган кўпчилик асбоблар **гигрометрлар** (юнонча «гигрос» — намлик) дейилади.

Конденсацион **гигрометр** тагликка ўрнатилган яси силлиқланган сиртли цилиндрик металл қутичадан иборатдир (9.1-рasm). Қутичанинг юқори томонида иккита тешикча бўлиб, уларнинг бири орқали қутичага эфир қуйилади ва термометр ўрнатилади, иккинчисига эса ҳаво ҳайдовчи насос ёки ноксимон резина коптокча уланган бўлади.

Конденсацион **гигрометр**нинг ишлаш принципи шудринг нуқтасини аниқлашга асосланган, ҳароратни билган ҳолда жадвалдан фойдаланиб абсолют намлик (9.2- § га қ.) топилади.

У орқали ҳаво юборилганда эфир тез буғланади ва қутича совийди, натижада унинг сиртида шудринг ҳосил бўлади. Термометрнинг бу вақтдаги кўрсатиши шудринг нуқтасини ифодалайди. Шудринг ҳосил бўлишини аниқ билиб олиш учун силлиқланган сирт атрофига, қутичадан иссиқликни ёмон ўтказувчи изолятор орқали изоляцияланган ялтироқ металл ҳалқа ўрнатишган. Ялтироқ ҳалқа билан ёнма-ён турган қутича сиртининг хираланиши аниқ кўринади.

Сочли **гигрометр** модели 9.2-рasmда келтирилган, бир учи устунчага, иккинчи учи блок орқали ўтказилиб, унда доимий кучланишни сақлаш учун унча катта бўлмаган юкча осилган ёгсизланган одам сочи толасидан иборат (9.2-рasm). Бу **гигрометр**нинг ишлаш принципи ҳаво намлиги ортганда соч толасининг узайишига, ҳаво қуруқ бўлганда эса қисқаришига асосланган. (Ингичка капрон ип худди шундай хоссага эга бўлиб, кўпинча соч толаси ўрнида ишлатилади). Шундай қилиб, ҳавонинг нисбий намлиги ўзгариши билан **гигрометр**

стрелкаси эталон асбобга нисбатан даражаланган шкала бўйича ҳаракатланади.

Психрометр (грекча «психриа» — совуқ) иккита бир хил термометрдан ясалган. Уларнинг бири, шарчаси тўғридан-тўғри ҳавода тургани учун қуруқ термометр, иккинчиси эса нам термометр дейилади (9.3-расм). Нам термометрнинг шарчаси дока билан ўралиб, унинг учи сув солинган ваннага ботирилади. Докадан сув буғланиши туфайли, термометр шарчаси совийди. Шунинг учун нам термометр қуруқ термометрга нисбатан паст ҳароратни кўрсатади. Ҳаво қанчалик қуруқ бўлса, термометрларнинг кўрсатишларидаги фарқ шунча катта бўлади. Термометрларнинг кўрсатишларини белгилаб, психрометр учун берилган махсус жадвалдан ҳавонинг нисбий намлигини аниқлаймиз. (Қандай ҳолда иккала термометрнинг кўрсатишлари бир хил бўлишини ўйлаб кўринг).

9.4-§. Сайёраларнинг атмосфераси тўғрисида тушунча. Ер атмосфера — ҳаво қатлами билан ўралган. Бу ҳаво қатлами Ернинг тортиш кучи туфайли Ер сирти яқинида тутиб турилади. Ер атмосфераси азот (78%), кислород (21%) ва озроқ миқдорда карбонат ангидрид, сув буғлари ва бошқа газлар аралашмасидан иборат.

Атмосфера Ердаги иссиқлик балансида муҳим роль ўйнайди. У кўзга кўринувчи қуёш нурларини яхши ўтказиши. Ер сирти уларни ютиб исийди ва иссиқлик нурлари чиқаради. Аммо атмосферадаги сув буғи ва карбонат ангидрид гази иссиқлик нурларини кучли ютиб, Ерни совийдан сақлайди. Шундай қилиб, атмосфера парник эффектини ҳосил қилиб, суткалик ва фасллар ҳарорат тебранишини камайтиради.

Баландликка кўтарилиши билан атмосферанинг босим ва зичлиги тез камаяди: 8 км баландликка кўтарилганда денгиз сатҳига нисбатан атмосфера босими уч марта камаяди. Жуда юқори баландликларда атмосфера таркиби ҳам ўзгаради — таркибидаги гелий, водород каби енгил газлар ортади. (Нима учун, ўйлаб кўринг.)

Бошқа сайёраларнинг атмосфералари ерникидан катта фарқ қилади. Ер группасига кирган Зуҳро ва Марс сайёраларининг атмосфералари яхши ўрганилган. Ҳатто, М. В. Ломоносов Қуёш фонида Зуҳронинг кузатиб, уни кучли атмосфера ўраб олганлигини аниқлаган. Сайёралараро автоматик станциялар орқали ўтказилган текширишлар Зуҳро атмосфераси карбонат ангидрид газидан (~97%) ва бир қанча миқдорда сув буғи, азот ва бошқа газлардан иборат эканлигини аниқлашга имкон берди. Зуҳро сиртини ҳар доим туташ булут пардаси ўраб туради. Зуҳро сиртидаги атмосфера босими 100 атмосферага яқин қийматга эга. Атмосферанинг бундай таркиби ва унинг катта зичликка эга бўлиши туфайли парник эффектнинг кучайиши тушунарлидир. Шунинг учун Зуҳро сиртининг ҳарорати жуда юқори — тахминан 500°C га тенг.

Марснинг атмосфераси (массаси бўйича Ердан тахминан

9 марта кичик) ҳам асосан карбонат ангидрид газидан иборат бўлиб, Ерникига нисбатан 200 мартача сийрак ва жуда қуруқдир. Шунинг учун марс сиртида ҳароратнинг суткалик ўзгариши 100°C чамасида (экваторида кундузи +30, кечаси эса — 100°C). Марс Қуёшдан Ерга нисбатан узоқда жойлашган бўлганлиги учун, унинг ўртача ҳарорати Ерникидан анча пастдир.

Гигант сайёралар ўз табиатлари бўйича Ер группасидаги сайёралардан тубдан фарқ қилади. Уларнинг массалари Ерникидан* 10 марта катта, жуда қуюқ ва чўзилган атмосфера билан ўралган бўлиб, у водороддан ва унинг бирикмаларидан (аммиак, метан ва бошқалар) ва гелийдан иборатдир.

10- БОБ. СУЮҚЛИКЛАРНИНГ ХОССАЛАРИ

10.1-§. Модда суюқ ҳолатининг характеристикаси. Маълумки, суюқ ҳолатдаги модда ўз ҳажмини ўзгартирмасдан, солинган идишнинг шаклини эгаллайди. Бу ҳодисани молекуляр-кинетик назария асосида қараб чиқамиз.

Ўз ҳажмини сақлаши суюқлик молекулалари орасида тортишиш кучи мавжуд эканлигини исботлайди. Демак, молекулалар орасидаги масофа уларнинг молекуляр таъсир радиусидан кичик бўлиши керак. Шундай қилиб, агар қайсидир суюқлик молекулалари атрофига молекуляр таъсир сферасини чизсак, бу сфера ичида биз қараётган молекула билан ўзаро таъсирда бўлган кўпчилик молекулаларнинг марказлари жойлашганлигини кўрамиз. Бу ўзаро таъсир кучлари бу молекула атрофида суюқлик молекулаларини жуда қисқа вақт (10^{-12} — 10^{-10} с) мувозанат ҳолатида сақлаб тура олади, сўнгра улар тахминан ўз диаметрларига тенг масофага сакраб, янги муваққат мувозанат ҳолатини эгаллайди. Суюқлик молекуласи янги муваққат мувозанат ҳолатига сакраб ўтганида, бу мувозанат атрофида тебранма ҳаракат ҳам қилади. Молекуланинг бундай бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга сакрашлари орасидаги вақт унинг ўтроқ яшаш вақти дейилади. Бу вақт суюқликнинг турига ва ҳароратига боғлиқдир. Суюқликни иситганимизда молекулаларнинг ўртача ўтроқ яшаш вақти қисқаради.

Суюқлик молекулаларининг кўп қисми ўтроқ яшаш вақти (10^{-11} с тартибда) давомида ўзларининг мувозанат ҳолатларини сақлаб, озчилик қисми бу вақт ичида янги мувозанат ҳолатга сакраб ўтади. Узоқроқ вақт давомида суюқлик молекулалари ўз ўринларини ўзгартиришга улгуради. Шунинг учун суюқлик оқувчанликка эга бўлиб, у солинган идишнинг шаклини эгаллайди.

Суюқлик молекулалари деярли бир-бирига зич жойлашган, шунинг учун улар етарли катта кинетик энергияга эга бўлиб, ўзларига яқин турган қўшни молекулаларнинг тортиш кучини

* Сайёраларнинг асосий физик характеристикалари 40.1-жадвалда келтирилган.

енгиб, уларнинг таъсир сферасидан чиқа олса ҳам, лекин молекулар бошқа молекуларнинг таъсир сферасига тушиб, янги муваққат мувозанат ҳолатини эгаллайди. Суюқликнинг эркин сиртида турган молекуларгина суюқликдан чиқиб кета олади, бу уларнинг буғланиш жараёни билан тушунтирилади.

Шундай қилиб, агар жуда кичик ҳажмда суюқлик ажратилса, ўтроқ яшаш вақти давомида, қаттиқ жисм молекуларининг кристалл панжараларда жойлашишига ўхшаш, унинг молекуларининг ҳам тартибли жойлашиши мавжуддир. Сўнгра улар ажралиб кетиб, бошқа жойда янгидан ташкил бўлади. Шундай қилиб, суюқлик эгаллаган барча фазо худди жуда кўп майда кристаллар (муртаклар)дан тузилгандек бўлиб қолади, аммо улар нотурғун бўлади, яъни бир жойда парчаланиб, бошқа жойда янгидан пайдо бўлиб туради.

Шундай қилиб, жуда кичик ҳажмда олинган суюқликда унинг молекуларининг тартибли жойлашиши кузатилади, катта ҳажмда эса улар хаотик ҳаракатда бўлади. Бу маънода, *суюқлик молекуларининг жойлашишида яқин тартиб мавжуд бўлиб, узоқ тартиб йўқдир*, деб айтилади. Суюқликларнинг бундай тузилиши к в а з и к р и с т а л л (кристаллга ўхшаш) тузилиш дейилади. Суюқликларни кучли иситганимизда молекуларнинг ўртача ўтроқ вақти жуда кичик бўлиб, суюқликлардаги яқин тартиб амалда йўқолишини қайд қиламиз.

Суюқлик қаттиқ жисмга хос бўлган механик хоссага эга бўлиши мумкин. Агар суюқликка кучнинг таъсир вақти жуда кичик бўлса, у вақтда суюқликда эластиклик хоссаси намоён бўлади. Масалан, сув сиртига таёқ билан бирдан урилса, таёқ қўлдан отилиб чиқиб кетиши ёки синиши мумкин: тошни шундай отиш мумкинки, у суюқлик сиртига тегиб бир неча марта сакраб урилишдан кейингина сувга чўқади. Агар суюқликка узоқ вақт таъсир кўрсатилса суюқликда эластиклик ўрнида о қ у в ч а н л и к намоён бўлади. Масалан, қўлни сувга осонгина ботириш мумкин.

Суюқлик жараёнининг оқишига жуда қисқа муддатли куч таъсир қилса, суюқликда м ў р т л и к намоён бўлади. Суюқликнинг узилишга чидамлилиги (мустаҳкамлиги) қаттиқ жисмга нисбатан кичик, озгина бўлса ҳам. Сувнинг мустаҳкамлиги $2,5 \cdot 10^7$ Па га тенг. Суюқликларнинг с и қ и л у в ч а н л и г и шу моддаларнинг қаттиқ ҳолатдагисига нисбатан катта бўлса ҳам, у жуда кичик ҳисобланади. Масалан, босим 1 атм га ортганда сувнинг ҳажми 50 миллиондан бир қисмга камаяди.

Бегона моддалар, масалан, ҳаво бўлмаганида суюқлик ичида узилишлар унга фақат интенсив таъсир кўрсатилганда, масалан, эшкакли (етаки) винтлар айланганда, суюқликда ультратовуш тўлқинлари (25.8- § га қ.) тарқалганда рўй бериши мумкин. Суюқлик ичида ҳосил бўлган бундай бўшлиқлар узоқ вақт сақланмайди, чунки куч таъсирида тез ёпилади, яъни йўқолади. Бу ҳодисага к а в и т а ц и я (грекча «кавитас»—

бўшлиқ) дейилади. У эшкакли винтларнинг тез едирилишига сабаб бўлади.

Шундай қилиб, суюқликлар қаттиқ жисмлар билан умумий бўлган кўп хоссаларга эга. Лекин суюқликларнинг ҳарорати қанча юқори бўлса, уларнинг хоссалари зичлиги катта бўлган газ хоссаларига яқинлашади ва қаттиқ жисмлар хоссасидан катта фарқ қилади. Бу, суюқ ҳолатнинг модданинг қаттиқ ва газсимон ҳолатлари орасидаги ҳолат эканлигини кўрсатади.

Яна шунини таъкидлаш керакки, модда қаттиқ ҳолатдан суюқ ҳолатга ўтганда, суюқ ҳолатдан газсимон ҳолатга ўтгандагидан кўра, модда хоссаларида унчалик кескин ўзгариш содир бўлмайди. Демак, умуман айтганда, *модданинг суюқ ҳолатдаги хоссалари газ ҳолатдагига нисбатан қаттиқ ҳолатдаги хоссаларига яқин экан.*

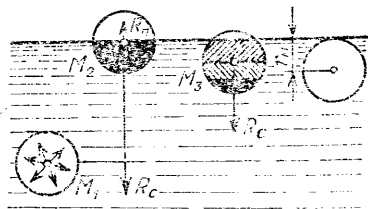
10.2- §. Суюқликнинг сирт қатлами. Суюқлик ичидаги молекуляр кучлар таъсири унинг сиртидагидан нима билан фарқ қилишини аниқлайлик.

Суюқлик ичидаги M_1 молекулага (10.1- расм) таъсир этувчи молекуляр тортишиш кучлари тенг таъсир этувчисининг ўртача қиймати нолга яқин бўлади. Бу тенг таъсир этувчисининг тасодифий флуктуациялари M_1 молекулани хаотик ҳаракат қилишга мажбур этади, холос. Суюқликнинг сирт қатламида жойлашган M_2 ва M_3 молекулаларда эса бошқачароқ ҳол рўй беради.

Молекула атрофида $r \approx 10^{-9}$ м радиусли молекуляр таъсир сферасини чизамиз. У вақтда M_2 молекула учун сферанинг пастки ярмида буғ ва ҳаво бўлгани учун молекулалар сони анча кам бўлади. Шунинг учун M_2 молекулага остки ярим сферадаги молекуляр тортишиш кучининг тенг таъсир этувчиси. $R_{уст}$ устки ярим шардаги молекуляр кучларнинг тенг таъсир этувчиси $R_{уст}$ дан анча катта бўлади. $R_{уст}$ шунчалик кичикки, уни эътиборга олмаслик мумкин. M_3 молекулага қўйилган молекуляр тортишиш кучларининг тенг таъсир этувчиси M_3 молекуланикидан кичик, чунки молекуляр таъсир фақат қорага бўялган соҳада мавжуд бўлган молекулаларнинг таъсири орқали аниқланади. M_2 ва M_3 молекулалар учун тенг таъсир этувчи кучлар суюқлик сиртига тик йўналганлиги аҳамиятга эгадир.

Шундай қилиб, молекуляр таъсир радиусига тенг, суюқлик қатламида турувчи барча суюқлик молекулалари (10.1- расмга қ.) суюқлик ичига тортилади. Лекин суюқлик ичидаги фазонини бошқа молекулалар эгаллаган, шунинг учун *суюқликда суюқлик сирти томонидан босим ҳосил қилинади ва бу молекуляр босим деб аталади.*

Агар суюқлик ичига бирор жисм тушиб қолса, жисм би-



10.1- расм.

лан суюқлик орасида суюқлик қатлами ҳосил бўлади ва молекуляр кучлар суюқлик томон йўналган бўлиб, суюқликни сиқади, аммо жисмга эса таъсир қилмайди.

Суюқликка ботирилган жисмга молекуляр босим таъсир қилмагани учун молекуляр босимни тажриба йўли билан аниқлаш мумкин эмаслиги келиб чиқади. Назарий ҳисоблашлар молекуляр босимни жуда катта эканлигини кўрсатади. Масалан, сув учун $11 \cdot 10^8$ Па эфир учун $1,4 \cdot 10^8$ Па тартибда.

Бундан суюқликларни ташқи босим таъсирида сезиларли сиқиш мумкин эмаслиги тушунарли бўлди. Ҳақиқатан, бунинг учун шу суюқликнинг молекуляр босими тартибига тенг босим ҳосил қилиш керак. Суюқликнинг молекуляр босими жуда катта бўлгани учун буни бажариш қийин. Шундай қилиб, жуда катта бўлмаган босимларда суюқликларни сиқилмас деб қараш мумкин.

10.3- §. Суюқликнинг сирт қатлами энергияси. Сирт таранглик коэффициенти. Модомики, суюқликнинг сирт қатламида турган молекула суюқликнинг ичига тортилар экан, унинг потенциал энергияси суюқлик ичида турган молекулаларникидан катта. Бу хулосага агар молекулаларнинг ўзаро таъсир потенциал энергияси манфий эканлигини (2.4- § га қ.) эслаб, суюқлик сирт қатламидаги молекулалар (M_2 ва M_3 10.1- расм) ни суюқлик ичида олинган (M_1) молекулаларга нисбатан кам миқдордаги молекулалар билан ўзаро таъсирлашишини ҳисобга олиш орқали ҳам келиш мумкин.

Суюқлик сирт қатламидаги молекулаларнинг бу қўшимча потенциал энергияси суюқлик сиртининг эркин энергияси дейилади, чунки суюқлик эркин сиртининг камайиши билан боғлиқ бўлган бу эркин энергия ҳисобига иш бажариш мумкин. Аксинча, суюқлик ичида турган молекулаларни суюқлик сиртига чиқариш учун қарама-қарши таъсир этувчи молекуляр кучни енгиш керак, яъни суюқлик сирт қатлами эркин энергиясини орттириш учун иш бажариш керак. Бу вақтда эркин энергиянинг ўзгариши ΔP суюқлик эркин сиртининг ўзгариши ΔS га тўғри пропорционал эканлигини кўриш қийин эмас:

$$\Delta P = \sigma \Delta S. \quad (10.1)$$

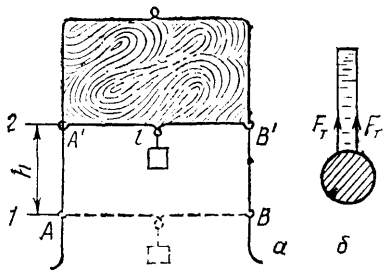
$\Delta P = A$ бўлгани учун

$$A = \sigma \Delta S \quad (10.2)$$

га эга бўламиз.

Шундай қилиб, суюқликнинг эркин сирти юзининг камайишида молекуляр кучларнинг бажарган A иши суюқлик сиртининг ΔS камайишига тўғри пропорционал. Лекин бу иш яна суюқликнинг турига ва ташқи шароитга, масалан, ҳароратга боғлиқ бўлиши керак. Бундай боғланишни σ коэффициентифодалайди.

Суюқликнинг эркин сирти юзи ўзгарганда молекуляр кучлар бажарган ишининг суюқлик турига ва ташқи шароитга



10.2- расм.

боғлиқлигини характерловчи катталик суюқликнинг сирт таранглик коэффиценти (ёки шунчаки сирт таранглик) дейилади. Сирт таранглик коэффиценти суюқлик эркин сирти юзини бир бирликка ўзгартиришда молекуляр кучларнинг бажарган иши билан ўлчанади:

$$\sigma = \frac{A}{\Delta S} \tag{10.2 a}$$

σ нинг СИ даги бирлигини келтириб чиқарамиз:

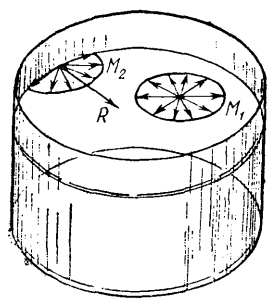
$$\sigma = \frac{1\text{Ж}}{1\text{м}^2} = 1 \frac{\text{Ж}}{\text{м}^2}.$$

σ нинг бирлиги қилиб шундай сирт таранглик коэффиценти қабул қилинганки, бунда суюқликнинг эркин сирти юзини 1 м^2 га камайириш учун молекуляр кучлар 1 Ж иш бажаради.

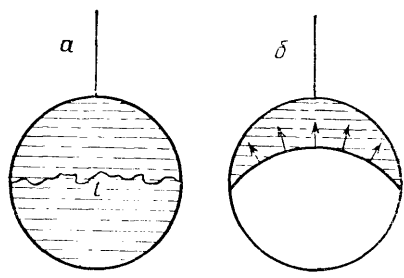
Ҳар қандай система ўз-ўзидан потенциал энергияси минимал бўлган ҳолатга ўтади, шунинг учун суюқлик ўз-ўзидан шундай ҳолатга келиши керакки, бунда унинг эркин сирти юзи энг кичик қийматга эга бўлиши керак. Буни қуйидаги тажриба ёрдамида кўрсатамиз.

П ҳарфи шаклида букилган симга l қўзғалувчан кашак ўрнатилади (10.2- расм). Шундай усулда тайёрланган рамкани совунли эритмага туширилиб, совун пардаси билан қопланади. Рамка эритмадан олинганда, молекуляр кучлар таъсирида суюқлик эркин сирт юзининг камайиши натижасида, l кашак 1 ҳолатдан 2 ҳолатга силжийди. (Бу вақтда ажралган энергия қаёққа кетади, ўйлаб кўринг.)

Модомики, ўзгармас ҳажмда шар сиртининг юзи энг кичик



10.3- расм.



10.4- расм.

бўлар экан, суюқлик вазнсиз ҳолатда шар шаклини эгаллайди. Шу сабабдан ҳам суюқлик томчиси шар шаклида бўлади. Турли шаклдаги каркасда ҳосил бўлган совун пардасининг шакли ҳар доим суюқлик эркин сирти юзининг энг кичик қийматига мос келади.

10.4- §. Сирт таранглик кучи. Суюқлик сиртида жойлашган M_1 молекула (10.3- расм) фақат суюқлик ичидаги молекулалар билан ўзаро таъсирда бўлмасдан, балки молекуляр таъсир сферасида жойлашган суюқлик сиртидаги молекулалар билан ҳам ўзаро таъсирда бўлади. M_1 молекула учун молекуляр кучларнинг суюқлик сирти бўйича йўналган R тенг таъсир этувчиси нолга тенг, сирт четида олинган M_2 молекула учун R нолдан фарқлидир. 10.3- расмдан кўринадики, R эркин сирт чегарасида нормал бўйича, сиртнинг ўзида эса уринма бўйича йўналган бўлади.

Суюқлик сирти бўйича йўналган молекуляр кучлар суюқликнинг эркин сиртида олинган ихтиёрий берк чизиқда унинг нормали бўйича шундай таъсир этадики, бунда бу кучлар суюқликнинг берк чизиқ билан чегараланган сирти юзини кичрайтиришга ҳаракат қилади. Буни қўйидаги тажрибада кўриш мумкин.

Симдан ясалган ҳалқага l узунликдаги ип боғланади (10.4- а расм). Агар ҳалқа совун пардаси билан қопланса, ип шу пардада эркин жойлашади, чунки молекуляр кучлар ҳам юқори, ҳам пастки берк контур билан чегараланган сирт юзини кичрайтиришга интилади. Совун пардасини ипнинг остки томонидан тешамиз. У вақтда молекуляр кучлар устки контур билан чегараланган сиртни кичрайтиради ва ип тарангланади (10.4- б расмдан).

Суюқлик молекулаларининг ўзаро таъсири туфайли ҳосил бўлиб, суюқликнинг эркин сирти юзининг қисқаришига сабаб бўлувчи ва бу сиртга уринма равишда йўналган F_T куч сирт таранглик кучи дейилади.

Кашакка таъсир этувчи сирт таранглик F_T куч l га пропорционал эканлигини кўрсатамиз. l кашакни 1 ҳолатдан 2 ҳолатга h масофага силжитишда сирт таранглик кучининг бажарган иши (10.2) формула билан ифодаланади. Бу вақтда суюқлик эркин сирти ΔS юзанинг умумий ўзгариши $2hl$ га тенг, шунинг учун $A = \sigma \cdot 2hl$.

Иккинчидан, A ишни таъсир этувчи кучни йўлга кўпайтириш орқали топилади. Бизнинг мисолимизда умумий куч $2F_T$ га тенг, демак, $A = 2F_T h$. Шунинг учун:

$$2 F_T h = \sigma 2hl$$

ёки

$$F_T = \sigma l. \quad (10.3)$$

Бундан:

$$\sigma = \frac{F_T}{l}. \quad (10.3a)$$

(10.3-а) дан, сирт таранглик коэффиценти суюқлик эркин сирти чегарасининг узунлик бирлигига таъсир этувчи сирт таранглик кучига сон жиҳатдан тенг эканлиги келиб чиқади.

σ нинг ўлчов бирлиги 1 ж/м² эканлигини эслаб,

$$1 \frac{\text{Ж}}{\text{м}^2} = 1 \frac{\text{Н} \cdot \text{м}}{\text{м}^2} = 1 \frac{\text{Н}}{\text{м}}$$

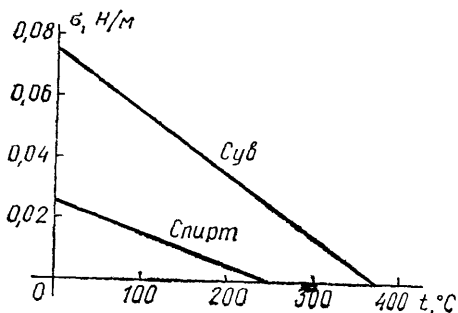
ни ҳосил қиламиз, буни (10.3 а) формула орқали тўғридан-тўғри олиш ҳам мумкин.

Нима учун суюқлик унинг эркин сирти юзи энг кичик шаклни олган ҳолатга интилиши энди тушунарлидир: молекуляр босим кучлари суюқлик сиртидаги молекулаларни ичкарига тортади, сирт таранглик кучи эса суюқликнинг эркин сирти юзини қисқартиради, яъни бу сиртда мавжуд бўлган «дарча» ни беркитади.

Шундай қилиб, суюқликнинг сирт қатлами ҳар доим таранг ҳолатда бўлади. Аммо бу ҳолатни эластик чўзилган парда таранглиги билан таққослаб бўлмайди. Чўзилган парда юзининг ортиши билан эластиклик кучлари ортади, лекин сирт таранглик кучи суюқлик сиртининг юзига боғлиқ бўлмайди. 10.2-расмда F_T 1 ва 2 ҳолатда бир хил қийматга эга. Бундай бўлишига сабаб, эластик парда сиртининг юз бирлигидаги молекулалар сони унинг чўзилиши натижасида камайиши, суюқлик эркин сиртининг юз бирлигидаги молекулалар сони ҳар қандай юзда ҳам бир хил қийматга эга бўлишидандир.

Тажриба шуни кўрсатдики, суюқлик сиртидаги мавжуд муҳит ва суюқлик температураси σ нинг катталигига таъсир этар экан. Суюқликнинг ҳарорати ортиши билан унинг сирт таранглик коэффиценти камаяди (нега, тушунтиринг) ва критик ҳароратда нолга тенг бўлади (10.5- расмга қ.) Бу критик ҳароратда суюқлик ва унинг буғи орасида ҳар қандай фарқ йўқолишини яна бир бор тасдиқлайди.

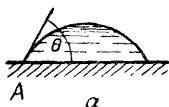
10.5- §. Ҳўллаш. Чегаравий бурчак. Агар шиша таёқчани симобга ботириб олсак, унда симоб юқи қолмаганлиги маълум бўлади. Агар шу таёқчани сувга ботирсак, уни сувдан чиқарганимизда учиди сув томчиси қолади. Бу тажрибадан кўринадики,



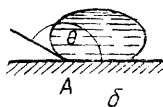
10.5- расм.

симоб молекуларининг ўзаро тортишиш кучлари шиша молекуларига нисбатан катта, сув молекуларининг ўзаро тортишиш кучлари эса шиша молекуларига тортишиш кучига нисбатан кичик экан.

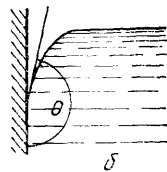
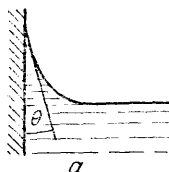
Агар суюқлик молекулаларининг ўзаро тортишини қаттиқ модда мо-



10.6- расм.



10.7- расм.



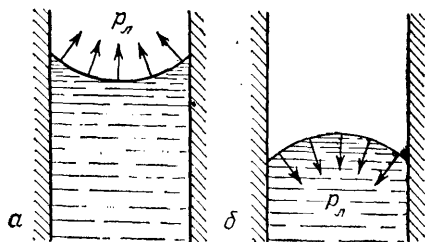
лекулалари билан тортишишга нисбатан кучсиз бўлса, бу суюқлик бу моддани ҳўллайдидейилади. (Масалан, сув тоза шишани ҳўллайдиди ва парафинни ҳўлламайди). Агар суюқлик молекулаларининг ўзаро тортишиши қаттиқ модда молекулалари билан тортишишга нисбатан кучли бўлса, бу суюқлик бу моддани ҳўлламайди дейилади. Симоб тоза шишани ҳўлламайди, бироқ соф мис ва рухни ҳўллайдиди.

Бирор қаттиқ моддадан ясалган ясси пластинкани горизонтал ўрнатиб, унинг сиртига текширилувчи суюқлик томчисини томизамиз. У вақтда томчи ёки 10.6-а расмда кўрсатилган шаклни, ёки 10.6-б расмда кўрсатилган шаклни олади. Биринчи ҳолда суюқлик қаттиқ жисмни ҳўллайдиди, иккинчи ҳолда эса ҳўлламайди. 10.6-расмда белгиланган Θ бурчак чегаравий бурчак деб аталади. Чегаравий бурчак қаттиқ жисмнинг ясси сирти билан қаттиқ жисм, суюқлик ва газларни чегараловчи A нуқтадан суюқликнинг эркин сиртига уриниб ўтган текислик орасидаги бурчаклар (10.6-расм); чегаравий бурчак ичида ҳамма вақт суюқлик бўлади. Ҳўлловчи суюқликлар учун чегаравий бурчак ўткир, ҳўлламайдиган суюқликлар учун эса ўтмас бўлади. Оғирлик кучи таъсирида чегаравий бурчакни бузмаслиги учун томчини иложи борича кичик олиш керак.

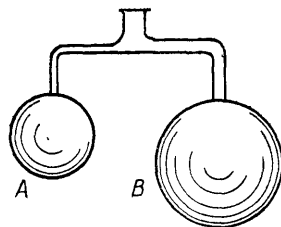
Қаттиқ сирт вертикал ҳолатда бўлганда ҳам чегаравий бурчак Θ сақланади (10.7-расм), бунда агар идишга солинган суюқлик ҳўлловчи бўлса, суюқлик идиш деворлари чегарасида кўтарилади (10.7-а расм), ҳўлламайдиган бўлса, пастга тушади (10.7-б расм).

Ҳўллаш ўлчови сифатида, одатда чегаравий бурчак косинуси, яъни $\cos \Theta$ олинади, у ҳўлловчи суюқликлар учун мусбат, ҳўлламайдиган суюқликлар учун эса манфий қийматга эга. Тўла ҳўлланганда $\cos \Theta = 1$. Бу ҳолда суюқлик қаттиқ жисмнинг бутун сирти бўйича ёйилади. Суюқлик тўла ҳўлловчи бўлса, горизонтал сирт устида томчи ҳосил қилиш мумкин эмас. Масалан, сув тоза сиртли шиша учун тўла ҳўлловчидир. Тўла ҳўлламайдиган бўлса, $\cos \Theta = -1$ бўлади. Бу вақтда горизонтал сирт устига томизилган суюқлик томчиси шар шаклига эга бўлади.

10.6- §. Мениск. Суюқлик сиртининг эгрилиги туфайли ҳосил бўлувчи босим. Суюқлик сиртининг у солинган идиш деворлари яқинида эгриланишини тажрибада кузатиш осон. Ингичка найга солинган суюқликнинг ҳамма эркин сирти эгрила-



10.8- расм.



10.9- расм.

ниши аниқ кўринади. Доиравий кесимга эга бўлган найда бу сирт сферанинг бир қисмини ташкил этгани учун мениск деб аталади. Ҳўлловчи суюқликларда ботиқ мениск (10.8- б расм), ҳўлламовчиларда эса қавариқ мениск бўлади (10.8- а расм).

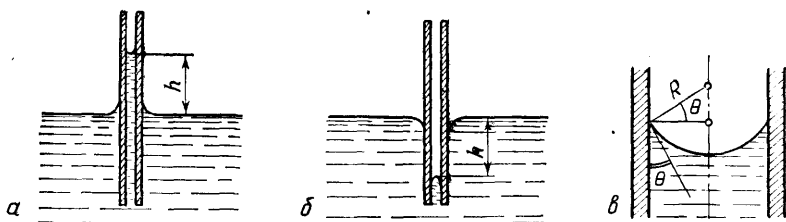
Мениск сиртининг юзи найнинг ички кўндаланг кесим юзидан катта бўлгани учун молекуляр кучлар таъсирида суюқлик сирти эгрилигини тўғрилашга интилади ва бу билан қўшимча босим $p_л$ ни юзага келтиради, бу босим суюқлик ҳўлловчи бўлганда (ботиқ мениск) суюқликдан ташқарига, ҳўлламовчи бўлганда эса (қавариқ мениск) суюқлик ичига йўналган бўлади. Бу босим катталиги француз олими П. Лаплас томонидан аниқланганлиги учун уни кўпинча лаплас босими дейилади.

Суюқликнинг эркин сирти R радиусли сферик шаклга эга бўлганда, бу босим қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$p_л = \frac{2\sigma}{R}. \quad (10.4)$$

Лаплас босимининг суюқлик сиртининг эгрилик радиусига боғлиқлигини қуйидаги тажрибада кўрсатиш мумкин. Махсус най ёрдамида ҳар хил ўлчамли A ва B совун пуфагини ҳосил қиламиз (10.9- расм). Сўнгра ҳавонинг кириш йўлини беркитсак, кичик шарнинг янада кичиклашишини, каттаси эса катталашишини кўрамиз. Бу, кичик шарда катта шарга нисбатан Лаплас босимининг катта бўлишлиги билан тушунтирилади. Бу босим кичик шардаги ҳавони катта шарга ҳайдайди.

10.7-§. Капиллярлик. Турмушда, табиатда ва техникада капилляр ҳодисалар. Ингичка найларда суюқлик сиртининг эгриланиши туташ идишлар қонунини бузаётгандек кўринади. Агар сувга ингичка узун шиша най туширилса (10.10- а расм), сув найга сўрилиз, сув сиртидан най бўйича h баландликка кўтарилади. Бу лаплас босимининг юқорига йўналганлиги билан тушунтирилади. Шу босим таъсирида, токи найда h баландликка кўтарилган суюқлик устунининг гидростатик босими лаплас босимига тенглашгунча кўтарилади. Модомики, $p_л = 2\sigma/R$ (10.4 га қ.), у вақтда $p_л = p_г$ дан $\frac{2\sigma}{R} = \rho gh$ эгамиз, бундан



10.10- расм.

$$h = \frac{2\sigma}{\rho g R} \quad (10.5)$$

Тўла ҳўлловчи бўлса ($\theta = 0$), ингичка найда мениск ярим сфера шаклида бўлиб, сферик сиртнинг радиуси R (10.5) даги, найнинг ички радиуси r га тенг, у вақтда

$$h = 2\sigma/\rho g r. \quad (10.5 \text{ а})$$

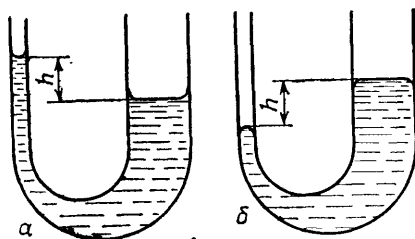
Тўла ҳўлловчи бўлмаганда ($\theta \neq 0$) мениск радиуси $R = r/\cos\theta$ (10.10-в расм) ва

$$h = (2\sigma/\rho g r) \cos\theta. \quad (10.5 \text{ б})$$

(10.5 а, б,) дан кўринадики найнинг ички радиуси r қанча кичик бўлса, суюқликнинг кўтарилиш баландлиги h шунча катта бўлади. Найнинг ички диаметри соч толасининг диаметрига яқин (ёки ундан кичик) бўлганда суюқлик анча катта баландликка кўтарилиши мумкин; шунинг учун бунда найлар капиллярлар (грекча «капиллярис» — соч толаси каби ингичка) дейилади. Капиллярларда ҳўлловчи суюқликлар юқорига кўтарилади, ҳўлловчи суюқликлар пастга тушади (10.10-а, б расм). Капиллярларда ҳўлловчи суюқликларнинг сўрилиш, ҳўлловчи суюқликларнинг итарилиш ҳодисаси капиллярлик ҳодисаси дейилади.

Агар туташ идишнинг бир томони йўғон, иккинчи томони ингичка бўлса, бу идишдаги суюқлик устунларининг баландлиги фарқли бўлади (10.11-расмда, а — ҳўлловчи суюқлик, б — ҳўлловчи суюқлик).

Капиллярлик ҳодисасини фақат найларда эмас, тор тирқишларда ҳам кузатиш мумкин. Сувга иккита шиша пластинкани шундай туширамизки, улар орасида ингичка тирқиш ҳосил бўлсин, шунда улар орасидан сув кўтарила бошлайди, улар бир-бирига қанча яқин бўлса, суюқлик шунча баландга кўтарилади.



10.11- расм.

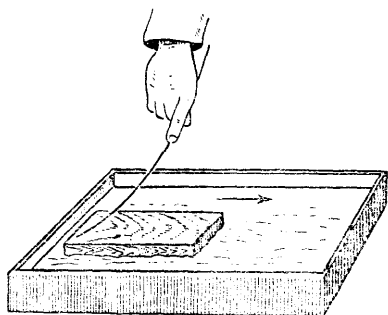
Капилляр ҳодиса табиатда ва техникада катта роль ўйнайди. Усимликларда жуда кўп майда капиллярлар мавжуд. Дарахтлардаги капиллярлар орқали ердан намлик кўтарилиб, унинг учигача кўтарилади ва барглари орқали атмосферага буғланади. Тупроқда ҳам капиллярлар мавжуд, улар қанча ингичка бўлса, тупроқ шунча зич бўлади. Бу капиллярлар орқали сув кўтарилиб, ер сиртида буғланади ва ер қуриydi. Эрта баҳорги ер ҳайдашда бороналаш бу капиллярларни бузади, яъни ер ости намлигини сақлаб, ҳосилни орттиришга ёрдам беради.

Капилляр ҳодисалар техникада, масалан, капилляр-ғовак жисмларни қуришиш жараёнида ва ҳ. к. ларда катта аҳамиятга эга. Қурилиш ишларида ҳам капилляр ҳодисалар катта аҳамиятга эга. Масалан, ғишт девор зах тортмаслиги учун унинг фундаменти билан девор орасига капилляри бўлмаган моддадан қилинган прокладка қўйилади. Қоғоз саноатида турли навдаги қоғозларни тайёрлаш учун капиллярликни ҳисобга олиш керак. Масалан, ёзув қоғозини тайёрлашда, унга капиллярларни бекитиб юборувчи махсус состав шимдирилади. Турмушда пиликлар, босма қоғозлар, ручкалар (сиёҳ билан ёзадиган перолар) ва ҳ. к. ларда капилляр ҳодисадан фойдаланилади.

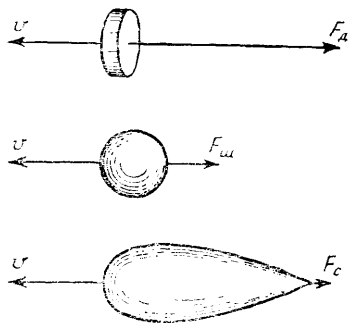
10.8- §. Муҳитнинг қовушоқлиги ҳақида тушунча. Суюқликнинг ламинар оқиши. Қайиқ сувда ҳаракатланаётганда унинг ҳаракатига қарама-қарши йўналишда таъсир этувчи куч ҳосил бўлади. Бирор жисмнинг сувда ёки газсимон муҳитда ҳаракатланиши натижасида ҳосил бўлган унга қарши таъсир этувчи кучлар муҳитнинг қаршилиқ кучлари дейилади.

Бу кучларнинг ўзига хос хусусиятларидан бири улар учун тинчликдаги ишқаланишнинг йўқлигидир. Бунга ишонч ҳосил қилиш учун сувда сузаётган ёғоч палёнга ингичка чивик билан босамиз (10.12- расм).

Жисмнинг ҳаракат тезлиги ортиши билан муҳитнинг қаршилиқ кучи ҳам ортади, чунки жисм ўзи билан муҳит зарраларини эргаштириб кетади ва муҳит қатламларини бир-бирига



10.12- расм.



10.13- расм.

нисбатан ҳаракатга келтиради. Шунинг учун муҳитда жисм катта тезлик билан ҳаракатланганда катта энергия сарфлайди. Бундай ҳаракатда сарфланувчи энергияни камайтириш учун муҳитнинг қаршилик кучи катталиги нимага боғлиқ эканини билиш муҳимдир. Маълум бўлишича, бу катталик ҳаракатланувчи жисмнинг шаклига, унинг ҳаракат тезлигига ва муҳитнинг хоссаларига боғлиқ экан.

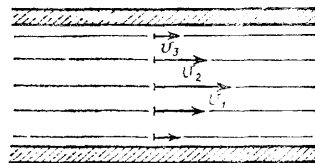
Сигарасимон жисмнинг ҳавода ҳаракатланишида ҳосил бўлувчи қаршилик кучи F_c бир хил кўндаланг кесимга эга бўлган бир хил v тезлик билан ҳаракатланувчи дискнинг ҳаракатида ҳосил бўлувчи F_d кучдан 30 марта, шарсимон шаклдаги жисмники $F_{ш}$ дан 5 марта кичик қийматга эга бўлар экан (10.13-расм).

Суюқлик қаршилик кучининг жисм ҳаракати тезлигига боғлиқлиги мураккаб бўлиб, у суюқлик қисмларининг бир-бирига нисбатан ҳаракатининг табиати ва суюқликнинг хоссаси орқали аниқланади.

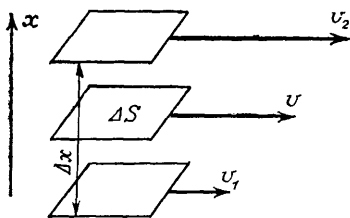
Суюқлик қисмларининг бир-бирига нисбатан ҳаракатланишида уларни тормозловчи ички ишқаланиш кучи ёки қовушоқлик кучи деб аталувчи кучлар ҳосил бўлади. Бинобарин, қовушоқлик деганда муҳит қисмлари бир-бирига нисбатан ҳаракатланганда ҳосил бўлувчи ички ишқаланиш кучларининг таъсири орқали ифодаланувчи катталик тушунилади. Ички ишқаланиш кучи бир-бирига нисбатан ҳаракатланувчи муҳит қатламларининг ҳаракат тезликларини тенглаштиришга интилади.

Фазонинг ҳар бир нуқтасида оқим тезлиги вақт ўтиши билан ўзгармаса, муҳитнинг бундай ҳаракати барқарор ёки ламинар ҳаракат дейилади. Цилиндрик найда суюқлик ламинар оқаётган бўлса, суюқликнинг тезлиги найнинг ўқида максимал бўлади (10.14-расм), деворга бевосита теккан қисмида оқим тезлиги нолга тенг бўлади. Бу вақтда барча суюқлик шундай цилиндрик қатламларга бўлинадики, уларнинг тезликлари най марказидан унинг деворига яқинлашган сари камайиб боради. Шундай қилиб, ламинар оқим бўлганида суюқлик билан най орасида ишқаланиш бўлмай, най деворидаги суюқлик қатлами ҳаракатсиз бўлиб, суюқлик ўзидаги қовушоқлик туфайли фақат ички ишқаланиш мавжуд бўлади.

Найда суюқлик ҳаракат тезлигининг тушиши тезлик градиентини ифодалайди. *Бирор катталикнинг фазовий ўзгариши жадаллигини белгиловчи вектор катталик градиент дейилади.* Бу вектор кузатилаётган катталикнинг ўсиши томон унинг жадаллик билан ўзгариши рўй берадиган чизиққа уринма бўйича йўналган бўлади. Кўрсатилган чизиқнинг узунлик бирлигида шу катталикнинг ўзгариши градиентнинг сон қийма-



10.14-расм.



10.15- расм.

тини аниқлайди. Тезлик градиенти $\text{grad } v$ билан белгиланади.

Бизнинг мисолимизда найнинг айланаси бўйича тезликнинг текис ўзгариши учун қуйидагини оламиз:

$$\text{grad } v = \frac{v_2 - v_1}{\Delta r} = \frac{\Delta v}{\Delta r}, \quad (10.6)$$

бунда $\Delta v - \Delta r$ кесмада тезликнинг ўзгариши. Лекин ҳақиқатда радиус бўйича тезлик текис ўзгармайди ва (10.6) формула фақат жуда кичик Δr лар учунгина тўғридир.

10.9- §. Ички ишқаланиш учун Ньютон қонуни. Динамик қовушоқлик. Бир-биридан Δx масофада турувчи ясси суюқлик қатламлари v_1 ва v_2 тезликлар билан ҳаракатлансин (10.15-расм). У вақтда остки қатлам ўрта қатламнинг ҳаракатини тезлатади, устки қатлам эса уни секинлатади. Ички ишқаланиш кучининг таъсири натижасида, ўртадаги қатлам v_1 дан катта, v_2 дан эса кичик бўлган v тезлик билан ҳаракатланади. Қатламларнинг ҳаракат тезликлари x йўналишида текис ўзгарганда $\text{grad } v$ нинг қиймати муҳитнинг ҳамма нуқталарида бир хил бўлади ва унинг сон қиймати $((v_2 - v_1)/\Delta x)$ ёки $\Delta v/\Delta x$ га тенг бўлади.

Ўрта қатламга таъсир этувчи ички ишқаланиш кучи тезлик градиентига ва қатлам сиртининг юзи ΔS га тўғри пропорционал эканлигини Ньютон кўрсатди. Ички ишқаланиш учун Ньютон қонуни математик равишда қуйидагича ифодаланади:

$$f = \eta \frac{\Delta v}{\Delta x} \Delta S. \quad (10.7)$$

Ички ишқаланиш кучини модданинг турига ва ташқи шароитга боғлиқлигини ифодаловчи η катталик муҳитнинг қовушоқлик коэффициенти дейилади.

Динамик қовушоқлик бирлигини келтириб чиқарамиз:

$$\eta = f \left(\frac{\Delta v}{\Delta x} \cdot \Delta S \right)^{-1}; \quad \eta = 1 \text{ Н} \left(\frac{1 \text{ м/с}}{1 \text{ м}} \cdot 1 \text{ м}^2 \right)^{-1} = 1 \text{ Н} \cdot \text{с/м}^2 = 1 \text{ Па} \cdot \text{с}.$$

СИ системасида η нинг ўлчов бирлиги қилиб тезлик градиенти 1 с^{-1} га тенг бўлганда 1 м^2 бўлган қатлам юзига 1 Н ички ишқаланиш кучи таъсир этувчи муҳитнинг қовушоқлик коэффициенти қабул қилинган. Муҳитнинг қовушоқлик коэффициенти унинг ҳароратига боғлиқ. Қизиги шундаки, газлар иситилганда у ортади, суюқликларда эса камаydi. Бу, газларда ва суюқликларда ички ишқаланишнинг табиати турлича эканлигини кўрсатади.

Газлардаги қовушоқлик ўзи турган қатлам йўналишида ҳаракатланишидан ташқари, яна хаотик ҳаракатдаги молеку-

лаларнинг бир қатламдан иккинчисига учиб ўтиши сабабли юзага келар эди. Бу вақтда остки қатламдан ўрта қатламга учиб кирувчи (10.15-расм) молекулалар унинг ҳаракатини тезлатади, юқори қатламдан ўрта қатламга учиб кирувчи молекулалар эса унинг ҳаракатини секинлатади. Ҳарорат ортиши билан молекулаларнинг хаотик ҳаракат тезликлари ортгани учун газ иситилганда унинг қовушоқлиги ортади.

Суюқлик молекулаларининг қатламлараро ўтишлари ҳам маълум роль ўйнайди. Аммо суюқлик қовушоқлигининг асосий сабаби унинг молекулалари орасидаги тортишиш кучи ҳисобланади. Ҳарорат кўтарилиши билан суюқлик қовушоқлигининг камайиши суюқлик ҳарорати кўтарилиши билан у кенгайиб, молекулалар орасидаги тортишиш кучлари камайиши билан тушунтирилади. Масалан, сувнинг қовушоқлик коэффициенти 0°C да $17,75 \cdot 10^{-4} \text{Па} \cdot \text{с}$; 90°C да эса у $3,20 \cdot 10^{-4} \text{Па} \cdot \text{с}$ га тенг.

1840 йилда француз олими Л. Пуазейль *найда ламинар оқаяётган суюқликнинг ҳажми най радиусининг тўртинчи даражасига тўғри пропорционал эканлигини кўрсатди*. Пуазейль формуласи ҳозирги вақтда қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$V = \frac{\pi r^4}{8l\eta} (\rho_1 - \rho_2) t. \quad (10.8)$$

Бу ерда V — узунлиги l , радиуси r бўлган найнинг учидоги ва охиридаги босимлар фарқи $\Delta p = \rho_1 - \rho_2$ бўлганда t вақтда найдан оқиб ўтувчи суюқлик ҳажми. (10.8) формула вискозиметр деб аталувчи асбоб ёрдамида, шу битта найнинг ўзида ҳар хил суюқликларнинг оқиб ўтишидан фойдаланиб, уларнинг қовушоқлигини таққослашга имкон беради.

10.10-§. Аморф моддалар. Баъзи суюқликларнинг қовушоқлиги катта бўлади, масалан, глицерин, асал ва ҳ. к. Лекин смола, мум, суюқ шиша жуда ҳам катта қовушоқликка эга бўлиб, улар совитилганда қовушоқлик шунчалик катта бўладики, молекулаларнинг ўтроқлик вақти жуда катта бўлиб, ўз ҳаракатчанлигини йўқотиб қўядилар. Бундай моддалар ташқи кўриниши билан қаттиқ моддалардан фарқ қилмайди, яъни ўз ҳажмига ва шаклига эга бўлади. Лекин уларнинг молекулаларининг жойлашишида яқин тартиб мавжуд бўлиб, узоқ тартиб мутлақо бўлмайди. Бинобарин, бундай моддалар жуда катта қовушоқликка (молекулалар ўтроқ яшаш вақти катта) эга бўлиб, ўзларининг ички тузилишлари бўйича суюқлик ҳисобланади.

Катта қовушоқликка эга бўлган суюқликларни совитганимизда унинг молекулалари яқинлашади, молекуляр кучлар узоқ тартиб ҳосил қилиши учун бу молекулаларни тўғри қаторга жойлаштиришга интилади, лекин қовушоқлик катта бўлгани учун улар зарур бўлган ўринларда жойлашишга улгурмайди ва вақтинча мувозанат ҳолатида туриб қоладилар. Бундай моддаларни етарлича совитганимизда уларнинг молекулалари зич жойлашганидан, молекулаларни узоқ тартибда жойлаштириш учун молекуляр кучлар етарли бўлмайди, бунда мода қаттиқ кўринишга эга бўлса ҳам молекулалари худ-

ди суюқликда жойлашгандек ҳолатда бўлади. Ташқи кўриниши қаттиқ, лекин кристалл тузилишга эга бўлмаган бундай моддалар аморф ёки шишасимон моддалар дейилади, шиша бундай моддаларнинг типик мисолидир, уларга ҳар хил смолалар, пластмассалар киради.

Аморф моддалар билан суюқликлар орасидаги ўхшашлик фақат ички тузилишидагина эмас, балки аморф моддалар жуда ҳам совитилмаган бўлса, улардаги оқувчанлик ҳодисасида ҳам кузатилади. Масалан, мум аста-секин ёйилади. Зичлиги катта бўлган моддадан ясалган қаттиқ жисм аморф жисм ичига аста чўқади, енгил моддадан ясалган бўлса, сиртига аста қалқиб чиқади.

Физикада аморф моддалар қовушоқлиги катта бўлгани учун кристалланиш жараёни бўлмаган ўта совитилган суюқлик деб ҳисобланади. Вақт ўтиши билан аморф моддалар жуда секинлик билан кристалл ҳолатга ўтиши мумкин. Баъзи моддалар, масалан, олтингурут ва кварц кристалл ҳамда аморф ҳолатларда ҳам учрайди.

Яқунида, аморф моддалар совитиш натижасида аста-секин қуюқлашишини, иситилганда эса аста-секин оқувчанликка эга бўлишини қайд қилиб ўтамыз. Аморф моддаларнинг қаттиқ ва суюқ соҳалари орасидаги кескин чегарани аниқлаш мумкин эмас.

11- БОБ. ҚАТТИҚ ЖИСМЛАРНИНГ ХОССАЛАРИ. ДЕФОРМАЦИЯ

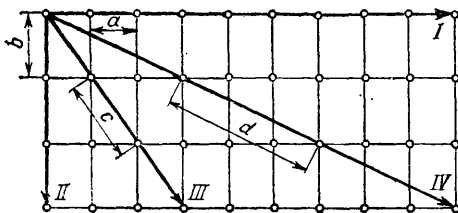
11.1- §. Модда қаттиқ ҳолатининг ифодаланиши. Кристаллар. Одатда модда ўз шаклини ва ҳажмини сақласа, бундай моддани қаттиқ модда деб аталишини эслайлик. Аммо бу моддаларнинг қаттиқ ҳолатини характерловчи фақат ташқи белгисидир. Бу белгилар физика нуқтаи назаридан модданинг қаттиқ ва суюқ ҳолатларини аниқ ажратишга имкон бермайди. Бу белгилар бўйича, масалан, аморф жисмлар уларнинг ички тузилишлари суюқликники каби бўлса ҳам, қаттиқ ҳисобланади.

Қаттиқ моддаларни ўрганиш натижасида, табиатда кўпчилик қаттиқ жисмлар маълум бурчак остида жойлашган ясси текис сиртга эга бўлиб, баъзида мунтазам кўп ёқлилар шаклида бўлиши аниқланган. Бундай қаттиқ жисмлар монокристаллар (грекча «моно»— бир) деб аталади. Кўпинча монокристаллар кичик ўлчамга эга бўлса-да, масалан, тоғ биллур монокристалли ўлчамлари жиҳатидан одам бўйи қадар бўлиши ҳам мумкин.

Рентген нурлари ёрдамида кристалл жисмларнинг ички тузилишини ўрганиш кристалл зарралари (молекулалар, атомлар ва ионлар) мунтазам жойлашганлигини, яъни кристалл (фазовий) панжара ҳосил қилганлигини аниқлашга имкон берди. Қаттиқ жисм заррасининг турфун мувозанат ҳола-

тига мос келувчи кристалл панжара нуқтаси панжаранинг тугуни дейилади.

Кристаллнинг ички тузилишида панжара тугунлари даврий такрорланувчи мунтазам жойлашишга эга. Бу, агар бирор энг яқин турган тугунлар оралиғи тўғри чизиқ бўйича a га (11.1-расм) тенг бўлса, шу тўғри чизиқда биринчи тугундан na масофада худди шунга ўхшаш n -тугун туришини билдиради. Кристалл панжараларда тугунларнинг жойлашиши ихтиёрий тўғри чизиқ бўйлаб такрорланади (11.1-расмда I—IV). Кристаллардаги зарраларнинг панжара тугунларида тўғри жойлашиши зарралар жойлашишидаги узоқ тартиб дейилади.



11.1-расм.

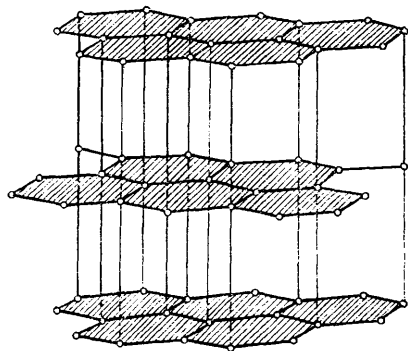
Шундай қилиб, физикада кристалл тузилишга эга бўлган моддаларгина қаттиқ жисм деб тасаввур қилинади. Бошқача айтганда, қаттиқ модда зарраларининг жойлашишида узоқ тартиб мавжуд бўлиши шарт.

11.2-§. Кристаллар анизотропияси. Фазовий панжара ва унинг нуқсонлари. Кристалл панжараларида зарраларнинг мунтазам жойлашиши кристаллар анизотропияси σ га* сабаб бўлади, у кристалл хоссаларининг йўналишга боғлиқлигини ифодалайди.

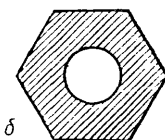
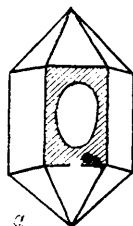
Кўпчилик кристалларнинг механик мустаҳкамлиги йўналишга боғлиқлиги очиқ кўринади. Масалан, слюда осонгина пластинкаларга ажралади, тош туз кубчаларга бўлиниб кетади ва ҳ. к. Графитда бундай боғлиқлик жуда ҳам сезиларлидир. Графитнинг ҳар бир кристалл қатламидаги мунтазам олтибурчакнинг учида карбон атомлари туради (11.2-расм). Ҳар бир қатламда энг яқин турувчи карбонгача бўлган масофадан қатламлар оралиғи 2,5 марта узоқдир. Шунинг учун графит қатламлари бир-бирига нисбатан энгил силжийди. Биз қалам билан ёзганимизда, шу графит қатламларининг силжишидан фойдаланамиз. Графитнинг бу хусусияти ундан мойловчи модда сифатида ҳам фойдаланишга имкон беради (у юқори ҳароратда кўп ишлатилади). Кристалл моддаларнинг энгил парчаланиш сиртлари жипслашиш текисликлари дейилади.

Агар кварц кристаллининг сиртига қора мум қатлами суртиб кристалл ёғининг ўртасига кучли қиздирилган сим учи тегирилса (11.3-а расм), қора мум эллипс шаклида ёйилганини кўрамиз. Демак, кварц кристалларида иссиқликни узатиш йў-

* Изотроп — ҳамма йўналишларда бир хил, анизотроп — барча йўналишларда бир хил эмас (юнонча, «тропос» — йўналиш).



11.2- расм.



11.3- расм.

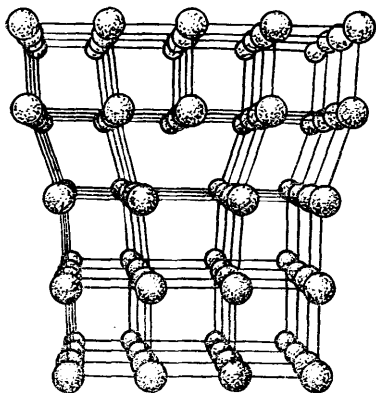
налишга боғлиқ. Бу кристалларнинг кўпчилик хусусиятлари йўналишга боғлиқ эканлигини аниқлаш мумкинлигини кўрсатади.

Кристалларнинг у ёки бу хоссалари бир хил бўлган йўналишларини аниқлаш мумкин эканлигини қайд қиламиз. 11.3 а расмда тасвирланган кристаллнинг юқори ярмини кесиб оламиз ва кесим ўртасини қиздирилган симга тегизиб олдинги тажрибани такрорлаймиз. Бу вақтда қора мум айлана шаклида ёйилади (11.3- б расм).

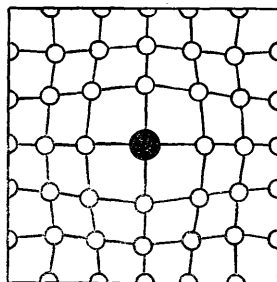
Фақат монокристалларгина анизотропияга эга эканлигини яна бир марта эслаймиз. Кўпчилик қаттиқ жисмлар, баъзида фақат микроскоп орқали ажратиш мумкин бўлган, жуда кўп майда кристаллардан иборат бўлса, уларни поликристалл (грекча «поли» — кўп) тузилишга эга дейилади. Модомики, бу кристаллчалар бир-бирига нисбатан хаотик жойлашган экан, ҳамма йўналишлар бўйича бир хил хоссага эга бўлган изотроп модда ҳисобланади. Аморф жисмларнинг фазовий панжараси бўлмагани учун у ҳам изотропдир. Бу маънода поликристалл билан аморф жисмлар орасидаги фарқ асосан шундан иборатки, поликристалл жисмларда ҳар доим жуда кичик бўлакчада бўлса ҳам анизотропик хоссали қисми мавжуд, аморф жисмлар эса, у қандай ўлчамда бўлишидан қатъи назар, у ёки унинг қисми изотропдир.

Тажриба шуни кўрсатдики, қаттиқ модда зарраларининг жойлашишидаги идеал узоқ тартибни амалда ҳеч қачон олиш мумкин эмас экан. Идеал тартибдан кристалларда бўладиган ҳар қандай четланишни фазовий панжаранинг нуқсонни (дефекти) дейилади.

Зарраларнинг иссиқлик ҳаракати туфайли кузатилган моментда кристалл зарраларининг мунтазам жойлашишининг бузилиши панжаранинг асосий нуқсонларидан бири ҳисобланади. Ҳақиқатан ҳам, зарралар узлуксиз ҳаракатда бўлар экан, тугунлар зарраларнинг ҳар бирининг ўртача ҳолатини ифодалайди.



11.4- расм.



11.5- расм.

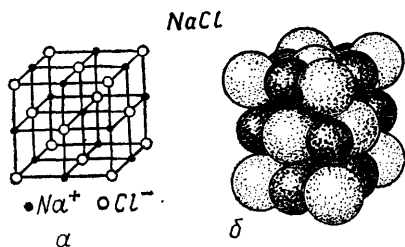
Асосий нуқсонлардан яна бири панжара тузилишининг ўзи-ни бузилиши — д и с л о к а ц и я д и р (11.4- расм).

Кўпинча учраб турадиган нуқсон кристалл панжарада бе-гона жинс молекулалари ёки атомларининг панжара тугунига ўрнашиб олишидир (11.5- расм). Кристалл панжаранинг айрим тугунларида зарраларнинг бўлмаслиги нуқсонни ҳам кўп уч-райди. Кристалл панжараларида учрайдиган дефектлардан яна бири — бегона атомларнинг панжара тугунларига (11.5-расм) ёки улар орасига кириб олишидир.

Кристалллардаги панжара нуқсонлари қаттиқ жисмларнинг кўпгина хоссаларига, масалан, мустаҳкамлик, эластиклик, электр ўтказувчанлик ва ҳ. к. ларга кучли таъсир этади.

11.3- §. Кристалл тузилишининг турлари. Турли кристалллар ва фазовий панжарада тугунларнинг мумкин бўлган жойла-шишларини к р и с т а л л о г р а ф и я д а ўрганилади. Физикада кристалл тузилишни уларнинг геометрияси нуқтаи назаридан эмас, балки кристалл зарралар орасидаги боғланиш усуллари, яъни уларнинг ўзаро таъсир кучларининг табиати нуқтаи наза-ридан қаралади. Кристалл панжаранинг тугунларида турувчи зарраларнинг ўзаро таъсир кучи характерига қараб, тўртта типик кристалл тузилиш кузатилади: ионли, атомли, молекуляр ва металл кристалл тузилишлар. Бу тузилишларнинг фарқлари ни-мада эканлигини аниқлаймиз.

И о н л и кристалл тузилиш панжара тугунларида мусбат ва манфий ионларнинг мавжудлиги билан характерланади. Бундай тугунларда ионларни ушлаб турувчи кучлар ионлар орасидаги тортишиш ва итаришиш электр кучларидан иборатдир. 11.6- а расмда натрий хлор (ош тузи) нинг панжара тугунларида ионларнинг марказлари жойлашиши, 11.6- б расмда эса шун-дай панжарада Na^+ ва Cl^- ионларининг жойлашишлари тас-вирланган.



11.6- расм.

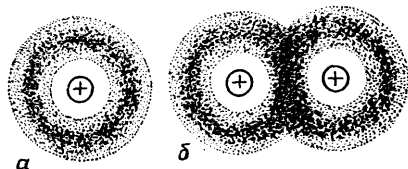
Ионли панжараларда жойлашган турли исмли зарядланган ионлар бир хил исмли зарядланган ионларга нисбатан бир-бирига яқин жойлашган бўлгани учун панжарадаги ионларнинг тортишиш кучлари итаришиш кучларидан устунлик қилади. Ана шунинг учун ҳам ионли панжарага эга бўлган кристаллларнинг мустақамлиги каттадир.

Ионли кристалл панжарага эга бўлган моддалар эриганда панжара тугунидagi ионлар эркин заряд ташувчиларга айланиб қолади. Шунинг учун бундай эриган моддалар электр токини яхши ўтказади. Бу ионли панжарага эга бўлган кристалл моддалар эритмаси учун ҳам тўғридир. Масалан, ош тузининг сувдаги эритмаси электр токини жуда яхши ўтказади.

А т о м л и кристалл тузилиш панжара тугунларига жойлашган атомларнинг ўзаро к о в а л е н т боғланишли нейтрал атомлардан иборат эканлиги билан характерланади. Ёнма-ён турган икки қўшни атомнинг ўзаро бу атомлар орасида иккита валентли электронлар алмашишда ҳосил бўлувчи кучлар таъсирида ҳосил бўлган тортишиш кучи орқали боғланиши к о в а л е н т боғланиш дейилади.

Бу ерда қуйидагиларни эътиборга олиш керак. Ҳозирги замон физикаси атомлар эгаллаган фазонинг у ёки бу соҳасида электронларнинг бўлиш эҳтимоллигини ҳисоблаш имкониятига эга. Фазонинг бу соҳасини электрон булути шаклида тасвирласак, электронни бўлиш эҳтимоли катта бўлган, яъни электронлар тез-тез бўлиб турадиган соҳада булут қуюқ бўлади (11.7-а расм).

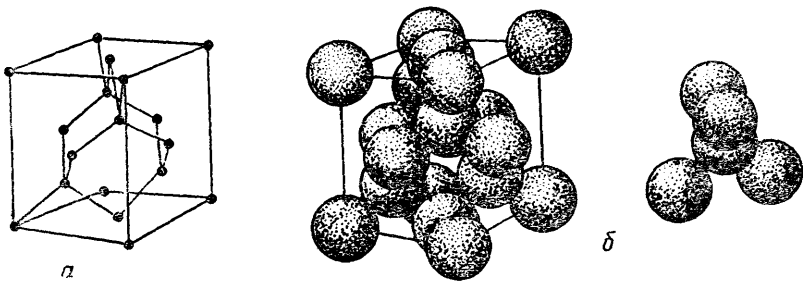
Ковалент боғланиш туфайли молекулани ҳосил қилувчи иккита атомнинг валентли электронларининг электрон булути бир-бирини қоплайди. Бу иккала валентли электронлар (ҳар бир атомдан биттадан) умумлашади, яъни бир вақтнинг ўзида иккала атомга тегишли бўлиб, кўпроқ вақт атомлар оралиғида бўлиб, уларни ўзаро боғлаб молекулага айлантириб туради (11.7-б расм). Бу кучли боғланишдир. Бундай турдаги молекулаларга H_2 , N_2 ва ҳ. к. молекулалар мисол бўлади. Турли



11.7- расм.

атомларни ковалентли боғлаш орқали молекулалар ҳам ҳосил бўлади: H_2O , NH_3 , SO_2 , CH_4 , SiO_2 ва ҳ. к.

Кўпчилик қаттиқ моддалар атомли панжарага эга. Масалан, олмос, кварц, германий, кремний ва бошқалар. Олмос типидagi моддаларнинг атом

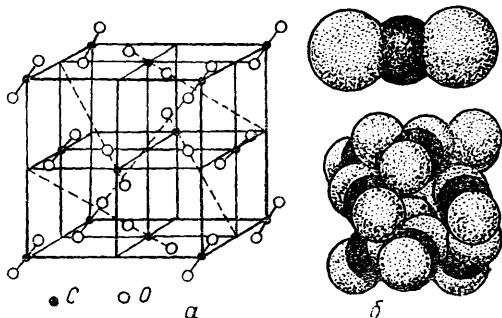


11.8- расм.

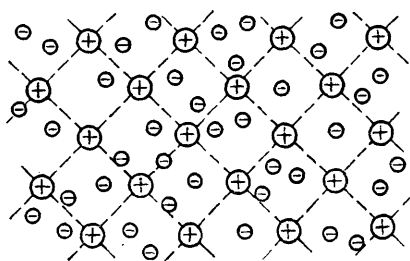
панжараси ва унда атомларнинг жойлашиши 11.8- расмда схематик тасвирланган. Бу панжарада ҳар бир атом қўшни тўртта атом билан ковалент боғланишга эга. Германий билан кремний ҳам олмосникига ўхшаш панжарага эга. Ковалент боғланиш жуда мустақкам кристалларни ҳосил қилади. Шунинг учун бундай моддалар катта механик мустақкамликка эга бўлиб, фақат юқори ҳароратларда эрийди.

Молекуляр кристалл тузилиш фазовий панжараси билан фарқ қилиб, тугунларда модданинг нейтрал молекулалари жойлашади. Бу панжара тугунларида молекулаларни ушлаб турувчи кучлар молекуляр ўзаро таъсир кучлари ҳисобланади. Бу кучлар кучсиздир. 11.9- расмда қаттиқ ҳолдаги карбон икки оксиди CO_2 («қуруқ муз»)нинг кристалл панжара тузилиши кўрсатилган, тугунларда CO_2 молекулалари жойлашган (у молекулаларнинг ўзлари ковалентли боғланиш орқали ҳосил бўлган). Молекулаларо таъсир кучи нисбатан кичик. Шунинг учун молекуляр панжарали қаттиқ жисмлар механик таъсир натижасида осонгина емирилади ва паст эриш ҳароратига эга бўлади. Молекуляр фазовий панжарага эга бўлган моддаларга нафталин, қаттиқ азот ва кўпчилик органик бирикмалар мисол бўлади.

Металли кристалл тузилиш (11.10- расм) панжара тугунларида металлнинг мусбат зарядли ионлари бўлиши билан фарқ қилади. Барча металлларнинг атомидаги валентли электронлар, яъни атом ядроларидан узоқлашганлари атом билан кучсиз боғланишга эга. Четдан келган электронлар ҳосил қилган электрон булут металлнинг кристалл панжарасидаги кўпчилик атомларни бирданга қоплайди. Бу, металлнинг кристалл пан-



11.9- расм.

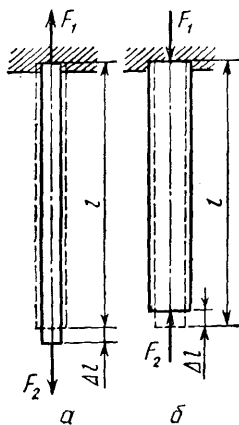


11.10- расм.

ларини йўқотиб, ўзи мусбат зарядли ионга айланади, улардан ажраб чиққан электронлар кристалл эгаллаган барча ҳажм бўйича ионлар орасида ҳаракатланиб, панжара тугунидаги ионларни ушлаб турувчи «цемент» ҳисобланади ва металллар мустаҳкамлигини оширади.

Металлдаги эркин электронларнинг хаотик ҳаракатини биринчи навбатда идеал газ молекулаларининг ҳаракатига ўхшаш деб ҳисоблаш мумкин. Шунинг учун металллардаги эркин электронлар тўплами электрон газ дейилади ва уларни ҳисоблашда идеал газга онд формулалардан фойдаланилади. (Шу йўл билан 0°C да металлдаги ҳаракатланувчи электронлар иссиқлик ҳаракатининг ўртача тезлигини ҳисобланг.) Барча металлларнинг электр ўтказувчанлиги ва иссиқлик ўтказувчанлигининг катталиги уларда электрон газ мавжудлиги асосида тушунтирилади.

11.4- §. Деформация турлари. Бирор куч таъсирида жисмнинг шакли ёки ҳажми ўзгариши деформация дейилади. Қаттиқ жисмларга механик таъсир этиши натижасида амалда деформациянинг қандай турлари мавжуд бўлишини аниқлаймиз.



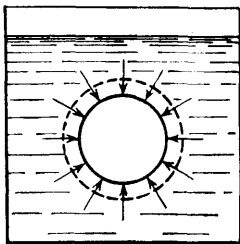
11.11- расм.

Агар таёқчанинг кўндаланг кесимида унинг ўқи бўйича қарама-қарши йўналишда F_1 ва F_2 кучлар қўйилса, у вақтда таёқча ёки сиқилади, ёки чўзилади. Бир йўналишдаги чўзувчи куч таъсирида жисм узунлигининг ортиши бўйлама чўзилиш деформацияси дейилади (11.11-а расм). Бир йўналишдаги сиқувчи куч таъсирида жисм узунлигининг қисқариши бўйлама сиқилиш деформацияси дейилади (11.11-б расм). Бундай деформацияларда жисмнинг кўндаланг кесим юзида кичик ўзгариш рўй беришини эслатиб ўтамиз.

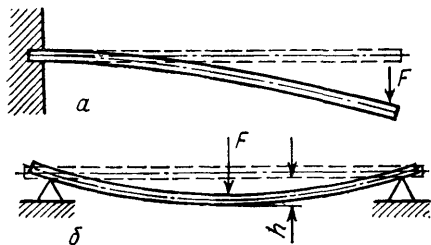
Резина камерага ҳаво дамланганда унинг ўлчамлари ҳамма йўналишлар бўйича ортишини кўрамиз. Ҳаво дамлан-

жарасидаги валентли электронлар битта ёки иккита атомга тегишли бўлмасдан, уни бирданга кўпчилик атом умумлаштириб олишини билдиради. Бундай электронлар атомлар орасида деярли тўсқинликсиз ҳаракатланади.

Шундай қилиб, қаттиқ металлдаги ҳар бир атом ўзининг четдаги электрон-



11.12- расм.



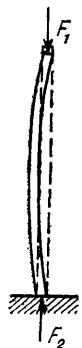
11.13- расм.

ган резина камерани сувга ботирганимизда унинг ҳамма йўналишда сиқилишини кўрамиз (11.12- расм). Ҳамма йўналишлар бўйича жисмни чўзувчи куч таъсирида жисм ҳажмининг ортishi ҳар томонлама чўзилиш деформацияси дейилади. Ҳамма йўналишлар бўйича жисмни сиқувчи куч таъсирида жисм ҳажмининг камайishi ҳар томонлама сиқилиш деформацияси дейилади.

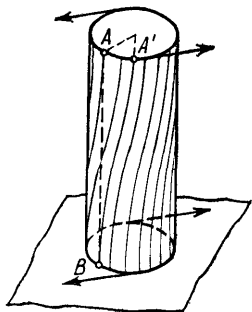
Агар горизонтал турган таёқчанинг бир учини маҳкамлаб, иккинчи бўш учига пастга вертикал йўналган F куч таъсир этса, таёқча эгилади (11.13-а расм). Таёқчанинг иккала учини таянчга ўрнатиб, унинг ўртасига унга тик йўналишда F куч қўйилса, у букилади (11.13-б расм). Таёқчанинг унинг ўқиға тик йўналган кучлар таъсирида эгилиши кўндаланг эгилиш деформацияси дейилади. 11.13- расмдаги O ва O' нуқталар оралигидаги масофа (h) эгилиш стреласи дейилади. Таёқча эгилганда унинг қавариқ томони узаяди (чўзилади), ботик томони эса қисқаради (сиқилади).

Агар пўлат чизғични икки учидан сиқилса, у вақтда чизғич букилади (11.14- расм). Таёқчанинг бўйлама сиқилгандаги эгилиш бўйлама эгилиш деформацияси дейилади.

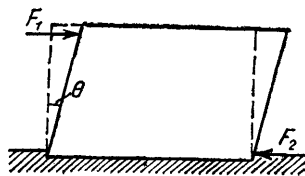
Таёқчанинг кўндаланг кесимига уни қарама-қарши томонга буровчи иккита параллел куч қўйилса (11.15- расм), таёқча



11.14- расм.



11.15- расм.



11.16- расм.

қатламларининг кўндаланг кесимга параллел равишда кичик бурчакка бурилишини аниқлаш мумкин. Бу вақтда таёқчанинг устки қатламлари остки қатламга нисбатан бурилади. Жисмининг параллел қатламларининг иккита параллел куч таъсирида бир-бирига нисбатан буралиши буралиш деформацияси дейилади.

Ясси сиртга маҳкам ўрнатилган параллелепипед шаклидаги брусокни тасаввур қилайлик. Агар брусокнинг устки ва остки ёқларига параллел равишда тенг ва қарама-қарши йўналган кучлар таъсир этса, у ҳолда брусокнинг устки қатламлари остки қатламларига нисбатан унча катта бўлмаган θ бурчакка силжийди (11.16-расм). Жисмининг параллел қатламларининг бир-бирига нисбатан куч таъсирида силжиши силжиш деформацияси дейилади.

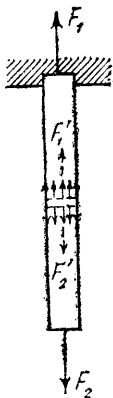
Юқорида кўриб ўтилган деформациялар у ёки бу даражада оз ёки кўп бўлади. Ҳар қандай деформация катталигини абсолют деформация Δa орқали баҳолаш мумкин. Куч таъсирида жисмининг бирор ўлчамининг сон жиҳатдан ўзгариши абсолют деформация дейилади. Масалан, жисмни бир томонлама чўзиш (сиқиш) да жисм узунлигининг Δl ўзгариши абсолют деформация ҳисобланади (11.17-расм), ҳар томонлама чўзиш (сиқиш) да эса — ҳажмининг ўзгариши ΔV ва ҳ. к.

Аммо куч таъсирида жисм шакли ёки ҳажмининг ўзгаришини яққол баҳолайдиган катталики нисбий деформация ϵ (грекча ҳарф «эпсилон») ҳисобланади. Жисмининг бошланғич ўлчами a нинг қанча қисмини абсолют деформация Δa ташкил қилишини кўрсатувчи сон нисбий деформация дейилади:

$$\epsilon = \frac{\Delta a}{a}. \quad (11.1)$$

Масалан, бир томонлама чўзилиш (сиқилиш) да

$$\epsilon = \frac{\Delta l}{l} \quad (11.2)$$



ни оламиз. Силжиш деформациясида $\tan \theta$ нисбий деформация катталиги бўлиб хизмат қилади (нега?):

$$\epsilon = \tan \theta \quad (11.3)$$

11.5-§. Механик кучланиш. Деформацияланган таёқчадан фикран 11.11-а расмда кўрсатилгандек, таёқча ўқига тик бўлган юпқа қатлам ажратиб оламиз (11.17-расм). У таёқчани икки қисмга ажратади. Таёқчанинг ҳамма қисмлари, модомики, мувозанатда экан, ажратилган қатламга таёқчанинг юқори қисми F_1 га тенг F_1' куч билан таъсир этади (таёқчанинг оғирлиги ҳисобга олинмаганда), остки қисмига F_2 га тенг F_2' куч таъсир этади. Деформацияланаётган жисм ичида ҳосил бўлгани учун бу кучларга ички кучлар

11.17-расм.

дейлади. Улар жисмнинг ҳар бир қисмида деформация ҳосил қиладилар (биз кўраётган мисолда — чўзилиш).

Агар таёқча бир жинсли бўлиб, унинг ўқи бўйича ташқи F_1 ва F_2 кучлар таъсир этса, у вақтда ички кучлар F'_1 ва F'_2 таёқчанинг кўндаланг кесими S бўйича текис тақсимланади.

Деформацияланган қаттиқ жисм ичида таъсир этувчи ички кучларни характерловчи катталик механик кучланиш σ дейилади. Механик кучланиш σ деформацияланган жисмнинг бирлик кесим юзига таъсир этувчи ички куч билан ўлчанади:

$$\sigma = \frac{F}{S}. \quad (11.4)$$

Агар ички кучлар кўндаланг кесим бўйича текис тақсимланмаса, у вақтда (11.4) даги S ўрнига шундан кичик ΔS юзани олишимиз керак, унинг чегарасида ички кучни ўзгармас деб қараш мумкин бўлсин.

Кучланишнинг ўлчов бирлигини келтириб чиқарамиз:

$$\sigma = \frac{F}{S} = \frac{1 \text{ Н}}{1 \text{ м}^2} = 1 \frac{\text{Н}}{\text{м}^2} = 1 \text{ Па}.$$

СИ системасида σ нинг ўлчов бирлиги қилиб материалнинг 1 м^2 кесим юзига 1 Н ички куч таъсир этувчи механик кучланиши қабул қилинган.

Юқорида айтилганлар кесимнинг барча нуқталаридаги кучланиш бирдай бўлгандагина тўғри бўлишини таъкидлаб ўтамиз.

Агар ички куч кесимга нормал таъсир этса, у вақтда кучланишни нормал кучланиш σ_n дейлади (масалан, бўйлама чўзилиш деформацияси). Агар куч кесимга параллел таъсир этса, у вақтда кучланиш уринма кучланиш σ_u дейлади (масалан, силжиш деформациясида (11.6-расм)). Деформацияланган жисмнинг ихтиёрий нуқтасидаги кучланишни бу икки кўринишга келтириш мумкин, модомики, танлаб олинган ΔS юзага таъсир этувчи кучларни иккита ташкил этувчига ажратиш мумкин — юзага тик ва уринма равишда.

11.6-§. Эластиклик, пластиклик, мўртлик ва қаттиқлик. Қаттиқ жисмларда бўладиган деформациянинг ҳар қандай кўринишида уни ташкил этувчи зарраларнинг ички кучлар таъсирида бир-бирига нисбатан силжиши бўлади. Бу материалда деформацияга қарши куч ҳосил қилади. Бу кучлар — э л а с т и к к у ч л а р деб аталади ва у деформацияланаётган жисм ичидаги қисмлар орасида, худди шу каби у деформацияловчи жисм қисмлари орасида таъсир этади. Улар деформацияланаётган жисмни олдинги шаклини ёки ҳажмини эгаллашга интилади. Деформацияланган қаттиқ жисмларнинг ташқи куч олингандан сўнг ўзининг бошланғич шаклини ёки ҳажмини қайта тиклай олиш хусусияти э л а с т и к л и к дейлади. *Деформацияланувчи жисмдан ташқи куч олингандан сўнг йўқоладиган деформация эластик деформация дейилади.*

Тажриба кўрсатадики, жисмни шундай деформациялаш мумкинки, ташқи таъсирлар йўқотилгандан кейин ҳам у ўзининг дастлабки шаклини тиклай олмайди. Жисмларнинг ташқи таъсир йўқотилгандан кейин деформацияни сақлаш хоссаси пластиклик дейилади. *Жисмдан ташқи нагрузка олингандан кейин сақланадиган қолдиқ деформация — пластик деформация дейилади.*

Жисмларнинг эластиклиги (пластиклиги) асосан уларнинг материалига боғлиқ. Масалан, пўлат ва резина — эластик, мис ва мум — пластик. Материалларнинг эластик ва пластик материалларга бўлиниши шартлидир, чунки ҳар бир материал кўп ҳолларда бир вақтнинг ўзида, эластикликка ҳам, пластикликка ҳам эга бўлиши мумкин. Масалан, пўлат пружинани шундай чўзиш мумкинки, у қайта ўз ҳолига келмайди. Иккинчи томондан мис спирални кўп чўзмаганимизда у пружиналанади (уни қўйиб юборсак сиқилади). Материалда нагрузкани аста-секин орттириб борганимизда бошланғич вақтда жисмда эластик деформация ҳосил бўлиб, сўнгра пластик деформация пайдо бўлишини тажрибалар кўрсатади.

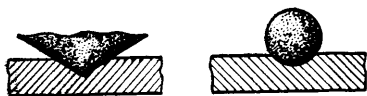
Бундан ташқари, материалларнинг хоссалари ташқи шароитга жуда боғлиқдир. Масалан, одатда, пластик қўрғошин паст ҳароратда эластик бўлиб қолади, эластик пўлат эса жуда юқори босимда ёки юқори ҳароратларда пластик бўлади.

Материалнинг машинасозлик учун энг муҳим механик хоссалари мўртлик ва қаттиқлик ҳисобланади.

Амалда шундай материаллар учрайдики, унча катта бўлмаган нагрузка таъсирида эластик деформацияланиб, ташқи нагрузкани орттириш билан қолдиқ деформация ҳосил бўлмасданоқ емирилади. Бундай материаллар мўрт материаллар дейилади (масалан, шиша, ғишт, керамика). Мўрт материаллар зарбга жуда сезгир бўлади. Мўрт жисмларга кескин зарб берилса, нисбатан тезроқ емирилади.

Материалнинг қаттиқлигини ҳар хил усуллар билан аниқлашимиз мумкин. Бошқа материал сиртида ўзининг тирналган изини қолдирган материал одатда анча қаттиқ деб ҳисобланади. Олмос бошқа материалларга нисбатан анча қаттиқ ҳисобланади. Техникада материалнинг сиртига конус шаклидаги олмосни ёки пўлат шарчани ботириш орқали, у материалнинг қаттиқлиги аниқланади (11.18-расм). Маълум босим кучида конус материалга қанчалик кам кирса, у материал шунчалик қаттиқ ҳисобланади.

Материалнинг қаттиқлиги думалаш-ишқаланиш катталигига анча таъсир этади. Шарикли подшипниклар қаттиқ пўлатдан тайёрланади, чунки бу вақтда ишқаланиш жуда кичик бўлади. Кичик юзалар ўзаро текканда материаллар-



11.18- расм.

нинг қаттиқлиги сирпаниш ишқаланиши учун ҳам аҳамиятга эга бўлиб, масалан, соат стрелкаларини ўрнатиш таянчлари қаттиқ материалдан — рубин (ёқут) ва агатдан қилинади.

11.7-§. Гук қонуни. Эластиклик модули. Кучни ўлчовчи асбоб — д и н а м о м е т р л а р н и н г тузилиши эластик деформация катталигининг уни вужудга келтирувчи кучга тўғри пропорционал эканлигига асосланган. Ҳаммага маълум бўлган тошсиз тортадиган пружинали асбоб айтганларимизга мисол бўлади.

Материалнинг эластик деформацияси билан ички кучнинг ўзаро боғланиши биринчи марта инглиз олими Р. Гук томонидан аниқланган. Ҳозирги вақтда Гук қонуни қуйидагича таърифланади: *эластик деформацияланган жисмдаги механик кучланиш шу жисмнинг нисбий деформациясига тўғри пропорционалдир:*

$$\sigma = k\varepsilon. \quad (11.5)$$

Механик кучланишининг материал турига ва ташқи шароитга боғлиқлигини характерловчи k катталик эластиклик модули дейилади. Эластиклик модули нисбий эластик деформация бирга тенг бўлгандаги механик кучланиш билан ўлчанади.

Нисбий эластик деформация одатда бирдан кичик сон билан ифодаланади. ε нинг бирга тенг бўлиши амалда мумкин эмас, чунки бундай қийматга етмасданоқ, материал емирилиб кетади. Аммо эластиклик модулини тажрибада σ кучланишнинг аниқ қиймати бўйича ва ε жуда кичик бўлганда аниқлаш мумкин, чунки (11.5) формуладаги k ўзгармас катталикдир.

СИ системасидаги эластиклик модулининг бирлиги қилиб 1 Н/м^2 олинади (буни исботланг).

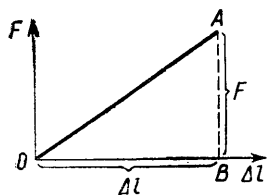
Гук қонунининг татбиқига мисол тариқасида бир томонлама чўзилиш ёки сиқилиш деформациясини қараб чиқайлик Бу ҳол учун (11.5) формула қуйидаги кўринишни олади:

$$\sigma_H = E \frac{\Delta l}{l}, \quad (11.6)$$

бунда E катталик бу турдаги деформация учун эластиклик модулини ифодалайди, уни Юнг модули дейилади. Юнг модули нисбий деформация бирга тенг бўлгандаги, яъни кузатилаётган намунанинг узунлигини икки марта орттириш ($\Delta l = l$) учун зарур бўлган нормал кучланиш орқали ўлчанади. Юнг модулининг сон қиймати эластик деформация чегарасида ўтказилган тажриба ёрдамида аниқланади ва ҳисоблашда у жадвалдан олинади. Модомики, $\sigma_H = \frac{F}{S}$ экан, (11.6) $F/S = E \Delta l/l$, у ҳолда

$$\Delta l = \frac{Fl}{ES}. \quad (11.7)$$

Шундай қилиб, *бўйланма чўзиш ёки сиқилишдаги абсолют деформация жисм узунлигига ва унга таъсир этувчи кучга тўғри*



11.19- расм.

мутаносиб, кўндаланг кесим юзига тескари мутаносиб бўлиб, модда табиатига боғлиқдир.

Материал кучланишининг таъсир этувчи куч олингандан кейин жисм ўзининг олдинги шаклини ва ҳажмини эгаллаши мумкин бўлган энг катта қиймати эластиклик чегараси дейилади. (11.5) ва (11.7) формулалар эластиклик чегарасидан чиқмагунча ўринлидир. Эластиклик чегарасига етганда жисмда пластик

деформация вужудга келади. Бу ҳолда шундай момент бўладики, бир хил нагруканинг ўзида деформация ўса бошлайди ва материал емирилади. Материалда энг катта механик кучланиш мавжуд бўлиши мумкин бўлган нагрузка емирувчи нагрузка дейилади.

Қурилишларда ва машиналарни сошлашда ҳар доим мустаҳкамлик запаси ҳосил қилинади. *Конструкцияда йўл қўйилган кучланишда емирувчи нагрузка ҳақиқий максимал нагрузкадан неча марта катта эканини кўрсатувчи катталиқ мустаҳкамлик запаси дейилади.*

11.8- §. Эластик деформацияланган жисмнинг энергияси. Жисмни эластик деформациялаш учун иш бажариш зарур. Бу бажарилган иш ҳисобига деформацияланган жисм Π потенциал энергия олади ва унинг ҳисобига ўзи A иш бажариши мумкин. Эластик деформация чегарасида $A = \Pi$ деб ҳисоблаш мумкин.

(11.7) ифодадан таёқчани чўзувчи ёки сиқувчи куч F (11.11-расм) абсолют деформация Δl га тўғри мутаносиб эканлиги кўринади:

$$F = ES(\Delta l) / l \text{ ёки } F = k\Delta l, \quad (11.7 \text{ a})$$

бунда $k = ES/l$ қаттиқлик коэффициентини ёки қаттиқлиги дейилади. 11.19-расмда бу боғланишнинг графиги кўрсатилган.

Механикадан маълумки, кучнинг силжишга боғлиқлик графигида бажарилган иш график ва нуқта координаталари билан чегараланган юзга тенг. U вақтда таёқчани Δl га сиқиш ёки чўзиш учун сарфланган A иш миқдор жиҳатдан 11.19-расмдаги AOB учбурчанинг юзига тенг бўлади, яъни

$$A = \frac{F \cdot \Delta l}{2}, \quad \Pi = F \Delta l / 2 \quad (11.8)$$

Шунинг учун эластик деформацияда $A = \Pi$. (11.7 a) дан F ифодасини қўйсак:

$$\Pi = ES(\Delta l)^2 / 2l \text{ ёки } \Pi = k(\Delta l)^2 / 2. \quad (11.9)$$

Шундай қилиб, *эластик деформацияланган жисмнинг потенциал энергияси деформация квадратига тўғри пропорционал.*

12-БОБ. ЭРИШ ВА КРИСТАЛЛАНИШ. СУБЛИМАЦИЯ. МОДДА ҲОЛАТЛАРИ ДИАГРАММАСИ

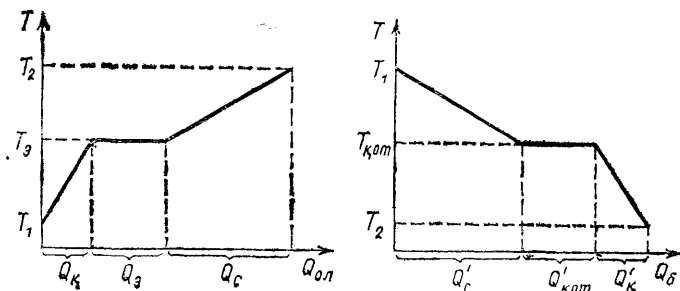
12.1-§. Эриш ва кристалланиш. Эриш температураси. *Модданинг қаттиқ ҳолатдан суюқ ҳолатга ўтиши эриш дейилади, суюқ ҳолатдан қаттиқ ҳолатга ўтиши эса қотиш ёки кристалланиш дейилади.*

Қаттиқ моддалар эриганда уларнинг кристалл панжарасида жойлашган зарралар оралиғи ортади ва панжаранинг емирилиши рўй беради. Бу, эриш жараёнида модданинг молекуляр-потенциал энергияси ортишини билдиради. Шундай қилиб, моддаларнинг эриши ўз-ўзидан бўлиши мумкин эмас, чунки бу жараёнда энергия сарфи бўлиши керак.

Кристалланишда панжара ҳосил қилувчи зарраларнинг яқинлашини рўй беради, уларнинг потенциал энергияси эса камаяди. Демак, суюқлик ўзининг энергиясини бирор ташқи жисмга бергандагина кристалланиш содир бўлади.

Шундай қилиб, суюқликнинг бирлик массасининг ички энергияси шу модданинг қаттиқ ҳолатдаги бирлик массасининг ички энергиясидан, бир хил ҳароратда бўлса ҳам, катта бўлади. *Физик ва кимё хоссалари бир жинсли бўлган модда соҳаси шу модданинг ҳолат фазаси дейилади.* Модда бир хил ҳароратда суюқ ва қаттиқ фазаларда узоқ вақт мувозанатда бўлиши мумкин, чунки суюқ фаза энергия ола олмайди, қаттиқ фаза — уни бера олмайди. Масалан, агар атрофдаги барча жисмларнинг ҳароратлари бир хил бўлиб, у 0°C га тенг бўлса, сувдаги муз узоқ вақт эримасдан сузиб юриши мумкин.

Бошқа жисмлардан энергия олаётган модда фақат қаттиқ фазада бўлсин. У вақтда аввал модданинг молекуляр потенциал ва молекуляр кинетик энергиялари ортади, чунки кристалл панжарасида турган зарралар оралиғи ва уларнинг ҳаракат тезликлари ортади. Сўнгра маълум ҳароратга эга бўлгандан кейин, кристалл панжараси бузила бошлайди. Модданинг ҳаммаси эриб бўлмагунча унинг ҳарорати ўзгармайди, чунки модда олган ҳамма энергия молекулалар орасидаги тутиниш кучини енгишдаги ишга сарфланади. Модда фақат суюқ фазага



12.1- расм.

ўтгандан кейин олган энергияси унинг исишига сарфланади, яъни унинг молекуляр-кинетик энергияси орта бошлайди.

Агар суюқ фазадаги модда ўз энергиясини атрофдаги жисмларга берса, у вақтда юқорида қайд қилинган жараён аксинча йўналишда такрорланади. Модданинг эриш ва қотиш жараёнларининг ҳароратга боғлиқлик графиги 12.1-расмда келтирилган. Модданинг қаттиқ ҳолатда (T_1 дан T_s гача) олган иссиқлик миқдори (12.1-а расм) Q_k кесма, эришда олгани — Q_e кесма, суюқ ҳолатда исиши учун олгани — Q_c кесма билан ифодаланган. 12.1-б расмдаги Q_c кесма суюқ ҳолатда (T_1 дан T_k гача) совиши натижасида модданинг берган $Q_{\text{қот}}$ қотишдаги ва Q_k — қаттиқ ҳолатда совишидаги иссиқлик миқдорларини ифодалайди. Маълум миқдордаги модданинг суюқ ва қаттиқ фазалари биргаликда мавжуд экан, унинг эриши ва қотиши бир хил ўзгармас ҳароратда содир бўлишини тажриба кўрсатади. Бу ҳарорат эриш ҳарорати дейилади. Модданинг эриши ва қотиши вақтида суюқ ва қаттиқ фазалар орасида кескин чегара мавжуд бўлишини қайд қилиб ўтамиз.

Аморф моддаларда эриш ва қотиш жараёнлари кузатилмайди. Улар иситилганда аста-секин юмшайди, совитилганда эса аста-секин қуюқлашади. Аморф моддаларнинг бу айтилган ҳолларда ҳарорати узлуксиз равишда ўзгариб боради ва уларнинг суюқ ва қаттиқ фазалари орасида фарқ бўлмайди, чунки унинг ҳамма массаси бир жинсли бўлади.

Шундай қилиб, фақат кристалл жисмлардагина эриш ва қотиш жараёнини кузатиш мумкин.

12.2-§. Солиштира эриш иссиқлиги. Эриш ва қотиш жараёнларини ўрганиш шуни кўрсатдики, бу жараёнларда модданинг ички энергияси ўзгариши унинг m массасига тўғри пропорционал экан. Бундай ҳолларда энергия ўзгариши эриш иссиқлиги миқдори Q_s орқали ифодаланар экан.

$$Q_s = \lambda \cdot m \quad (12.1)$$

ни оламин.

Эриш иссиқлиги Q_s модданинг турига ва ташқи шароитга ҳам боғлиқдир. Бу боғланиш пропорционаллик коэффиценти λ орқали ифодаланади. Эриш ёки қотиш жараёнида модданинг ички энергияси ўзгаришининг модда турига ва ташқи шароитларга боғлиқлигини характерловчи λ катталиқ солиштира эриш иссиқлиги дейилади. Шу модданинг солиштира эриш иссиқлиги эриш ҳароратида унинг бир бирлик массасини эриш учун зарур бўлган иссиқлик миқдори билан ўлчанади:

$$\lambda = \frac{Q_s}{m} \quad (12.1 \text{ а})$$

СИ да λ нинг бирлигини келтириб чиқарамиз:

$$\lambda = \frac{1\text{Ж}}{1\text{ кг}} = 1 \frac{\text{Ж}}{1\text{ кг}}$$

СИ системасида λ нинг ўлчов бирлиги қилиб ўзгармас ҳароратда 1 кг массани эритиш учун 1 Ж энергия сарфланадиган модданинг солиштирма эриш иссиқлиги қабул қилинган.

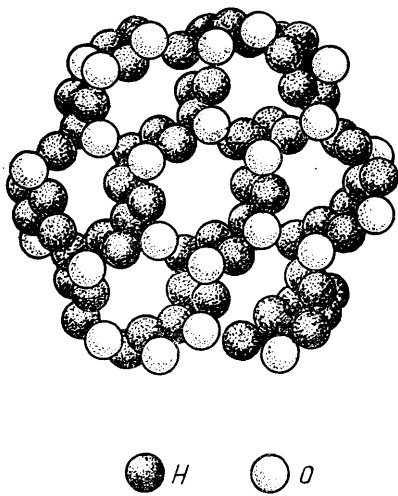
Солиштирма эриш иссиқлиги тажриба йўли билан аниқланади ва ҳисоблашларда унинг қиймати жадвалдан олинади.

12.3-§. Моддаларнинг эриши ва қотишида ҳажмнинг ва зичликнинг ўзариши. Эришда қаттиқ жисм панжарасида зарраларнинг тартибли жойлашиши уларнинг суюқликларда тартибсиз жойлашишига ўтиши содир бўлади: шунинг учун ҳам модданинг эриши ва қотишида ҳажм ўзгаришини кутиш мумкин. Бу тахминий тажриба тасдиқлайди. Масалан, эритилган нафталин қотганда чуқурлик пайдо бўлади, қайта эритганимизда эса аксинча.

Кўпчилик моддаларнинг ҳажмлари эришда ортиб, қотишда эса камаяди. Бу вақтда модда зичлигининг ўзгариши ҳам муқаррардир. Эришда зичлик камаяди, қотишда эса ортади. Буни тажрибада тасдиқлаш осон. Масалан, эритилган нафталинга қаттиқ нафталин кристали ташланса чўкади.

Бундай тажрибаларни висмут ва сув билан ўтказиш натижасида қаттиқ висмут суюлтирилган висмутда, муз сув сиртида сузиб юрганлигига ишонч ҳосил қиламиз. Висмут, муз, галлий, германий, чўян, кремний каби моддалар эришда сиқилади, қотишда эса кенгайди. Умуман қоидадан бундай четланиш бўлишига сабаб кўрсатилган моддаларнинг кристалл панжараларининг ўзига хос тузилишга эга эканлигидир. Шу тариқа германий ва кремний кристалл панжаралари ҳам (олмос типигаги панжара 11.8-расм) атомларининг жуда зич жойлашмаганлиги билан ва бу моддалар эриганда ҳажмларининг камайиши билан фарқ қилади.

12.2-расмда муз молекулаларининг фазовий панжарада жойлашиши кўрсатилган. Кўриниб турибдики, унда бир-бирига зич жойлашган H_2O молекулалари тўрсимон конструкция ҳосил қилиб, анчагина ички бўшлиқ пайдо бўлган. Муз эриганда яқин турган H_2O молекулалари орасидаги масофа бошқа моддалардаги каби катталашади, лекин кристаллнинг тўрсимон тузилиши бузилади ва ички бўшлиқни бошқа молекулалар кириб тўлдириши ҳисобига модданинг умумий ҳажми камаяди. Шунинг учун ҳам сув музга нисбатан зичроқ бўлади.



12.2- расм.

Сувда муз эриб бўлгандан кейин ҳам бўшлиқлар сақланган кристалл панжаранинг айрим қисмлари мавжуд бўлади. Сувни иситишни давом эттирганимизда улар аста-секин бузилади. Шунинг учун сув 4°C гача исигунча сиқилади. 4°C да бўшлиқларнинг йўқолиш жараёни ва исииш натижасида молекулалар орасидаги масофанинг ортиши компенсацияланиб, бундан кейинги исиишда сув кенгая бошлайди. Сувнинг совиишида эса юқорида акс этган жараёнлар тескари тартибда бажарилади. Шундай қилиб, сув 4°C да энг катта зичликка эга бўлади.

Сувнинг бу хоссаси табиатда катта аҳамиятга эга. Сувнинг музлаши натижасида кенгайиши тоғ жинсларининг емирилишига олиб келади, сув ҳавзаларини музлаб қолишдан сақлайди ва ш.к. (Нима учун дарё ва кўлларнинг остида сувнинг ҳарорати қишда 4°C бўлишини ўйлаб кўринг.)

Эриш ва қотишда металл ҳажмларининг ўзгариши машина қисмларини тайёрлашда қўйиш ишларида катта аҳамиятга эга.

12.4- §. Эриш исииқлиги ва ҳароратининг ташқи босимга боғлиқлиги. Эриш нуқтаси. Қаттиқ жисмга ташқи босим таъсирининг ўзгариши бу модданинг эриш ҳароратига таъсир этишини тажриба кўрсатади. Эриш вақтида модда ҳажмининг ортиш ҳолларида ташқи босим ортиб, унинг эриш ҳароратининг кўтарилишига олиб келади. Агар модда эриганда унинг ҳажми камайса, ташқи босимнинг бу ҳолда ортиши модданинг эриш ҳарорати пасайишига олиб келади, чунки бу ҳолда босимнинг ортиши эриш жараёнининг тезлашишига ёрдам беради. Ҳатто босимнинг жуда катта ўзгариши ҳам эриш ҳароратининг жуда кичик ўзгаришига олиб келадик, уни эътиборга олмаслик ҳам мумкин. Масалан, музнинг эриш ҳароратини 1 кельвин пасайтириш учун босимни 130 атмосфера кўтариш керак.

Нормал атмосфера босимида модданинг эриш ҳарорати модданинг эриш нуқтаси дейилади.

Солиштирма эриш исииқлиги λ нинг ҳам босимга боғлиқлиги маълумдир. Модда катта ташқи босим остида кенгайиш жараёнида ташқи босим кучига қарши маълум миқдорда иш бажариши зарур. Шунинг учун эришда кенгаювчи моддалар учун ташқи босим ортиши билан солиштирма эриш исииқлиги ҳам ортади, муз, висмут ва галлий учун камаяди. Масалан, нормал босимда симоб учун $\lambda_{\text{сим}} = 11,5 \cdot 10^3$ Ж/кг ва висмут учун $\lambda_{\text{вис}} = 54,5 \cdot 10^3$ Ж/кг бўлса, босим $12 \cdot 10^3$ атм бўлганда $\lambda_{\text{сим}} = 13,2 \cdot 10^3$ Ж/кг ва $\lambda_{\text{вис}} = 38,1 \cdot 10^3$ Ж/кг бўлади.

12.5- §. Эриш ва кристалланишда исииқликнинг баланс тенгламаси. Моддаларнинг эриш ва қотиши содир бўладиган исииқлик алмашиниш жараёнларини ҳисоблаш исииқликнинг баланс тенгламаси ёрдамида бажарилади. Мисол тариқасида, музнинг солиштирма эриш исииқлигини калориметр ёрдамида аниқлаш учун исииқликнинг баланс тенгламасини тузамиз.

Массаси m_k бўлган калориметрга T_1 ҳароратли m_c массали сув солинган бўлсин. Музнинг солиштирма эриш исииқлиги λ ни

аниқлаш учун сувга эриш ҳарорати T_3 даги m_m массали муз парчасини солайлик. Айтايлик, муз тамомила эриб бўлганда калориметрдаги ҳарорат θ бўлсин. Муз эриётган вақтда иссиқлик олади, ундан ҳосил бўлган сув эса θ ҳароратгача исийди деб ҳисобласак,

$$Q_{ол} = \lambda m_m + c_c m_m (\theta - T_3)$$

бўлади. Калориметр ва ундаги сув ҳам иссиқлик беради. Шунинг учун

$$Q_{бер} = c_k m_k (T_1 - \theta) + c_c m_c (T_1 - \theta).$$

$Q_{ол} = Q_{бер}$ бўлгани учун қуйидагига эга бўламиз:

$$\lambda m_m + c_c m_m (\theta - T_3) = (c_k m_k + c_c m_c) (T_1 - \theta).$$

Охирги ҳосил бўлган тенгламага тажрибадан олинган катталикларни ўрнига қўйиб, музнинг эришидаги солиштирма эриш иссиқлигини ҳисоблаш мумкин. У $\lambda_m = 3,3 \cdot 10^5 \frac{\text{Ж}}{\text{кг}}$ га тенг.

12.6-§. Эритмалар ва қотишмалар. Совитувчи аралашмалар. Тажрибадан маълумки, турли тузлар ва бошқа моддалар, масалан, қанд сувда яхши эрийдди. Бу вақтда моддалар айрим молекулаларга парчаланиб, сув молекулалари билан бир текис аралашиб кетиши маълум бўлди. Шундай қилиб, эрувчи ва эритувчи модда молекулаларининг бир текис аралашшидан ҳосил бўлган аралашма эри т м а дейилади.

Ош тузи сувда жуда яхши эрийдди, лекин уни то эришдан тўхтагунча сувга солиш мумкин. Бу кўпчилик бошқа эритмаларга ҳам тааллуқли. Бирор моддани бошқа эритиш имкониятига эга бўлмаган эритмалар т ў й и н г а н эритмалар дейилади. Лекин шундай эритмалар ҳам мавжудки, иккита модда молекулаларининг эришида аралашishi ҳар қандай даражада бўлиши мумкин, масалан, этил спиртининг сувдаги (ёки сувнинг спиртдаги) эритмаси.

Қаттиқ моддаларни суюқликда эритиш учун энергия сарфлаш зарур, бун эриш иссиқлиги дейилади. Шунинг учун бундай эришда кўпичча эритманинг совishi кузатилади. Шу тариқа, сувда нашатир эритилганда ҳарорат сезиларли даражада пасаяди. Эрувчи ва эритувчи моддалар орасида кимёвий реакция рўй берса, эритма исishi мумкин эканлигини қайд қилиб ўтамиз.

Кўпчилик моддаларнинг эришига ҳарорат таъсир этади (масалан, ҳарорат ортиши билан шакарнинг эрувчанлиги кескин ортади, ҳавонинг сувда эриши эса камайди). Босим ортиши билан кўпчилик газларнинг эрувчанлиги кескин ортиши мумкин. (Босим ортганда винода ёки сувда кўп миқдорда карбонат ангидрид гази эришини эслатиб ўтамиз.) Сувнинг чуқур қатлаמידан ғоввос тезлик билан юқорига кўтарилса, босимни кескин камайishi билан қонда эриган газлар тезлик билан ажралади ва худди қон қайнагандек бўлиб, «кессон касаллигига» учраб, улар ўлиши мумкин. Суюқ эритувчида қаттиқ, суюқ ва газсимон моддалар эриши мумкин, лекин ҳамма моддалар ҳам эритма ҳосил қилавермайди. Масалан, симоб ва керосин сувда эримайди.

Қаттиқ жисмнинг тўйинган эритмаси буғланганда ёки совиганда унинг кристалланишини кузатиш мумкин. Худди шундай йўл билан катта монокристалларни олиш қулай. Бунинг учун тўйинган эритма ичига шу эриган модданинг кичик кристали осиб қўйилади ва эритмани жуда секин буғлантирилади.

Эритилган модда эритманинг қотиш ҳароратини пасайтиради ва унинг қайнаш ҳароратини кўтаради. Масалан, ош тузининг сувдаги концентрацияланган эритмасининг музлаш ҳарорати -21°C , хлорли калий эритмасиники эса -55°C .

Баъзи вақтларда қор билан туз аралашмасидан совитувчи аралашма сифатида фойдаланилади. Бундай аралашмани ҳосил қилишда олдин оз

миқдорда тузнинг сувдаги эритмаси ҳосил бўлади ва кейин аралашма кристаллари эрий бошлайди, бу унинг ҳароратининг жуда ҳам пасайишига олиб келади.

Ҳар хил моддаларни эритиб, уларни ҳар хил пропорцияда қўшиш орқали турли қотишмалар ҳосил қилиш мумкин (масалан, металл қотишмалари). Баъзи ҳолларда қаттиқ эритма ҳосил бўлади. Бундай эритмалардан бири пўлат ҳисобланади. У карбоннинг темирдаги эритмасидир. Пўлатда карбон атомлари темир панжараларининг тугунлари орасига жойлашган, яъни темир атомларининг орасига тартибсиз киритилган бўлади. Қаттиқ эритмаларда бир металлниң панжара тугунидаги атомлари бошқа атомлар ўрнини эгаллаши мумкин. Бундай эритмаларга олтин ва мис қотишмаси мисол бўлади.

Кўпинча техникада табиатда мавжуд бўлган материалларнинг хоссаларига ўхшаш бўлмаган хоссаи материаллар керак бўлиб қолади. У вақтда керакли хоссага эга бўлган қотишмани ҳосил қилиш учун унга мос келувчи материаллар танлаб олинади. Қотишмаларнинг баъзилари катта эластикликка, баъзилари — катта механик мустаҳкамликка ва энгилликка, учинчилари жуда паст эриш ҳароратига, тўртинчилари катта иссиққа чидамликка ва ҳ.к. эга бўлади. Шунинг учун янги қотишмаларни ҳосил қилиш ва уларнинг хоссаларини ўрганиш ҳозирги замон фан ва техникасининг муҳим масалаларидан бири ҳисобланади.

12.7- §. Қаттиқ жисмларнинг буғланиши (сублимация). Кўпчилик қаттиқ моддалар ҳидли бўлади. Бундай моддаларга камфара ва нафталин мисол бўлади. Бу, маълум шароитда қаттиқ модда суюқ ҳолатни сакраб ўтиб, қаттиқ ҳолатдан тўғри газсимон ҳолатга ўтиши мумкин эканлигини исботлайди. Ҳақиқатан ҳам, қаттиқ модда молекулалари бизнинг бурнимизга кириб ҳид мавжуд эканлигини билдиради. Демак, шу модда буғи ҳавода мавжуд экан.

Қаттиқ жисмлардаги буғланиш жараёни худди суюқликларнинг буғланиши (7.2- §) каби бўлади. Барча қаттиқ жисмлар буғланадилар, аммо бу моддаларнинг буғлари жуда кам бўлгани учун уларни топиш мумкин бўлмайди.

Қаттиқ жисмларнинг суюқликка айланмасдан буғланиши сублимация (лотинча «сублимация» — юқори кўтариш) дейилади. Тажрибада муз ва қорнинг сублимацияланишини аниқлаш осон. Масалан, қишда дарахт шохларидаги қировнинг вақт ўтиши билан камайишини сезиш қийин эмас.

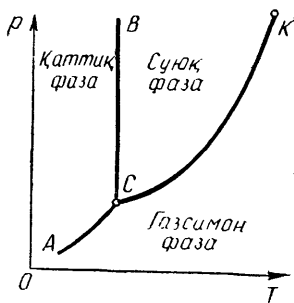
Температурани пасайтириш учун озик-овқат саноатида тез-тез «қуруқ муз» дан (қаттиқ углерод (IV)-оксид — CO_2) фойдаланади, чунки у тўғридан-тўғри газсимон ҳолатга ўтиб, маҳсулотларни бузмайди. Ишлаб чиқаришнинг ҳар хил соҳаларида маҳсулотларни ва бошқа материалларни қуритиш учун сублимация ҳодисасидан кенг фойдаланилади.

Аксинча, газсимон ҳолатдан суюқ ҳолатни четлаб қаттиқ ҳолатга тўғридан-тўғри ўтишини ҳам тез-тез кузатиш мумкин (десублимация). Қиш фаслида дераза ойналарида ҳавода мавжуд бўлган сув буғлари тўғридан-тўғри тезлик билан муз кристалларига айланиб гўзал ва нақшдор тасвир ҳосил бўлганлигини кўришимиз мумкин.

Қаттиқ жисмларнинг буғланиши худди суюқ жисмларнинг буғланиши каби иссиқлик ютиш орқали бўлиши эҳтимол. Ўз-

гармас ҳароратда қаттиқ жисмни буғга айланиши учун зарур бўлган иссиқлик миқдорига сублимация иссиқлиги дейилади.

Битта модданинг ўзини сублимациялаш учун зарур бўлган иссиқлик, уни суюқликдан буғга айлантириш учун кетган иссиқликдан катта, чунки қаттиқ жисм буғланганда унинг кристалл панжарасини бузиш учун ҳам энергия сарфланади (эришдаги каби). Сублимацияда қанча иссиқлик ютса, десублимацияда шунча иссиқлик чиқариши (ташқи шароит бир хил бўлган ҳолатда) тушунарлидир.



12.3- расм.

12.8- §. Модда ҳолатлари диаграммаси. Учланма нуқта. Модданинг ҳолати ташқи шароитга ва биринчи навбатда босим ва ҳароратга боғлиқлиги юқорида айтиб ўтилди. Шунинг учун ҳар бир модда учун (тажрибада олинган катталиклар асосида) p ва T координаталарда ҳолатлар диаграммасини тузиш мумкин, бунинг ёрдамида ташқи шароитнинг у ёки бу катталиги ўзгариши билан модданинг қандай ҳолатда эканлигини аниқлаш мумкин бўлади.

Кузатилаётган фазода шу модданинг ўзидан бошқа ҳеч нарса бўлмаган вақтда унинг ҳолат диаграммаси 12.3- расмда схематик ифодаланган. $КС$ эгри чизиқ бизга маълумдир, у олинган модда тўйинтирувчи буғи босимининг ҳароратга боғлиқлик графигидир, $К$ — критик нуқта, $С$ нуқта модданинг тўйинтирувчи буғи (бу модда энергия йўқотиши натижасида) босими остида унинг суюқ ҳолатининг қотиш ҳароратига мос келади. $СА$ эгри чизиқ қаттиқ жисм сирти билан мувозанат ҳолатда бўлувчи модда тўйинтирувчи буғи босимининг ҳароратга боғлиқлигини ифодалайди. $ВС$ эгри чизиқ модданинг эриш ҳароратини босимга боғлиқлигини ифодалайди.

Диаграмма эгри чизигида ётган ҳар бир нуқта модданинг узоқ вақт шу ҳолатда бўлишини ифодаловчи мувозанат ҳолатига мос келади. $АСВ$ эгри чизиқдан чап томондаги диаграмма қисми модданинг қаттиқ ҳолатига, $ВСК$ эгри чизиқ билан чегараланувчи қисми — суюқ ва ниҳоят, $АСК$ эгри чизиқнинг ўнг томони — газсимон ҳолатига мос келади. $КС$ чизиқ суюқ ва газсимон фазанинг мувозанатига, $ВС$ чизиқ қаттиқ ва суюқ фазанинг мувозанатига ва $АС$ чизиқ эса қаттиқ ва газсимон фазанинг мувозанат ҳолатига мос келади.

Ташқи шароит (p ва T) ўзгармаган ҳолда фазалар мувозанатида $АС$, $ВС$ ёки $КС$ чизиқ устидаги ихтиёрий нуқтага модданинг икки фазасидаги ҳаракатчан мувозанати мос келади, яъни бир фазадан иккинчи фазага ўтувчи молекулалар сони бир хил бўлади. Бу ҳолат, агар жисмга энергия берилмаса ёки ундан энергия олинмаса, узоқ вақт сақланиши мумкин.

Берилган модда учун p ва T ларнинг қийматига мос келувчи биттагина C нуқтада у модда учала фазада мувозанат ҳолатида бўлади. Модда ҳолатлари диаграммасидаги C нуқта шу модданинг учала фазаларининг мувозанатда бўлишини ифода-
лаб, учланма нуқта дейилади. Масалан, у сув учун учланма нуқтада босим 610 Па, ҳарорат эса 273,16К га тенг (бу ҳарорат кельвинга таъриф беришда фойдаланилган (4.5-§)).

Агар ташқи шароит ўзгарса (p ёки T , ёки p ва T бир вақда), бу шароитга тўғри келувчи диаграммадаги бу нуқта силжийди (масалан, ўзгармас босимда модда иситилса ёки совитилса, бу нуқта горизонтал тўғри чизиқ бўйича силжийди). Диаграммадаги нуқта бир соҳадан иккинчисига ўтса, модда бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтади. Шунчаки, BC чизиғидан ўтишда модда эрийди ёки кристаллга айланади, $КС$ дан — буғланади ёки конденсацияланади. $АС$ дан — сублимацияланади ёки десублимацияланади. Шунинг учун фазалар мувозанат чизиқлари BC , $КС$ ва $АС$ га фазавий ўтиш чизиқлари, ҳолат диаграммасига — фазавий ўтиш диаграммаси дейилади.

Фазавий ўтишлар модда ички қувватининг ўзгариши ҳамда энергия ютилиши ёки чиқарилиши билан боғлиқлигини эслайлик. Фазавий ўтиш иссиқлиги — эриш (кристалланиш) буғга айланиш (конденсация) ва сублимация (десублимация) иссиқликларидир.

Ҳолат диаграммасидан (12.3-расм) кўринадикки, учланма нуқтадаги босим ва ҳарорат қийматидан кичик бўлган қийматларида ҳам сублимация ва десублимация бўлиши мумкин. Шу тариқа музни 273,16 К ҳароратдан кичик ҳароратларда муз сиртидаги сув буғи босими сув буғининг тўйинтирувчи босимидан кичик бўлганда қуруқ ҳайдаш мумкин.

Карбон кислотаси учланма нуқтада 5.11 атм. босим ва —56,6 °С ҳароратга эга бўлади. Шунинг учун атмосфера босимида у фақат қаттиқ ёки газ ҳолатида ва «қуруқ муз» ўз-ўзидан газга айланади, нормал босимда эса унинг сублиматланиш ҳарорати —78°С га тенг.

Учланма нуқтада босим ва ҳарорат қиймати турли моддалар учун турлича бўлади. Шунинг учун кўп ҳолларда, оддий шароитда сублимация кузатилмайди.

Маълум бўлишича, эритманинг босими ва ҳарорати соф эритувчиникидан ҳамма вақт кичик бўлар экан.

Кўпчилик ҳолларда $СВ$ чизиғи $С$ нуқтадан ўтувчи тик чизиққа нисбатан озгина оғган бўлади, муз, висмут, галлий, германий, кремнийлар — чапга (12.4-§). $С$ нуқтада сув учун $p=610$ Па (4,58 мм сим. уст.) ва $T=273,16$ К (яъни 0,01°С), аммо нормал босимда ($p=1,013 \cdot 10^5$ Па, ёки 760 мм сим. уст.) музнинг эриш ҳарорати 273,15 К (0°С).

Суюқлик буғ соҳасида (ўта қиздирилган суюқлик) ёки қаттиқ фаза соҳасида (ўта совитилган суюқлик) турғун бўлмаган ҳолатда бўлишини эслатиб ўтаммиз. Ўта тўйинган буғ ҳам суюқ-

лик соҳасида ёки қаттиқ жисм соҳасида бўлиши мумкин. Аммо қаттиқ фаза ҳар доим АСВ эгрилик бўйича суюқ ёки газсимон ҳолатга ўтади. Шундай қилиб, табиатда ўта қиздирилган кристаллар бўлмайди.

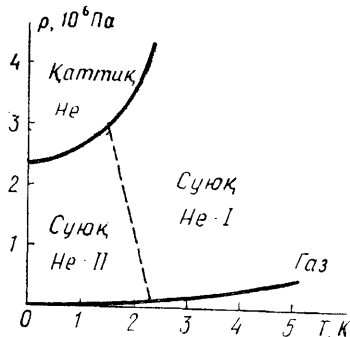
Гелийнинг ҳолат диаграммаси (12.4-расм) муҳим хоссаларга эга. Диаграммадан кўринадик, қаттиқ ва суюқ ҳамда суюқ ва газ ҳолатларидаги мувозанат чизиқлари ҳеч қаерда кесишмайди, яъни гелийнинг учланма нуқтаси йўқ. Бундай хоссага эга бўлган бошқа моддалар маълум эмас.

Гелийнинг критик ҳарорати 5,25 К га тенг. Демак, гелийни бу ҳароратдан пастроқ ҳароратгача совитиб уни суюқ ҳолатга ўтказиш мумкин. П. Л. Капица томонидан ўтказилган тажрибалардан кўринадик, абсолют нолга яқин ҳароратларда ва паст босимда гелийни суюқ ҳолатда сақлаш мумкин. Бу ҳароратдан анча юқори ҳароратлардаёқ кўпчилик моддалар қаттиқ ҳолатга ўтади. Гелий эса бир неча атмосфера босим остидагина қаттиқ ҳолатга ўтади (12.4-расм). Гелийда сублимация чизиғи йўқ, яъни қаттиқ ҳолатдаги гелий ҳеч қандай шароитда ўзининг буғи билан мувозанатда бўла олмайди.

Суюқ гелий ажойиб хусусиятга эга. Ҳарорат 2,19 К дан юқори бўлганда, гелий худди суюлтирилган газ хоссасига ўхшаш бўлиб, уни гелий-1 деб аталади. Гелий ўзининг тўйинган буғи босими остида 2,19 К дан паст ҳароратгача совитилса, унинг хоссаси кескин ўзгариб, у (суюқ ҳолда қолиб) янги ҳолатга ўтади ва уни гелий-II деб аталади. Гелий бу ҳолатда ўзини худди иккита суюқлик аралашмасидан иборатдек тутади, уларнинг бири — оддий гелий-I, бошқаси мутлақо қовушоқликка эга бўлмаган ўта оқувчанлик компоненти ни ташкил этади. Бу икки компонентлар бир-бирини ичида ўзаро мутлақо таъсирлашмасдан эркин ҳаракатланиши мумкин. Ўта оқувчан компонента ҳеч қандай ишқаланишсиз жуда ингичка капиллярлар ва тирқишлар орқали оқиб ўтади.

Гелий-I ва гелий-II ларнинг мавжудлик соҳаси диаграммада (12.4-расм) штрих чизиқ билан ажратилган. Ҳарорат пазайиши билан гелий-I дан гелий-II га ўтишдаги ўта оқувчанлик компонента си ортиб боради, ҳамда ҳарорат абсолют ноль бўлганда ҳамма суюқ гелий ўта оқувчан ҳолатга ўтиши керак.

П. Л. Капица томонидан кашф этилган гелийнинг ўта оқувчанлик ҳодисаси квант механика асосида кўзга кўринган академик Л. Д. Ландау томонидан тушунтириб берилди. Квант назариясига асосан, ҳарорат абсолют нолга тенг бўлганда молекуланинг энергияси нолга тенг эмаслиги моддаларнинг классик кинетик назариясидан (4.5-§) келиб чиқади. Молекула абсолют нол-



12.4-расм.

да ҳам улар учун энг кичик бўлган энергияга нолинчи энергия дейлади. Гелийда атомлараро таъсир этиш кучи жуда кичик бўлиб, шунда ҳам нолинчи энергияси гелий атомларининг кристалл панжара ҳосил қилишига қаршилик қила олади. Фақат ташқи босим таъсирида гелий атомларини шунчалик яқинлаштириш керакки, улар кристалл ҳосил қилсин. Абсолют нолга яқин ҳароратда ҳосил бўлувчи ўта оқувчанликни гелий-II компонентаси нолинчи энергияга эга бўлган гелий атомидан иборатдир.

13- Б О Б. ЖИСМЛАРНИНГ ИССИҚЛИКДАН КЕНГАЙИШИ

13.1- §. Жисмларнинг иссиқликдан кенгайиши тўғрисида тушунча. Газ ҳажмининг ҳароратга боғлиқлиги 5-бобда кўрилган эди. Фақат газлар эмас, ҳамма моддалар ҳам қиздирилганда кенгайишини кўрсатувчи тажрибаларни қараб чиқамиз.

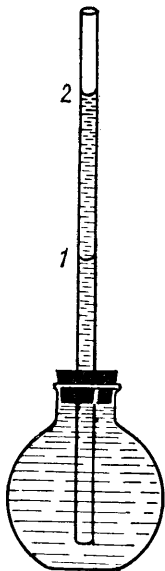
Қолбага бирор суюқлик масалан, сув қуямиз, унинг оғзини шийа най ўрнатилган тиқин билан беркитиб найдаги суюқлик баландлигини (13.1- расм) белгилаб оламиз. Агар суюқлик солинган қолбани қиздирсак, у вақтда найдаги суюқлик сатҳи кўтарилади. Суюқлик совитилганда эса найдаги суюқлик сатҳи пасаяди. Маълум бўлишича, суюқликлар қиздирилганда газларга нисбатан камроқ кенгаяр экан.

Қаттиқ жисмларни иссиқликдан кенгайишини, суюқликларга нисбатан жуда кам кенгайиши сабабли, аниқлаш яна ҳам қийин. Бунини тажрибада кўрсатиш учун металлдан тайёрланган, уй ҳароратидаги шар ва у зўрға ўтадиган ҳалқа оламиз. Горелка алангасида шарни қиздирганимизда у кенгайиб ҳалқадан ўтмайди. Аммо совитилгандан сўнг шарни ҳалқадан яна ўтказиш мумкин бўлади. Қаттиқ ва суюқ жисмларнинг иссиқликдан кенгайиш сабаблари 2.4- § да тушунтирилган.

Шундай қилиб, *барча жисмлар иссиқдан кенгайди, совуқдан эса тораяди.* Энди бундай кенгайиш катталиги қандай аниқланишини ойдинлаштирамиз.

13.2- §. Исиш натижасида қаттиқ жисмларнинг чизикли кенгайиши. Кристаллар анизотропияга эга бўлганлигини эсласак, умуман айтганда, иситиш натижасида кристалларнинг кенгайиши йўналишга боғлиқдир. Аммо кўпчилик қаттиқ жисмлар поликристалл тузилишга эга бўлгани учун улар изотроп ҳисобланади. Бу бобда айтиладиган фикрларнинг ҳаммаси изотроп жисмларга тааллуқли бўлади.

Шундай қилиб, қаттиқ моддаларнинг иссиқликдан кенгайиши ҳамма йўналишлар бўйича бирдай бўлади. Аммо кўпчилик ҳолларда амалда бир томонлама кенгайишини ҳисобга олишга тўғри келади. Масалан, буғ юбориш учун трубаларни ётқишида уларнинг исиши нати-



13.1- расм.

жасида узунлигининг ўзгаришини эътиборга олиш керак, найнинг кўндаланг кесим юзи ўзгариши эса амалий аҳамиятга эга бўлмайди. Ҳарорат ўзгариши билан қаттиқ жисм ўлчамининг битта йўналишдаги ўзгаришига чизикли кенгайиш (чизикли торайиш) деб аталади. Бундай кенгайишнинг ўзига хос хусусиятларини қараб чиқамиз.

0°С да узунлиги l_0 ва t^0 ҳароратда l_t бўлган металл таёқча берилган бўлсин. Демак, металл таёқчани $\Delta l^0 = t^0 - 0^0 = t^0$ ҳароратга иситганимизда унинг узунлиги ўзгариши $\Delta l = l_t - l_0$ га тенг бўлади. Тажриба асосида металл таёқча узунлигининг ўзгариши Δl ҳароратни ортиши Δt^0 га ва унинг 0°С даги l_0 узунлигига тўғри пропорционал, яъни:

$$\Delta l = \alpha l_0 t^0. \quad (13.1)$$

Δl нинг модда турига боғлиқлиги пропорционаллик коэффициентини α орқали ифодаланади.

Иссиқликдан чизикли кенгайишнинг модда турига ва ташқи шароитга боғлиқлигини характерловчи α катталиқ чизикли кенгайиш коэффициенти дейилади. Чизикли кенгайиш коэффициенти жисмни 1°С га иситганимизда унинг узунлиги ўзгариши 0°С даги узунлигининг қанча қисмини ташкил этишини кўрсатади:

$$\alpha = \frac{\Delta l}{l_0 t^0}. \quad (13.1 \text{ a})$$

(α нинг ўлчов бирлиги °С⁻¹ эканлигини кўрсатинг.)

l_0 узунлиги маълум бўлганда, ихтиёрий ҳароратдаги жисмнинг узунлигини ҳисоблашга имкон берувчи формулани келтириб чиқарамиз. (15.1) дан:

$$l_t - l_0 = l_0 \alpha t^0$$

ёки

$$l_t = l_0 (1 + \alpha t^0). \quad (13.2)$$

Жисмнинг t_1^0 ҳароратдаги l_1 узунлиги орқали t_2^0 ҳароратдаги l_2 узунлигини ифодалаш учун умуман айтганда, аввал l_0 ни (13.2) формула ёрдамида топиб, сўнгра шу формула орқали l_2 ни ҳисоблаймиз. Лекин α жуда кичик сон (масалан, мис учун $\alpha = 1,7 \cdot 10^{-5}$ °С) эканлигини ҳисобга олиб, l_2 ни қуйидаги тахминий ҳисоблаш формуласидан топиш мумкин:

$$l_2 \approx l_1 [1 + \alpha (t_2^0 - t_1^0)]. \quad (13.3)$$

(13.3) формуладан қаттиқ жисмнинг чизикли кенгайиш коэффициентини ҳисоблаш учун қуйидаги тақрибий формулани оламиз:

$$\alpha \approx \frac{l_2 - l_1}{l_1 (t_2 - t_1)}. \quad (13.3 \text{ a})$$

13.3- §. Жисмнинг исишда ҳажмий кенгайиши. Модда зичлигининг ҳароратга боғлиқлиги.

Бирор жисмнинг 0°C ва t ҳароратдаги ҳажмлари мос равишда V_0 ва V_t бўлсин. У вақтда ҳароратнинг $\Delta t = t - 0 = t$ га ортишида ҳажмнинг ўзгариши $\Delta V = V_t - V_0$ га тенг бўлади. Тажриба ҳажмнинг бундай ўзгариши ҳароратнинг ўзгаришига ва бошланғич ҳажм V_0 га тўғри пропорционал эканлигини кўрсатади:

$$\Delta V = \beta V_0 t. \quad (13.4)$$

Иситиш натижасида жисм ҳажмининг ўзгариши модда турига ва ташқи шароитга боғлиқлигини характерловчи β катталик ҳажмий кенгайиш коэффициентини дейилади. Ҳажмий кенгайиш коэффициентини жисмни 1°C иситилганда унинг ҳажм ўзгариши 0°C да олинган ҳажмининг қанча қисмини ташкил қилишини кўрсатади:

$$\beta = \frac{\Delta V}{V_0 t}, \quad (13.4 a)$$

(β нинг ўлчов бирлиги $^\circ\text{C}^{-1}$ эканлигини кўрсатинг.) (13.4) формуладан фойдаланиб, жисм ҳажмининг ҳароратга боғлиқлигини осонгина оламиз:

$$V_t = V_0 (1 + \beta t). \quad (13.5)$$

Агарда t_1 ҳароратда жисмнинг ҳажми V_1 маълум бўлса, у вақтда унинг t_2 ҳароратда эгаллаган ҳажми V_2 ни қуйидаги тақрибий формула ёрдамида топамиз:

$$V_2 \approx V_1 [1 + \beta(t_2 - t_1)]. \quad (13.6)$$

(13.6) дан ҳажмий кенгайиш коэффициентини ҳисоблаш учун қуйидаги тақрибий формулани оламиз:

$$\beta \approx \frac{V_2 - V_1}{V_1(t_2 - t_1)}. \quad (13.6 a)$$

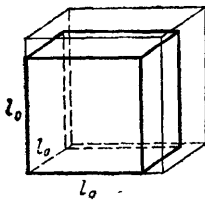
Бу параграфда ёзилган барча формулалар иситиш давомида жисмнинг массаси m ўзгармас бўлган ҳол учун тўғри эканлигини қайд қилиб ўтамиз. Бу модомики, ҳажм ҳароратига боғлиқ экан, модданинг зичлиги ҳам ҳароратга боғлиқ бўлиши зарур эканлигини кўрсатади.

Ҳақиқатан ҳам, 0°C даги модданинг зичлиги қуйидаги формула билан ҳисобланади: $\rho_0 = \frac{m}{V_0}$, ҳарорат t бўлганда эса $\rho_t = \frac{m}{V_t}$. Бу охириги формулага (13.5) дан V_t нинг қийматини қўйсақ,

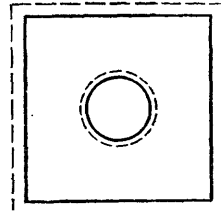
$$\rho_t = \frac{m}{V_0(1+\beta t)} = \frac{m}{V_0} \cdot \frac{1}{1+\beta t} = \rho_0 \frac{1}{1+\beta t} \quad (13.7)$$

ни оламиз.

Ҳисоблаш вақтида 0°C даги модда зичлигининг қиймати жадвалларда берилганлигини эътиборга олиш керак. Бошқа ҳароратдаги модда зичлигини (13.7) формуладан фойдаланиб ҳисоблаш керак. Модда исиганда унинг зичлиги камаяди, у совиганда эса зичлиги ортишига эътибор берайлик.



13.2- расм.



13.3- расм.

13.4- §. Қаттиқ жисмларнинг иссиқликдан кенгайиш хусусиятлари. Қаттиқ жисмнинг ҳажмий кенгайиш коэффициентини билан чизиқли кенгайиш коэффициентини орасида оддий боғланиш мавжудлигини кўрсатамиз.

13.2- расмда кенгайиш коэффициентлари α ва β , қиррасининг узунлиги 0°C да l_0 бўлган қаттиқ жисмдан ясалган куб тасвирланган бўлиб, қуйидагини ёзиш мумкин:

$$V_0 = l_0^3.$$

Куб t° ҳароратгача қиздирилгандан сўнг унинг қирраси $l_t = l_0(1 + \alpha t^\circ)$, ҳажми эса $V_t = l_t^3$ бўлади. Шундай қилиб,

$$V_t = l_t^3 = l_0^3(1 + \alpha t^\circ)^3.$$

Иккинчи томондан,

$$V_t = V_0(1 + \beta t^\circ) = l_0^3(1 + \beta t^\circ),$$

у ҳолда,

$$l_0^3(1 + \beta t) = l_0^3(1 + \alpha t)^3$$

ёки

$$1 + \beta t = 1 + 3\alpha t + 3\alpha^2 t^2 + \alpha^3 t^3.$$

Агар α нинг жуда кичиклигини эътиборга олсак, у вақтда α^2 ва α^3 иштирок этган ҳадларни ҳисобга олмаслик мумкин. Шунинг учун $\beta t \approx 3\alpha t$ ни оламиз ва ундан

$$\beta = 3\alpha. \quad (13.8)$$

Бундан кўринадики, чизиқли кенгайиш коэффициентини α орқали (13.8) формула ёрдамида ҳажмий кенгайиш коэффициентини β нинг сон қийматини ҳисоблаш осон, шунинг учун амалда қаттиқ жисмларнинг чизиқли кенгайиш коэффициентлари α учун жадвал тузилади. (13.5) формулани қаттиқ жисмлар учун бу боғланиш орқали қуйидаги кўринишда ёзиш мақсадга мувофиқдир:

$$V_t = V_0(1 + 3\alpha t). \quad (13.9)$$

Қаттиқ жисмнинг t ҳароратдаги сирт юзини ҳисоблаш учун фойдаланиладиган формулани тасаввур қилиш қийин эмас:

$$S_t = S_0(1 + 2\alpha t), \quad (13.10)$$

бу ерда $S_0 = 0^\circ\text{C}$ даги шу сиртнинг юзи.

Ихтиёрий шаклдаги бир жинсли жисми иситганимизда жисмининг ихтиёрий олинган икки нуқталари орасидаги масофа ортади ва уни (13.2) ёки (13.3) формула орқали аниқлашимиз мумкин. Масалан, тешик очилган металлни ва худди шундай тешик диаметрида айлана чизилганда яхлит листни бир хил ҳароратгача қиздирилганда улардаги айланалар бирдай катталikka ўзгаради (13.3-расм). Шундай қилиб, ҳарорат ўзгарганда қаттиқ жисмдаги тешик ва тирқиш худди шундай материал билан тўлдирилгандек бир хил ўзгаради. (Ҳалқа шаклида берилган металл таёқча учлари орасида оралиқ (зазор) қандай ўзгаришини ўйлаб кўринг.)

13.5- §. Сууюқликларнинг иссиқликдан кенгайишининг баъзи хусусиятлари. Сууюқликларнинг иссиқликдан кенгайишини кўрсатувчи колбада олинган сууюқликни иситиш тажрибаси 13.1- § да таҳлил қилинган. Энди биз биламизки, бу вақтда колбанинг ҳажми ҳам ортади. Демак, сууюқлик колбага нисбатан кўпроқ кенгайган, акс ҳолда иситиш натижасида колбада олинган сууюқликнинг сатҳи кўтарилмаган бўлар эди.

Ҳажмий кенгайиш коэффициентларини таққослаш, сууюқлик иситилганда қаттиқ моддага нисбатан бир неча ўн, ҳатто юз марталаб катта кенгайишга эга эканлигини кўрсатади. Шунинг учун сууюқликларнинг иссиқликдан кенгайишига оид ҳисобларни бажаришда сууюқлик солинган идишнинг кенгайиши баъзи вақтларда эътиборга олинмайди.

Жуда ҳам аниқ ҳисоблашларда иситиш натижасида идиш ҳажмининг ўзгариши ΔV_n ни ҳам ҳисобга олиш шарт. Идишдаги сууюқлик сиртининг ўзгаришидан топилган кенгайишни туюлма кенгайиш деб аташга ва уни $\Delta V_{c.t}$ орқали белгилашга шартлашиб оламиз. У вақтда сууюқлик эгаллаган ички ҳажмининг кенгайиши билан сууюқликнинг туюлма кенгайиши йиғиндисига тенг бўлади, яъни

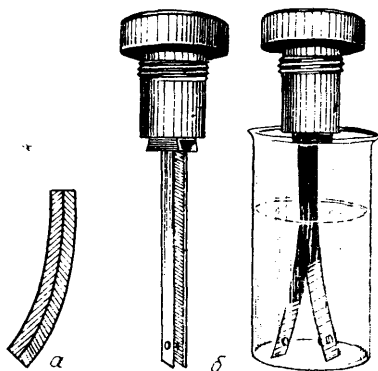
$$\Delta V_c = \Delta V_{c.t} + \Delta V_n. \quad (13.11)$$

Сууюқликларда битта ажойиб четланиш борлигини эслаймиз: сув 0° дан 4°C гача иситилганда сиқилади, 4° дан 0°C гача совитилганда кенгайди. Сувнинг бундай аномал хусусиятининг сабаби 12.3- § да тушунтирилган.

Бундан ташқари, ҳарорат ортиши билан сув учун β коэффициент жуда ҳам ўзгаради. $5^\circ - 10^\circ\text{C}$ интервалда $\beta_{cув} = 0,000053$; $60^\circ - 80^\circ\text{C}$ интервалда эса $\beta_{cув} = 0,00059$, яъни тахминан 10 карра ўзгаради.

13.6- §. Табиатда ва техникада жисмларнинг иссиқликдан кенгайишининг аҳамияти. Жисмларнинг иссиқликдан кенгайиши ва совитишдан сиқилиши табиатда катта роль ўйнайди. Ер сиртидаги ҳаво бир текис исимаслиги об-ҳавонинг ўзгаришига олиб келувчи конвекцион оқим (шамол) ҳосил қилади. Денгиз ва океан сувларининг бир текис исимаслиги қирғоқда

жойлашган мамлакатларнинг иқлимини ўзгартирувчи оқимни ҳосил қилади. Тоғли ерларда ҳарорат тебраниши айниқса кескин бўлади. Бу эса тоғ жинсларининг кенгайиши ва сиқилиши навбат билан рўй беришига олиб келади. Бундай ўзгариш модданинг турига боғлиқ бўлгани сабабли мураккаб тузилишга эга бўлган тоғ жинсларида аста-секин катталашувчи ёриқлар ҳосил бўлишига, яъни бундай жинсларнинг емирилишига олиб келади.



13.4- расм.

Турмушда ва техникада модданинг зичлиги, жисмнинг узунлиги ва ҳажми ҳароратга боғлиқлиги жуда катта аҳамиятга эга. Ҳаво зичлигининг ҳароратга боғлиқлигидан печка ва радиаторлардан ажралган иссиқликнинг хонада бир текис тақсимланиб иситишда, печкаларда — мўрида сўришни ҳосил қилиш, совутгичларда — камераларни бир текис совитиш ва ҳ. к. ларда фойдаланилади.

Турли хил автоматик қурилмаларда биметалл пластинкалар ишлатилади. Бундай пластинкалар бир-бирига парчинлаб бириктирилган иккита ҳар хил металл пластинкадан иборат. Биметалл пластинкалар иситилганда пластинкалардан бири иккинчисига нисбатан кўпроқ узайиб, ҳамма пластинка букилади (13.4-а расм); бундай биметалл пластинкалар иситилганда контактлари очилади (13.4-б расм). Бундай пластинкалар термостатлар, совутгичлар, ўтга қарши қурилмалар ва бошқаларда электр занжирларини автоматик равишда улаш ва узиш учун ишлатилади.

Темир йўлларда рельслар ётқизишда, унинг ток келтирувчи симларини тортишда, электр энергияси узатиш линияларида, заводлардаги буғ қувурларини ўтказишда, кўприклар қуришда ва ҳ.к. ларда узунликнинг ҳароратга боғлиқлигини ҳисобга олишга тўғри келади.

Металлни шишага пайвандлаш учун, масалан, электр лампалари ва радиолампаларни тайёрлашда кенгайиш коэффициентлари бир-бирига яқин бўлган шиша ва металлдан фойдаланилади.

И Б Ў Л И М

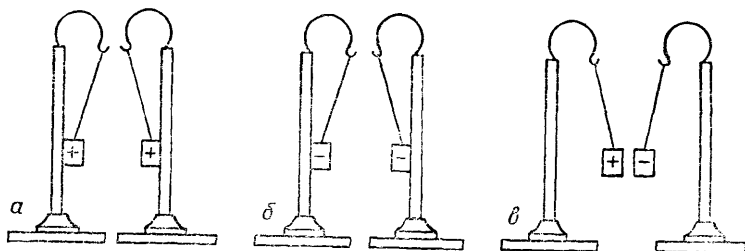
ЭЛЕКТРОДИНАМИКА АСОСЛАРИ

14-БОБ. ЭЛЕКТР ЗАРЯДЛАРИ. КУЛОН ҚОНУНИ.

14.1-§. Жисмларнинг электрланиши. Заряд миқдори ҳақида тушунча. Заряд сақланиш қонуни. Кундалик турмушдан яхши биламизки, кўпгина предметлар ишқалангандан сўнг ўзига қоғоз бўлаклари, соч толалари ва бошқа кичик зарраларни торта бошлайди. Ишқаланган буюмларда электр зарядлари пайдо бўлиши туфайли шундай ҳодиса рўй беради. Шу сабабли бундай жисмларни электрланган жисмлар деб аталади.

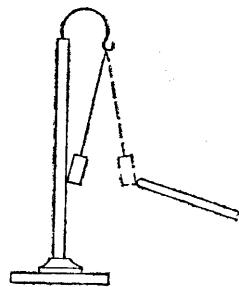
Тажриба шуни кўрсатдики, электрланган жисмлар орасида ёртишиш, ёитаришиш ҳодисаси кузатилади. Бу электр зарядларининг икки хил бўлиши билан тушунтирилади. Улардан бирини шартли равишда мусбат заряд, иккинчисини манфий заряд деб атаймиз. Маълум бўлдики, *бир хил ишорали зарядлар ўзаро итаришади, ҳар хил ишоралилари эса ўзаро торттишади* (14.1-расм). Электр зарядлари орасидаги ўзаро таъсир ва электрланган жисмлар орасидаги (уларда электр зарядларнинг мавжудлиги туфайли ҳосил бўлган) ўзаро таъсир кучлари электр кучлар дейилади. Шунинг назарда тутиш керакки, электр кучлар фақат зарядланган жисмларга ёки зарядланган зарраларга, масалан, ионларга таъсир этади.

Жисмни фақат ишқалаш билан эмас, балки уни бошқа зарядланган жисмга теккизиш йўли билан ҳам электрлаш мум-



14.1- расм.

кин. Масалан, ўзидан электр токини ўтказмайдиغان ипакка осилган қоғоз гильза зарядланган, таёқчага теккизилгандан сўнг ундан қочади (14.2-расм). Бу шуни кўрсатадики, жисмлар бир-бирига текканда зарядлар электрланган таёқчадан қисман гильзага ўтади.



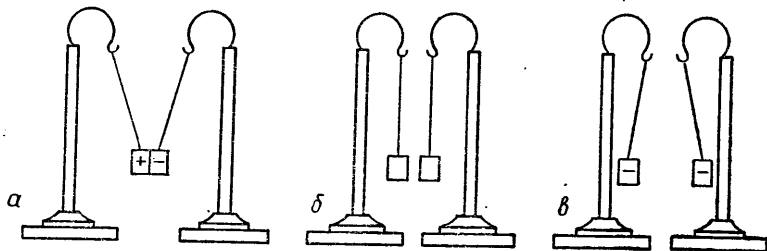
14.2- расм.

Иккита бир хил гильзани турли ишорали зарядлар билан электрлаймиз ва уларни бир-бирига теккизамиз (14.3-а расм). Гильзалар бир-бирига теккандан сўнг улар орасидаги тортишиш ё бутунлай йўқолади (14.3-б расм), ё гильзалар бир-бирларидан итарила бошлайди (14.3-в расм). Биринчи ҳолда зарядлар нейтраллашди дейилади. Тажриба шуни кўрсатадики, бунда зарядлар йўқолмайди, балки фақат жисмлар орасида қайта тақсимланади, лекин биз уларнинг мавжудлигини сезмаймиз. Бу ҳолда жисмда тенг миқдорда мусбат ва манфий зарядлар мавжуд, деб ҳисоблаш табиийдир.

Шундай қилиб, гильзадаги зарядлар улар бир-бирларига теккунларига қадар миқдор жиҳатдан тенг бўлгандагина гильзалар нейтраллашади. Агар гильзадаги зарядлар миқдори жиҳатидан турлича бўлса, гильзалар бир-бирларига текканда қарама-қарши ишорали зарядлар нейтраллашади, бир хил ишорали ортиқча заряд қолдиғи эса гильзалар орасида тақсимланади ва улар ўзаро итариша бошлайди.

Бирор жисмдаги бир хил ишорали ортиқча электр зарядлар шу жисмнинг заряд миқдори ёки электр миқдори дейилади. Жисмдаги электр миқдорининг соғ қийматини унинг бошқа электрланган жисмлар билан ўзаро таъсир кучига қараб аниқлаш мумкин. Исталган жисмдаги умумий заряд шу жисмдаги ҳамма электр зарядларнинг алгебраик йиғиндисидан иборат.

Яна шуни қайд қилиш керакки, жисмларни электрлашнинг ҳар қандай усулида, электр зарядлар пайдо бўлмайди ва йўқолмайди, балки фақат у ёки бу ҳодисада қатнашаётган ҳамма жисмлар орасида қайта тақсимланади. Бу ҳол заряд-



14.3- расм.

нинг сақланиш қонуни номи билан маълум. Берк системадаги электр зарядларнинг алгебраик йиғиндиси ўзгармай қолади.

14.2- §. Атомнинг мураккаб тузилишини тасдиқловчи ҳодисалар. Электр зарядларнинг моддада қандай ўрин тутиши ва модда тузилишида улар қандай роль ўйнаши ҳақидаги масала узоқ вақт аниқ бўлмади келди. XIX асрнинг иккинчи ярмида атом тузилишининг мураккаблигини кўрсатувчи кўп ҳодисалар кашф этилди. Бу ҳодисаларни анализ қилиш шуни кўрсатадики, электр зарядлар атом таркибига кириши керак. Модда табиий ҳолатда электр жиҳатдан нейтрал бўлганлиги учун, ҳар бир атомда миқдор жиҳатидан тенг бўлган мусбат ва манфий электр зарядлар мавжуд бўлиши керак, деб фараз қилиш мумкин эди.

Авалло турли химиявий реакциялар атомнинг мураккаб тузилишини кўрсатди. Атомлардан молекулаларнинг ҳосил бўлиши ва химиявий реакциялар пайтида молекулаларнинг қайта тузилиши шуни исбот қилдики, атомлар орасида тортишиш кучлари таъсир этади ва бу кучларни атомларда турли ишорали электр зарядларнинг мавжудлиги билан тушунтириш мумкин.

Д. И. Менделеевнинг ишлари химиявий элементлар хусусиятларидаги даврийликни аниқ очиб берди. Буни эса атомлар ичидаги электр зарядларнинг тақсимланиш комбинациясидаги такрорланиш билан тушунтириш мумкин эди.

Фарадей томонидан электролиз қонунларининг кашф этилиши (19- бобга қ.) шуни кўрсатдики, моддада, эҳтимол, ҳамма атомлар учун бир хил бўлган бўлинмас (элементар) электр зарядлар мавжуд бўлиши керак.

Сийраклашган газлардаги тоқларни (20.4- § га қ.), фотоэффект ҳодисасини (35.6- § га қ.) ўрганишда ва қатор бошқа ҳолларда манфий зарядланган ва инглиз олими Д. Стони томонидан электронлар деб аталган зарраларнинг мавжудлиги аниқланди.

Француз олими А. Беккерель 1896 йилда уран рудалари мураккаб таркибга эга бўлган нурланиш ҳосил қилишини аниқлади, кейинчалик машҳур инглиз олими Э. Резерфорд унинг альфа-нурлар (α -нурлар), бета-нурлар (β -нурлар) ва гамма-нурлар (γ -нурлар) деб ном олган уч хил нурлардан ташкил топганлигини исботлади. (37.2- § га қ.) Тадқиқотлар шуни кўрсатдики, α -нурлар мусбат зарядланган зарралар (α -зарралар) оқимидан, β -нурлар — электронлар оқимидан, γ -нурлар эса — жуда қисқа электромагнит тўлқинлардан иборат экан.

Бу ҳамма тадқиқотлар асосида модда атомларининг электр зарядлардан тузилган турли моделлари яратилди, лекин ҳақиқий атом тузилиши фақат 1911 йилда Э. Резерфорд томонидан α -зарраларнинг моддада сочилишини ўрганиш вақтида очиб берилди (14.3- § га қ.).

14.3- §. Резерфорд тажрибалари. Атом тузилишининг ядровий модели. Атом тузилишини ўрганишга бағишланган тажрибаларда Резерфорд бир хил йўналишда ҳаракат қилаётган α -зарралар йўлига металл зар (фольга) жойлаб, α -зарраларнинг фольгада сочилишини ўрганди. α -зарраларнинг жуда катта қисми фольгадан ўтиб, бошланғич йўналишда ҳаракат қилиши ёки ундан жуда кичик бурчакларга оғиши маълум бўлди. Фақат кам сонли α -зарралар ўз ҳаракат йўналишини кучли ўзгартирди, баъзилари ҳатто орқага улоқтирилиб ташланди. Бу атомнинг деярли ҳамма массаси марказда тўпланганлигини исботлади, яъни атом марказида жуда кичик, лекин мусбат зарядланган оғир зарра жойлашган ва у олдидан учиб ўтаётган α -заррани итареди ва ҳатто унга қараб учиб келаётган α -заррани орқага улоқтириши ҳам мумкин. Атом марказидаги мусбат зарядланган зарра атом ядроси номини олди.

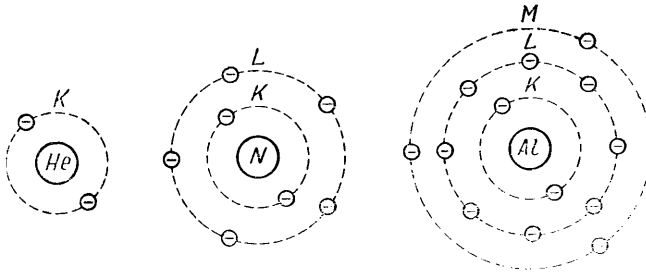
Атом нормал ҳолатда электр жиҳатдан нейтрал бўлганлигидан, унда ядронинг мусбат зарядини компенсацияловчи манфий зарядланган электронлар бўлиши керак. Электронлар ядрога тортилиши сабабли улар ядрога қулаб тушиши керак эди. Шунинг учун, Резерфорд электронлар атом ядроси атрофида доиравий ёки эллиптик орбиталар бўйлаб ҳаракатланади, уларнинг ядрога электр тортилиш кучи эса, марказга интилма кучдан иборат, деб фараз қилди. Атомнинг бундай модели Қуёш системасининг тузилишини эслатади, шунинг учун уни атомнинг планетар ёки ядровий модели деб атала бошланди.

Шундай қилиб, Резерфорд фикрига кўра, ҳар қандай атом ўлчамлари жиҳатидан катта бўлмаган, лекин массив ва мусбат зарядланган ядро ва унинг атрофида орбиталар бўйлаб ҳаракатланувчи манфий зарядланган электронлардан иборат. Бу масалани бундан кейинги ўрганиш шуни кўрсатадики, Резерфорд томонидан таклиф қилинган атомнинг ядровий модели ҳақиқатга жуда яқин экан.

Водород атомининг ядроси энг кичик ядро бўлиб чиқди. У протон деб аталади. Бу ядро атрофида битта электрон айланади. Протоннинг e^+ мусбат заряди миқдор жиҳатидан электроннинг e^- манфий зарядига тенг. Одатда, протоннинг электр заряди e^+ , электроннинг заряди e^- билан белгиланади. Бу зарядлар элементар зарядлар деб аталади, чунки шу чоққача e дан кичик заряд аниқланмаган.

Протоннинг радиуси 10^{-15} м га яқин, массаси эса $1,672 \cdot 10^{-27}$ кг. Электроннинг ўлчами протон ўлчами билан бир хил тартибда, электроннинг массаси эса $9,11 \cdot 10^{-31}$ кг ни ташкил этади, яъни протон массасидан 1836 марта кичик. Шундай қилиб, амалда водород атомининг ҳамма массаси унинг ядросида мужассамланган; бошқа элемент атомлари ҳақида ҳам шуни айтиш мумкин.

14.4- §. Турли химиявий элементлар атомларининг тузилиши ҳақида тушунча. Ҳамма химиявий элементлар атомлари ядросининг мусбат зарядлари



14.4- расм.

протон зарядига бутун каррали бўлиб чиқди. Тадқиқотлар шуни кўрсатадики, протонлар ҳамма атомлар ядроларининг таркибий қисмидан иборат экан. Бунда яна шу маълум бўлдики, атомнинг химиявий табиати атом ядросининг мусбат заряди миқдори, яъни ядродаги протонлар сони билан бир қийматли аниқланар экан. Бу сон (Z) атом номери дейилади.

Ядролари бир хил атом номерига эга бўлган ҳамма атомлар, битта химиявий элементнинг атомларидан иборат бўлади. Менделеев жадвалида ҳамма химиявий элементлар уларнинг атом номерларининг ортиб бориши тартибда жойлаштирилган.

Нормал ҳолатда атомлар нейтрал бўлганлигидан, уларда манфий зарядлар бўлиши керак. Ҳар қандай атомнинг манфий зарядини электронлар ҳосил қилади. Ҳар қандай нейтрал атом ядроси атрофида Z электронлар айланиши керак, яъни атом ядросида қанча протон бўлса, унинг атрофида шунча электрон бўлади.

Атомларда электронлар қатламлар бўйича жойлашади. Турли элементларнинг атомларида электронларнинг жойлашишини ўрганиш шуни кўрсатадики, агар қатламнинг тартиб номери n билан белгиланса, шу қатламдаги электронларнинг максимал сони $2n^2$ га тенг бўлади. Демак, биринчи тўлдирилган қатламда 2 электрон, иккинчисида 8, учинчисида 18 ва ҳ.к. электрон бўлиши керак. Бу қатламлар кўпинча K , L , M ва ҳ.к. бош ҳарфлар билан белгиланади (14.4- расм.).

Ташқи қатламда, яъни атом ядросидан энг узоқда жойлашган электронлар валент электронлар деб аталади. Бундай электронлар саккизтадан ортиқ бўлмайди. Валент электронлар атом билан нисбатан суст боғланган бўлади ва ташқи таъсирлар натижасида атомдан узилиши ёки бир атомдан бошқасига ўтиши мумкин. Ташқи қатламида учтагача электронлари бўлган металл атомлари, айниқса валент электронларни осон йўқотади (11.3- § га қ.). Шунинг учун ҳамма металллар электр токини яхши ўтказади. Ташқи қатламида бештадан еттигача электронлар жойлашган металлондларнинг атомлари ташқи қатламдаги электронларнинг сони саккизтага етгунча ўзларига ортиқча электронларни қўшиб олишга қодир бўлади. Шунинг учун ҳамма металлондлар электр токини ёмон ўтказади.

Одатдаги ҳолатига нисбатан ортиқча ёки кам электронларга эга бўлган атомлар ва молекулалар ионлар деб аталади, нейтрал атомлар ва молекулаларнинг электронларни қўшиб олиш ёки электронларнинг улардан узилиш жараёни эса ионизация деб аталади. Ўзларига ортиқча электронларни қўшиб олган атомлар ва молекулалар манфий зарядланади ва улар манфий ионлар дейилади, электронларни йўқотган атомлар ва молекулалар эса мусбат зарядланади ва улар мусбат ионлар деб аталади.

Агар электрон атом ёки молекула таркибида бўлса, уни боғланган электрон дейилади. Агар узилган (ажралиб чиққан) электрон бошқа молекула ёки атомларга қўшилмай, мустақил зарра сифатида мавжуд бўлса, у эркин электрон дейилади. Жисмининг электрланиш жараёни ҳамма ҳолларда ўша жисм томонидан электронлар ёки ионларни қўшиб олиш ёки йўқотишдан иборат бўлади.

Яна шуни қайд қилиш керакки, қаттиқ металлларда фақат электронларгина

ҳаракатчан заряд ташувчи ролини ўйнайди. Демак, металл жисмларнинг электрланишида бир жисмдан иккинчисига фақат электронлар ўтади. Электр ҳодисаларни электронларнинг кўчиши билан тушунтирувчи назария электрон назария дейилади.

14.5- §. Зарядланмаган жисмлар бир-бирига теккизилганда электрланиши. Валентли электронларни атомларда тутиб турувчи кучлар атомларнинг турига боғлиқ бўлгани учун турли атомлар бир-бирига яқинлашганда, кучсизроқ боғланган валент электронлар уларни ўзига кучлироқ тортувчи атомга ўтиши мумкин. Демак, турли жинсли жисмлар бир-бирига теккизилганда маълум миқдордаги электронлар бир жисмдан бошқасига ўтади, яъни жисмлар электрланади. Уларнинг заряди миқдор жиҳатдан тенг, лекин ишоралари қарама-қарши бўлади. Шундай жисмларни яна ажратиш учун бу жисмлардаги электр тортишиш кучларига қарши иш бажариш керак. Электрланган жисмлар шу иш ҳисобига электр энергия олади. (Мутлақ бир хил моддadan иборат икки жисм бир-бирига текканда, албатта, электрланиш юз бермайди.)

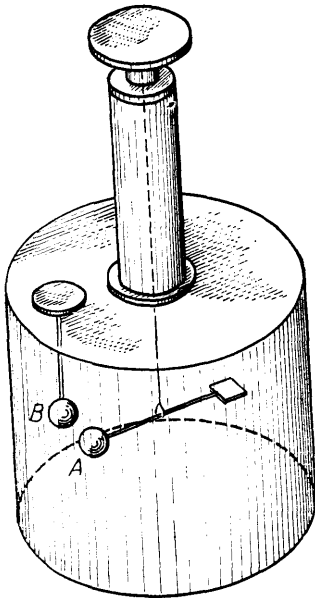
Демак, *иккита исталган турли жинсли жисмлар бир-бирларига теккизилганда, уларнинг иккаласи ҳар хил ишорали электрланади.*

Равшанки, бундай жисмлар зарядларининг миқдори ўша жисмлар хусусиятларига ва уларнинг бир-бирига тегиб турган сиртига боғлиқ.

Агар турли жинсли жисмлар бир-бирига оддий теккизиб турилган бўлса, уларда бир-бирига тегиб турган нуқталари кам ва электрланиш суст бўлади. Ишқаланишида жисмларнинг бир-бирига теккан сиртлари анча ортади ва жисмларнинг электрланиши кучаяди.

14.6- §. Электр зарядларнинг ўзаро таъсир кучи. Кулон қонуни. Электр зарядларнинг ўзаро таъсир кучини б у р а м а т а р о з и ёрдамида ўлчаш мумкин (14.5- расм). Бу асбобда иккита кичик металл шарчалар изоляцияловчи стерженларга маҳкамланган. В шарчали стержень қўзғалмас қилиб ўрнатилади, иккинчи учига посанги ўрнатилган А шарчали иккинчи стержень эса ингичка эластик ипга осиб қўйилади. Ипнинг юқори учи А ва В шарчаларни бир-бирига яқинлаштириш ва бир-биридан узоқлаштириш имконини берувчи айланувчи қопқоққа маҳкамланган. Шарчаларни зарядлаб, ипнинг буралиш бурчаги катталигига қараб зарядларнинг ўзаро таъсир кучи аниқланади. Шунини қайд қилишимиз керакки, шарчалар орасидаги тортишиш кучини эътиборга олмаслик мумкин, чунки у электр кучлардан кўп марта кичик.

Иккита берилган зарядлар учун ўзаро таъсир кучи аниқланиб, шарчалар орасида масофа ўзгартирилади. Масофа икки, уч, тўрт марта ортганда ўзаро таъсир кучи тўрт, тўққиз, ўн олти марта камаяди, яъни масофа квадратига тескари пропорционал ўзгаради. Заряд миқдорини қуйидагича ўзгартириш мумкин. Агар зарядланган шарчаларнинг бирига, масалан, В



14.5- расм.

га худди шундай учинчи зарядланмаган шарча теккизилса, q заряд улар орасида тенг тақсимланади ва B шарчада $q/2$ заряд қолади. Шундай бўлишни давом эттириш мумкин. Агар шундай усул билан шарчалардан бирининг заряд миқдори икки, тўрт марта камайтирилса, A ва B шарчалар орасидаги масофа ўзгартирилмаганда зарядларнинг ўзаро таъсир кучи ҳам шунча мартадан камаяди. Демак, ўзаро таъсир кучи ҳам шунча мартадан камаяди. Демак, ўзаро таъсир кучи ҳар бир шарчанинг зарядлари миқдорига тўғри пропорционал ўзгарар экан.

Бу хулосалар заряд жойлашган жисмлар ўлчами улар орасидаги масофадан кичик бўлгандагина тўғри бўлади. Бундай зарядлар нуқтавий зарядлар деб аталади.

Юқоридагига ўхшаш тажрибаларни биринчи марта француз физиги Ш. Кулон 1785 й. бажарди. У кашф этган қонун Кулон қонуни деб аталади: *икки нуқтавий заряднинг ўзаро таъсир кучи заряд катталиклари кўпайтмасига тўғри, улар орасидаги масофанинг квадратига тескари пропорционал ва ўша зарядларни туташтирувчи тўғри чизиқ бўйлаб йўналган:*

$$F = K \cdot \frac{q_1 q_2}{r^2}. \quad (14.1)$$

Бу ерда r — зарядлар орасидаги масофа, K — пропорционаллик коэффициент. Агар зарядлар ишораси ҳар хил бўлса, F куч тортишиш кучи ва зарядлар ишораси бир хил бўлса, итаришиш кучидан иборат бўлади.

14.7- §. Муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги. Электр зарядлар ҳамма молекулалар таркибига киради, шунинг учун зарядланган жисмларни ўраб олган муҳит ўша жисмлар орасидаги электр ўзаро таъсир кучини ўзгартириш мумкинлигини кутиш мумкин. Тажриба бу фарзани тасдиқлайди. Икки заряд орасидаги ўзаро таъсир кучи ҳавосиз фазода энг катта қийматга эга бўлар экан. Атрофдаги муҳит бу кучни доим камайтиради. Бу шуни билдирадики, (14.1) формуладаги K коэффициент ўлчов бирлигини қандай танланишига ҳамда муҳит хусусиятига боғлиқдир. Бу бўлимдаги қатор формулаларни соддалаштириш учун (14.1) даги K коэффициент СИ бирлик-

лар системасида $K=1/4\pi\epsilon_m$ деб олинади, бундаги ϵ ўлчов бирлигининг танлаб олиниши ва муҳитнинг хусусияти билан аниқланади.

Зарядлар орасидаги ўзаро таъсир кучини атрофдаги муҳитга боғлиқлигини характерловчи ϵ_m катталик ўша муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги дейилади.

Шундай қилиб, (14.1) формула қўйидаги кўринишни олади:

$$F = \frac{q_1 q_2}{4 \pi \epsilon_m r^2}. \quad (14.2)$$

ўша зарядларнинг вакуумдаги ўзаро таъсир кучи F_0 учун (14.3) формулани қўйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$F_0 = \frac{q_1 q_2}{4 \pi \epsilon_0 r^2}. \quad (14.2 a)$$

Бу ерда ϵ_0 вакуумнинг диэлектрик сингдирувчанлигини билдиради. Унинг миқдори ўлчов бирлигининг танлаб олинишига боғлиқ ва тажриба ёрдамида аниқланади. (14.2 a) ни (14.2) га бўлиб, қўйидагини оламиз:

$$\frac{F_0}{F} = \frac{\epsilon_m}{\epsilon_0} = \epsilon. \quad (14.3)$$

$\epsilon = \frac{\epsilon_m}{\epsilon_0}$ катталик муҳитнинг нисбий диэлектрик сингдирувчанлиги дейилади. Унинг қиймати доим бирдан катта бўлган сондир, чунки $\epsilon_m > \epsilon_0$. *Муҳитнинг нисбий диэлектрик сингдирувчанлиги шу муҳитдаги электр зарядларнинг ўзаро таъсир кучи вакуумдагига қараганда неча марта кичик эканлигини кўрсатади*, ϵ нинг сон қиймати тажрибадан аниқланади ва ҳисоблашларда жадваллардан олинади.

Муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги ϵ_m қўйидагича аниқланади:

$$\epsilon_m = \epsilon \epsilon_0. \quad (14.4)$$

ϵ_m нинг бу қийматини (14.2) га қўйиб, қўйидагини оламиз:

$$F = \frac{q_1 q_2}{4 \pi \epsilon \epsilon_0 r^2} \quad (14.5)$$

14.8-§. Электр бирликларининг Халқаро системаси (СИ). Электр доимийси. СИ системасида ток кучи бирлиги ампер асосий бирлик бўлганлигидан (1.9-§ га қ.) бу системада заряд бирлиги ҳосилавий бўлади ва қўйидаги формуладан келтириб чиқарилади:

$$q = It. \quad (14.6)$$

Заряд бирлиги учун:

$$q = 1 \text{ A} \cdot 1 \text{ c} = 1 \text{ A} \cdot \text{c} = 1 \text{ Кл.}$$

СИ системада заряд бирлиги учун кулон қабул қилинади. Кулон деб ток кучи 1 А бўлганда ўтказгичнинг кўндаланг ке-

сими орқали 1 с да оқиб ўтган электр зарядга айтилади. Кулон жуда катта заряд бирлигидир. Бир кулон заряд 625×10^{16} протон (электрон) зарядига тенг экан. Ўлчашлар шуни кўрсатадики (15.18-§ га қ.)

$$e_+ = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ Кл ва } e_- = -1,60 \cdot 10^{-19} \text{ Кл.}$$

(Юқорида келтирилган протонлар сони қандай топилганлигини ўйлаб кўринг.)

СИ системада ϵ_m бирлигини шундай ифодалаш мумкин:

$$\epsilon_m = \frac{q_1 q_2}{4 \pi r^2 F}; \quad \epsilon_m = \frac{1 \text{ Кл} \cdot 1 \text{ Кл}}{4 \pi \cdot 1 \text{ м}^2 (1/4 \pi) \text{ Н}} = 1 \frac{\text{ Кл}^2}{\text{ Н} \cdot \text{ м}^2}.$$

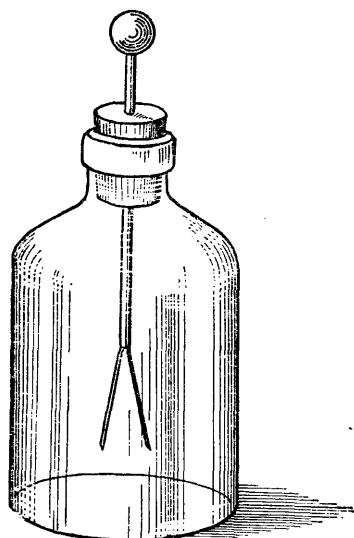
СИ системада ϵ_m бирлиги учун шундай муҳитнинг диэлектрик синдирувчанлиги қабул қилинадик, унда оралиғи бир метр бўлган ҳар бири бир кулонли икки заряд $1/4 \pi$ ньютон куч билан ўзаро таъсирлашади*. Тажрибалар ёрдамида электр доимийси учун қуйидаги қиймат топилган:

$$\epsilon_0 = \frac{1 \text{ Кл}^2}{36 \pi \cdot 10^9 \text{ Н} \cdot \text{ м}^2} = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{ Кл}^2}{\text{ Н} \cdot \text{ м}^2}. \quad (14.7)$$

14.9-§. Электроскоп. Электр зарядни қайд қилувчи асбоб электроскоп деб аталади. Энг содда электроскоп бир учига шарча, иккинчи учига эса металл заридан ясалган япроқча осилган металл стержендан тузилган бўлади (14.6-расм). Электроскоп стержени диэлектрикдан ясалган пўкак орқали ўтказилган бўлиб, япроқчаларга атрофдаги ҳаво ҳаракати таъсир

этмаслиги учун шиша ёки пластмассали идиш ичига жойланади. Агар зарядланган жисмни электроскоп шарчасига теккизилса, япроқчалар бир хил ишорали зарядланганлигидан бирор бурчак ҳосил қилиб ажралади.

Баъзи ҳолларда тажрибаларда заряд ишораси олдиндан маълум бўлган зарядланган электроскоп зарур бўлади. Бу ҳолда унга ё чармга ишқаланган шиша таёқчани (шиша мусбат зарядланган бўлади), ё жунли материалга ишқаланган эбонит таёқчани теккизиб зарядлайдилар (эбонит бу ҳолда манфий зарядланган бўлади). Бундай зарядланган электроскопдан исталган электрланган жисмнинг заряд



14.6- расм.

* СИ системасида бу бирлик метрга фарада (Ф/м) дейилади. (15.13-§ га қ.)

ишорасини аниқлашда фойдаланиш мумкин. (Буни қандай қилиш мумкинлигини ўйлаб кўринг.)

15- БОБ. ЭЛЕКТР МАЙДОН

15.1-§. Электр майдон материянинг махсус тури сифатида. Узоқдаги ҳодисалар ҳақидаги сигналларни биз доим оралиқ муҳит ёрдамида қабул қиламиз. Масалан, телефон орқали алоқа электр ўтқазгичлар воситасида нутқни узатиш ҳавода тарқалувчи товуш тўлқинлари ёрдамида амалга оширилади (ҳавосиз фазода товуш тарқалмайди). Сигналнинг юзага келиши моддий ҳодиса бўлганидан, энергияни фазонинг бир нуқтасидан иккинчи нуқтасига узатилиши билан боғлиқ бўлган сигналнинг тарқалиши фақат моддий муҳитда юз бериши мумкин.

Сигналнинг тарқалишида оралиқ муҳитнинг қатнашишини кўрсатувчи энг муҳим белги шундан иборатки, муҳит хусусиятига боғлиқ бўлган манбадан кузатувчигача сигналнинг тарқалиш тезлиги чекли бўлади. Масалан, ҳавода товуш 380 м/с га яқин тезлик билан тарқалади.

Агар табиатда сигналнинг тарқалиш тезлиги чексиз катта бўлган ҳодисалар мавжуд бўлганида эди, яъни сигнал бир жисмдан бошқасига улар орасидаги масофа ҳар қандай бўлганда ҳам бир онда етиб келса эди, бу жисмлар бир-бирларига масофада туриб, улар орасида материя бўлмаганда ҳам таъсир кўрсатиши мумкинлигини билдирар эди. Жисмларнинг бир-бирларига бундай ўзаро таъсири физикада узоқдан таъсир деб аталади. Жисмлар бир-бирларига улар орасида мавжуд бўлган муҳит орқали таъсир қилганда эса уларнинг ўзаро таъсири яқиндан таъсир дейилади. Шундай қилиб, яқиндан таъсирда жисм моддий муҳитга бевосита таъсир этади, сўнг муҳит бошқа жисмга таъсир этади.

Бир жисмнинг бошқа жисмга таъсирини оралиқ муҳит орқали узатиш учун маълум бир вақт керак, чунки моддий муҳитда ҳар қандай жараён нуқтадан нуқтага чекли ва аниқ тезлик билан узатилади. Машҳур инглиз олими Ж. Максвелл (1831—1879 йиллар) яқин таъсир назариясини математик асослаб берди. Табиатда бир онда тарқалувчи сигналлар бўлмаганидан, биз бундан кейин яқин таъсир назариясига асосланамиз.

Баъзи ҳолларда сигналларнинг тарқалиши, масалан, товушнинг ҳавода тарқалиши модда ёрдамида юз беради. Бошқа ҳолларда модда бевосита сигнал узатишда қатнашмайди, масалан, Қуёшдан ёруғлик Ерга ҳавосиз фазо орқали етиб келади. Демак, материя фақат модда кўринишидагина мавжуд бўлмас экан.

Жисмларнинг бир-бирларига таъсири ҳавосиз фазо орқали юз берадиган ҳолларда бу таъсирни узатувчи моддий муҳит

майдон деб аталади. Шундай қилиб, *материя модда кўринишида ва майдон кўринишида мавжуд бўлади*. Жисмлар орасидаги таъсир кучларнинг турига боғлиқ равишда, майдонлар ҳар хил кўринишда бўлиши мумкин. Бир жисмнинг иккинчисига таъсирини бутун олам тортишиш қонунига асосан узатувчи майдон тортишиш майдони деб аталади. *Бир қўзғалмас зарядга Кулон қонунига асосан узатувчи майдон электростатик ёки электр майдон деб аталади*.

Тажиба шуни кўрсатадики, ҳавосиз фазода электр сигналлар тахминан 300 000 км/с га тенг бўлган жуда катта, лекин чекланган тезлик билан тарқалади (27.7 § га қ.). Бу шуни исботлайдики, электр майдон модда сингари физикавий реалликдир. Майдон хусусиятини ўрганиш майдон ёрдамида энергияни масофага узатиш ва бу энергиядан кишилик эҳтиёжи учун фойдаланиш имконини яратди. Радиоалоқа, телевидение, лазерларнинг ишлаши ва бошқалар бунга мисол бўла олади. Лекин майдоннинг кўп хусусиятлари яхши ўрганилган эмас ёки ҳали номаълум. Майдоннинг физик хусусиятларини ва майдон билан модда орасидаги ўзаро таъсирни ўрганиш ҳозирги замон физикасининг энг муҳим муаммоларидандир.

Ҳар қандай q электр заряд фазода электр майдон ҳосил қилади ва шу майдон ёрдамида у бошқа зарядлар билан ўзаро таъсирлашади. *Электр майдон фақат зарядларга таъсир этади*. Шунинг учун бундай майдонни фақат бир усул билангина пайқаш мумкин: бизни қизиқтираётган фазо нуқтасига q_c синаш зарядини киритиш керак. Агар бу нуқтада майдон бўлса, q_c га электр куч таъсир этади.

Майдонни синаш заряди билан ўрганишда, у ўрганилаётган майдонни ўзгартирмайди деб ҳисоблаймиз. Бу шуни билдирадики, *майдонни ҳосил қилувчи зарядларга қараганда синаш зарядининг миқдори жуда кичик бўлиши керак*. *Синаш заряди сифатида мусбат заряддан фойдаланиш қабул қилинган*.

Кулон қонунига кўра, электр зарядлар ўзаро таъсир кучларининг абсолют қиймати улар орасидаги r масофанинг ортиши билан камаяди, лекин ҳеч вақт бутунлай йўқ бўлиб кетмайди. Бу шуни кўрсатадики, назарий жиҳатдан электр заряднинг майдони чексизликка қадар чўзилади. Лекин амалда синаш зарядига сезиларли куч таъсир этган жойдагина майдон мавжуд деб ҳисоблаймиз.

Яна шуни қайд қиламизки, заряд ҳаракатланганда у билан бирга унинг майдони ҳам ҳаракатланади. Заряд шунчалик узоқлашсаки, фазонинг бирор нуқтасидаги синаш зарядига амалда электр куч таъсир этмай қолса, ҳақиқатда майдон фазонинг бошқа нуқтасига кўчган бўлса-да, биз майдон йўқолди деймиз.

15.2- §. Электр майдоннинг кучланганлиги. Майдоннинг бирор нуқтасида нуқтавий q электр заряд жойлаштирилган бўлсин (15.1-расм). У ҳолда атрофдаги муҳитнинг ҳар бир нуқ-

тасида синаш зарядига электр куч таъсир этади. Шунинг учун заряд атрофидаги майдон баъзан куч майдони деб аталади.

Синаш зарядига электр майдоннинг турли нуқталарида таъсир этаётган кучлар миқдор ва йўналиши билан фарқланади (15.1-расм). Шунинг учун электр заряд ҳосил қилган майдоннинг ис-талган нуқтасининг куч характеристикасини киритиш мақсадга мувофиқдир. Кулон қонунидан кўринишича F куч шундай характеристика сифатида хизмат қила олмайди, чунки майдоннинг кўрилатган нуқтаси учун бу q_c синаш заряди миқдорига тўғри пропорционалдир

$$F = E \cdot q_c. \quad (15.1)$$

(15.1) формуладаги E пропорционаллик коэффициентини майдоннинг ҳар бир нуқтаси учун ўзгармасдир ва ўша нуқтанинг куч характеристикаси бўлиб хизмат қилиши мумкин.

Электр майдон нуқтасининг E куч характеристикаси майдоннинг кучланганлиги деб аталади. У майдоннинг берилган нуқтасига киритилган бирлик мусбат зарядга майдон томонидан таъсир этувчи куч билан ўлланади.

Майдоннинг кучланганлиги вектор катталиқ бўлиб, унинг йўналиши майдоннинг берилган нуқтасидаги мусбат q_c зарядга (расмда $q_{пр}$ орқали белгиланган) таъсир этувчи F кучнинг йўналишига мос келади, бу векторнинг модули эса

$$E = F/q_c \quad (15.2)$$

ифода билан аниқланади.

(15.2) дан E нинг ўлчов бирлигини келтириб чиқариш мумкин:

$$E = \frac{1\text{Н}}{1\text{Кл}} = 1 \frac{\text{Н}}{\text{Кл}} = 1 \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{А} \cdot \text{с}^3}.$$

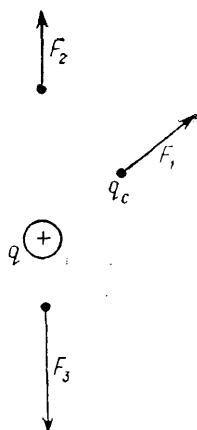
СИ системасида электр майдон кучланганлиги бирлиги учун электр майдоннинг шундай нуқтасидаги кучланганлик қабул қилинадики, унда 1 Кл га тенг зарядга 1 Н куч таъсир этади¹.

Электр майдоннинг кучланганлиги ўша майдонни ҳосил қилувчи зарядлар миқдори ва ўрни билан аниқланади ва ҳар бир нуқта учун назарий ҳисобланиши мумкин. Яққаланган нуқтавий q заряд майдони учун бунни қандай қилиш мумкинлигини кўрсатамиз. Нуқтавий зарядларнинг (q ва q_c) ўзаро таъсири учун

$$F = \frac{q \cdot q_c}{4 \pi \epsilon_0 r^2}.$$

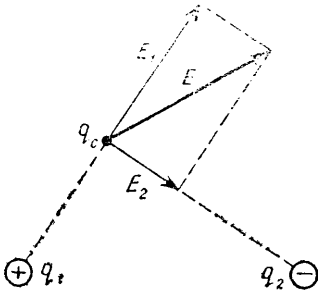
$E = F/q_c$ бўлгани сабабли

¹ СИ системада бу бирлик метрга вольт (В/м) деб аталади, 15.7-§ га қ.



15.1- расм.

$$E = \frac{q}{4 \pi \epsilon_M r^2}. \quad (15.3)$$



15.2- расм.

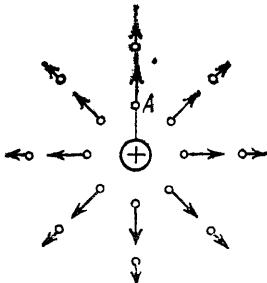
(15.3) дан E векторнинг фақат сон қийматини топиш мумкин, у майдоннинг танлаб олинган нуқта-сини нуқтавий q заряд билан туташтирувчи тўғри чизиқ бўйлаб йўналишга мос келади. Агар майдонни бир неча заряд ҳосил қилса, майдоннинг бирор нуқтасидаги E кучланганлик шу нуқтада ҳар

бир заряд томонидан алоҳида ҳосил қилинган кучланганликларнинг геометрик йиғиндиси сифатида аниқланади (15.2-расм).

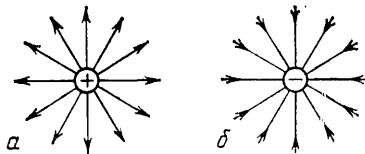
15.3- §. Электр майдоннинг кучланганлик чизиқлари. q заряд атрофидаги фазода электр майдонни ифодалаш учун кучланганлик векторларидан фойдаланиш мумкин (15.3-расм). Ифодалашнинг бундай усули кўп вақтни талаб қилади ва доим қулай эмасдир. Фарадей майдонни куч чизиқлари билан ифодалашни таклиф этди, бундан кейин биз уларни кучланганлик чизиқлари деб атаймиз. Бундай чизиқлардан бири A нуқтадан шундай ўтказилганки, E вектор шу чизиқ бўйлаб йўналган бўлади. Шундай усул билан q заряддан қатор тўғри чизиқлар ўтказиб, кучланганлик чизиқлари ёрдамида майдон тасвирини оламиз (15.4-расм).

Мусбат ва манфий зарядлар майдонларининг тасвирларини фарқлаш учун кучланганлик чизиқларининг йўналиши E кучланганлик векторининг йўналиши билан мос келади деб ҳисобланади. У ҳолда мусбат ва манфий зарядлар майдонларининг куч чизиқлари йўналиши фарқли бўлади (15.4-а, б расмлар).

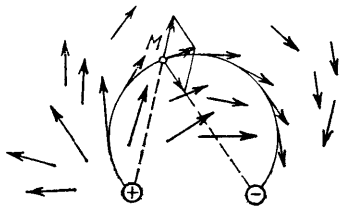
Майдон бир неча зарядлар, масалан, икки заряд томонидан ҳосил қилинса, кучланганлик чизиқларини ўтказиш анча қийинлашади. Кўп ҳолларда чизиқнинг ҳар бир нуқтасида тасвирланган кучланганлик векторлари чизиқ устида тўла ётадиган қилиб



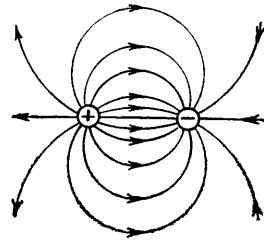
15.3- расм.



15.4- расм.



15.5- расм.



15.6- расм.

танлаш мумкин эмас. Лекин эгри чизиқни ҳар доим шундай ўтказиш мумкинки, кучланганлик векторлари ҳамма ерда унга уринма бўлади. Бундай чизиқлардан бири 15.5- расмда M нуқта орқали ўтказилган. (Нима учун майдоннинг ҳар бир нуқтаси орқали кўрсатилган усул билан фақат биргина чизиқ ўтказиш мумкинлигини ўйлаб кўринг.)

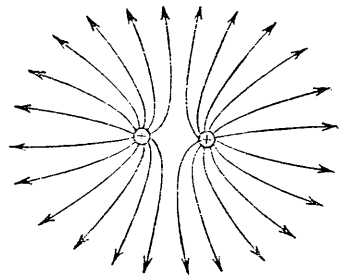
Шундай қилиб, *кучланганлик чизиғи деб шундай чизиққа айтиладики, майдоннинг кучланганлик векторлари унинг ҳар бир нуқтасида уринмалар бўйлаб йўналади.* (15.6 ва 15.7- расмларда миқдор жиҳатидан тенг, қарама-қарши ва бир хил ишорали зарядларнинг майдонлари кучланганлик чизиқлар билан тасвирланган.

Майдонни график усул билан тасвирлашда шуни эсда тутиш керакки, электр майдоннинг кучланганлик чизиқлари:

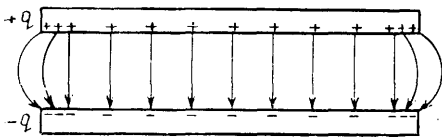
- 1) бир-бирлари билан ҳеч қаерда кесишмайди;
- 2) мусбат зарядда (ёки чексизликда) бошланади ва манфий зарядда (ёки чексизликда) тугайди, яъни берк бўлмаган чизиқлардан иборат;
- 3) зарядлар оралиғида ҳеч қаерда узилмайди.

Майдон кучланганлиги катта бўлган ерларда бу чизиқлар зичроқ чизилиши шартлашилган бўлса, кучланганлик чизиқлар билан ифодаланган майдон тасвири аниқроқ бўлади. Демак, кучланганлик чизиқларининг зичлиги E нинг катталигига пропорционал бўлиши керак. Ҳисоблашларда шартли равишда *кучланганлик чизиқларига перпендикуляр жойлашган бирлик сирт орқали, ўша сирт жойлашган ердаги E нинг сон қийматига тенг бўлган чизиқлар миқдори ўтади,* деб қабул қилинади. (15.6 ва 15.7- расмларда қаерда кучланганлик катта ва ҳар бир расмда ихтиёрий танлаб олинган уч нуқтада кучланганлик векторларнинг йўналиши қандай бўлишини ўйлаб кўринг).

15.4- §. Бир жинсли майдон.
Сирт заряд зичлиги. Иккита



15.7- расм.



15.8- расм.

бир хил металл пластинкаларини оламиз ва уларни 15.8- расмда кўрсатилганидек бир-бирларига параллел қилиб жойлаймиз. Агар пластинкалардан бирига $+q$, иккинчисига эса $-q$ заряд берилса, улар орасида электр майдон ҳосил бўлади.

Агар пластинкалар орасидаги масофа уларнинг чизиқли ўлчамларидан кичик бўлса, бу майдоннинг кучланганлик чизиқлари параллел бўлади.

Пластинкалар орасидаги кучланганлик чизиқларининг зичлиги ҳамма ерда бир хил ва

$$E = \text{const} \quad (15.4)$$

эканлигини аниқ исботлаш мумкин.

Ҳамма нуқталарида кучланганлик векторлари бир хил бўлган электр майдон бир жинсли майдон деб аталади. Шунини қайд қиламизки, пластинкалар орасидаги фазонинг ўртасидагина майдон бир жинсли ҳисобланиши мумкин, чунки пластинка четларида майдоннинг турли нуқталарида E вектор бир хил бўлмайди.

Ўзаро тортишиш натижасида кўрилаётган ҳолда ҳамма зарядлар пластинкаларнинг фақат ички сиртларига жойлашади. Заряднинг сирт бўйлаб тақсимланишини характерловчи σ катталик сирт заряд зичлиги деб аталади. Сирт бўйлаб текис тақсимланган сирт заряд зичлиги ўша сиртнинг бирлик юзига мос келувчи электр миқдори билан ўлчанади:

$$\sigma = \frac{q}{S}. \quad (15.5)$$

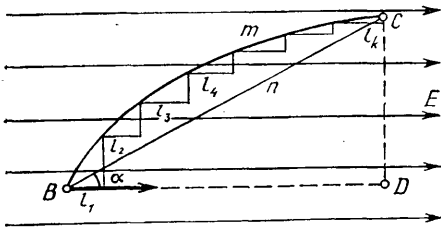
σ нинг ўлчов бирлигини келтириб чиқарамиз:

$$\sigma = \frac{1 \text{ Кл}}{1 \text{ м}^2} = 1 \frac{\text{Кл}}{\text{м}^2} = 1 \frac{\text{А} \cdot \text{с}}{\text{м}^2}.$$

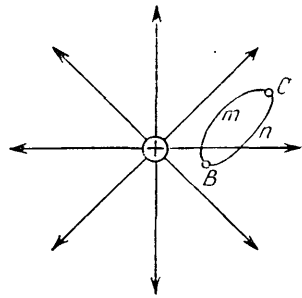
СИ системасида σ нинг бирлиги учун 1 м^2 юзга 1 Кл заряд текис тақсимлангандаги сирт заряд зичлиги қабул қилинади. Бу бирлик жуда катта эканини қайд қиламиз (14.8- § га қ.).

Яна шунини айтиш керакки, металл пластинкалар четида бир ишорали зарядларнинг итарилиши туфайли, заряд зичлиги пластинкалар марказидагига қараганда каттадир. Агар пластинкалар оралиғидаги масофа уларнинг чизиқли ўлчамидан кичик бўлса, пластинка қирраларидан узоқда зарядлар зичлиги ўзгармас бўлади деб ҳисоблаш мумкин.

15.5- §. Заряд кўчиришда электр майдон кучларининг бажарган иши. Заряднинг потенциал энергияси. Бир жинсли ($E = \text{const}$) электр майдонда q зарядни бир жойдан иккинчисига кўчирилганда электр кучларининг бажарган ишини қандай топиш



15.9- расм.



15.10- расм.

мумкинлигини аниқлаймиз: q заряд бир жинсли электр майдоннинг B нуқтасида жойлашган бўлсин (15.9- расм).

Бажарилган иш кучининг масофага ва улар орасидаги бурчакнинг косинусига кўпайтмасига тенг эканлиги механикадан маълум. Шунинг учун электр кучларнинг q зарядни C нуқтага BnC тўғри чизиқ бўйлаб кўчиришда бажарган иши қуйидагича ифодаланади:

$$A_{BnC} = F \cdot BC \cdot \cos \alpha = qE \cdot BC \cdot \cos \alpha.$$

$BC \cdot \cos \alpha = BD$ бўлганидан (15.9- расмга қ.) қуйидагига эга бўламиз:

$$A_{BnC} = qE \cdot BD.$$

q зарядни C нуқтага BDC йўл орқали кўчиришда майдон кучларининг бажарган иши BD ва DC кесимдаги ишларнинг йиғиндисига тенг, яъни:

$$A_{BDC} = A_{BD} + A_{DC} = qE \cdot BD + qE \cdot DC \cdot \cos 90^\circ.$$

$\cos 90^\circ = 0$ бўлганидан, DC участкада майдон кучларининг иши нолга тенг. Шунинг учун

$$A_{BDC} = qE \cdot BD.$$

Демак, заряд кучланганлик чизиғи бўйлаб, сўнг унга перпендикуляр кўчганда, майдон кучлари заряд фақат майдоннинг кучланганлиги чизиқлари бўйлаб ҳаракат қилгандагина иш бажаради.

Энди эгри чизиқли BmC участкада майдон кучларининг иши нимага тенг бўлишини аниқлаймиз. Бу участкани шундай кичик бўлақларга тақсимлаймизки, уларнинг ҳар бирини тўғри чизиқ деб қабул қилиш мумкин бўлсин (15.9- расмга қ.). Юқорида исботланганидек, бундай ҳар бир участкада бажарилган иш кучланганлик чизигининг тегишли l_i кесмадаги ишга тенг бўлади. У ҳолда BmC йўлдаги ҳамма иш l_1 , l_2 ва ҳ. к. кесмалардаги ишларнинг йиғиндисига тенг бўлади. Демак,

$$A_{BmC} = qE \cdot (l_1 + l_2 + \dots + l_k).$$

Қавс ичидаги йигинди BD га тенг бўлганидан

$$A_{BmC} = qE \cdot BD.$$

Шундай қилиб, бир жинсли электр майдонда электр кучларнинг бажарган иши йўл шаклига боғлиқ бўлмаслигини исбот қилдик. (Масалан, q заряд B ва C нуқталар орасида кўчирилганда, ҳамма ҳолларда бу иш $qE \cdot BD$ га тенг.) Бир жинсли бўлмаган майдон учун ҳам бу хулоса тўғри эканлигини исбот қилиш мумкин. Демак, электр майдонни ҳосил қилувчи электр зарядларнинг фазода тақсимланиши вақт ўтиши билан ўзгармаса, майдон кучлари консерватив кучлар бўлади (6.8- § га қ.).

BnC ва BmC участкаларда майдон кучларининг бажарган ишлари бир хил бўлганидан (15.10- расм), майдон кучларининг берк йўлдаги иши нолга тенг бўлади. Ҳақиқатан ҳам, агар майдон кучларининг BmC участкадаги иши мусбат бўлса, CnB участкада у манфийдир. Демак, электр кучларнинг берк контур бўйлаб бажарган иши доим нолга тенг.

Фақат консерватив кучлар таъсир этгандагина, иш энергия ўзгаришининг ягона ўлчови бўла олади. Консерватив кучлар майдони, яъни иш йўл шаклига боғлиқ бўлмаган майдон потенциал майдон деб аталади. Тортишиш майдони ва электр майдон потенциал майдонга мисол бўла олади.

Электр майдон кучлари консерватив бўлгани учун зарядни B нуқтадан C нуқтага кўчиришда бундай майдоннинг бажарган иши (15.10- расмга қ.) электр майдондаги заряд потенциал энергиясининг ўзгариш ўлчови бўлиб хизмат эта олади. Агар заряднинг B нуқтадаги потенциал энергиясини Π_B , C нуқтадаги энергиясини эса Π_C орқали белгиласак, у ҳолда

$$A_{BC} = \Pi_B - \Pi_C. \quad (15.6)$$

Умумийроқ ҳолда, агар электр майдонда заряд потенциал энергияси Π_1 бўлган 1 нуқтадан, потенциал энергияси, Π_2 га тенг бўлган 2 нуқтага кўчса, майдон кучларининг иши

$$A_{12} = \Pi_1 - \Pi_2 = -(\Pi_2 - \Pi_1) = -\Delta \Pi_{21}$$

бўлади, бу ерда $\Delta \Pi_{21} = \Pi_2 - \Pi_1$ заряднинг 1 нуқтадан 2 нуқтага кўчгандаги потенциал энергияси ор т т и р м а с и д и р.

Демак,

$$A_{12} = -\Delta \Pi_{21}. \quad (15.6a)$$

(15.6 a) формуладан кўриниб турибдики, A_{12} ва $\Delta \Pi_{21}$ доим қарама-қарши ишорага эга.

Ҳақиқатан ҳам, агар q заряд майдон кучи таъсирида кўчаётган бўлса (яъни майдон кучларининг A_{12} иши мусбат), бу ҳолда заряднинг потенциал энергияси камаяди (яъни $\Pi_2 < \Pi_1$ ва потенциал энергиянинг $\Delta \Pi_{21}$ ўсиши манфий). Агар заряд майдон кучларига қарши йўналишда кўчаётган бўлса ($A_{12} < 0$) заряднинг потенциал энергияси ортади ($\Pi_{21} > 0$).

(15.6) формуладан кўриниб турибдики, ишни ўлчаш ёрдамида

майдоннинг икки B ва C нуқталари орасида фақат q заряднинг потенциал энергиясининг ўзгаришинигина билиш мумкин, лекин майдоннинг бирор нуқтасида унинг потенциал энергияси катта-лигини бир қийматли аниқлашга имкон берувчи усуллар йўқдир. Бу аниқсизликни бартараф этиш учун, майдоннинг исталган ихтиёрий танланган нуқтасидаги потенциал энергияни шартли равишда нолга тенг деб қабул қилиш мумкин. У ҳолда ҳамма бошқа нуқталарда потенциал энергия энди бир қийматли аниқланадиган бўлади. *Майдонни ҳосил қилувчи зарядланган жисмдан чексиз узоқликда жойлашган нуқтадаги заряднинг потенциал энергияси нолга тенг деб қабул қилиш шартлашилган:*

$$P_{\infty} = 0. \quad (15.7)$$

Унда q заряднинг B нуқтадан чексизликка кўчиш ҳоли учун кўйидагини оламиз:

$$A_{B\infty} = P_B - P_{\infty} = P_B. \quad (15.7a)$$

Демак, бундай ҳолда, *майдоннинг бирор нуқтасида жойлашган заряднинг потенциал энергияси берилган зарядни ўша нуқтадан чексизликка кўчирилганда майдон кучларининг бажарган ишига миқдор жиҳатдан тенг бўлади.* Шундай қилиб, агар майдон мусбат заряд томонидан ҳосил қилинган бўлса, ўша майдоннинг бирор нуқтасида жойлашган бошқа мусбат заряднинг потенциал энергияси мусбат бўлади, агар майдон манфий заряд томонидан ҳосил қилинган бўлса бу майдондаги мусбат заряднинг потенциал энергияси манфий бўлади. Электр майдонга жойлашган манфий заряд учун ҳаммаси аксинча бўлади. (Нима учун шундай бўлишини ўйлаб кўринг.)

Майдон бир неча зарядлар томонидан ҳосил қилинган бўлса, бундай майдоннинг қандайдир B нуқтасига жойлашган q заряднинг потенциал энергияси ҳар бир заряд майдони (B нуқтада) алоҳида ҳосил қилган энергияларининг алгебраик йиғиндисига тенг бўлади. Фазонинг ҳар бир нуқтасида алоҳида зарядларнинг электр майдонларининг кучланганликлари ҳам (геометрик) қўшилишини эслаймиз. Демак, агар фазода бир вақтда бир неча зарядлар майдони мавжуд бўлса, бу майдонлар бир-бирларига оддий қўшилади. Майдонларнинг бундай хусусияти с у п е р п о з и ц и я деб аталади.

Яна шуни қайд қиламизки, *электротехникада кўп ҳолларда Ерда жойлашган заряднинг потенциал энергияси нолга тенг деб қабул қилинади.* Бу ҳол майдоннинг бирор B нуқтасидаги заряднинг потенциал энергияси ўша зарядни B нуқтадан Ернинг сиртга кўчиришда майдон кучларининг бажарган ишига миқдор жиҳатдан тенг бўлади.

15.6-§. Потенциал. Потенциаллар фарқи ва кучланиш. Эквивипотенциал сиртлар. Олдинги параграфда электр заряднинг потенциал энергияси унинг электр майдондаги ҳолатига боғлиқ бўлиши аниқланган эди. Шунинг учун электр майдон нуқта-

ларининг энергетик характеристикасини киритиш мақсадга мувофиқдир.

Электр майдондаги q зарядга таъсир этувчи куч q заряд миқдорига тўғри пропорционал бўлганлиги учун, заряд кўчганда майдоннинг бажарган иши ҳам q заряднинг миқдорига тўғри пропорционал бўлади. Демак, электр майдоннинг ихтиёрий V нуқтасидаги заряднинг потенциал энергияси ҳам ўша заряд миқдорига тўғри пропорционал бўлади:

$$\Pi_B = \Phi_B q. \quad (15.8)$$

Пропорционаллик коэффициенти Φ_B майдоннинг ҳар бир нуқтаси учун ўзгармас бўлиб қолади ва майдоннинг ўша нуқтасининг энергетик характеристикаси хизматини ўташи мумкин.

Берилган нуқтадаги электр майдоннинг энергетик характеристикаси ўша нуқтадаги майдоннинг потенциали деб аталади. Потенциал майдоннинг ўша нуқтасида жойлашган бирлик мусбат заряднинг потенциал энергияси билан ўлчанади:

$$\Phi_B = \frac{\Pi_B}{q}. \quad (15.8a)$$

15.5-§ га кўра, электр майдон потенциали бирлик мусбат зарядни кўрилайётган нуқтадан чексизликка кўчиришда майдон кучларининг бажарган ишига миқдор жиҳатдан тенг бўлади. (Айтилганлар қандай ҳолда тўғри эканлигини ўйлаб кўринг.)

Берилган нуқтадаги майдон потенциали назарий ҳисобланиши мумкин. У майдонни ҳосил қилаётган зарядларнинг миқдори ва ўрни билан ҳамда атрофдаги муҳит билан белгиланади. Бундай ҳисоблашлар мураккаб бўлганидан биз уларни келтирмаймиз. Фақат бундай ҳисоблашлар натижасида q нуқтавий заряд майдонининг потенциали учун чиқарилган формулани келтира-
миз.

Агар q зарядда потенциали ҳисобланаётган 1 нуқтага қадар масофани r_1 билан белгиланса (15.11-расм), у ҳолда бу нуқтадаги потенциал

$$\Phi_1 = \frac{q}{4\pi\epsilon_m r_1} \quad (15.9)$$

бўлишини кўрсатиш мумкин. Шар сиртида текис тақсимланган q заряд томонидан шардан ташқарида жойлашган ҳамма нуқталардаги майдон потенциали ҳам юқоридаги формула билан ҳисобланишини айтиб ўта-
миз. Бу ҳолда r_1 шар марказидан 1 нуқтагача бўлган масофани белгилайди. ((15.9) формула асосида ҳисоблаганда потенциал қайси вақтда мусбат ва қайси вақтда манфий бўлишини ўйлаб кўринг.)

Шунга эътибор бериш керакки, мусбат заряднинг майдон потенциали заряддан узоқлашганда кама-
яди, манфий заряд потенциали эса — ортади. Потенциал скаляр катталиқ бўлгани учун,

майдон кўп зарядлар томонидан ҳосил қилинганда, майдоннинг исталган нуқтасидаги потенциал ўша нуқтада ҳар бир заряднинг алоҳида ҳосил қилган потенциалларининг алгебраик йиғиндисига тенг бўлади.

Майдон кучининг ишини потенциаллар фарқи ёрдамида ифодалаш мумкин. Заряд 1 ва 2 нуқталар оралиғида кўчганда бажарилган иш (15.11-расмга қаранг) (15.6 а) формула билан аниқланишини эслаймиз:

$$A_{12} = -\Delta\Pi_{21} = -(\Pi_2 - \Pi_1).$$

Ўрни (15.8) формуладаги унинг қиймати билан алмаштириб қуйидагини оламиз:

$$A_{12} = -(\varphi_2 q_c - \varphi_1 q_c) = -q_c (\varphi_2 - \varphi_1) = -q_c \Delta\varphi.$$

Лекин бундан қуйидагича ҳам ёзиш мумкин:

$$A_{12} = q_c (\varphi_1 - \varphi_2).$$

$(\varphi_1 - \varphi_2)$ потенциаллар фарқи 1 ва 2 нуқталар орасидаги кучланиш деб аталади ва U_{12} билан белгиланади. Шундай қилиб,

$$A_{12} = q_c U_{12}.$$

Индексларни тушириб қолдирсак,

$$A = qU. \quad (15.10)$$

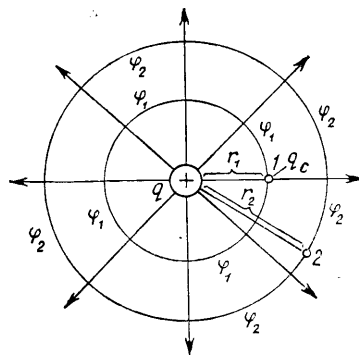
Демак, майдоннинг икки нуқтаси орасидаги q зарядни кўчиришда майдон кучларининг бажарган иши ўша нуқталар орасидаги кучланишга тўғри пропорционал.

(15.10) дан кучланиш бирлигини келтириб чиқарамиз:

$$U = \frac{A}{q}; \quad U = \frac{1\text{Ж}}{1\text{Кл}} = 1 \frac{\text{Ж}}{\text{Кл}} = 1 \frac{\text{кг}\cdot\text{м}^2}{\text{с}^3\cdot\text{А}} = 1\text{В}.$$

СИ системада кучланишнинг ўлчов бирлиги қилиб вольт қабул қилинади. Вольт деб майдоннинг икки нуқтаси орасидаги шундай кучланишга айтиладики, 1 Кл зарядни майдоннинг бир нуқтасидан иккинчисига кўчиришда майдоннинг бажарган иши 1 Ж бўлади. Шунини қайд қиламизки, амалда зарядлар доим майдоннинг маълум икки нуқтаси орасида кўчади, шунинг учун кўпинча алоҳида нуқталарнинг потенциалларини эмас, балки улар орасидаги кучланишни билиш муҳимдир.

(15.9) формуладан кўриниб турибдики, q нуқтавий заряддан r_1 масофада жойлашган ҳамма майдон нуқталарида (15.11-расмга қ.), φ_1 потенциал бир хил бўлади. Бу нуқталар q нуқтавий



15.11- расм.

заряд жойлашган нуқта атрофида r_1 радиусли сферанинг сиртида жойлашган.

Ҳамма нуқталарда бир хил потенциалга эга бўлган сирт эквипотенциал сирт деб аталади (латинча «экви» — тенг). Бундай сиртларнинг φ_1 ва φ_2 потенциаллар билан кесишган нуқталари 15.11-расмда доирачалар билан кўрсатилган. Эквипотенциал сирт учун қуйидаги ифода ўринлидир:

$$\varphi = \text{const.} \quad (15.11)$$

Электр майдоннинг кучланганлик чизиқлари эквипотенциал сиртларга доим тик бўлар экан. Бу шуни билдирадики, заряд эквипотенциал сирт бўйлаб ҳаракатланганда майдон кучларининг иши нолга тенг бўлади. (Бу хулосани (15.10) формуладан ҳам келиб чиқишини кўрсатинг.)

q заряд кўчганда майдон кучларининг бажарган иши йўл боши ва охиридаги потенциаллар фарқи билан аниқланганлиги учун q заряд (потенциаллари φ_1 ва φ_2 бўлган) бир эквипотенциал сиртдан иккинчисига кўчганда бажарилган иш йўл шаклига боғлиқ бўлмайди ва $A = q(\varphi_1 - \varphi_2)$ бўлади.

Бундан кейин шуни эсда тутиш керакки, майдон кучлари таъсирида мусбат зарядлар доим катта потенциалдан кичигига томон силжийди, манфийлари эса — аксинча.

15.7- §. Майдон кучланганлиги билан кучланиш орасидаги боғланиш. Потенциал градиенти. Бир жинсли майдонда кучланганлик ва потенциаллар фарқи орасидаги боғланишни топа-миз.

Пластинкалар орасидаги кучланиш (15.12-расм).

$$U = \varphi_1 - \varphi_2$$

бўлсин. U ҳолда q_c синаш заряди бир пластинкадан иккинчисига кўчганда майдон

$$A = q_c U \quad (15.12)$$

иш бажаради. Бу ишни яна F электр кучнинг d масофага кўпайт-маси билан ифодалаш мумкин:

$$A = Fd = q_c E d. \quad (15.13)$$

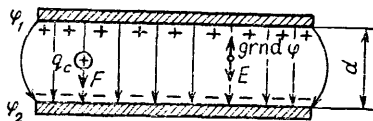
(15.12) ва (15.13) формулаларнинг ўнг томонларини тенглашти-риб, қуйидагини оламиз:

$$E = U/d = (\varphi_1 - \varphi_2)/d. \quad (15.14)$$

Демак, бир жинсли майдоннинг кучланганлиги миқдор жиҳатдан кучланганлик чизигининг узунлик бирлигидаги потенциал ўзга-ришига тенг. Шунинг учун, (15.14) формулага кўра, СИ система-да кучланганликнинг ўлчов бирлиги метрга вольт (В/м) деб аталади. Ҳақиқатан ҳам,

$$E = \frac{U}{d}; \quad E = \frac{1 \text{ В}}{1 \text{ м}} = 1 \frac{\text{В}}{\text{м}}.$$

$\left(1 \frac{\text{В}}{\text{м}} = 1 \frac{\text{Н}}{\text{Кл}}\right)$ эканлигини қандай кўрсатиш мумкинлигини ўйлаб кўринг (15.2- § га қ.). Майдон кучланганлигини потенциалнинг ўзгариши $\Delta\varphi$ орқали ифодалаб, (15.14) дан қуйидагини оламиз:



15.12- расм.

$$E = - \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{d} = - \frac{\Delta\varphi}{d}. \quad (15.14a)$$

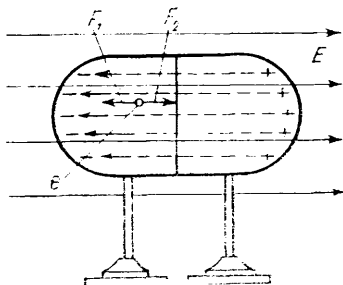
Бир жинсли майдон кучланганлик чизиғининг узунлик бирлигида потенциал ўзгариши потенциал градиенти деб аталади ва $\text{grad}\varphi$ билан белгиланади. Градиентни потенциалнинг энг кўп ўсиш томонига қараб йўналган вектордан иборат деб қараб, майдоннинг ҳар бир нуқтасида кучланганлик ва потенциал градиенти векторлари қарама-қарши томонларга йўналган эканлигини аниқлаш осон (15.12- расмга қ.): $E = -\text{grad}\varphi$. Бу фикр бир жинсли бўлмаган майдон учун ҳам тегишли эканини исботлаш осон. Бу ҳолда кучланганлик чизиқларининг бир узунлик бирлигига потенциалнинг энг кўп ўзгариши мос келувчи майдон нуқталарида кучланганлик катта бўлади. Буни қисқа шундай ифодалаш мумкин: қаерда потенциал тезроқ ўзгарса, ўша ерда майдон кучлироқ бўлади.*

15.8- §. Электр майдондаги ўтказгич. Ўтказгичларнинг хараakterли хусусияти шундан иборатки, уларда доим катта миқдорда ҳаракатчан заряд ташувчилар, яъни эркин электронлар ёки ионлар мавжуд бўлади.

Ўтказгич ичида бу заряд ташувчилар, умуман айтганда, тартибсиз ҳаракатланади. Лекин борди-ю, ўтказгичда электр майдон бўлса, ҳаракатчан ташувчилар электр кучлар таъсир этаётган томонга қараб тартибли ҳаракатланади. Ҳаракатчан заряд ташувчиларнинг ўтказгичдаги майдон таъсирида бир томонга йўналган ҳаракати доим шундай содир бўладикки, бунда ўтказгич ичидаги майдон сусаяди. Ўтказгичда ҳаракатчан заряд ташувчилар сони катта бўлганлиги учун (1 см³ металлда 10²² га яқин эркин электронлар бўлади), улар майдон таъсирида ўтказгич ичида майдон йўқ бўлиб кетгунга қадар ҳаракатланади. Буни қандай бўлишини батафсилроқ тушунтирамиз.

Бир-бирига қаттиқ сиқилган икки қисмдан иборат металл ўтказгич ташқи E электр майдонга жойлаштирилган бўлсин (15.13- расм). Бу ўтказгичдаги эркин электронларга чапга, яъни майдоннинг кучланганлик векторига қарама-қарши йўналган F_1

*) Бир жинсли бўлмаган майдонда $\text{grad}\varphi = \frac{\Delta\varphi}{\Delta r}$ потенциалнинг ($\Delta\varphi$) кучланганлик чизиғининг жуда кичик Δr кесимдаги ўзгариши билан аниқланадиги, бу кесим узунлигида майдонни бир жинсли деб ҳисоблаш мумкин.



15.13- расм.

қи майдон йўналишига тескари йўналган ва ўтказгич ичида қолган ҳар бир эркин электронга ўнг томонга йўналган F_2 куч билан таъсир этади.

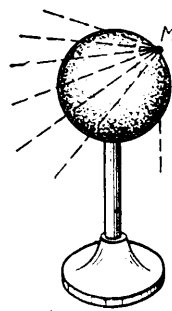
Аввал F_1 куч F_2 кучдан катта ва уларнинг тенг таъсир этувчиси чапга йўналган бўлади. Шунинг учун электронлар ўтказгич ичида чап томонга силжишни давом эттиради, ички майдон эса аста-секин кучая боради. Ўтказгичнинг чап ичида етарли миқдорда кўп эркин электронлар тўпланганда (улар ҳар ҳолда эркин электронлар умумий сонининг жуда кам қисмини ташкил этади,) F_2 куч F_1 кучга тенглашади ва уларнинг тенг таъсир этувчиси нолга тенг бўлади. Шундан кейин ўтказгич ичида қолган эркин электронлар энди фақат тартибсиз ҳаракатлана бошлайди. Мана шунинг ўзи ўтказгич ичидаги майдон кучланганлиги нолга тенглигини, яъни ўтказгич ичида майдон йўқолганлигини билдиради.

Шундай қилиб, ўтказгич электр майдонга тушганда шундай электрланадики, бунда унинг бир учига мусбат заряд, иккинчи учига эса шундай катталикдаги манфий заряд ҳосил бўлади. Бундай электрланиш электростатик индукция ёки таъсир орқали электрланиш деб аталади. Бу ҳолда ўтказгичнинг фақат хусусий электронлари қайта тақсимланишини қайд қилиб ўтамыз. Шунинг учун агар бундай ўтказгич майдондан узоқлаштирилса, унинг мусбат ва манфий зарядлари ўтказгичнинг бутун ҳажми бўйлаб қайта текис тақсимланади ва у электр жиҳатдан нейтрал бўлиб қолади.

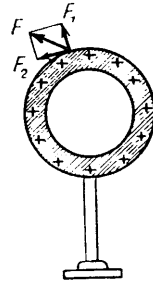
Таъсир орқали электрланган ўтказгичнинг қарама-қарши учларида ҳақиқатан ҳам тенг миқдорда қарама-қарши ишорали зарядлар борлигига ишонч ҳосил қилиш осон. Бу ўтказгични икки қисмга бўлиб (15.13- расмга қ.), сўнгра уларни майдондан узоқлаштирамиз. Ўтказгичнинг ҳар бир қисмини алоҳида электроскопга улаб, улар зарядланган эканлигига ишонч ҳосил қиламиз. (Бу зарядлар қарама-қарши ишорали зарядга эга эканлигини қандай кўрсатиш мумкинлигини ўйлаб кўринг.) Агар иккала қисмини бирлаштириб, битта ўтказгич ҳосил қилсак, зарядлар нейтраллашганини сезамиз. Демак, бирлаштиргунга қадар ўтказгичларнинг ҳар икки қисмидаги зарядлар миқдори тенг экан.

Ўтказгични таъсир орқали электрлаш вақти шунчалик кичикки, ўтказгичда зарядлар мувозанати амалда бир онда юз беради. Бунда ўтказгич ичида кучланганлик ва демак, потенциал градиенти ҳамма ерда нолга тенг бўлади. У ҳолда ўтказгич ичидаги исталган икки нуқта учун қуйидаги муносабат тўғри бўлади:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = 0, \text{ яъни } \varphi_1 = \varphi_2.$$



15.14- расм.



15.15- расм.

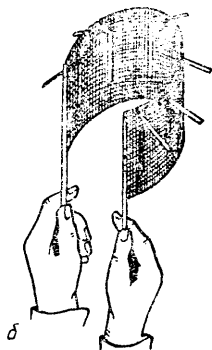
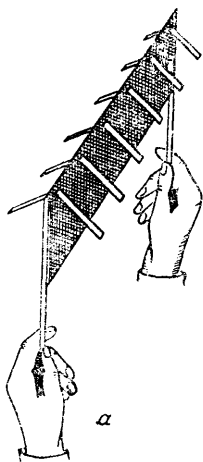
Демак, ўтказгичдаги зарядлар мувозанатда бўлганда унинг ҳамма нуқталарининг потенциали бир хил бўлади. Бу зарядланган жисмга теккизиб электрланган ўтказгичга ҳам тааллуқлидир. Электр ўтказувчи шар оламиз ва унинг сиртидаги M нуқтага q заряд жойлаймиз (15.14- расм). У ҳолда ўтказгичда қисқа вақтга майдон ҳосил бўлади. M нуқтада эса заряд ортиб кетади. Бу майдон кучлари таъсирида заряд бутун шар сирти бўйлаб текис тақсимланади, бу ҳол эса ўтказгич ичидаги майдоннинг йўқолишига олиб келади.

Шундай қилиб, ўтказгич қандай усул билан электрланганлигидан қатъи назар, зарядлар мувозанатида ўтказгич ичида майдон бўлмайди, ўтказгичнинг ҳамма нуқталарининг (ҳам ичидаги, ҳам сиртидаги) потенциали эса бир хил бўлади. Айни вақтда электрланган ўтказгичнинг ташқарисида, албатта, майдон бўлади, унинг кучланганлик чизиқлари эса ўтказгич сиртига нормаль (перпендикуляр) бўлади. Бу қуйидаги мулоҳазалардан кўринади. Агар кучланганлик чизиқлари бирор нуқтада ўтказгич сиртига қия йўналган бўлганда эди (15.15- расм), сиртнинг шу нуқтасидаги q зарядга таъсир этувчи F кучни F_1 ва F_2 ташкил этувчиларга ажратиш мумкин бўлар эди. У ҳолда сирт бўйлаб йўналган F_2 куч таъсирида зарядлар ўтказгич сирти бўйлаб ҳаракатланар эди, зарядлар мувозанатида эса бундай бўлиши мумкин эмас. Демак, ўтказгичдаги зарядлар мувозанатда бўлганда унинг сирти эквипотенциал сирт бўлади.

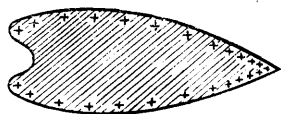
Агар зарядланган ўтказгич ичида майдон бўлмаса, ундаги зарядларнинг ҳажмий зичлиги (ҳажм бирлигидаги зарядлар миқдори) ҳамма ерда нолга тенг бўлиши керак. Ҳақиқатан, агар ўтказгичнинг қандайдир кичик ҳажмида* заряд бўлганда эди, бу ҳажм атрофида электр майдон мавжуд бўлар эди.

Мувозанат ҳолатида электрланган ўтказгичдаги ҳамма ортиқча заряд унинг сиртида жойлашган бўлиши майдон назариясида исботланган. Бу ҳол ўтказгичнинг ҳамма ички қисмини

* Кичик ҳажм деганда, бу ерда молекулалар сони ҳар ҳолда етарлича кўп бўлган микроскопик ҳажм тушунилади.



15.16- расм.



15.17- расм.

олиб ташлаш мумкинлигини ва бунда унинг сиртидаги заряд тақсимотида ҳеч қандай ўзгариш юз бермаслигини билдиради. Масалан, агар бири яхлит, иккинчиси ичи ҳавол бўлган иккита бирдай катталиқдаги яккаланган металл шарлар бир хил зарядланса, шарлар атрофидаги майдон бир хил бўлади. Буни тажрибада биринчи марта М. Фарадей исботлади.

Шундай қилиб, агар ичи ҳавол ўтказгични электр майдонга жойласак ёки унга бошқа жисмни теккизиб электрласак, зарядлар мувозанатда бўлганда бўшлиқ ичида майдон бўлмайди. Электростатик химоя шунга асосланган. Агар қандайдир асбобни металл ғилоф ичига жойланса, ташқи электр майдон ғилоф ичига ўтмайди, яъни асбобнинг иши ва кўрсатиши ташқи электр майдон бўлишига ёки унинг ўзгаришига боғлиқ бўлмайди.

Энди ўтказгичнинг ташқи сиртида зарядлар қандай жойлашишини аниқлаймиз. Қоғоз япроқчалар ёпиштирилган иккита изоляцияловчи дастали металл тўр (15.16-расм) оламиз. Агар тўр зарядланса ва сўнгра ёйилса (15.16-а расм), тўрнинг икки томонидаги япроқчалар очилади. Агар тўр букилса, тўрнинг фақат ташқи сиртидаги япроқчалар очилади (15.16-б расм). Тўрни ҳар хил букиб, зарядлар фақат қавариқ сирт томонида жойлашганига ишонч ҳосил қилиш мумкин, бунда сирт кўпроқ букилган (эгрилик радиуси кичик) ерда зарядлар кўпроқ тўпланади.

Демак, заряд фақат сферик шаклидаги ўтказгич сиртидагина текис тақсимланади. Ўтказгич шакли ихтиёрий бўлганда зарядларнинг σ сирт зичлиги ва демак, ўтказгич сиртига яқин жойлардаги майдон кучланганлиги, сирт эгрилиги катта бўлган ерларда катта бўлади. Заряд зичлиги айниқса ўтказгичнинг чиқиқларида ва учликларида катта бўлади (15.17-расм). Синагични заряд-

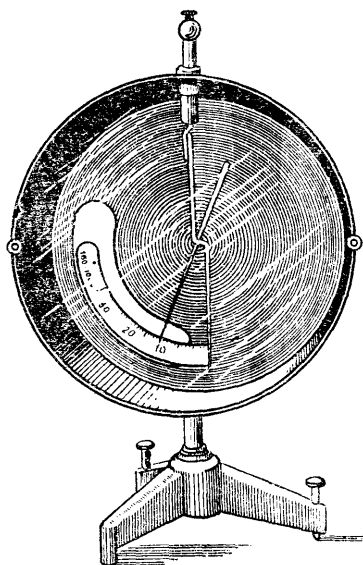
ланган ўтказгичнинг турли нуқта-ларига, сўнгра электроскопга теккизиб, бунга ишонч ҳосил қилиш мумкин. Учликка эга бўлган ёки учлик билан таъминланган электрланган ўтказгичлар зарядини тез йўқотади. Шунинг учун зарядни узоқ вақт сақлашга мўлжалланган ўтказгич учликларга эга бўлмаслиги керак. (Нима учун электроскоп стержени шарча билан тугабини ўйлаб кўринг.)

15.9- §. Электромтр. Зарядланган ўтказгичнинг Ерга нисбатан ёки бошқа зарядланган ўтказгичга нисбатан потенциални ўлчаш учун мўлжалланган асбоб электростатик вольтметр ёки электромтр деб аталади.

Энг содда электромтр металл стерженга маҳкамланган ва горизонтал ўқ атрофида айлана оладиган алюминийдан ясалган стрелкадан иборат (15.8-расм). Стрелка ва стержень металл корпус ичига жойлашган бўлиб, корпусдан яхши диэлектрикдан ясалган пробка ёрдамида изоляцияланган. Корпус деворида шкала ва стрелканинг учи кўриниб турадиган унча катта бўлмаган дарча бор.

Ташқи майдон электромтр ичига ўта олмаганлигидан, унинг кўрсатиши фақат корпус ва стержень орасидаги потенциаллар айирмасига боғлиқ. Бундай электромтр билан зарядланган ўтказгичнинг Ерга нисбатан потенциални ўлчаш учун ўтказгич металл сим орқали корпуси Ерга уланган электромтрнинг стержени билан уланади. У ҳолда ўтказгичнинг потенциали стрелканинг одатда вольтларда даражаланган электромтр шкаласидаги ҳолати билан аниқланади. Бу ерда шуни назарда тутиш керакки, Ер электрни яхши ўтказади, ундаги зарядлар эса амалда мувозанатда бўлади. Бу ҳол Ернинг ҳамма нуқталарининг потенциални етарлича аниқлик билан бир хил деб ҳисоблаш мумкинлигини билдиради. Демак, электр токи бўлмаганда Ер билан уланган ҳар қандай ўтказгич Ернинг потенциалига, яъни нолга тенг бўлган потенциалга эга бўлади.

Агар қандайдир ўтказгичлар орасидаги потенциаллар айирмасини ўлчаш керак бўлса, электромтр корпуси Ердан изоляцияланади; сўнгра ўтказгичлардан бири сим орқали электромтр корпуси билан, иккинчиси эса унинг стержени билан уланади ва асбоб шкаласидан изланаётган потенциаллар айирмаси аниқла-



15.18- расм.

нади. (Агар ҳар иккала ўтказгич ўзаро сим билан уланган бўлса, электрометр нимани кўрсатишини ўйлаб кўринг.)

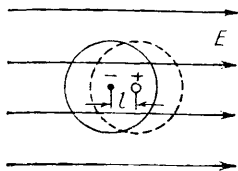
15.10- §. Электр майдондаги диэлектрик. Диэлектрикнинг қутбланиши. Диэлектрик электр майдонга киритилганда унда нима юз беришини аниқлаймиз. Маълумки, диэлектрикда эркин заряд ташувчилар бўлмайди. Диэлектрикнинг ҳамма электр зарядлари унинг молекуласи таркибига киради ва жуда кичик, яъни молекула ёки атом катталиги чегарасидаги масофага силжиши мумкин.

Диэлектрик зарядларнинг ўзаро таъсир кучини камайтирганидан, яъни электр майдонни сусайтирганидан (14.7- § га қ.), диэлектрик молекулаларида ичида ҳақиқатан ҳам зарядлар силжиши юз беради деб хулоса чиқариш мумкин. Ушбу ҳодиса механизмини ойдинлаштирамиз.

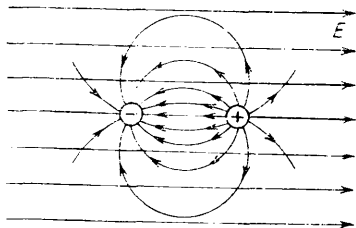
Аввал ядросининг диаметри 10^{-15} м тартибдаги ўлчамга эга бўлган атомни кўз олдимишга келтирамиз. У ҳолда унинг электрон булути (биринчи яқинлашишда электрон булути сферик деб фараз қиламиз) 10^{-10} м тартибли радиусга эга бўлади. Ядро ва электрон булути ўлчамларини таққослашдан кўриниб турибдики, атом ядросини электрон булутининг марказида жойлашган нуқта деб қабул қилиш мумкин. Агар бу атом E кучланганликли электр майдонга тушса, электронлар булути E нинг йўналишига тескари йўналишда ядрога нисбатан бирор l масофага силжийди (15.19- расм).

Ядро электронга қараганда бир неча минг марта массивроқ бўлгани, электрон эса атомда жуда катта тезлик билан ҳаракатлангани учун (10^6 м/с тартибда) ядро фақат атомдаги электронларга ўргача тортилиш кучинигина сезади. Шунинг учун булутнинг ҳамма манфий заряди унинг марказида тўпланган, электр майдондаги бутун атомни эса бир-биридан l масофада жойлашган катталик жиҳатидан тенг ва қарама-қарши ишорали икки $q = Ze$ зарядлар системасига ўхшайди деб ҳисобласа бўлади. Бундай система диполь деб аталади. Демак, атом ташқи электр майдонга тушганда ўз электр майдонини ҳосил қилувчи, диэлектрикдаги ташқи майдонни сусайтирувчи электр диполга айланади (15.20- расм).

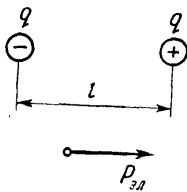
$p_{эл} = lq$ кўпайтма диполнинг электр моменти деб аталади. $p_{эл}$ электр моменти l бўйлаб манфий заряддан мусбат зарядга йў-



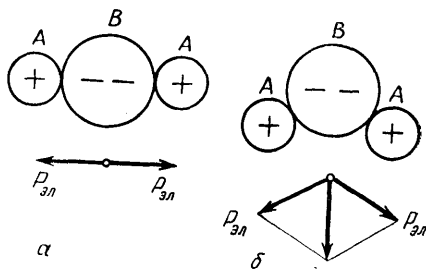
15.19- расм.



15.20- расм.



15.21- расм.



15.22- расм.

налган вектордан иборат (15.21- расм), унинг модули қуйидаги ифода билан аниқланади:

$$p_{эл} = lq. \quad (15.15)$$

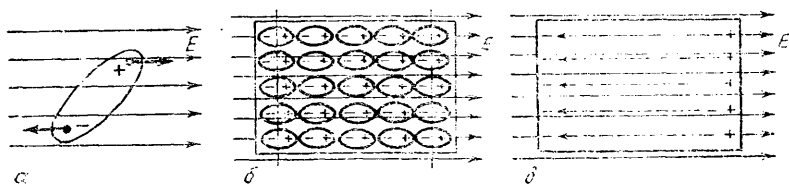
Молекулаларнинг электронлар булутининг ядрога нисбатан силжишидан ҳосил бўлган электр momenti майдоннинг E кучланганлигига тўғри пропорционал бўлар экан, яъни

$$q_{эл} = \alpha E \quad (15.16)$$

(α молекуланинг электрон қутбланувчанлиги деб аталади). У ҳолда ташқи майдоннинг E кучланганлиги қанча катта бўлса, диэлектрикдаги диполнинг электр momenti шунча катта бўлади. Бу ҳолда диэлектрик молекулаларининг ҳамма электр momentлари вектори E га параллел йўналган бўлади. Бундай диэлектрик қутбланган диэлектрик деб, унинг диполлари эса юмшоқ диполь деб аталади, чунки уларнинг l узунлиги E га боғлиқ бўлади.

Диэлектрикнинг молекулалардаги электронлар булутларининг ядроларга нисбатан силжишидан ҳосил бўладиган қутбланиш электрон қутбланиш деб аталади. У ҳар қандай диэлектрикда кузатилади ва ҳароратга боғлиқ бўлмаслиги билан характерлидир.

Агар молекулада симметрия маркази бўлмаса, диэлектрикда майдон бўлмаганда ҳам у хусусий электр momentига эга бўлади (15.22- расм). Бундай молекулада атомлар мустақкам боғланганлигидан унинг электр momenti диэлектрикдаги ташқи майдонга боғлиқ бўлмайди деб ҳисоблаш мумкин. Бундай диполларни қаттиқ диполлар деб аташ қабул қилинган. (15.22- расмда $A_2 B$ турдаги молекуланинг мумкин бўлган икки хил конфигурацияси тасвирланган: a — қутбланмаган молекула, унинг умумий диполь momenti нолга тенг, b — қутбланган молекулада, бу ҳолда натижавий диполь момент айрим боғланишлар диполь momentларининг вектор йиғиндиси билан аниқланади. Масалан, атомлари 15.22- б расмдагидек жойлашган сув молекулалари табиий диполлардир (ОН боғланиш $\sim 105^\circ$ бурчак ташкил этади). Кўпчилик диэлектрикларда эса ташқи майдон бўлмаганда табиий диполлар тартибсиз жойлашган бўлади, шунинг учун улар-



15.23- расм.

нинг maidoni ўзаро компенсацияланади ва диэлектрик ташқарисида maidон бўлмайди. Лекин бундай диэлектрикни ташқи maidонга киритсак, ҳар бир диполга жуфт куч таъсир этади (15.23- а расм). Шунинг учун қаттиқ диполлар бурилади, кучли maidонда ҳатто maidоннинг кучланганлик чизиқлари бўйлаб кетма-кет тизилиб жойлашади (15.23- б расм). Диэлектрикнинг электр maidонлари бу ҳолда бир-бирини кучайтиради ва диэлектрик ўз maidонини ҳосил қилади (15.23- в расм). Бу ҳодиса диэлектрикнинг ориентацияли ёки диполь қутбланиши деб аталади. Диэлектрикнинг ҳарорати ортганда ориентацияли қутбланишнинг камайишини тушуниш осон, чунки диполларнинг тартибсиз ҳаракати уларнинг қутбланган диэлектрикдаги тартибли жойлашувини бузади.

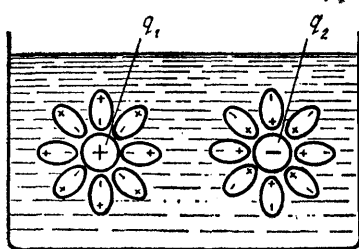
Диэлектрикда ионлар бўлса, қутбланишнинг яна учинчи хили ҳам кузатилади. Ташқи maidон таъсирида диэлектрикнинг мусбат ионлари кучланганлик векторининг йўналиши бўйлаб, манфий ионлари эса тескари томонга силжийди. Бундай ҳодиса диэлектрикнинг ионли қутбланиши деб аталади.

15.23- б расмдан қўшни диполларнинг ҳар хил ишорали зарядланган учлари бошқа зарядларга таъсирини ўзаро нейтраллаши кераклиги кўриниб турибди. Фақат диэлектрик сиртига чиқиб турган диполлар учигаги зарядларгина компенсацияланмай қолади. Бу ҳолда ташқи maidоннинг кучланганлик чизиқлари диэлектрикка кираётган томонда диполларнинг манфий зарядлари жойлашади, қарама-қарши томонда мусбат зарядлари жойлашади. Қутбланган диэлектрик сиртидаги ҳамма зарядлар боғланган бўлади, яъни молекула таркибига киради. Улар қутбловчи зарядлар деб аталади. Қутбланган диэлектрикнинг электр maidонга бўлган ҳамма таъсири унинг фақат қутбловчи зарядларининг таъсиридан иборат бўлади. Бу ҳамма турдаги қутбланишлар учун тегишлидир.

Диэлектрик ичида ундаги қутбловчи зарядлар ҳосил қилган maidон ташқи maidонга тескари йўналган бўлади (15.23- расм), яъни ташқи maidонни сусайтиради, лекин тўла йўқотмайди (ўтказгич билан таққосланг). Диэлектрикнинг ўтказгичдан фарқи яна шунда намоён бўладики, қутбланган диэлектрикни қисملарга бўлиб, мусбат зарядларни манфий зарядлардан ажратиш мумкин эмас. Бунда қутбланган диэлектрик ҳар бир қисмининг қарама-қарши учларида ҳар доим турли ишорали зарядлар қо-

лади. Бу ҳол диэлектрикнинг қутбловчи зарядлари ҳақиқатан боғланган эканлигини, яъни диполлар таркибига кирганлигини исботлайди.

Диэлектрикнинг қутбланиши туфайли ундаги майдоннинг сусайиши диэлектрикнинг электрланган жисмлар орасидаги ўзаро таъсирлашиш кучига таъсири билан тушунтирилади. Ҳақиқатан, агар иккита



15.24- расм.

q_1 ва q_2 заряд диэлектрикка жойлаштирилса, диэлектрик қутбланади ва q_1 ҳамда q_2 зарядлар атрофида қутбловчи зарядлар ҳосил бўладики, бу q_1 ва q_2 зарядларнинг камайишига (15.24-расм) ва демак, уларнинг ўзаро таъсир кучининг камайишига тенг кучлидир. Энди нима учун *зарядлар орасидаги ўзаро таъсирланиш кучи вакуумда энг катта қийматга эга бўлиши ва Кулон қонуни формуласига муҳитнинг ϵ диэлектрик сингдирувчанлигининг кириши тушунарлидир.*

Шуни айтиб ўтамизки, электр майдоннинг кучланганлиги етарлича катта қийматга эга бўлганда диэлектрикда унинг диполларининг бузилиши рўй бериши мумкин. Бунда диэлектрик ичида эркин электронлар ҳосил бўлиб, улар ўзларининг ҳаракати билан диэлектрикни механик равишда бузиши мумкин. Бундай ҳодиса диэлектрикнинг т е ш и л и ш и дейилади. Момақалдироқ вақтида яшин кўринишидаги электр разряднинг ҳосил бўлиши бунга мисол бўлади.

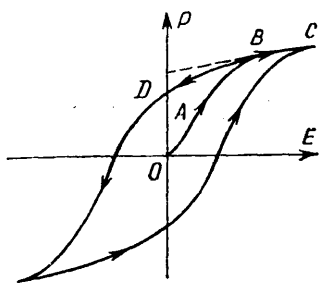
15.11- §. Сегнетоэлектриклар ҳақида тушунча. Молекулалари табиий диполлардан иборат бўлган қаттиқ диэлектрикларни ўрганиш улар орасидан ажойиб электр хусусиятларга эга бўлган моддаларни ажратишга имкон берди. Сегнет тузи ($\text{NaKC}_2\text{H}_4\text{O}_6\text{4H}_2\text{O}$) бу моддаларнинг типик намоянаси бўлганидан, улар сегнетоэлектриклар деб ном олди. Сегнетоэлектрикларнинг ўзлари эса ўз хусусиятлари аниқ ифодаланган анизотропияга эга бўлар экан.

Сегнетоэлектрикларнинг диэлектрик сингдирувчанлигини ўлчаш шуни кўрсатдики, у доимий бўлмайди ва температуранинг баъзи интервалида катта қийматга эришади. Масалан, сегнет тузининг максимал нисбий диэлектрик сингдирувчанлиги тахминан 10000 га барий титанатиники (BaTiO_3) эса 700 га тенг.

Диэлектрикнинг ҳажм бирлигидаги ҳамма диполлар моментларининг геометрик йиғиндиси $P_{\text{эл}}$ қутбланиш вектори деб аталади. Қутбланмаган диэлектрикда $P_{\text{эл}}$ вектор E векторга тўғри пропорционал.

Сегнетоэлектрикларнинг диэлектрик сингдирувчанлиги яна улардаги электр майдоннинг кучланганлигига ҳам боғлиқ бўлар экан. Бу сегнетоэлектриклар учун қутбланиш вектори E векторга пропорционал бўлмаслигини билдиради. Ниҳоят, сегнетоэлектрикнинг қутбланиш вектори фақат E га боғлиқ бўлибгина қолмай, балки қутбланаётган сегнетоэлектрикнинг аввалги ҳолатига ҳам боғлиқ бўлади. Бундай боғланиш диэлектрик гистерезис деб аталади (грекча «гистерезис» — кечикиш). E даврий ўзгарганда сегнетоэлектрикда P нинг ўзгариш графиги гистерезис сиртмоғи деб аталувчи берк эгри чизиқни ҳосил қилади (15.25-расм). Ташқи майдонни нолга қадар камайирилганда сегнетоэлектрикда қолдиқ қутбланиш сақланади (OD кесма).

Сегнетоэлектрикларнинг бу ҳамма хоссалари уларнинг ички тузилишининг



15.25- расм.

тузида бу хусусиятлар фақат -15°C дан $+22,5^{\circ}\text{C}$ гача температураларда мавжуд бўлади.

15.12- §. Пьезоэлектрик эффект. Қаттиқ диэлектрикларнинг хусусиятларини ўрганиш шуни кўрсатдики, улардан баъзилари фақат электр майдон ёрдамидагина қўтбланмай, балки уларга механик таъсир қилинганда деформацияланиш жараёнида ҳам қўтбланар экан.

Механик таъсир натижасида диэлектрикнинг қўтбланиши тўғри пьезоэлектрик эффект деб аталади. Бу эффект кварц кристалли ва ҳамма сегнетоэлектрикда бўлади. Уни кузатиш учун кристаллдан томонлари кристаллга нисбатан муайян тарзда қатъий аниқ йўналишга эга бўлган тўғри бурчакли параллелепипед қирқиб олинади. Бу параллелепипеднинг икки қарама-қарши томони электр занжирга ёки ўлчов асбобига улаш учун чиқармага эга бўлган А ва В металл қопламалар билан қопланган. (15.26- расмга қ., пастда пьезоэлементнинг шартли тасвири кўрсатилган).

Параллелепипедни сиққанда унинг бир ёғи мусбат, иккинчи ёғи эса манфий зарядланади. Бу ҳолда ёқнинг қўтбловчи зарядининг миқдори босимга тўғри пропорционал ва параллелепипеднинг катталигига боғлиқ бўлмас экан. Агар сиқишни параллелепипедни чўзиш билан алмаштирилса, у ҳолда унинг ёқларидаги зарядлар ишораларини тескарисига ўзгартиради.

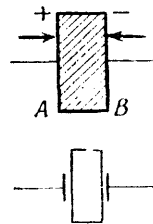
Тўғри пьезоэлектрик эффектни қуйидагича тушунтириш мумкин. Ҳамма пьезокристаллар симметрия марказига эга эмас ва мусбат ва манфий ионлар кристаллда бири иккинчисига кийдирилган иккита мустақил панжарачани ҳосил қилгандек бўлади. Пьезокристалл сиқилганда бу панжарачалар бир-бирларига нисбатан силжийди ва кристаллнинг бир ёғи мусбат, иккинчи ёғи манфий зарядланади. Кристалл чўзилганда панжарачаларнинг тескари силжиши юз беради ва кристалл ёқларидаги зарядларнинг ишораси тескарисига ўзгаради.

Техникада тўғри пьезоэлектрик эффектдан микрофонларда, адаптерларда (звукоснимателларда) ва ҳ. к. фойдаланилади.

Пьезокристалларда тескари ҳодиса ҳам кузатилади. Агар пьезокристаллдан қирқиб олинган пластинкани металл қоплама-

хусусиятлари билан тушунтирилади. Сегнетоэлектрик доменлар деб аталувчи спонтан (ўз-ўзидан) қўтбланган соҳалардан ташкил топган. Сегнетоэлектрикдаги алоҳида доменларнинг қўтбланиш векторлари шундай йўналганки, бундан ундан ташқарида майдон кузатилмайди. Агар сегнетоэлектрик ташқи электр майдонга киритилса, у ҳолда ҳамма доменлар ўша майдон йўналиши бўйлаб бурилади. Сегнетоэлектрик майдондан узоқлаштирилганда ҳам ўзининг қўтбланганлигини қисман сақлаб қолади. Доменлар сегнетоэлектрикларда фақат сегнетоэлектрик хусусиятлари сақланган маълум температура интервалларидагина мавжуд бўлар экан. Масалан, сегнет

ларини зарядлаган ҳолда электр майдонга жойлаштирсак, у қутбланади ва деформацияланади, масалан, сиқилади. Зарядларнинг ишораси ўзгарганда пластинкани сиқиш уни чўзиш билан алмашади. *Ташқи электр майдон таъсирида қутбланишда кристалларнинг деформацияланиши тескари пьезоэлектрик эффект деб аталади.*



15.26- расм.

Агар пьезокристалл пластинка ўзгарувчан электр майдонга жойлаштирилса, у майдон ўзгариши билан бир тактда пульсацияланади, ультратовуш олиш (25.2- § га қ.) радиокарнай тебранишлар частотасининг стабилизатори ва ҳ. к. қурилмаларда тескари пьезоэлектрик эффектдан фойдаланиш шунга асосланган.

15.13- §. Ўтказгичнинг электр сиғими. Ердан изоляцияланган ўтказгич оламиз ва бошқа ўтказгичларга нисбатан ҳолатини ўзгартирмаган ҳолда уни электрлаймиз. Тажриба шуни кўрсатадики, бундай ўтказгичнинг заряди ўтказгичнинг φ потенциалига тўғри пропорционал ўзгаради:

$$q = Cφ. \tag{15.17}$$

Бу ерда C пропорционаллик коэффициентини фақат тасвирланган тажриба шароитларидагина ўзгармай қолади. Агар худди шундай тажриба бошқа ўтказгич билан ўтказилса ёки биринчи тажрибадаги ташқи шароит ўзгартирилса, C бошқа сон қийматига эга бўлади.

Электрланган ўтказгич зарядининг ташқи шароитлар, ўтказгичнинг катталиги ва шаклига боғлиқлигини характерловчи C катталик ўтказгичнинг электр сиғими деб аталади. Ўтказгичнинг электр сиғими шу ўтказгичнинг потенциалини бир бирликка ошириш учун зарур бўлган электр миқдори билан ўлчанади.

C электр сиғимининг ўлчов бирлигини келтириб чиқарамиз:

$$C = \frac{q}{φ}; C = \frac{1 \text{ Кл}}{1 \text{ В}} = 1 \frac{\text{Кл}}{\text{В}} = 1 \frac{\text{А}^2 \cdot \text{с}^4}{\text{кг} \cdot \text{м}^2} = 1 \text{ Ф}.$$

СИ системада электр сиғим бирлиги учун фарада (Ф) қабул қилинган. Фарада деб шундай ўтказгичнинг электр сиғимига айтиладики, унинг потенциалини 1 В га ошириш учун унга 1 Кл заряд бериш зарур. Фарада жуда катта birlik бўлганидан амалда кўпинча электр сиғим микрофарадаларда (мкФ) ва пикофарадаларда (пФ) ифодаланади:

$$1 \text{ мкФ} = 10^{-6} \text{ Ф}, \quad 1 \text{ пФ} = 10^{-12} \text{ Ф}.$$

Тўғри шаклдаги ўтказгичнинг электр сиғимини назарий ҳисоблаб топилиши мумкин. Мисол тариқасида r радиусли яккаланган ўтказувчи шарнинг электр сиғимини ҳисоблаш формуласи қандай ҳосил қилинишини кўрсатамиз. (15.17) дан

$$C_{ш} = \frac{q_{ш}}{φ_{ш}}. \tag{15.17a}$$

Зарядланган шар потенциали (15.9) формуладан аниқланганлиги учун

$$\varphi_{\text{ш}} = \frac{q_{\text{ш}}}{4 \pi \epsilon_{\text{м}} r_{\text{ш}}},$$

Энди (15.18а) даги $\varphi_{\text{ш}}$ ни алмаштириб, қуйидагини оламиз:

$$C_{\text{ш}} = \frac{q_{\text{ш}} 4 \pi \epsilon_{\text{м}} r_{\text{ш}}}{q_{\text{ш}}},$$

бундан

$$C_{\text{ш}} = 4 \pi \epsilon_{\text{м}} r_{\text{ш}} = 4 \pi \epsilon_0 \epsilon r_{\text{ш}}. \quad (15.18)$$

Шундай қилиб, *яккаланган ўтказувчи шарнинг электр сифими унинг радиусига тўғри пропорционал.*

(15.18) формула ёрдамида вакуумда жойлашган $9 \cdot 10^6$ км радиусли шар 1 Ф электр сифимга эга бўлишини кўрсатиш мумкин. Бу радиус Ердан Ойгача масофадан 23 марта катта.

(15.18) формуладан

$$\epsilon_{\text{м}} = \frac{C_{\text{ш}}}{4 \pi r_{\text{ш}}}.$$

эканлиги келиб чиқади. Шунинг учун СИ системада диэлектрик синдирувчанликнинг ўлчов бирлиги фарада тақсим метр дир (Ф/м): $1 \text{ Кл}^2/(\text{Н} \cdot \text{м}^2) = 1 \text{ Ф/м}$ (14.8- § га қ.).

15.14- §. Ўтказгичнинг электр сифими боғлиқ бўлган шарт-шароитлар. Зарядлар ўтказгичнинг фақат ташқи сирти бўйлаб жойлашади, шунинг учун на ўтказгичнинг материали ва на масаси унинг электр сифимига таъсир этмайди.

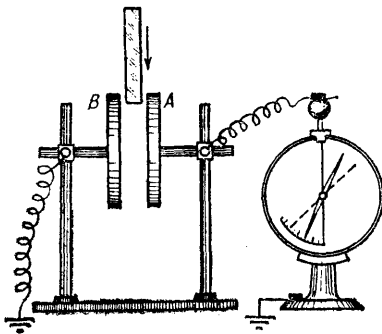
Ўтказгич таъсир орқали электрланганлигидан, ўтказгичнинг электр сифими унинг яқинида бошқа ўтказгичларнинг жойлашишига ва атроф-муҳитга боғлиқ бўлиши керак. Буни тажрибада кўрсатамиз.

Диэлектрикдан ясалган тагликка маҳкамланган иккита металл диск оламиз. *A* дискни корпуси ерга уланган электрометрга улаймиз (15.27- расм), *B* дискни эса *A* дискдан бирор масофага сурамиз, *A* дискка кейинчалик ўзгармас бўлиб қолувчи q заряд бериб, уни электрлаймиз.

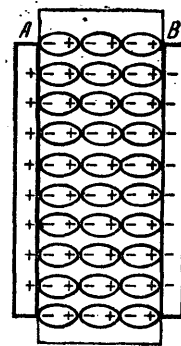
Электрометрнинг кўрсатишидан *A* диск потенциалининг қийматини белгилаб олиб, унга *B* дискни яқинлаштира бошлаймиз ва айни вақтда асбоб стрелкасини кузатамиз. Бунда *A* дискнинг потенциали φ камаяр экан. *B* диск Ерга уланганда φ потенциалнинг янада кескинроқ камайишини кузатиш мумкин.

Бу ҳолда *A* дискдаги q заряднинг ўзгармай қолишини эътиборга олиб, (18.17) формула ёрдамида дисклар системаси электр сифими ортади деб хулоса чиқариш мумкин. Дисклар орасидаги ҳавони бошқа диэлектрик билан алмаштириб, дисклар системасининг электр сифими ортганини яна пайқаш мумкин.

Бу тажрибаларнинг натижалари қуйидагича тушунтирилади. *B* диск *A* дискнинг майдонига тушганда, у таъсир орқали электрланади ва ўз майдонини ҳосил қилади. Агар *B* диск Ер билан



15.27- расм.



15.28- расм.

уланса, у ҳолда унда фақат A дискадаги зарядларга қарама-қарши ишорали зарядларгина қолади. Бу ҳол A дисkning потенциални камайтирувчи B диск майдонини кучайтиради. Биз дисklar орасига диэлектрик (масалан, шиша) киритганимизда, у қутбланади A диск сирти яқинида жойлашган қутбловчи зарядлар унинг бир қисм зарядларини боғлайди. Шунинг учун A дискадаги зарядларнинг зичлиги σ ўрнига $\sigma - \sigma_{\text{күтб}}$ га тенг бўлиб қолади деб ҳисоблаш мумкин (15.28- расм). Шунинг ўзи дисkning электр сиғими органини билдиради.

15.15- §. Конденсаторлар. Радиопрёмник, телевизор, магнитофон ва кўпгина электрон асбобларда электр зарядлар ва электр энергияни тўплаш учун хизмат қилувчи, электр сиғими ташқи шароитларга боғлиқ бўлмаган, яъни маълум катталиқка эга бўлган қурилма **к о н д е н с а т о р л а р** қўлланилади.

Маълум электр сиғим олиш учун икки ўтказгични иложи борица бир-бирига яқин ўрнатиб, уларнинг орасига диэлектрик жойлаштириш қулайдир. Бу ўтказгичларни ҳар хил ишорали зарядлар билан электрлаш керак, чунки ўтказгичдаги зарядларнинг ўзаро тортишиши катта зарядларнинг тўпланишига ёрдам беради. Ўтказгичлар орасидаги диэлектрик бу ерда икки хил ролни ўйнайди: биринчидан, у электр сиғимни орттиради ва иккинчидан, зарядларнинг нейтралланишига, яъни бир ўтказгичдан иккинчисига сакраб ўтишига йўл қўймайди. Шунинг учун унинг диэлектрик сингдирувчанлиги ва электр мустаҳкамлиги (тешилишга нисбатан) етарли катта бўлиши керак.

Зарядлар тўпланадиган икки ўтказгич конденсаторнинг **қ о п л а м а л а р и** деб аталади. Конденсатор қопламалари орасидаги масофа уларнинг чизикли ўлчамларига нисбатан кичик бўлиши керак. Шунинг учун ҳам конденсатор зарядларининг ҳамма электр майдони қопламалар орасида тўпланган бўлади ва конденсаторнинг электр сиғими атрофдаги жисмларга боғлиқ бўлмайди. Конденсаторни ташқи механик таъсирлардан сақлаш учун корпус ичига жойлаштирилади.

Конденсатор қопламаларида заряд тўплаш уни **з а р я д л а ш**

дейилади. Конденсатор қопламалари ўтказгич билан уланганда конденсатор зарядларининг нейтралланиши конденсаторни з а р я д с и з л а ш деб аталади. Конденсаторнинг зарядсизланиш процессида бир қопламадан бошқасига ўтовчи q электр миқдори унинг з а р я д и дейилади. Бу q заряд зарядланган конденсатор қопламаларининг биридаги электр миқдорига тенг. У конденсатор қопламалари орасидаги U кучланишга тўғри пропорционал:

$$q = CU \quad (15.19)$$

бундан

$$C = \frac{q}{U}. \quad (15.19a)$$

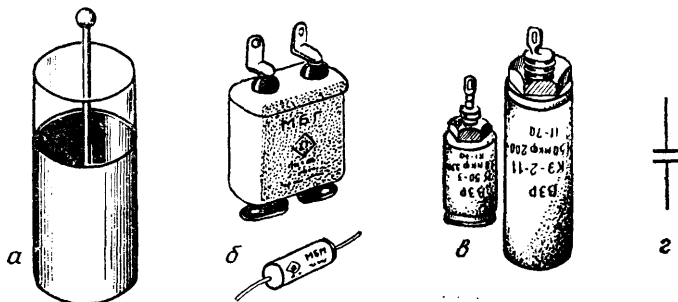
Конденсаторни зарядлаш учун унинг қопламаларини электр энергия манбаи, масалан, батареянинг икки қутби билан туташтириш керак. Конденсатор тайёрланаётганда маълум ишчи кучланишга мўлжалланади. Агар конденсаторда кучланиш мўлжалланганидан ортиб кетса, унинг диэлектриги тешилади. Бундай конденсатор кейинчалик ишлатишга яроқсиз бўлиб қолади.

Конденсатор қопламалари я с с и сиртлардан иборат бўлса, конденсатор я с с и конденсатор деб аталади. С и да я с с и конденсаторнинг сифими қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$C = \frac{\epsilon_m S}{d}, \quad (15.20)$$

бу ерда S — конденсатор қопламаларидан бирининг юзи, d — диэлектрик қалинлиги, ϵ_m — диэлектрик сингдирувчанлиги.

Конденсаторларнинг ташқи кўриниши 15.29- расмда кўрсатилган. Лейден банки (дастлаб XVIII асрда ясалган конденсатор (15.29- а расм) ичига ва ташқарисига станиол ёпиштирилган банкadan иборат. Қоғозли конденсаторда (15.29- б расм) станиол тасмалари қопламалар вазифасини, парафин шимдирилган қоғоз тасмалари эса изолятор вазифасини бажаради. Электролитик конденсаторларда (15.29- в расм) қопламалардан бирининг вазифасини ўтовчи фольга тасмаси иккинчи қоплама вазифасини ўтовчи электролит эритмасига жойланади. Фольгани қоплаган



15.29- расм.

оксид қатлами диэлектрик ва-
зифасини бажаради. Бу қат-
лам жуда юпқа бўлгани учун
конденсаторнинг сифми жуда
катта бўлади. 15.29-г расмда
конденсаторнинг шартли бел-
гиси кўрсатилган.

Конденсатор зарядланганда
бир-бирига тортилувчи турли
ишорали зарядлар қоплама-
ларнинг ички томонларига
жойлашади. Қопламалар сил-
жиганда зарядлар бир-бирла-
рининг қаршида жойлашган
сиртларда тўланади (15.30-а
расм). Бу ҳодиса, масалан, ра-
диоприёмникларни сошлашда
ишлатиладиган ўзгарув-

чан сифмли конденсаторларни ясашда қўлланила-
ди (15.30-б расм). Уқ бурилганда А пластинкалар В пластин-
калар орасига киради (ёки чиқади).

15.16-§. Конденсаторларни батарея қилиб улаш. Кўп ҳол-
ларда керакли электр сифим олиш учун конденсаторларни груп-
палаб батарея қилиб улашга тўғри келади.

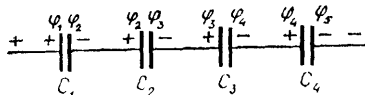
Кетма-кет улаш деб конденсаторларнинг шундай улаши-
шига айтиладики, бунда олдинги конденсаторнинг манфий зар-
ядланган қопламаси кейингисининг мусбат зарядланган қопла-
маси билан уланади (15.31- расм). Кетма-кет улашишда конде-
саторларнинг ҳамма қопламаларида катталик жиҳатдан бир хил
бўлган q заряд бўлади. (Нима учун, тушунтиринг.) Конденса-
тордаги зарядлар мувозанатда бўлганидан, ўзаро сим билан
уланган қопламаларнинг потенциаллари бир хил бўлади.

Бу ҳолни ҳисобга олиб, кетма-кет уланган конденсаторлар
батареясининг электр сифимини ҳисоблаш формуласини келтириб
чиқарамиз. 15.31-расмдан кўришиб турибдики, батареядаги U_0
кучланиш кетма-кет уланган конденсаторлардаги кучланишлар
йиғиндисига тенг. Ҳақиқатан,

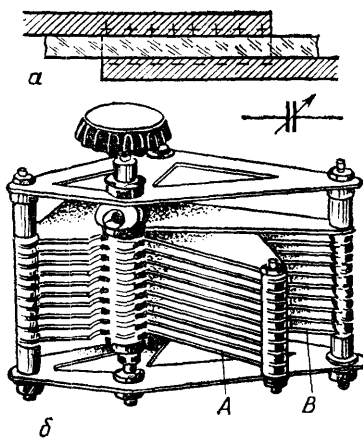
$$(\varphi_1 - \varphi_2) + (\varphi_2 - \varphi_3) + \dots + (\varphi_{n-1} - \varphi_n) = \varphi_1 - \varphi_n$$

ёки

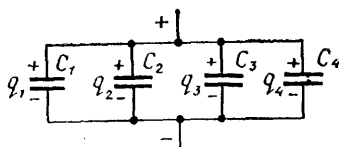
$$U_1 + U_2 + \dots + U_n = U_0.$$



15.31- расм.



15.30- расм.



15.32- расм.

$q = CU$ ифодадан фойдаланиб, қўйидагини оламыз:

$$\frac{q}{C_1} + \frac{q}{C_2} + \dots + \frac{q}{C_n} = \frac{q}{C_0}.$$

q га қисқартиргандан сўнг қўйидагига эга бўламыз:

$$\frac{1}{C_0} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_n}. \quad (15.21)$$

(15.21) дан кўришиб турибдики, кетма-кет улашда батареянинг электр сифими алоҳида конденсаторлар электр сифимининг энг кичигидан ҳам кичик бўлар экан.

П а р а л л е л улаш деб конденсаторларнинг шундай уланишига айтиладики, бунда ҳамма мусбат зарядланган қопламалар битта симга, манфий зарядланган қопламалар эса бошқа симга уланади (15.32- расм). Бу ҳолда ҳамма конденсаторлардаги кучланиш бир хил ва U га тенг бўлади. Батарея заряди q_0 эса алоҳида конденсаторлардаги зарядлар йиғиндисига тенг:

$$q_0 = q_1 + q_2 + \dots + q_n,$$

бундан

$$C_0 U = C_1 U + C_2 U + \dots + C_n U.$$

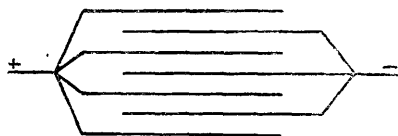
Бу ифодани U га қисқартириб, параллел уланган конденсаторлар батареясининг электр сифимини ҳисоблаш формуласини оламыз:

$$C_0 = C_1 + C_2 + \dots + C_n. \quad (15.22)$$

(15.22) дан кўришиб турибдики, параллел улашда батареянинг электр сифими алоҳида конденсаторлар электр сифимининг энг каттасидан ҳам катта бўлади.

Катта электр сифимли конденсаторлар яшашда 15.33- расмда тасвирланган параллел улашдан фойдаланилади. Бундай улаш материални тежашга имкон беради, чунки зарядлар конденсатор қопламаларининг (икки четки қопламалардан ташқари) иккала томонида жойлашади. 15.33- расмда 6 та конденсатор параллел уланган, қопламалар эса 7 та. Демак, бу ҳолда параллел уланган конденсаторлар сони конденсаторлар батареясидаги металл листлар сони n дан битта кам, яъни

$$C_0 = \frac{\epsilon_M S}{d} (n - 1). \quad (15.23)$$



15.33- расм.

15.17- §. Зарядланган конденсатор энергияси. Электр майдон энергиясининг зичлиги. U кучланиш ўзгармас бўлганда майдоннинг икки нуқтаси орасида q зарядни силжитишда электр майдон кучларининг бажарган иши qU га тенг бў-

лади. Лекин конденсаторни зарядлашда унинг қопламаларидаги кучланиш нолдан U га қадар ортади ва майдон ишини ҳисоблашда бу ҳолда кучланиш учун унинг ўртача қийматини олиш керак. Шундай қилиб,

$$A = qU_{\text{фрт}} = q \frac{U+0}{2} = \frac{qU}{2}.$$

Бу A иш зарядланган конденсаторнинг W энергиясини оширишга кетганлигидан, $W_{\text{эл}} = A$. Демак, зарядланган конденсаторнинг энергияси қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$W_{\text{эл}} = \frac{qU}{2}. \quad (15.24)$$

$q = CU$ бўлганидан, конденсатор энергияси учун яна битта формула оламиз:

$$W_{\text{эл}} = \frac{CU^2}{2}. \quad (15.24a)$$

Шу формулаларнинг ўзидан Ерга нисбатан зарядланган ўтказкичнинг энергиясини ҳисоблаш мумкин. Бу ҳолда кучланиш электрометрнинг кўрсатишидан топилади.

Бу ерда шундай савол туғилади: $W_{\text{эл}}$ энергия конденсатор қопламаларидаги зарядлар энергиясини ёки конденсатор қопламалари орасидаги майдоннинг энергиясини? Яқиндан таъсир назариясига кўра бундай энергия майдонга тааллуқлидир. Конденсатор энергияси унинг қопламалари орасидаги фазода мавжуд ва бир жинсли бўлганлиги учун бу майдон энергияси ўша фазода текис тақсимланган бўлади.

Бир жинсли электр майдон энергиясининг w ҳажмий зичлиги деб, бирлик ҳажмдаги майдон энергияси билан ўлчанувчи катталикка айтилади:

$$w_{\text{эл}} = \frac{W_{\text{эл}}}{V}. \quad (15.25)$$

(15.24a) формуладаги C ни унинг (15.20) даги қиймати билан алмаштириб, қуйидагини оламиз:

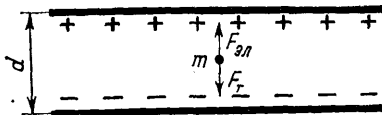
$$W_{\text{эл}} = \frac{CU^2}{2} = \frac{\epsilon_M SU^2}{2d}.$$

Ўнг томоннинг сурат ва махражини d га кўпайтириб, қуйидагига эга бўламиз:

$$W_{\text{эл}} = \frac{\epsilon_M}{2} \frac{U^2}{d^2} Sd.$$

$Sd = V$, $E = \frac{U}{d}$ бўлганидан, $W_{\text{эл}} = \frac{\epsilon_M E^2}{2} V$ га эга бўламиз, бундан

$$w_{\text{эл}} = \frac{W_{\text{эл}}}{V} = \frac{\epsilon_M E^2}{2}. \quad (15.26)$$



15.34- расм.

Электр майдон энергиясининг зичлиги шу майдон кучланганлигининг квадратига тўғри пропорционал.

15.18.- §. Милликен тажрибаси. Элементар электр заряд катталигини ўлчашга имкон берувчи энг ишончли

ва аниқ тажрибалардан бирини 1910 йилда америкалик олим Р. Милликен бажарган. Унинг тажрибасининг моҳияти қуйидагича.

Горизонтал жойлашган ясси конденсаторнинг бир жинсли майдонига маълум m массали ёғ томчиси киритилди. Ясси конденсатор учун $E = U/d$ формула ўринли бўлганидан, пластинкадаги кучланиш асосида майдон кучланганлигини ҳисоблаш мумкин. Бундан ташқари, U ни ўзгартириб, тажриба учун керак бўлган E кучланганликни ҳосил қилиш мумкин. Милликен томчини молекулаларни нурлантириб ионлаштириш орқали зарядлади ва E нинг шундай қийматини танладики, бунда томчи пластинкалар орасида муаллақ туриб қолди (15.34- расм). Мазкур ҳолда томчига таъсир дилувчи $F_{эл}$ электр куч унга таъсир этувчи $F_{ор}$ оғирлик кучига тенг, яъни $F_{эл} = F_{ор}$ ёки $qU/d = mg$, бундан

$$q = \frac{mgd}{U}.$$

Бу формулага тажрибадан олинган сонларни қўйиб, Милликен томчининг q заряд катталигини топди. Тажрибани кўп марта такрорлаб у йўл қўйилиши мумкин бўлган хатоларни ҳисобга олган ҳолда, томчининг зарядини ҳамма тажрибаларда айни бир сонга бутун каррали деб ҳисоблаш мумкинлигига ишонч ҳосил қилди. Шу сонни Милликен элементар заряд катталиги учун қабул қилди. Олинган натижаларни анализ қилиш асосида у протон ва электрон заряди учун қуйидаги сон қийматларни аниқлади:

$$e^+ = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ Кл ва } e^- = -1,60 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}.$$

Ҳақиқатда эса томчини ҳаракатланмайдиган қилиб ушлаб туриш жуда қийин. Шунинг учун Милликен тажрибаларини ўтказиш ва унинг ҳисоблаш формулалари анча мураккабдир.

16- БО Б. МЕТАЛЛАРДА ЭЛЕКТР ТОКИ. ЎЗГАРМАС ТОК ҚОНУНЛАРИ

16.1- §. Ҳаракатчан заряд ташувчилар ва электр токи. Ўтказгич электр майдонга жойлаштирилганда майдон таъсирда ўтказгичдаги ҳаракатчан заряд ташувчилар силжийди. Бу эса ўтказгичнинг ҳамма нуқталарида потенциалнинг тенглашишига олиб келади (15.8- § га қ.). Лекин қандайдир йўл билан ўтказгичнинг икки нуқтасида турли потенциаллар тутиб турилса, ўт-

казгичнинг ичида майдон мавжуд бўлади. Бу майдон зарядларнинг узлуксиз ҳаракатини вужудга келтиради. Бу ҳолда мусбат зарядлар катта потенциалли нуқтадан кичик потенциалли нуқтага қараб ҳаракатланади, манфий зарядлар эса аксинча ҳаракатланади.

Ўтказгичдаги эркин электронларнинг майдон кучи таъсиридаги йўналган ҳаракати ўтказувчанлик токи ёки электр токи деб аталади. Ҳар қандай ўтказгичда ҳаракатчан заряд ташувчилар бўлиб эркин электронлар ёки ионлар хизмат қилади. Ўтказгичдаги алоҳида заряднинг ҳаракати баъзан м и к р о т о к деб, тўла ток эса м а к р о т о к деб аталишини қайд қилиб ўтамиз.

Эркин заряд ташувчилар (бир хил ишорали) вакуумда ҳаракатланганда ҳеч қандай қаршиликка учрамайди ва электр майдон кучларининг иши ҳисобига кинетик энергия олади. Ток модда орқали ўтганда эса ҳаракатланаётган зарядлар қаршиликка учрайди, чунки модда таркибига кирувчи бошқа заряд ва зарралар билан ўзаро таъсирлашади. (Масалан, металлдаги электронлар панжара ионлари билан тўқнашиб, майдондан олган энергиясини йўқотади.) Бунда модда зарралари тартибсиз ҳаракатининг интенсивлиги ортади, яъни модда исийди. Шундай қилиб, *модда орқали ток ўтганда ҳамма вақт унинг ички энергияси ортади.*

16.2-Ўтказгичдаги ток кучи ва токнинг зичлиги. Агар вакуумда майдон таъсирида зарядларнинг ҳаракати узлуксиз ортувчи тезлик билан юз берса, қаттиқ жисм ва суюқликларда аҳвол бошқача бўлади.

Поезднинг тортиш кучи атроф-муҳитнинг қаршилигига тенг бўлганда у ўзгармас тезлик билан ҳаракат қилганидек ҳаракатчан заряд ташувчи зарралар йўналган ҳаракатининг ўртача v тезлиги ўтказгичдаги майдоннинг E кучланганлиги доимий бўлганда, майдоннинг E кучланганлигига пропорционал бўлади:

$$v = uE. \quad (16.1)$$

Майдон кучлари таъсирида юзага келган заряд ташувчи зарралар ҳаракат тезлигининг ўтказгич моддасининг турига ва ташқи шароитига боғлиқлигини ифодаловчи и пропорционаллик коэффициентини ток ташувчиларнинг ҳаракатчанлиги деб аталади. Ҳаракатчанлик, майдоннинг кучланганлиги бирга тенг бўлганда, ўтказгичдаги ток ташувчилар йўналган ҳаракатининг тезлиги билан ўлчанади. (СИ системасида зарядлар ҳаракатчанлигининг ўлчов бирлиги $1 \text{ м}^2/\text{Вс}$) $= 1 \text{ А} \cdot \text{с}^2/\text{кг}$ эканлигини кўрсатинг.)

Агар ўтказгичда электр токи оқаётган бўлса, майдоннинг кучланганлик чизиқларига перпендикуляр бўлган S юза орқали, худди йўл ёқасида турган кузатувчи олдидан машиналар ўтганидек, ҳаракатчан заряд ташувчи зарралар ўтади. *Ўтказгичнинг кўндаланг кесими орқали зарядларнинг ўтиш тезлигини характерловчи I катталиқ ток кучи (ёки ток) деб аталади. Ўтказгичдаги ток кучи унинг кўндаланг кесими орқали вақт бирлиги ичида ўтадиган электр миқдори билан ўлчанади:*

$$I = \frac{q}{t}. \quad (16.2)$$

Ўтказгич кўндаланг кесимининг бирлик юзи орқали зарядларнинг ўтиш тезлигини характерловчи j катталик ток зичлиги деб аталади. Зарядлар оқими ўтказгич кесимининг бутун S юзи бўйлаб текис тақсимланганда ток зичлиги қуйидагича аниқланади:

$$j = \frac{I}{S}. \quad (16.3)$$

Агар зарядлар оқими ўтказгичнинг кўндаланг кесим юзи бўйлаб текис тақсимланмаса, ҳамма вақт шундай кичик ΔS кесим юзини танлаб олиш мумкинки, бунда у орқали ўтадиган зарядлар оқимини текис тақсимланган деб ҳисоблаш мумкин. У ҳолда, агар танланган ΔS юз орқали ўтаётган ток кучи ΔI бўлса, кўндаланг кесимнинг шу еридаги ток зичлиги қуйидагига тенг бўлади:

$$j = \frac{\Delta I}{\Delta S}. \quad (16.3a)$$

Ўтказгичдаги ток зичлигининг қандай аниқланишини кўрамиз. Майдоннинг кучланганлик чизиқлари ўтказгичнинг кўндаланг кесим текислигига перпендикуляр, ток ташувчи зарралар эса мусбат зарядланган ва бир хил e^+ зарядга эга деб фараз қилайлик. Ўтказгичда майдоннинг кучланганлиги E , ўтказгичнинг ҳажм бирлигидаги ҳаракатчан заряд ташувчилар сони n_0 , уларнинг ўтказгичдаги йўналган ҳаракатининг тезлиги эса v бўлсин, ўтказгич ичида l ясовчиси E га параллел, кўндаланг кесим юзи эса S бўлган цилиндр ажратамиз (16.1-расм). У ҳолда цилиндр ичида Sl_0 ток ташувчи мавжуд бўлиб, уларнинг умумий заряд миқдори $q = Sl_0e^+$ тенг бўлади.

$t = \frac{l}{v}$ вақт ичида бу ҳамма ток ташувчилар цилиндрининг олдинги асоси орқали ўтади. Бу ҳолда цилиндрининг S кўндаланг кесими орқали ўтган ток $I = q/t$ га тенг ток зичлиги эса

$$j = \frac{I}{S} = \frac{q}{St} = \frac{Sl_0e^+}{Sl/v} = n_0e^+v. \quad (16.4)$$

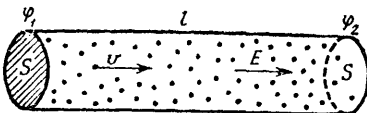
ёки вектор шаклида

$$\mathbf{j} = n_0e^+\mathbf{v}. \quad (16.5)$$

$\mathbf{v} = u\mathbf{E}$ бўлганидан қуйидагини оламиз:

$$\mathbf{j} = un_0e^+\mathbf{E}. \quad (16.6)$$

Майдоннинг E кучланганлиги вектор, u , n_0 ва e^+ лар эса скаляр катталик бўлганидан, \mathbf{j} ток зичлиги ҳам йўналиши E вектор-



16.1- расм.

нинг йўналишига мос келувчи вектордир. Шундай қилиб, токнинг йўналиши учун шартли равишда ўтказгичдаги мусбат зарядларнинг

$$I = un_0 e^+ SE. \quad (16.7)$$

Цилиндрдаги майдоннинг кучланганлигини (15.14) формулага кўра қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$E = \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{l} = \frac{U}{l},$$

у ҳолда (15.6) ва (15.7) дан қуйидагиларни оламиз:

$$j = \frac{un_0 e^+}{l} U, \quad (16.6a)$$

$$I = \frac{un_0 e^+ S}{l} U. \quad (16.7a)$$

Бу формулаларни ихтиёрий ўлчамдаги ўтказгич учун ҳам қўллаш мумкин, у ҳолда l бутун ўтказгичнинг узунлигини билдиради, S — унинг кўндаланг кесими, U — унинг учларидаги кучланиш.

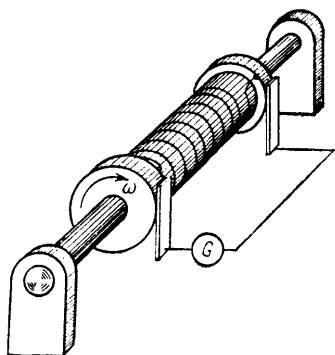
Ўтказгичнинг ҳар бир нуқтасида вақт ўтиши билан ток зичлиги ўзгармас бўладиган бундай ток ўзгармас ток деб аталади. (16.7 а) дан кўриниб турибдики, ўзгармас ток ўтказгичда унинг учларидаги кучланиш доимий бўлгандагина мавжуд бўлади. Агар ток вақт ўтиши билан ўзгарса, у ўзгарувчан ток деб аталади. Мазкур бўлимда қуйида баён этиладиганларнинг ҳаммаси ўзгармас токка тааллуқлидир.

Ток йўналиши учун электр майдоннинг йўналиши билан мос келувчи мусбат зарядларнинг ҳаракат йўналиши қабул қилинганлигини яна бир марта таъкидлаб ўтамиз. Манфий зарядланган ток ташувчилар бизга маълумки, майдон кучлари таъсирида майдон йўналишига тескари йўналишда ҳаракатланади. Лекин ўтказгичда манфий зарядларнинг у ёки бу йўналишда силжиши катталиқ жиҳатида худди шундай бўлган мусбат зарядларнинг қарама-қарши йўналишда силжишига эквивалентдир. Демак, манфий зарядланган ток ташувчилар ҳосил қилган токнинг йўналиши ҳам майдоннинг йўналиши билан мос тушади. Бу ҳолда ток зичлиги ва ток кучи (16.6 а) ва (16.7 а) ларга ўхшаш ифодалар билан аниқланади. Бу формулаларда заряднинг ишорасини ташлаб юбориш керак, шунда уларни ҳам мусбат, ҳам манфий зарядлар учун қўллаш мумкин бўлади:

$$j = \frac{un_0 e}{l} U, \quad (16.6b)$$

$$I = \frac{un_0 e S}{l} U. \quad (16.7b)$$

Металларда қандай зарядлар эркин эканлигини аниқлаш учун қуйидаги тажриба ўтказилди. Катта узунликка эга бўлган металл сим цилиндрик каркасга ўралди, унинг учи эса гальва-



16.2- расм.

нометрга (кучсиз токларни ўлчайдиган асбоб) уланган кўмир пластинкалар қисиб қўйилган икки ҳалқа ёрдамида уланди (16.2- расм). Симли ғалтакни тез айлантриб, сўнгра кескин тормозланди. Шу вақт momentiда гальванометр стрелкаси оғди, яъни қисқа муддатли ток ҳосил бўлди. Бу токнинг ҳосил бўлиши қўйидагича тушунтирилади.

Ғалтак айлантририлганда ўтказгич билан бирга ундаги ток ташувчилар ҳам ҳаракатланади. Ғалтак кескин тўхтатилганда ток ташувчилар бирор вақт давомида ўз ҳара-

катини инерцияси бўйича давом эттиради, яъни ўтказгичда қисқа муддатли ток ҳосил бўлади. Бу токнинг йўналишига қараб манфий зарядлар ҳаракатланганлиги аниқланди. Батафсил тадқиқотлар эса металлларда ҳаракатчан заряд ташувчилар электронлардан иборат эканлигини кўрсатди.

16.3- §. Берк электр занжири. Ҳар хил потенциалга эга бўлган иккита зарядланган ўтказувчи жисмни сим билан улаб, ўтказгичда қисқа муддатли электр токи олиш мумкин. Жисмларнинг потенциали тенглашганда ўтказгичдаги ток бугунлай йўқолади. Ўтказгичдаги ток умуман унинг ичидаги майдонни сусайтиришини ва ўтказгичдаги ҳамма нуқталар потенциалини тенглаштиришини эслатиб ўтамыз (15.8- § га қ.).

Узоқ муддатли ток олиш учун ўтказгичлардан зарядлар циркуляция қила оладиган қилиб берк занжир тузиш керак. Бундан ташқари, ўтказгичлар ичидаги майдонни электр энергия манбаи аниқ қувватлаб туриши керак.

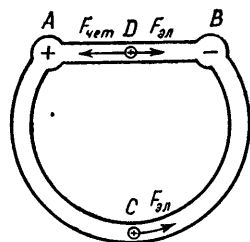
Занжирга шунингдек электр энергия истемолчиларини улаш керак. Уларда ток фойдали иш бажаради. Бундан ташқари, занжирга уловчи сим ва занжирни улаш ва узиш учун виключатель (рубильник) киритилади.

Занжирга улаш учун мўлжалланган асбоблар симларни улаш мумкин бўлган қисқичларга (клеммаларга) эга бўлиши керак. Демак, оддий электр занжир электр энергия манбаи, истемолчи, уловчи симлар ва виключателдан ташкил топади.

16.4- §. Электр энергия манбаининг электр юритувчи кучи. Юқорида зарядни берк контур бўйлаб кўчиришда электр майдон кучларининг бажарган иши нолга тенг бўлиши кўрсатилган эди (15.5- § га қ.). Бу, агар берк контурда зарядларга фақат электр кучлар таъсир этаётган бўлса, ток ёрдамида иш бажариш мумкин эмаслигини билдиради. Демак, электр занжирда ҳеч бўлмаганда битта шундай қисм бўлиши керакки, унда ҳаракатчан заряд ташувчиларга электр майдон кучларидан ташқари, бу зарядларни кўчиришда иш бажаришга қодир бўлган яна қандай-

дир бошқа кучлар таъсир қилсин. Бундай кучлар чет кучлар деб аталади.

Зарядланган иккита A ва B ўтказгич олайлик (16.3- расм). Айтайлик, A ўтказгичнинг потенциали B ўтказгичнинг потенциалидан катта бўлсин. Агар уларни ACB ўтказгич билан уласак, мусбат зарядлар электр майдоннинг $F_{эл}$ кучлари таъсирида ACB ўтказгич орқали A дан B га ҳаракатлана бошлайди. Лекин бу ҳаракат жуда тез тўхтайди, чунки A ва B ўтказгичларнинг потенциаллари тенглашиб қолади. Бундай бўлмаслиги ва ток ташувчиларнинг ҳаракати етарли даражада узоқ давом этиши учун мусбат зарядларни B нуқтадан яна A нуқтага қандайдир усул билан, масалан, BDA ўтказгич орқали кўчириш керак. Лекин зарядлар, ўз-ўзидан бундай кўча олмайди, чунки уларга электр майдон кучлари тескари томонга қараб таъсир этади.



16.3- расм.

Демак, BDA ўтказгичда зарядларга электр майдон кучларига қарши йўналган ва катталиқ жиҳатидан улардан катта бўлган $F_{чет}$ чет кучлар таъсир этиши керак. У ҳолда ток ташувчилар ACB қисмда электр майдон кучлари таъсирида A дан B га қараб ҳаракатланади. BDA қисмда эса четки кучларнинг майдони таъсирида B дан A га қараб ҳаракатланади. Бу ҳолда берк занжир бўйлаб зарядлар оқими узлуксиз циркуляцияланади, яъни электр токи ўтади. A ва B ўтказгичларнинг потенциаллари эса тенглаша олмайди.

Чет кучлар электр майдон ва BDA ўтказгич ясалган модда зарраларининг қаршиликларини енгиб, BDA қисмда ҳаракатчан заряд ташувчиларни силжитишда иш бажаради. Чет кучларнинг электр майдон кучларига қарши бажарган иши ҳисобига ток занжирнинг ACB қисмида иш бажаради.

Шундай қилиб, BDA қисмда электр энергия энергиянинг бошқа кўринишлари ҳисобига ҳосил бўлади, ACB қисмда эса аксинча, электр энергия энергиянинг бошқа кўринишларига, масалан, ўтказгичнинг ички энергиясига айланади. Шунинг учун занжирнинг зарядлар чет кучлар таъсири йўналишида ҳаракат қиладиган қисми (BDA қисм) электр энергия м а н б а и деб аталади, занжирнинг зарядлар электр кучлар йўналишида ҳаракатландиган қисми эса электр энергия и с т е ъ м о л ч и с и деб аталади.

Электротехникада электр энергия манбалари генераторлар деб аталишини қайд қилиб ўтамиз. Улардан химиявий энергияси электр энергияга айланадиганлари г а л ь в а н и к э л е м е н т л а р ёки а к к у м у л я т о р л а р деб аталади.

Генераторларда ҳосил бўлган заряд электр энергиясининг генераторнинг ички тузилишига боғлиқлигини характерловчи катталиқ генераторнинг электр юритувчи кучи деб аталади ва ЭЮК ёки \mathcal{E} билан белгиланади. Генераторнинг электр юритувчи кучи

чет кучларнинг бирлик мусбат зарядни силжитишда бажарган иши билан ўлчанади:

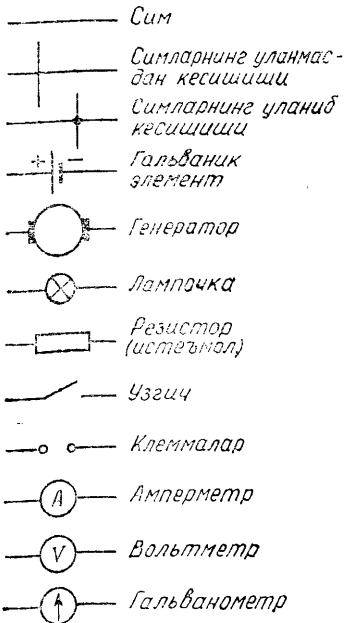
$$\mathcal{E} = A_{\text{че}}/q \quad (16.8)$$

(СИ системада ЭЮК нинг ўлчов бирлиги 1 В эканлигини кўрсатинг).

Шундай қилиб, берк занжирда ЭЮК бўлгандагина ундан давомли ток оқиши мумкин. Агар ACB ўтказгич олиб ташланса (16.3- расмга қ.), у ҳолда чет кучларнинг таъсирида BDA қисмда зарядларнинг кўчиши натижасида A нуқтада мусбат зарядлар тўпланади, B нуқтада эса манфий зарядлар тўпланади. A ва B ўтказгичлар орасидаги U кучланиш зарядларга таъсир этувчи электр ва чет кучлар тенглашгунча ортади. У ҳолда A ва B нуқталарда заряд тўпланиши тўхтайтиди, A ва B орасидаги кучланиш эса берилган генератор учун максимум қийматига эришади. (Нима учун генератордаги кучланиш занжир очиқ бўлганда ЭЮК га тенг бўлишини тушунтиринг.)

Шундай қилиб, генераторнинг ЭЮК ини ўлчаш учун унга вольтметрни занжир очиқ бўлганда улаш керак.

16.5- §. Занжирнинг ташқи ва ички қисми. Электр занжир бир-биридан тубдан фарқ қилувчи икки қисмдан иборат эканлиги олдинги параграфда кўрсатилган эди. Занжирнинг зарядлар электр кучлари таъсир йўналишида ҳаракатланадиган қисми (16.3- расмда ACB қисм) занжирнинг ташқи қисми деб, занжирнинг зарядлар чет кучлар таъсири йўналишида ҳаракатланадиган қисми эса (16.3- расмда BDA қисм) занжирнинг ички қисми деб аталади. Бошқача қилиб айтганда, электр энергия манбаи занжирнинг ички қисми, занжирнинг қолган ҳамма қисми эса унинг ташқи қисмидир.



16.4- расм.

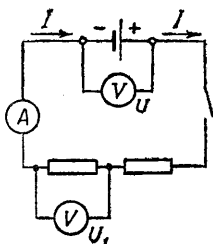
Ташқи занжирни ички занжирдан ажратиб турувчи нуқталар қутблар деб аталади. Занжирнинг ташқи қисмида зарядлар бир нуқтадан иккинчи нуқтага фақат потенциаллар айирмаси мавжуд бўлгандагина ҳаракатланади; шунинг учун берк занжирда ток оқаётганда ташқи занжирда потенциал нуқтадан нуқтага камайиб боради (16.3- расмда A дан B га томон йўналишида). Шундай қилиб, қутблардан бирида занжирнинг бошқа нуқталарига қараганда жуда катта потенциал, иккинчисида эса жуда кичик потенциал бўлади. Энг катта потенциалга эга бўлган қутб мус-

б а т қутб деб аталади ва «+» ишора билан белгиланади, энг кичик потенциалли қутб эса м а н ф и й қутб деб аталади ва «—» ишора билан белгиланади.

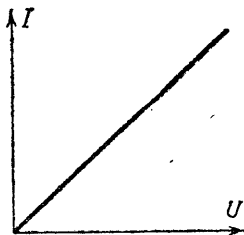
Электр занжир схемаларида 16.4-расмда кўрсатилган шартли белгилар қўлланилади. Электр энергия манбаини белгилашда ингичка узун чизиқ мусбат қутб деб, қисқа қалин чизиқ эса манфий қутб деб қабул қилинган.

Улчов асбоблари уланган содда электр занжир схемаси 16.5- расмда кўрсатилган. Ташқи занжирда ток йўналиши учун мусбат зарядларнинг мусбат қутбдан манфий қутбга томон ҳаракат йўналиши қабул қилинганлигини эслатиб ўтамиз (16.2- §. га қ.); занжирнинг ички қисмида эса ток йўналиши учун, гарчи электронлар металлларда тескари томонга ҳаракат қилса-да, мусбат зарядларнинг манфий қутбдан мусбат қутбга томон ҳаракат йўналиши қабул қилинади.

Ташқи занжирда потенциал ток йўналиши бўйлаб нуқтадан нуқтага камайиб борганлигидан, занжирнинг ташқи қисмини ташкил этувчи исалган участкадаги U кучланиш (16.5- расмга қ.) манба қутбидеги, яъни занжирнинг ҳамма ташқи қисмидаги U кучланишдан кичик бўлади. Агар занжир узилса, қутбларнинг бирига уланган ўтказгичдаги ҳамма нуқталарнинг потенциали бир хил бўлади. (Бу ҳолда қутблар орасида кучланиш мавжуд бўладими ё йўқми, ўйлаб кўринг.)



16.5- расм.



16.6- расм.

16.6- §. ЭЮК га эга бўлмаган занжир қисми учун Ом қонуни. Ўтказгичнинг қаршилиги. Кучланиш тушиши. Занжирнинг бирор қисмидан ток ўтганда шу қисм учун ток кучи билан кучланиш орасида маълум функционал боғланиш бўлиб, у в о л ь т а м п е р х а р а к т е р и с т и к а деб аталади.

Металл ўтказгич учун вольтампер характеристика (16.7 б) формула билан ифодаланади:

$$I = \frac{un_0eS}{l} U.$$

Бундан кўришиб турибдики, I ва U орасида тўғри пропорционал боғланиш бўлиши керак. Бу боғланишни биринчи марта тажрибада немис олими Г. Ом аниқлади.

16.6- расмдаги график (16.7 б) формулага асосан, ўтказгич учун тўғри чизиқдан иборат. Бу боғланишни қуйидаги формула билан ифодалаш мумкин:

$$I = gU, \quad (16.9)$$

бу ерда

$$g = \frac{un_0eS}{l}. \quad (16.10)$$

Ўтказгичдаги ток кучининг ўтказгич турига, катталигига ва ташқи шароитга боғлиқлигини кўрсатувчи g катталик занжир қисмининг ўтказувчанлиги деб аталади. Ўтказувчанлик ўтказгич учларидаги кучланиш бирга тенг бўлганда ўтказгичдан ҳосил бўлган ток кучи билан ўлчанади.

Амалда (16.9) ифода кўпинча қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$I = \frac{U}{R}, \quad (16.11)$$

бу ерда

$$g = \frac{1}{R}. \quad (16.12)$$

R катталик электр қаршилик деб аталади. Механикада ишқаланиш жисмнинг ҳаракатига тўсқинлик қилганидек, ўтказгич қаршилиги зарядларнинг йўналган ҳаракатига қаршилик кўрсатади ва электр энергиянинг ўтказгичнинг ички энергиясига айланишини белгилайди.

Ўтказгичнинг ички тузилиши ва ундаги зарраларнинг тартибсиз ҳаракати туфайли юзага келган электр токка қарши таъсирни характерловчи катталик ўтказгичнинг электр қаршилиги деб аталади. Занжирдаги ЭЮК га эга бўлмаган қисмнинг қаршилиги шу қисмда бир бирлик токни ҳосил қилиш учун зарур бўлган кучланиш билан ўлчанади:

$$R = \frac{U}{I}, \quad (16.11a)$$

R нинг ўлчов бирлигини киритамиз:

$$R = \frac{1\text{В}}{1\text{А}} = 1 \frac{\text{В}}{\text{А}} = 1 \frac{\text{кг} \cdot \text{м}^2}{\text{с}^3 \cdot \text{А}^2} = 1 \text{ Ом}.$$

СИ системада қаршилик бирлиги учун (о м) Ом қабул қилинади. Ом деб занжирнинг ЭЮК га эга бўлмаган шундай қисмининг қаршилигига айтиладики, бунда ушбу қисми орқали унинг учларида кучланиш 1 В бўлганда 1 А ток ўтади*.

Металл ўтказгичлар учун Ом топган қонуният (16.11) формула билан ифодаланади ва занжирнинг ЭЮК га эга

* СИ системада $g = 1/R$ ўтказувчанлик бирлиги учун сименс (См) қабул қилинган: $1 \text{ См} = 1 \text{ Ом}^{-1}$.

бўлмаган қисми учун Ом қонуни деб аталади: занжирнинг ЭЮК га эга бўлмаган қисмидаги ток кучи шу қисм учларидаги кучланишга тўғри пропорционал ва унинг қаршиликига тескари пропорционал:

$$I = U/R.$$

Ом қонунининг формуласини қўйидаги кўринишда ёзамиз:

$$U = IR. \quad (16.11б)$$

Бу ифоданинг физик маъноси шундан иборатки, бунда U — занжирнинг берилган қисмида бирлик зарядни кўчиришда электр майдон бажарган тўла иш, яъни занжир қисмида шу қисм бўйлаб бирлик зарядни кўчиришда сарфланган электр энергиядир. Занжирнинг R қаршиликли ЭЮК га эга бўлмаган қисмида бу энергиянинг ҳаммаси ўтказгични қиздиришга кетади, яъни унинг ички энергиясига айланади. Энергиянинг бу айланиши, худди механик жараёнлардаги ишқаланиш сингари таъсир кўрсатувчи қаршилик натижаси эканини яна бир бор таъкидлаб ўтамиз.

Занжир қисмида сарфланган энергияни олинган энергияга тенг деб ҳисоблаб, (16.11 б) ни занжир қисми учун энергия сақланиш қонунининг ифодаси деб қараш мумкин. Шунинг учун кучланиш тушиши деб аталувчи IR кўпайтма занжир қисми энергиясининг ортишини ифодалайди, яъни сон жиҳатдан электр энергиянинг занжирнинг шу қисми орқали бир birlik заряд ўтганда иссиқлик таъсирига сарфланадиган қийматига тенг деб айтиш мумкин.

Юқорида айтилганлардан, агар электр энергия занжир қисмида ички энергиядан ташқари, энергиянинг яна қандайдир бошқа турига ҳам айланса, у ҳолда кучланиш тушиши кучланишнинг фақат бир қисмини ташкил этиши, яъни занжирнинг бундай қисми учун (16.11 б) муносабат яроқсиз бўлиши келиб чиқади. Бунда занжир қисмида албатта четки кучлар таъсир этади, яъни ЭЮК бўлади.

Ток генератордан истеъмолчига келадиган уловчи симларда ҳар доим кучланиш тушиши мавжуд бўлади. Худди мана шунинг учун ҳам истеъмолчидаги кучланиш ҳар доим генератор қутбларидаги кучланишдан кичик бўлади. Уловчи симлардаги кучланиш тушиши баъзан кучланиш йўқотишлари деб аталади.

Токни чеклаш учун электр занжирга уланадиган қурилма резистор деб аталишини қайд қилиб ўтамиз.

16.7-§. Қаршилиқнинг ўтказгич материалига, узунлигига ва кўндаланг кесим юзига боғлиқлиги. Металл ўтказгичнинг қаршилиги нима билан белгиланишини аниқлаймиз. Металлда ҳаракатчан заряд ташувчи зарралар вазифасини электронлар ўтайди. Электронлар тартибсиз ҳаракатланганда ўзларини газ молекулалари каби тутади деб ҳисоблаш мумкин. Шунинг учун классик физикада металлдаги эркин электронлар элек-

трон газ деб аталади ва биринчи яқинлашишда унга идеал газ қонунларини қўллаш мумкин деб ҳисобланади.

Электрон газ зичлиги ва кристалл панжаранинг тузилиши металлнинг турига боғлиқ. Шунинг учун ўтказгич қаршилиги унинг қандай моддадан тузилганлигига боғлиқ бўлиши керак. Бундан ташқари, қаршилик яна ўтказгичнинг узунлигига, кўндаланг кесимининг юзига ва ҳароратига ҳам боғлиқ бўлиши керак.

Қаршиликка ўтказгич кесимининг таъсири шу билан тушунтириладики, кесим кичрайганда ток кучининг айти бир қийматида ўтказгичдаги электронлар оқими зичлашади ва шунинг учун электронлар ўтказгич моддасининг зарралари билан кучлироқ таъсирлашади. Буни батафсилроқ кўрсатамиз. $R = \frac{l}{g}$, $g = \frac{un_0 e S}{l}$ бўлгани учун

$$R = \frac{l}{un_0 e S}$$

ёки

$$R = \frac{l}{un_0 e} \cdot \frac{l}{S}. \quad (16.13)$$

Қуйидаги белгилашни киритамиз:

$$\rho = \frac{l}{un_0 e}, \quad (16.14)$$

у ҳолда

$$R = \rho \frac{l}{S}. \quad (16.15)$$

Бу формуладан кўринадики, ўтказгичнинг қаршилиги унинг узунлигига тўғри пропорционал ва кўндаланг кесимининг юзига тескари пропорционалдир. Ўтказгич қаршилигини унинг материалига ва ташқи шароитларга боғлиқлигини характерловчи ρ катталик модданинг солиштирма қаршилиги деб аталади. (СИ системада ρ нинг ўлчов бирлиги 1 Ом·м эканлигини кўрсатинг.) Ҳисоблашларда турли моддаларнинг солиштирма қаршилиги жадваллардан олинади.

Солиштирма қаршиликка тескари бўлган катталик модданинг солиштирма ўтказувчанлиги деб аталади ва σ билан белгиланади:

$$\sigma = \frac{1}{\rho}. \quad (16.16)$$

(СИ системада σ нинг ўлчов бирлиги $1 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1} = 1 \text{ См/м}$ эканлигини кўрсатинг.)

16.8-§. Қаршиликнинг температурага боғлиқлиги. Модда қиздирилганда модда зарраларининг тартибсиз ҳаракати интенсифлашганлиги учун ток ташувчиларнинг йўналган ҳаракатига кўрсатиладиган қарши таъсир ортади. Бу (16.14) формуладан кўриниб турибди:

$$\rho = \frac{l}{un_0 e}.$$

Металл ўтказгич қиздирилганда ток ташувчи зарраларнинг ҳаракатчанлиги u камаяди, n_0 ва e эса ўзгармай қолади. Демак, бу ҳолда ρ ортиши керак. Тажриба кенг температура интервалида металл солиштирма қаршилигининг ортиши ҳароратнинг ортишига тўғри пропорционал эканлигини кўрсатади. Агар 0°C ҳароратдаги солиштирма қаршилиқ ρ_0 билан, t ҳароратдаги солиштирма қаршилиқ эса ρ_t билан белгиланса, у ҳолда $\rho_t - \rho_0 = \alpha(t - 0)\rho_0$ ёки

$$\rho_t - \rho_0 = \alpha t \rho_0. \quad (16.17)$$

Жисм қиздирилганда солиштирма қаршилиқ ўзгаришининг модда турига боғлиқлигини характерловчи α катталиқ қаршилиқнинг ҳарорат коэффиценти деб аталади. Қаршилиқнинг ҳарорат коэффиценти жисм 1°C қиздирилганда унинг солиштирма қаршилиги 0°C даги қийматининг қандай қисмига ортишини кўрсатувчи сон билан ўлчанади:

$$\alpha = \frac{\rho_t - \rho_0}{t \rho_0} = \frac{\Delta \rho}{t \rho_0}$$

(α нинг ўлчов бирлиги 0C^{-1} эканлигини кўрсатинг).

Ҳамма металлларда α нинг қиймати мусбат, чунки қиздирилганда уларнинг қаршилиги ортади. Тоza металлларнинг температура коэффицентлари бир-биридан кам фарқланади ва уларни тахминан $0,004^\circ\text{C}^{-1}$ ($1)273^\circ\text{C}^{-1}$ атрофида) га тенг деб ҳисоблаш мумкин. Металл қотишмаларининг солиштирма қаршилиги тоza металлларникига қараганда анча катта, ҳарорат коэффицентлари эса бирмунча кичик бўлади. Масалан, константан ва манганин каби қотишмаларнинг α коэффиценти шунчалик кичикки, уларнинг қаршилиги ҳароратга боғлиқ бўлмайди деб ҳисоблаш мумкин.

Турли ҳароратда ўтказгич қаршилигини ҳисоблаш формуласини келтириб чиқарамиз. (16.17) дан

$$\rho_t = \rho_0(1 + \alpha t). \quad (16.17 a)$$

ρ_t нинг бу қийматини (16.15) га қўйиб, қуйидагини оламиз:

$$R_t = \frac{\rho_0 l}{S}(1 + \alpha t) = R_0(1 + \alpha t). \quad (16.18)$$

Металлар қаршилигининг ҳароратга боғлиқлиги қ а р ш и л и к т е р м о п а р а л а р и н и я с а ш д а фойдаланилади. Улар ҳароратни градуснинг мингдан бир улушларига қадар аниқликда ўлчашга имкон туғдиради (чунки қаршилиқни юқори аниқликда ўлчаш мумкин).

Яна шуни қайд қилиб ўтамизки, кўмир ва электролитлар, шунингдек тоza ярим ўтказгичлар учун α коэффицент манфийдир, чунки уларнинг қаршилиги қиздирилганда камаяди (19.1- ва 21.2- § ларга қаранг).

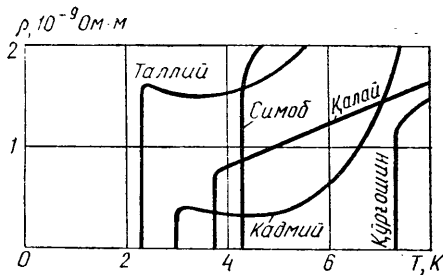
16.9- §. Ўта ўтказувчанлик. Қаршилиқнинг ҳароратга боғлиқлигини ҳар доим (16.18) формула асосида ифодалаш мум-

кин эмас экан. Паст ҳароратларда бу боғланишдан қизиқ четланишлар кузатилади. Тоза металллардан ясалган баъзи ўтказгичларнинг ҳароратлари абсолют нолга яқинлашганда, (16.18) дан кутилганидек, уларнинг қаршилиги нолга интилмай, балки қандайдир нолдан фарқли чегаравий қийматга яқинлашади.

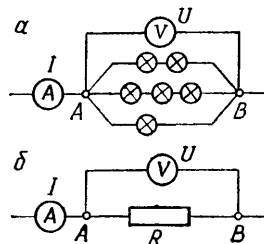
1911 йилда голланд физиги Х. Камерлинг-Оннес ўтказгичларнинг қаршилигини жуда паст температураларда ўлчаб, кейинчалик ўта ўтказувчанлик деб аталган ҳодисани кузатади. Баъзи ҳолларда етарлича паст ҳароратда модда қаршилиги сакраб нолга қадар камайиши маълум бўлди (16.7-расм). Агар бундай моддадан берк занжир (масалан, ҳалқа) ясаб, унда ток ҳосил қилинса, у ҳолда ток занжирда истаганча узоқ вақт циркуляция қилиши мумкин, чунки ток ташувчилар ўз энергиясини ўтказгични қиздириш учун сарфламайди.

Бир неча юздан ортиқ металл ва қотишмалар ўта ўтказувчанликка эга эканлиги аниқланди. Шуниси қизиқарлики, баъзи металллар, жумладан Cu, Ag, Au, Pt, Li, K, Fe, Ni, Na ва бошқа энг яхши (оддий шароитда) ўтказгичлар ўта ўтказувчанлик хусусиятига эга эмас.

Ўта ўтказувчанлик паст ҳароратларда кесими катта бўлмаган ўтказгичларда жуда катта ток ҳосил қилиш имконини яратди. Шунинг учун катта қувватли электрогенераторлар ва ўта юқори қувватли электромагнитларнинг ўрамлари ўта ўтказгичлардан (ниобий-титан, ниобий-қалай ва бошқа қотишмалар) тайёрланади. Улар суюқ гелий ёрдамида 4К га қадар совутилади. Электр энергиясини узатиш учун ўта ўтказувчан кабеллар ишлаб чиқариш мўлжалланган.



16.7- расм.



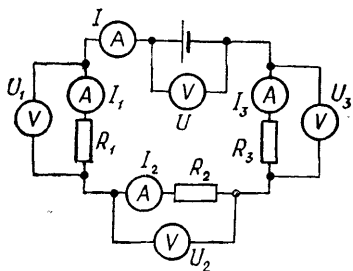
16.8- расм.

Бундай мақсадлар учун ўта ўтказувчанлик ҳолатига ўтиш ҳароратини орттирадиган қотишмалар танлаб олинади (масалан, соф ниобийда 9 К ниобий-қалай қотишмасида 18 К ниобий-германий қотишмасида 23 К).

16.10- §. Эквивалент қаршилиқ. Айтайлик, A ва B нуқталар орасида (16.8- a расм) ихтиёрый уланган бир нечта истеъмолчи бўлсин. Бу истеъмолчилардаги умумий ток I , A ва B нуқталар орасидаги кучланиш эса U га тенг. 16.8- b расмда R

қаршиликли ўтказгичнинг A ва B нуқталар орасига уланиши кўрсатилган.

R қаршилик шундай танлаб олинсинки, a ва b схемалардаги амперметр ва вольтметрларнинг кўрсатиши бир хил бўлсин. Бинобарин, агар 16.8- a расмда кўрсатилган A ва B нуқталар орасидаги занжирнинг ҳамма қисмини 16.8- b расмда кўрсатилган битта R қаршилик билан алмаштирилса, у ҳолда берк занжирнинг қолган қисмларида (расмда кўрсатилмаган) ҳеч қандай ўзгариш юз бермайди. Бу иккала схемада A ва B нуқталар орасидаги қаршиликлар тенг қийматли эканини билдиради.



16.9- расм.

Занжирнинг икки нуқтаси орасидаги ҳамма ўтказгичлар ўрнига уланганда ток ва кучланишни ўзгартирмайдиган қаршилик бу ўтказгичларнинг эквивалент қаршилиги деб аталади.

16.11- §. Ток энергияси истеъмолчиларини кетма-кет улаш. 16.9- расмда истеъмолчиларни кетма-кет улаш кўрсатилган. Бундай улашда ток, кучланиш ва қаршиликларни ҳисоблаш куйида келтирилган қоидалар ёрдамида амалга оширилади.

1. *Кетма-кет улашда занжирнинг ҳамма қисмидаги ток бир хил бўлади:*

$$I = I_1 = I_2 = I_3. \quad (16.19)$$

16.9- расмда ҳамма амперметрлар бир хил ток кучини кўрсатади. Бу ҳол занжирда зарядларнинг ҳосил бўлмаслиги ва йўқолмаслиги билан тушунтирилади. Кетма-кет улашда ток кучини белгиловчи ҳарфлар ёнидаги индексларни қўймаса ҳам бўлади.

2. *Кетма-кет улашда занжирнинг ташқи қисмидаги кучланиш занжирнинг айрим қисмларидаги кучланишлар йиғиндисига тенг:*

$$U_{\text{кет}} = U_1 + U_2 + U_3. \quad (16.20)$$

Буни тажрибада вольтметрларнинг кўрсатишидан аниқлаш мумкин. (16.20) ифодани энергиянинг сақланиш қонуни асосида тушунтиринг.

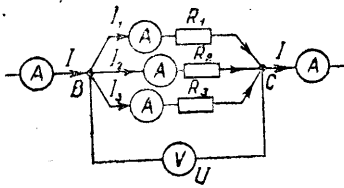
3. *Кетма-кет улашда занжирнинг айрим қисмларидаги кучланиш уларнинг қаршиликларига тўғри пропорционалдир:*

$$U_1 : U_2 : U_3 = R_1 : R_2 : R_3 \quad (16.21)$$

(буни Ом қонуни ва (16.19) ифода асосида исбот қилинг).

4. *Кетма-кет улашда бутун занжирнинг эквивалент қаршилиги айрим қисмлар қаршиликларининг йиғиндисига тенг:*

$$R_{\text{кет}} = R_1 + R_2 + R_3. \quad (16.22)$$



16.10- расм.

(Бу муносабатни Ом қонуни ва (16.20) формула ёрдамида келтириб чиқаринг.)

(16.20) муносабатдан кўриниб турибдики, занжирнинг n та бир хил қисмини кетма-кет улашда умумий кучланиш

$$U_{\text{кет}} = U_1 n \quad (16.23)$$

га тенг бўлади, бу ерда U_1 — занжирнинг битта қисмидаги кучланиш. Шунингдек (16.22) дан қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$R_{\text{кет}} = R_1 n. \quad (16.24)$$

Кетма-кет уланган истеъмолчиларнинг бирида занжир узилганда бутун занжирда ток йўқолишини қайд қилиб ўтамиз. Шунинг учун амалда кетма-кет улаш донм қулай бўлавермайди.

16.12- §. Ток энергияси истеъмолчиларини параллел улаш. Истеъмолчиларни параллел улаш 16.10- расмда кўрсатилган. Иккитадан кўп ўтказгич кесишадиган нуқта тугун деб аталшини таъкидлаб ўтамиз (16.10- расмда B ва C нуқталар). Барча параллел уланган ўтказгичлар биргаликда тармоқланишни ҳосил қилади, уларнинг ҳар бири эса тармоқ деб аталади. Истеъмолчилар параллел уланганда ток, кучланиш ва қаршиликларни ҳисоблашда ҳам тўрт қондадан фойдаланилади.

1. *Параллел улашда ҳар бир тармоқдаги ва бутун тармоқланишдаги кучланиш бир хил бўлади:*

$$U_1 = U_2 = U_3 = U. \quad (16.25)$$

(Буни тушунтиринг.)

2. *Ток тармоқлангунга қадар ва тармоқлангандан кейин айрим тармоқлардаги тоklar йиғиндисига тенг:*

$$I_{\text{пар}} = I_1 + I_2 + I_3. \quad (16.26)$$

(Заряднинг сақланиш қонунига асосланган ҳолда (16.26) учун қонидани тушунтиринг.)

3. *Тармоқланишнинг айрим тармоқларидаги тоklar шу тармоқлар қаршиликларига тескари пропорционал:*

$$I_1 : I_2 : I_3 = \frac{1}{R_1} : \frac{1}{R_2} : \frac{1}{R_3}. \quad (16.27)$$

(Бу муносабатни Ом қонуни ва (16.25) формула ёрдамида келтириб чиқаринг.)

4. *Бутун тармоқланишнинг ўтказувчанлиги айрим тармоқлар ўтказувчанликларининг йиғиндисига тенг:*

$$g_{\text{пар}} = g_1 + g_2 + g_3 \quad (16.28)$$

ёки

$$\frac{1}{R_{\text{пар}}} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3}. \quad (16.28 \text{ a})$$

(Бу муносабатни Ом қонуни ва (16.26) формула ёрдамида келтириб чиқаринг.)

Тармоқланишнинг эквивалент қаршилиги ҳар доим ташкил этувчи тармоқлар қаршилигининг энг кичигидан кичик бўлишини таъкидлаб ўтамиз. Тармоқланишнинг ҳамма тармоқлари бир хил бўлган ҳолда занжирдаги умумий ток

$$I_{\text{пар}} = I_1 m \quad (16.29)$$

бўлади, бу ерда I — битта тармоқдаги ток кучи, m эса тармоқлар сони. Тармоқланишнинг эквивалент қаршилиги

$$R_{\text{пар}} = \frac{R_1}{m}. \quad (16.30)$$

Агар тугунлар орасидаги кучланиш ўзгармас бўлса, у ҳолда тармоқлардаги тоқлар бир-бирига боғлиқ бўлмайди. Бундан, амалда кўп ҳолларда истеъмолчиларни параллел улаш қулайдир, деган хулоса келиб чиқади.

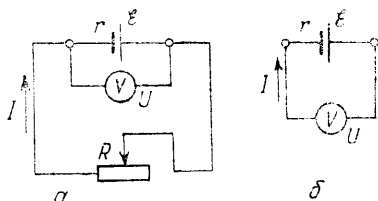
16.13-§. Бутун занжир учун Ом қонуни. Электр юритувчи кучи \mathcal{E} бўлган электр энергия манбаига I ток оқаётган ташқи занжир уланган бўлсин. Манбанинг қутбларига уланган вольтметр эса ташқи занжир кучланиши U га тенг эканлигини кўрсатсин (16.11-а расм).

Электр энергия манбаи ўтказгич эканини эслаймиз, шунинг учун унда иссиқлик ажралади. Бу иссиқликнинг ажралишига сабаб, электр энергия манбаида ички қаршилиқ деб аталувчи r қаршилиқнинг мавжудлигидир. Энергиянинг сақланиш қонунига асосан қуйидагича хулоса чиқариш мумкин.

\mathcal{E} электр юритувчи куч катталиқ жиҳатидан ички занжирда бирлик электр заряднинг олган энергиясига тенг, U кучланиш эса унинг ташқи занжирда йўқотган энергиясига тенг. Бундан ташқари, бу заряд ички занжирда $I r$ энергия йўқотади. Бу энергия электр энергия манбаида иссиқлик ажралишига сарфланади. Занжирда энергия ҳосил бўлмаганлиги ва йўқолмаганлигидан, заряд қанча энергия олса, у бутун берк занжир орқали ўтиб, шунча энергия йўқотади. Шунинг учун

$$\mathcal{E} = U + Ir. \quad (16.31)$$

Агар ташқи занжир эквивалент қаршилиги R бўлган қўзғалмас металл ўтказгичлардан ташкил топган бўлса, у ҳолда $U = IR$ бўлади, чунки бунда бутун электр энергия иссиқлик таъсирига сарфланади. (16.31) даги R кучланишни IR билан алмаштириб, қуйидагини ола-



16.11- расм.

$$\mathcal{E} = IR + Ir \quad (16.32)$$

бундан

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + r}. \quad (16.33a)$$

Бу муносабат бутун занжир учун Ом қонуни деб аталади: *битта ЭЮК манбаига эга бўлган электр занжирдаги ток кучи электр юритувчи кучга тўғри пропорционал ҳамда ташқи ва ички занжир қаршиликларининг йиғиндисига тескари пропорционал.*

Агар маълум электр энергия манбаидан фойдаланилса, (16.31) муносабатдаги \mathcal{E} ва r ларни ўзгармас катталиклар деб ҳисоблаш мумкин. Бу манбага ташқи занжирни турли R қаршиликлар билан улаш мумкин. Бунга боғлиқ равишда I ток ва U кучланишнинг ҳар хил қийматлари олинади. Бунда $U + Ir$ йиғинди ўзгармай қолганлиги учун I ортганда U камайиши ва аксинча бўлиши керак.

Шундай қилиб, ташқи занжир қаршилиги R қанча катта бўлса, бирлик заряд ташқи занжирда шунча катта энергия ва ички занжирда шунча кам энергия йўқотади (Ir камаяди.).

R нинг қиймати r га нисбатан жуда катта бўлса, ички занжирдаги кучланиш тушиши U га нисбатан шунчалик кичик бўладики, бунда уни эътиборга олмаслик мумкин. Шундай қилиб, R қаршилиқ катта бўлганда ташқи занжирдаги U кучланиш тахминан ЭЮК га тенг бўлади:

$$U \approx \mathcal{E}. \quad (16.33)$$

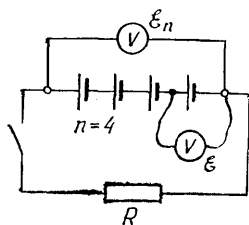
16.4-§ да тавсифланган ЭЮК ни ўлчаш шунга асосланган. Ҳақиқатан, ташқи занжир бўлмаганда электр энергия манбаига фақат вольтметр уланади (16.11-б расм) ва у вольтметрнинг ўзидаги U га тенг бўлган IR потенциал тушишини кўрсатади. Вольтметрнинг қаршилиги жуда кичик бўлганидан (22.17-§ га қ.) (16.33) муносабат ўринли бўлади.

16.14-§. Бир хил электр энергия манбаларини батарея қилиб улаш. Гальваник элемент ва аккумуляторлардан электр энергия олишда кўпинча уларни батарея қилиб улашга тўғри келади. Элементлар кетма-кет, параллел ва аралаш уланади.

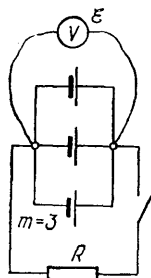
Элементларни батарея қилиб кетма-кет улашда олдинги манбанинг мусбат қутби кейингисининг манфий қутби билан уланади (16.12-расм). Батареяга (16.33a) формулани қўллашда шунини эсда тутиш керакки, бу ҳолда \mathcal{E} учун бутун батареянинг ЭЮК \mathcal{E}_6 назарда тутилади, r эса батареянинг r_6 ички қаршилигидир. Шундай қилиб, (16.32a) формула қуйидаги кўринишни олади:

$$I = \frac{\mathcal{E}_6}{R + r_6}. \quad (16.32b)$$

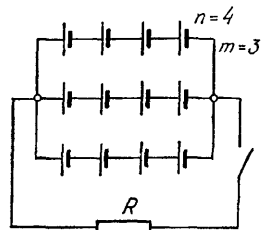
Амалда дсим Сир хил элементлар батарея қилиб уланади. n та



16.12- расм.



16.13- расм.



16.14- расм.

элемент кетма-кет уланганда, заряд чет кучлар таъсирида навбати билан ҳамма n элементлардан энергия олади. Шунинг учун батареянинг \mathcal{E}_n ЭЮК \mathcal{E}_n га тенг бўлади, бу ерда \mathcal{E} — битта элементнинг ЭЮК кучи. Агар битта элементнинг ички қаршилиги r бўлса, батареянинг r_n қаршилиги rn га тенг бўлади, чунки заряд кетма-кет ҳамма элемент қаршиликларини енгиб ўтади. Демак, элементлар кетма-кет уланганда бутун занжир учун Ом қонуни қуйидаги кўринишни олади:

$$I = \frac{n\mathcal{E}}{R + rn}. \quad (16.34)$$

Бу формуладан кўриниб турибдики, элементларни кетма-кет улаш битта элементнинг ички қаршилиги ташқи занжирнинг R қаршилигидан анча кичик бўлгандагина токни анча ошириб беради.

Элементларни батарея қилиб параллел улашда уларнинг ҳамма мусбат қутблари бир клеммага, манфий қутблари эса бошқа клеммага уланади (16.13-расм). Бу ҳолда битта элементдан ўтаётган зарядлар бошқасидан ўтмайди, яъни батареянинг \mathcal{E} ЭЮК битта элементнинг \mathcal{E} ЭЮК га тенг бўлади, m та бир хил элементдан ташкил топган батареянинг r_0 ички қаршилиги эса r/m га тенг бўлади. Шундай қилиб, параллел улашда бутун занжир учун Ом қонуни қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + (r/m)}. \quad (16.35)$$

(Нима учун битта элементнинг ички қаршилиги ташқи занжирнинг қаршилигидан жуда катта бўлганда элементларни параллел улаш мақсадга мувофиқлигини ўйлаб кўринг.)

Элементларни аралаш улаш 16.14-расмда тасвирланган. Бу ҳолда фақат кетма-кет улашгина ЭЮК ни оширади, яъни $\mathcal{E}_n = \mathcal{E}n$. Кетма-кет улаш қаршиликни оширишини, параллел улаш эса уни камайтиришини ҳисобга олиб, $r_0 = (rn/m)$ га эга бўлаемиз. Шундай қилиб, аралаш улашда бутун занжир учун Ом қонуни қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$I = \frac{\delta n}{R + (rn/m)}. \quad (16.36)$$

Ташқи занжир қаршилигини битта элементнинг қаршилигига яқин бўлгандагина аралаш улашдан фойдаланиш қулай.

16.15- §. Занжирнинг ЭЮК бўлган қисми учун ва бир нечта ЭЮК га эга бўлган бутун занжир учун Ом қонуни. Ташқи кучлар бир вақтнинг ўзида берк занжирнинг кўп қисмларида, жумладан, истеъмолчида ҳам таъсир қилиши мумкин. Бу ҳол фақат генератордагина эмас, балки занжирнинг ташқи кучлар таъсир этаётган ҳамма қисмларида ҳам ЭЮК бўлишини билдиради.

Занжир қисмидаги зарядлар уларга таъсир этаётган чет кучлар йўналишида ҳаракат қилса, шу қисмдаги ЭЮК мусбат ҳисобланади. Бу қисмда албатта бошқа кўринишдаги энергияларнинг электр энергияга айланиши содир бўлади. Агар зарядлар уларга таъсир этаётган чет кучлар йўналишига қарама-қарши томонга қараб ҳаракатланса, ЭЮК манфий ҳисобланади. Бу ҳолда электр зарядлар чет кучларнинг қарши таъсирини енгиб, ўз энергиясини йўқотади. Занжирнинг бундай қисмидаги электр юритувчи куч қарши (тескари) электр юритувчи куч деб аталади.

Зарядлар қаршилиқни енгиб, ўз энергиясини йўқотишини эслаймиз. Бу энергия ўтказгичнинг ички энергиясига айланади, яъни у унинг исишига кетади. Шунга ўхшаш, зарядлар манфий ЭЮК ли занжир қисмидаги чет кучларнинг қарши таъсирини енгиб, ўз энергиясини йўқотади. Бу энергия эса энергиянинг ички энергиядан фарқланувчи бошқа турларига айланади. Шундай қилиб, занжир қисмида ЭЮК нинг бўлиши ёки бошқа тур энергияларнинг электр энергияга айланишини (генераторда) ё ЭЮК манфий бўлганда электр энергиянинг бошқа тур энергияларга (ички энергиядан ташқари) айланишини таъминлайди. Масалан, электр двигателнинг ишлашида қарши ЭЮК нинг мавжудлиги электр энергиянинг механик энергияга айланишига сабаб бўлади.

Ҳамма айтилганларни умумлаштирамиз. Занжир қисмида чет кучлар таъсир этаётганда учта турли ҳол бўлиши мумкин:

- 1) зарядларга электр ва чет кучлар қарама-қарши йўналишда таъсир қилади, ЭЮК эса кучланишдан катта;
- 2) зарядларга электр ва чет кучлар қарама-қарши йўналишда таъсир қилади, кучланиш эса ЭЮК дан катта;
- 3) зарядга электр ва чет кучлар битта йўналишда таъсир қилади.

Бу ҳолларнинг ҳар бири ўз хусусиятларига эга. Шуларни аниқлаймиз.

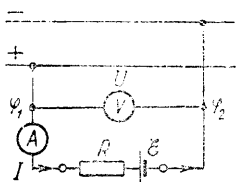
Биринчи ҳол генераторга, яъни занжирнинг бошқа қисмларини электр энергия билан таъминловчи қисмга тегишлидир. Унинг \mathcal{E} ЭЮК катталиқ жиҳатидан бирлик заряднинг олган электр энергиясига тенг. Агар R бутун занжирнинг (генера-

торнинг r ички қаршилигини ҳам ўз ичига олган) қаршилиги, U эса ундаги кучланиш бўлса, у ҳолда занжрдан I ток оққанда қуйидаги (16.31) муносабат бажарилиши керак:

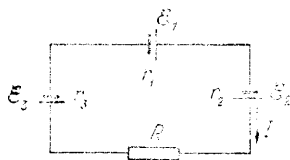
$$U = \mathcal{E} - IR. \quad (16.37)$$

Ҳақиқатан, энергиянинг сақланиш қонунига асосан, агар бирлик заряди занжир қисмида \mathcal{E} энергия олса ва унда IR энергияни иссиқлик таъсирига йўқотса, у ҳолда $\mathcal{E} - IR$ энергия қолади. Заряд бу энергияни генераторга уланган занжирга беради. (16.31) дан I ни аниқлаб, генератордан иборат занжир қисми учун Ом қонунини оламыз:

$$I = \frac{\mathcal{E} - U}{R}. \quad (16.37a)$$



16.15- расм.



16.16- расм.

Бу формула генераторга уланган ҳар қандай занжир учун қўл-ланиши мумкинлигини қайд қилиб ўтамыз.

Иккинчи ҳол аккумуляторни зарядлаш ва электр двигател-нинг ишлашида кузатилади. Бирлик заряднинг бундай қисмда йўқотган электр энергияси $U = \varphi_1 - \varphi_2$ кучланиш билан аниқ-ланади (16.15- расм). Агар занжирнинг ушбу қисмининг қар-шилиги R , ундаги ток I бўлса, у ҳолда бирлик заряднинг иссиқ-лик таъсирига сарфлаган энергияси IR га тенг, бошқа кўри-нишларга айланган энергия эса \mathcal{E} га тенг. Шундай қилиб, энер-гиянинг сақланиш қонунига асосан қуйидагига эга бўламыз:

$$U = IR + \mathcal{E}, \quad (16.38)$$

бундан занжирнинг қарши ЭЮК ли қисми учун Ом қо-нунини оламыз:

$$I = \frac{U - \mathcal{E}}{R}. \quad (16.38a)$$

Учинчи ҳолда электр ва чет кучлар бир томонга йўналган. Шу-нинг учун зарядлар ҳам шу томонга қараб ҳаракатланади. Бу ҳол бундай қисм албатта занжирнинг қолган қисмидан олинган энергияни истеъмол қилишини билдиради. Бундан ташқари, четки кучлар таъ-сирида у қўшимча энергия олади. Шундай қилиб, бирлик заряд занжирнинг қолган қисмидан U энергия олиб, занжирнинг шу қис-мида яна \mathcal{E} энергия олади ва ушбу $U + \mathcal{E}$ энергиянинг ҳаммаси-

ни IR кучланиш тушиши билан аниқланувчи иссиқлик таъсирига сарфлайди.

Шундай қилиб,

$$IR = \mathcal{E} + U. \quad (16.39)$$

I ни аниқлаб, занжирнинг бундай қисми учун Ом қонунини оламиз:

$$I = \frac{\mathcal{E} + U}{R}. \quad (16.39a)$$

Ҳамма уч ҳолни умумлаштириб, занжирнинг ЭЮК ли қисми учун Ом қонунини қуйидагича таърифлаш мумкин: *занжирнинг ЭЮК ли қисмидаги ток кучи шу қисмдаги кучланиш ва ЭЮК ларнинг алгебраик йиғиндисига тўғри пропорционал ва унинг қаршилигига тескари пропорционал.*

U ва \mathcal{E} ларнинг ишораси номаълум бўлган ҳолда ҳисоблашлар бажаришда (16.39) формуладан фойдаланиш керак. Агар ҳисоблаш натижасида топилган U ва \mathcal{E} катталикларнинг қиймати манфий бўлса, бу ҳол унинг зарядларга таъсири ҳақиқатда масалани ечишда қабул қилинганига тескари бўлишини билдиради.

Бир неча ЭЮК манбаларини кетма-кет улашда бутун занжир учун Ом қонуни қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$I = \frac{\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 + \dots + \mathcal{E}_m}{R_1 + R_2 + \dots + R_n}, \quad (16.40)$$

бу ерда m ва n — бутун занжирдаги ЭЮК ва қаршиликлар сони.

Агар занжир қисмида токнинг йўналиши бўйича потенциал ортса, шу қисмдаги ЭЮК мусбат бўлади. Агар бу йўналишда потенциал камайса, ЭЮК нинг қиймати минус ишора билан олинади.

Кетма-кет уланган (16.16-расмдаги схема бўйича) учта ЭЮК учун (16.40) формулани қуйидагича ёзиш керак:

$$I = \frac{\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_3}{r_1 + r_2 + r_3 + R}.$$

17-БОБ. ЭЛЕКТР ТОКИНИНГ ИШИ, ҚУВВАТИ ВА ИССИҚЛИК ТАЪСИРИ

17.1-§. Электр токнинг иши. Электр занжирида токнинг иши қандай ҳисобланишини аниқлаймиз.

Истеъмолчи деб ҳисобланган занжир қисмидаги токнинг тўла ишини (15.10) формуладан топиш мумкин:

$$A_T = Uq,$$

бу ерда U — занжир қисмидаги кучланиш, q — токнинг t ўтиши вақтида ўтказгичнинг кўндаланг кесими орқали олиб ўтилган заряд. $q = It$ бўлганидан,

$$A_T = UIt. \quad (17.1)$$

Занжир қисмидаги кучланиш ва токни вольтметр ва амперметр билан ўлчаш мумкинлигидан (17.1) формула амалда токнинг тўла ишини ҳисоблаш учун қулайдир. Занжирнинг кўрилатган қисмида электр энергия, қандай тур энергияга айланишидан қатъи назар, ишни (17.1) формула ёрдамида ҳисоблаш мумкин.

Электр энергиянинг ҳаммаси ички энергияга айланганда (яъни занжир қисмини иситиш учун сарфланганда) (16.11) формула ўринли бўлади: $I = U/R$. Бу ифодани (17.1) га қўйиб, занжирнинг ЭЮК га эга бўлмаган қисмида токнинг бажарган ишини ҳисоблаш учун бошқа формулани оламиз:

$$A = \frac{U^2 t}{R}. \quad (17.2)$$

$U = IR$ бўлгани учун (17.1) формулани яна қуйидагича ёзиш мумкин:

$$A = I^2 R t. \quad (17.3)$$

Демак, занжирнинг ЭЮК га эга бўлмаган қисмида токнинг бажарган ишини ҳисоблаш учун (17.1) — (17.3) формулаларнинг исталганидан фойдаланиш мумкин.

Энди занжирнинг ЭЮК ли қисмини кўрамиз. Истеъмолчида қарши ЭЮК бўлганида электр энергия қисман ички энергияга ва қисман бошқа тур энергияга айланишини эслаймиз. Бу ҳолда сарфланган электр энергия (17.1) формуладан ҳисобланади. Энди занжирнинг бундай қисмида электр энергиянинг қандай қисми ички энергияга айланишини ҳисоблаш мумкинми ёки йўқлигини аниқлаш қолади.

Бирлик заряд ўтганда электр энергиянинг қандай қисми занжир қисмининг ички энергиясига айланишини IR кучланиш тушини кўрсатганлигидан, агар занжир қисмидан q заряд ўтса, у ҳолда шу қисм энергиясининг ортиши IRq га тенг бўлади, лекин $q = It$ бўлгани учун $IRq = I^2 R t$ ифодани оламиз. Шундай қилиб, занжирнинг берилган қисмида энергиянинг и с с и қ л и к т а ь с и р и г а сарфланган қисмини аниқловчи ток иши (17.3) формула орқали ифодаланади:

$$A_{\text{исс.}} = I^2 R t.$$

Бу формула занжирнинг исталган қисми учун, жумладан, генератор учун ҳам ўринли эканини қайд қилиб ўтамиз.

Генераторда бошқа тур энергияга ҳисобига олинган электр энергия катталигини аниқловчи чет кучлар иши (16.8) муносабатдан топилади. $q = It$ бўлганидан,

$$A = \mathcal{E} I t. \quad (17.4)$$

(17.4) формулани истеъмолчига ҳам қўллаш мумкин. Бу ҳолда \mathcal{E} қарши ЭЮК ни белгилайди. A иш эса электр энергиянинг қандай қисми механик ёки химиявий энергияга айланишини кўрсатади.

СИ системада ҳисоблашларда иш жоулларда (ватт-секундларда) олинишини эслатамиз. Лекин электротехникада одатда иш ватт-соат ёки киловатт-соатларда ифодаланади:

$$1 \text{ Вт} \cdot \text{соат} = 3,6 \cdot 10^3 \text{ Ж}, \quad 1 \text{ кВт} \cdot \text{соат} = 10^3 \text{ Вт} \cdot \text{соат} = 3,6 \cdot 10^6 \text{ Ж}.$$

Бир соат $3,6 \cdot 10^3 \text{ С}$ дан ташкил топганидан, токнинг ишини ватт-соатларда ҳисоблаш учун юқорида келтирилган формулаларда вақтни соатларда (секунд ўрнига) олиш етарлидир. Ток ишини ўлчайдиган асбоб электр счётчик деб аталишини, ток иши бирлигининг нархи эса тариф деб аталишини қайд қилиб ўтамиз.

17.2-§. Электр токининг қуввати. Ишнинг бажарилиш тезлигини характерловчи катталиқ қувват деб аталишини эслаймиз. *Занжир қисмидаги токнинг қуввати токнинг вақт бирлиги ичидаги иши билан ўлчанади.* Электротехникада қувватни P ҳарфи билан белгилаш қабул қилинганлигидан

$$P = \frac{A}{t}. \quad (17.5)$$

СИ системада қувват бирлиги ватт: $1 \text{ Вт} = 1 \frac{\text{Ж}}{\text{с}}$.

(17.5) га олдинги параграфдаги формулалардан A нинг қийматини қўйиб, электр занжирларидаги қувватни ҳисоблаш формулаларини оламиз. Занжирнинг ЭЮҚ га эга бўлмаган қисмида токнинг қувватини қўйидаги формулаларнинг исталгани бўйича ҳисоблаб топиш мумкин (ҳисоблашда уларнинг ичидан кўрилайётган ҳол учун қулайини танлаб олиш керак):

$$P = UI, \quad (17.6)$$

$$P = \frac{U^2}{R}, \quad (17.7)$$

$$P = I^2 R. \quad (17.8)$$

Истеъмолчи \mathcal{E} га тенг ЭЮҚ га эга бўлганда

$$P_r = UI \quad (17.6a)$$

формула токнинг тўла қувватини беради,

$$P_{\text{исс}} = I^2 U \quad (17.8a)$$

формула эса иссиқлик таъсирига сарфланадиган ток қувватини беради. Қўйидаги

$$P = \mathcal{E}I \quad (17.9)$$

формула ички энергиядан ташқари, бошқа тур энергиялар олишга сарфланган ток қувватини аниқлашга имкон беради. Генератор учун (17.9) формула генератордан электр энергия олиш учун сарфланган қувватни аниқлайди.

Ҳисоблашларда шуни эсда тутиш керакки, *бутун ташқи*

занжирдаги ток қуввати занжирни ҳар қандай улаганда ҳам унинг алоҳида қисмларидаги қувватлар йиғиндисига тенгдир. Уловчи симлардаги ток қуввати кўпинча қувват йўқотишлари деб аталади.

17.3- §. Электр токининг иссиқлик таъсири. Жоуль — Ленц қонуни. Инглиз олими Ж. Жоуль ва рус физиги Э. Ленц тажрибаларда токнинг иссиқлик таъсирини ўргандилар. Ўтказгичда ток ажратиб чиқарган иссиқлик миқдори электр майдоннинг ўтказгич қаршилигини енгитишда бажарган ишига тенг:

$$Q = A_{\text{и}} = I^2 R t. \quad (17.10)$$

(17.10) формула Жоуль — Ленц қонунининг математик ифодасидир: ўтказгичда ток ажратган иссиқлик миқдори ўтказгичнинг қаршилигига, ток кучининг квадрати ва токнинг ўтиш вақтига тўғри пропорционалдир. (17.10) формула ёрдамида занжирнинг исталган R қаршиликли қисмидаги ток ажратган иссиқлик миқдорини ҳисоблаш мумкинлигини яна бир марта қайд қилиб ўтамиз.

R_1 ва R_2 қаршиликли ўтказгичлар кетма-кет уланганда (17.1-а расм) уларда ажралган иссиқлик миқдорини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$Q_1 = I^2 R_1 t, \quad Q_2 = I^2 R_2 t,$$

бундан

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{R_1}{R_2}. \quad (17.11)$$

Демак, ўтказгичлар кетма-кет уланганда уларнинг ҳар бирида ток ажратган иссиқлик миқдори шу ўтказгич қаршиликларига тўғри пропорционалдир.

Занжирнинг R_1 ва R_2 қаршиликли ЭЮК га эга бўлмаган икки қисми параллел уланганда уларда ток ажратган иссиқлик миқдорини (17.1-б расм) ҳар бир қисм учун қуйидагича алоҳида ифодалаш мумкин:

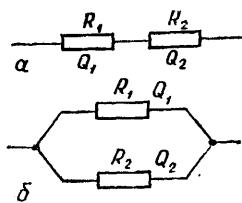
$$Q_1 = \frac{U^2 t}{R_1}, \quad Q_2 = \frac{U^2 t}{R_2},$$

бундан

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{R_2}{R_1}. \quad (17.12)$$

Занжирнинг ЭЮК бўлмаган параллел уланган қисмларида ток ажратган иссиқлик миқдори шу қисмлар қаршиликларига тескари пропорционалдир.

(17.11) ва (17.12) формулалардан кўриниб турибдики, кетма-кет улашда катта қаршиликли, параллел улашда, аксинча,



17.1- расм.

кичик қаршиликли ўтказгичда катта миқдордаги иссиқлик аж-
ралади.

17.4-§. Қисқа туташув. Токнинг иссиқлик таъсирини амалда қўллаш. Генератор қутбларини жуда кичик қаршиликли ўтказ-
гич билан туташтириш қисқа туташув деб аталади. Бу ҳолда ток кучи фақат генераторнинг r ички қаршилиги билан чекланади.

Ҳақиқатан, R нинг қиймати r дан анча кичик бўлганда, генера-
торни туташтирувчи ўтказгичнинг R қаршилигини нолга тенг деб
ҳисоблаш мумкин. Унда (16.32 а) формула $I = \mathcal{E}/(R + r)$ дан қуйи-
дагини оламиз:

$$\frac{I_{\text{макс}}}{I_{\text{қ.т}}} = \frac{\mathcal{E}}{r}. \quad (17.13)$$

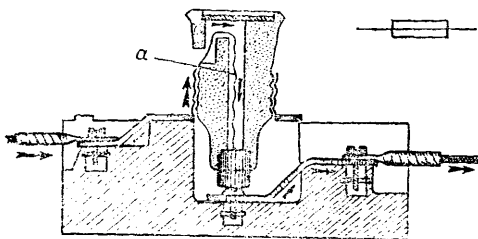
Бу формула ЭЮК \mathcal{E} бўлган ва r ички қаршиликли электр энер-
гия манбаи бера оладиган энг катта токдир.

Қисқа туташув зарарли ҳодисадир. Қисқа туташувда электр
энергиянинг кераксиз сарфланишидан ташқари генератор иш-
дан чиқади, генераторни туташтирувчи ўтказгичларнинг қизиб
кетиши эса ёнғинга олиб келиши мумкин. Шунинг учун берк
занжирни ташкил қилувчи симлар на фақат бир-биридан, бал-
ки ердан ҳам, яъни девор, пол ва бошқалардан яхши изоля-
цияланган бўлиши керак.

Токнинг иссиқлик таъсиридан техникада ва турмушда кенг
фойдаланилади. Токнинг иссиқлик таъсирининг энг кенг тарқал-
ган татбиқларидан бири чўғланма лампа ёрдамида хоналарни,
пехларни ва ҳ.к. ёритишдир. Бундай лампани биринчи марта
А. Н. Ладигин яратди, америка олими Т. Эдисон эса бу лампа-
ларни амалда кенг қўлланиладиган предметга айлантирди.

Электр печ ва бошқа иситувчи электр асбоблар тузилиши
токнинг иссиқлик таъсирига асосланган. Токнинг иссиқлик таъ-
сири фойдасиз электр энергия йўқотишларига сабаб бўлган тақ-
дирда уни камайтиришга ҳаракат қилинади. Масалан, уловчи
симларда иссиқлик ажралиши — зарарли ҳодисадир. Иссиқлик
ажралишини камайтириш учун уловчи симларнинг қаршилигини
иллажи борича кичик қилиб олишга ва улардаги ток кучини ил-
лажи борича камайтиришга ҳаракат қилинади.

Бино-
барин, электр энергиясини
узатиш юқори кучланиш-
да амалга оширилади,
чунки бир хил қувватни
токнинг кичик қийматида
узатишга (17.6) га кўра
ва ўтказгичларни қизиши-
га сабаб бўлувчи энергия
йўқолишини камайтириш-
га имкон беради.



17.2- расм.

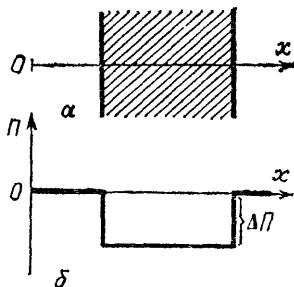
Қисқа туташувда ёнғинни ва генераторларнинг ишдан чиқшини олдини олиш учун электр занжирига албатта эрувчан сақлагичлар (пробка) уланади. (17.2-расм), юқорида шартли белгиси кўрсатилган. Эрувчан сақлагич узунлик бирлигининг қаршилигини уловчи симларниқига қараганда анча катта бўлиши кераклигини қайд қилиб ўтамыз. Истеъмолчига борувчи ток (ток йўли стрелка билан кўрсатилган) енгил эрийдиган металлдан ясалган a сим орқали ўтади. Қисқа туташувда ток кучи ортади ва унинг ажратган иссиқлиги симни эритиб юборади ва занжир узилади.

18-БОБ. ТЕРМОЭЛЕКТР ҲОДИСАЛАР

18.1-§. Термоэлектрон эмиссия. Чиқиш иши. Ҳамма металлларда кристалл панжара ўзагини ҳосил қилувчи мусбат ионлар орасида тартибсиз ҳаракатланиб юрувчи эркин электронлар бўлади. Металл ичида мусбат ионларнинг эркин электронларга таъсири деярли компенсацияланган бўлади. Мусбат ионлар қатламидан ташқарига чиқиб қолган электронга ионлар томонидан тортувчи электр кучлар таъсир этади. Электронлар ўзларининг тартибсиз ҳаракати туфайли металл сиртидан чиққанда бу куч уларнинг ҳаракатини тормозлайди ва қайтадан металл ичига тортади. Бу электронларнинг металл ичидаги потенциал энергияси металлдан ташқаридаги потенциал энергиясидан кичик эканлигини билдиради. Шундай қилиб, агар металлдан ташқарида электроннинг потенциал энергияси нолга тенг деб қабул қилинса, у ҳолда унинг металл ичидаги потенциал энергияси манфий бўлади.

18.1- a расмда штрихланиб кўрсатилган тўртбурчак металл парчаси олинган бўлсин. Металл сиртига тик йўналган x ўқини оламиз ва O саноқ система бошини танлаймиз. 18.1- b расмда электрон потенциал энергиясининг x координатга боғлиқ равишда ўзгариши кўрсатилган. Потенциал эгри чизиги потенциал ўра кўринишига эга. Бу ерда $\Delta\Pi$ эркин электрон металлдан ташқарига чиққанда потенциал энергиянинг сакрашини, яъни металл ичида тартибсиз ҳаракатланадиган электронлар жойлашган потенциал ўранинг чуқурлигини кўрсатади. Электрон металлдан чиқиши учун ўз кинетик энергияси ҳисобига $\Delta\Pi$ потенциал ўра чуқурлигига тенг бўлган $A_{\text{чик}}$ иш бажариши керак, яъни

$$A_{\text{чик}} = \Delta\Pi. \quad (18.1)$$



18.1- расм.

Электрон потенциал энергиясининг сакрашини металл чега-расидаги электр майдон ҳосил қилганлиги учун

$$\Delta\Pi = e\Delta\phi, \quad (18.2)$$

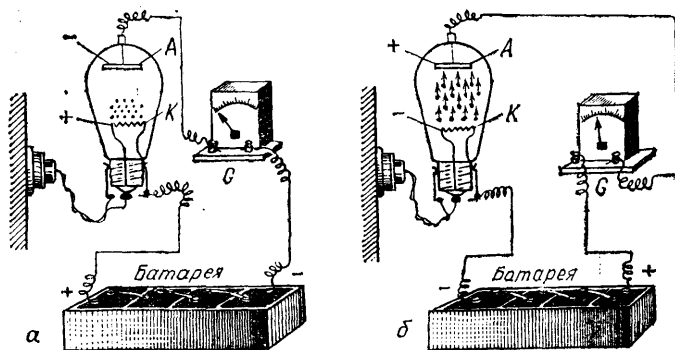
бу ерда $\Delta\phi$ металл сиртидан ўтганда ҳосил бўлган потенциал сакрашини билдиради, e эса электроннинг заряди, (18.1) га (18.2) дан $\Delta\Pi$ нинг қийматини қўйиб, қуйидагини оламиз:

$$A_{\text{чик}} = e\Delta\phi. \quad (18.3)$$

Электрон металл ичидан чиқиб (унга қайтмасдан) кетиши учун ўз кинетик энергияси ҳисобига бажариши зарур бўлган $A_{\text{чик}}$ минимал иш чиқиш иши деб аталади. Чиқиш иши амалда фақат металл турига ва унинг сиртининг тозалигига боғлиқ бўлади, деб ҳисоблаш мумкин.

Нормал шароитларда металлдаги эркин электронлар тартибсиз ҳаракатининг ўртача кинетик энергияси $A_{\text{чик}}$ дан анча кичикдир. Лекин кинетик энергияси $A_{\text{чик}}$ дан катта бўлган баъзи электронлар металл сиртини ташлаб чиқиши мумкин. Шунинг учун металл сирти устида доим тартибсиз ҳаракатланаётган электронлар бўлади. Металл қиздирилганда ундаги эркин электронларнинг кинетик энергияси ортганлиги учун етарли даражада юқори бўлган ҳароратда металл сиртидан учиб чиқадиган эркин электронлар миқдори сезиларли даражада ортишини кутиш мумкин. Тажриба ҳақиқатан шундай бўлишини кўрсатади. *Металлни қиздириш натижасида ундан эркин электронларнинг учиб чиқиши термоэлектрон эмиссия деб аталади.* Температура 1000 К бўлганда металлдан сезиларли электронлар эмиссияси кузатилади.

Қўшимча A электрод кавшарланган чўғланма лампа оламиз (18.2-расм). Бу электродни ва K чўғланма толани батареяга улаб, ҳосил бўлган занжирини G гальванометрга улаймиз. Агар лампа тармоққа уланмаган бўлса, K совуқ толада сезиларли зарядлар эмиссияси бўлмаганлиги учун гальванометрда ток бўлмайди. Агар лампа тармоққа уланган бўлса, у



18.2- расм.

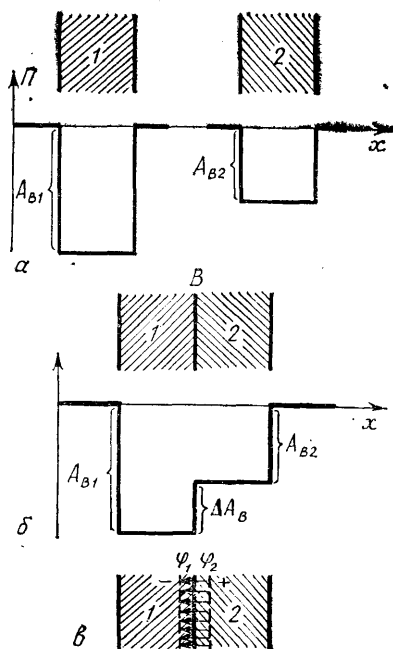
ҳолда A электрод батареянинг манфий қутбига уланганда гальванометрда ток бўлмайди (18.2-*a* расм), электрод батареянинг мусбат қутбига уланганда эса гальванометрда ток бўлади (18.2-*b* расм). Бу K қиздирилган тола манфий зарядлар, яъни ток ташувчи электронлар чиқараётганини билдиради. A электрод манфий зарядланганда электронлар тола атрофида ушланиб туради, электрод мусбат зарядланганда улар A электрод томон ҳаракатланади.

18.2-§. Контакт потенциаллар фарқи. Икки ҳар турли металллар бир-бирига теккизилганда электрланиш қандай юз беришини аниқлаймиз (14.5-§ га қ.). Бундай электрланиш ҳосил бўлишининг икки сабаби бор. Биринчи сабаб — электрон-

ларнинг металлдан чиқиш ишларидаги фарқ, иккинчиси — металлдаги электрон газ зичлигидаги фарқ, яъни металл ҳажм бирлигидаги эркин электронлар сонининг ҳар хил бўлишидир. Электронларнинг металлдан чиқиш ишидаги ҳар хиллик нимага олиб келишини кўраемиз.

Турли металллардан ясалган 1 ва 2 пластинкалар берилган бўлсин, бунда $A_{B1} > A_{B2}$ (18.3-*a* расм). Бу пластинкаларни бир-бирига тегизамиз. Унда бу ҳол учун потенциал эгри чизик 18.3-*b* расмда кўрсатилган кўринишга эга бўлади. Графикдан кўринадики электронлар 1 металлдан 2 металлга ўтиши учун улар A_{B1} дан анча кичик бўлган ΔA_B иш бажариши керак. Шунинг учун кўп электронлар ҳатто уй ҳароратида ҳам чапдан ўнгга ўтади. 2 металлдаги электронларга келсак, тартибсиз ҳаракат вақтида BC чегарани кесиб ўтувчи ҳамма электронлар 1 металлда қолади, чунки бунда уларнинг потенциал энергияси камаяди.

Буларнинг ҳаммасини шундай тасаввур қилишимиз мумкин: электронлар 1 металлдан 2 металлга ўтишда потенциал поғонани енгиши керак, 2 металлдан 1 металлга ўтишда эса электронлар ΔA , потенциал поғонадан 1 металлга ўзлари юмалаб тушадилар. Юқорида айтилганлардан, ўнгдан чапга тескари томонга қараганда кўпроқ электронлар ўтиши кераклиги



18.3- расм.

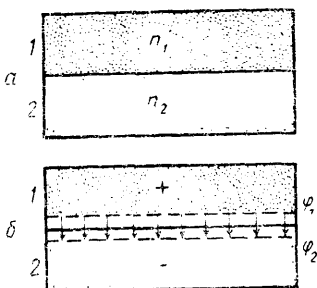
келиб чиқади. Шунинг учун 1 металл манфий зарядланади. 2 металл эса мусбат зарядланади, яъни улар орасида электр майдон ҳосил бўлади. Бу майдоннинг ҳаммаси металллар орасидаги юпқа ўтувчи қатламда тўпланган бўлади (18.3- в расм). Майдон электронларнинг 2 металлдан 1 металлга ўтишини тор- мозлайди. Шунинг учун металллар орасида икки томонга бўлган электронлар оқими тезда тенглашади ва ҳаракатчан (эркин) мувозанат ҳосил бўлади. *Бир-бирига тегизилган металллар ораси- да электронларнинг ҳаракатчан мувозанатида ҳосил бўлувчи* $\varphi_2 - \varphi_1 = \Delta\varphi$ *потенциаллар фарқи контакт потенциаллар фарқи деб аталади.* Электронларнинг металллардан чиқиш ишларининг фарқли бўлиши ҳисобига ҳосил бўлган контакт потенциаллар фарқи бир неча вольтларгача етиши мумкин ва амалда ҳарорат- га боғлиқ бўлмайди.

Энди иккинчи сабабнинг таъсирини аниқлаймиз. Биринчи металлдаги n электронлар концентрацияси иккинчи металлда- гига қараганда катта бўлсин, яъни $n_1 > n_2$ (18.4- а расм). Бун- да соддароқ фикр юритиш учун электронларнинг металллардан чиқиш ишларини бир хил деб ҳисоблаймиз. У ҳолда электрон- ларнинг тартибсиз ҳаракати туфайли ҳосил бўлувчи металлдан 2 металлга томон электронлар оқими тескари йўналишдагига қараганда катта бўлади ва 1 металл мусбат, 2 металл эса ман- фий зарядланиб қолади (18.4- б расм). Бу вақтда металллар орасида ўтиш қатламида ҳосил бўладиган электр майдон электр- тронларнинг 1 металлдан 2 металлга ўтишини тормозлайди ва иккала йўналишдаги электронлар оқими орасида тезда ҳара- катчан мувозанат ҳосил бўлади.

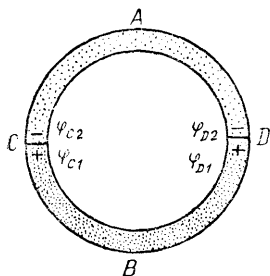
Металлдаги эркин электронлар концентрациясининг турли- ча бўлиши туфайли улар орасида ҳосил бўлган $\Delta\varphi$ контакт потенциаллар фарқи вольтнинг бир неча юзлик улушларидан ортмайди ва бир-бирига тегиб турган металлларнинг ҳарорати кўтарилиши билан ортади. Бу ҳол металл қиздирилганда электр- тронлар тезроқ ҳаракатлана бошлаши ва иккала томонга электр- тронлар оқимининг ортиши билан тушунтирилади. Лекин n_1 концентрация n_2 дан катта, шунинг учун 1 металлдан 2 металл- га бўлган электронлар оқими кучлироқ ортади ва $\Delta\varphi$ потенциал- лар фарқининг каттароқ қийматида мувозанат юз беради.

18.3- §. Термоэлектр юритувчи куч.

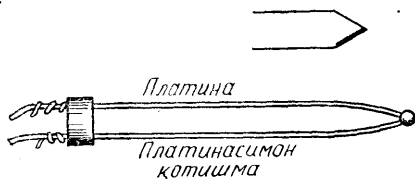
Ҳамма контактлар температураси бир хил бўлганда контакт потен- циаллар фарқи металл ўтказгичлар- дан тузилган берк занжирда ток ҳосил қила олмайди, чунки у қара- ма-қарши йўналишдаги электронлар оқимини тенглайди, холос (18.2- § га қ.). Агар бундай занжир контактла- ридаги ҳамма потенциал ўзгаришля- рининг алгебраик йиғиндиси топил-



18.4- расм.



18.5- расм.



18.6- расм.

са, у нолга тенг бўлади. Демак, бу шароитларда контакт потенциаллар фарқи ЭЮК бўлмайди (18.5- расм). Лекин, агар C ва D контактлар температураси ҳар хил бўлса, занжирда ЭЮК ҳосил бўлади.

Ҳақиқатан, агар D контакт иситилса, у ҳолда электронларнинг B металлдан A металлга ўтиши юз беради, D уланишдаги контакт потенциаллар фарқи эса ортади. A металлларнинг D учда электронлар кўпайиб қолганлиги учун улар C учга қараб ҳаракатлана бошлайди. C учда электронлар концентрациясининг ортиши уларнинг A металлдан B металлга C контакт орқали ўтишига олиб келади. Бу ердан улар B металл орқали D контактга ўтади. Шундай қилиб, агар D контактнинг ҳарорати C контактнинг ҳароратидан донм катта бўлса, занжир берк бўлганда соат стрелкасига қарши йўналишда электронларнинг йўналган ҳаракати ҳосил бўлади. Демак, бундай занжирда ЭЮК таъсир қилади. *Турли металлдан тузилган берк занжирда контактларнинг ҳар хил ҳароратга эга бўлишидан ҳосил бўлган ЭЮК термоэлектр юритувчи куч (термо-ЭЮК) деб аталади.* Иккита ҳар хил металлдан тузилган занжирдаги термо-ЭЮК уларнинг контактларидаги ҳароратлар фарқига тўғри пропорционал ва металлларнинг турига боғлиқ. Бундай занжирда электр энергия контактлардаги ҳароратлар фарқини таъминлаб турувчи манбанинг ички энергияси ҳисобига ҳосил бўлади.

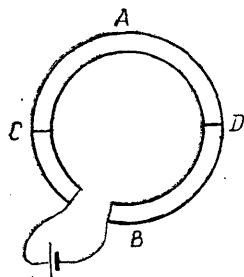
Термо-ЭЮК унча катта эмас ва металллар учун занжирдаги контактлар ҳароратларининг фарқи бир градус бўлганда вольтнинг бир неча юз минглик улушларигагина тенг бўлишини қайд қилиб ўтамыз. Яримўтказгичларда термо-ЭЮК сезиларли даражада катта бўлади (у бир градусда вольтнинг мингдан бир улушигача етади). Бу ҳол яримўтказгичларда электронлар концентрацияси температурага кучли боғлиқ бўлиши билан тушунтирилади. Учлари кавшарланган иккита ҳар хил металлдан тузилган асбоб термопара ёки термоэлемент деб аталади. Бу асбобда электр энергия кавшарланган жойлардаги ҳарорат фарқини таъминлаб турувчи бошқа жисмнинг ички энергияси ҳисобига ҳосил бўлади. Термопарада кўпинча

икки хил металлдан ясалган симни (ёки пластинкани) кавшарлаб, битта чок қилинади, унинг озод учларига эса ташқи занжир ва ўлчов асбоблари уланади. Иккинчи (совуқ) контакт родини ташқи занжир симлари билан контактлар бажаради. (18.6-расм қ., юқорида шартли тасвири кўрсатилган).

18.4-§. Пельтье ҳодисаси. Агар 18.5-расмда тасвирланган икки турли *A* ва *B* металлдан тузилган занжирга уларда ҳосил қиладиган токининг йўналиши *D* контактни иситганда юзага келадиган ток йўналиши каби бўлган электр энергия манбаи уланганда қандай ҳодиса юз беришини аниқлаймиз (18.7-расм). Бу ҳолда *D* контактдаги электронлар оқими тормозланади, чунки улар *D* контактнинг ўтувчи қатламидаги контакт потенциаллар фарқини енгиши керак. *C* контактда тескари ҳодиса юз беради, электронлар тезлашади, чунки бу контактда ўтувчи соҳа майдонининг кучлари электронларга уларнинг ҳаракат йўналиши томонига қараб таъсир этади. Шундай қилиб, *D* контактда электронларнинг кинетик энергияси потенциал энергияга ўтади, *C* контактда эса аксинча, уларнинг потенциал энергияси кинетик энергияга айланади. Бу шун билдирадики, 18.7-расмда тасвирланган занжир уланганда *D* контакт совийди, *C* контакт эса исийди керак. Тажриба, бу хулосани тасдиқлайди. Агар занжирда ток йўналиши ўзгартирилса, *C* контакт совийди, *D* контакт эса исийди (нима учун, тушунтиринг).

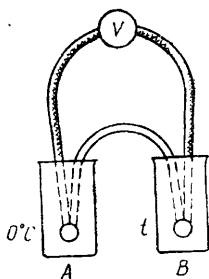
Бу ҳодисани 1834 йилда француз олими Ж. Пельтье кашф қилган эди ва шунинг учун унинг номи билан аталади. Металларда Пельтье эффекти жуда суст намоён бўлади ва металл термopара ёрдамида сезиларли совитишга эришиш мумкин эмас. Яримўтказгичли термоэлементларда эса у анча кучли намоён бўлади. Бу Пельтье эффектдан амалда фойдаланиш имконини берди. Ўзининг соддалиги ва ихчамлиги билан ажралиб турувчи термоэлектрик холодильникларнинг ишлаши шунга асосланган.

Пельтье эффекти медицинада, масалан, кўзни операция қилиш вақтида унинг гавҳарини чиқариб олиш учун ишлатиладиган асбобни совитишда қўлланилади. Операция тугагач, гавҳар шу асбобнинг ўзи билан яна кўзга ўрнатилади. Бу асбобнинг учи икки турдаги яримўтказгичнинг контактидан иборат бўлиб, у ток ўтганда шунчалик совийдики, асбоб учи кўз гавҳарига тегизилганда гавҳар унга ёпишиб қолади. Асбобда ток йўналишининг ўзгартирилиши гавҳарни яна асбоб учидан ажратади.



18.7-расм.

18.5-§. Термоэлектр ҳодисаларнинг фан ва техникада қўлланилиши. Юқорида термopара ЭЮК турли металллар контактлари ҳароратининг фарқига тўғри пропорционалдир деб айтилган эди. Баъзи ҳолларда бу



18.8- расм.



18.9- расм.

қондадан четланиш кузатилиб, улар маълум ҳароратларда металл ички тузилишининг ўзгариши билан тушунтирилади. Лекин турли ҳарорат интерваллари учун бу қонда бажариладиган термопараларни танлаб олиш мумкин. Шундай қилиб, термопара ЭЮК ни ўлчаб, контактларнинг ҳароратлари фарқини аниқлаш мумкин, яъни термопара билан ҳароратни ўлчаш мумкин. Бу ҳолда ҳароратни ўлчаш аниқлиги вольтметрда ЭЮК ни ўлчаш аниқлиги билан белгиланади.

Ҳозирги вақтда жуда аниқ ва сезгир вольтметрлар мавжуд бўлганлиги учун термопаралар ёрдамида жуда кичик фарқларини ўлчаш мумкин. Бундан ташқари, термопара билан жуда паст ва жуда юқори ҳароратларни ўлчаш мумкин, шунинг учун термопаралардан фан ва техникада аниқ термопаралар сифатида фойдаланилади. Бундай термопаралардан бири 18.8- расмда кўрсатилган. Контактлардан бирини (А) эриётган қорға тушириб, шкаласи градусларда даражаланган вольтметрлар ёрдамида иккинчи контактнинг ҳарорати аниқланади. Баъзан сезгирликни ошириш учун бир неча термопаралар батарея қилиб уланади (18.9- расм). Бу эса жуда суст нур энергияси оқимини (масалан, юлдузлардан келаётган) ўлчаш имконини беради. Амалда кўпинча темир-константан ($\text{Cu} + \text{Ni}$ қотишмаси) мис-константан, хромель ($\text{Cr} + \text{Ni}$ қотишмаси) — алюмель ($\text{Al} + \text{Ni}$ қотишмаси) ва бошқа термопаралар ишлатилади. Юқори ҳароратларни ўлчаш учун ёмон эрийдиган металллардан масалан, платина ва унинг қотишмаларидан ясалган термопаралар қўлланилади (18.6- расмга қ.).

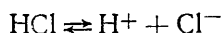
Термопаралар фақат контрол қилиш учун эмас, балки ҳароратни автоматик равишда ростлаб туриш учун ҳам қўлланилади, чунки термопарадан ҳарорат ҳақидаги маълумотлар электр сигнал (термо-ЭЮК) кўринишида келади. Бу сигналлар электрон лампалар ёрдамида осонгина кучайтирилиши ва иситгич қувватини бошқариш учун қўлланилиши мумкин.

19- Б О Б. ЭЛЕКТРОЛИТЛАРДА ЭЛЕКТР ТОКИ

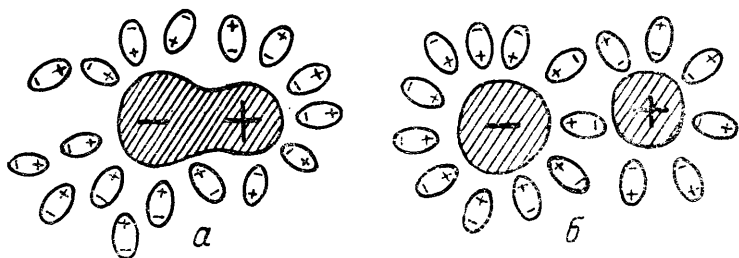
19.1- §. Электрוליтик диссоциация. Электр токининг кислота, туз ва ишқор эритмаларидан ўтишини кўрайлик.

Тоза дистилланган сув — амалда диэлектрикдир. Буни қуйидаги тажриба ёрдамида кўрсатиш мумкин: агар чўғланма лампага металл пластинкалар ботирилган дистилланган сувли ваннани кетма-кет улаб, лампа ва ваннани тармоққа уланса, у ҳолда лампа ёнмайди. Шакарнинг сувдаги эритмаси ҳам ток ўтказмас экан. Агар пипетка ёрдамида сувли ваннага бир неча томчи кислота қўшилса, лампа ярқираб ёнади. Демак, кислотанинг сувдаги эритмаси токни яхши ўтказди. Бу ҳодисалар сабабини кўрамиз.

15.10- § да сув молекулалари табиий диполь эканлиги кўрсатилган эди. Айтайлик, сувда HCl хлорид кислота молекуласи бўлсин. Бу молекула H^+ ва Cl^- ионлардан ташкил топган бўлиб, уларни кулон тортишиш кучи ушлаб туради. Сув зарядларнинг ўзаро электр таъсирини кучли камайтиришини эслаймиз (тахминан 80 марта), тартибсиз ҳаракат қилаётган сув молекулалари эса хлорид кислота молекуласини ҳар томондан туртади; натижада HCl молекуласи ионларга ажралади. Сув диполлар кислота молекуласини ўраб олиб, уни ионларга ажратиб юборади деса бўлади (19.1- расм). Сувда ҳар хил ишорали зарядланган ионлар бир-бирига тортилишини ва улар учрашганда қайтадан молекулалар ҳосил қилиши мумкинлигини эслатиб ўтамиз. Шунинг учун кислота сувга тушганда, у ерда молекулаларнинг ионларга ажралишигина юз бериб қолмай, ионлардан нейтрал молекулаларнинг ҳосил бўлиши каби тескари жараён ҳам бўлади:



(стрелкалар жараён иккала йўналишда бўлишини кўрсатади). Молекулаларнинг эритгич таъсирида ионларга ажралиши электрוליтик диссоциация деб аталади. Ионларга ажралган молекулалар эриган модда ҳамма молекулаларнинг қандай қисмини ташкил этишини кўрсатадиган сон диссоциация даражаси деб аталади.



19.1- расм.

Шундай қилиб, эритмаларда ҳаракатчан заряд ташувчилар ионлардир. Диссоциация вақтида водород ва ҳамма металл ионлари мусбат зарядланганлиги муҳимдир. Эритмадаги ионлар баъзан бир неча атомлар группасидан иборат бўлади.

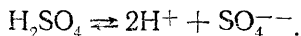
Яна шуни қайд қиламизки, фақат эритувчигина молекулаларни ионларга диссоциациялаб қолмайди. Масалан, модда кучли қиздирилганда унинг ионлардан ташкил топган молекулалари алоҳида ионларга диссоциацияланиши мумкин.

Шунинг учун туз эритмалари ҳам ўтказгич ҳисобланади.

Шундай қилиб, электролитик диссоциация назариясига асосан туз, кислота ва ишқор эритмаларида ҳар доим эркин ионлар бўлади, чунки улар модданинг сувда ёки бошқа эритувчиларда эриш вақтида ҳосил бўлади.

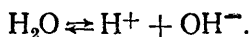
19.2- §. Электролиз. Ҳаракатчан ионлар бўлган эритма орқали ток қандай ўтишини батафсилроқ кўриб чиқамиз.

Ҳаракатчан заряд ташувчилари фақат ионлардан иборат бўлган суюқ ўтказгич электролит деб аталади. Ваннага сульфат кислота эритмаси қуйилган бўлсин. Сульфат кислота молекулаларининг диссоциацияси қуйидаги тенгламага кўра содир бўлади:

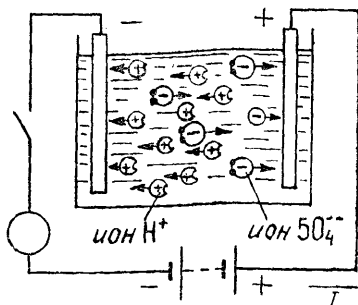


Ваннага пластинадан ясалган пластинкалар туширамиз ва уларни амперметр орқали батарея билан улаймиз (19.2- расм). Бу пластинкалар электродлар деб аталади. Батареянинг мусбат қутби билан уланган электрод анод деб аталади, манфий қутби билан уланган электрод эса катод деб аталади. Агар занжир калит билан уланса, электролитда электродлар орасида электр майдон ҳосил бўлади. Бу майдоннинг кучи таъсирида H^+ водород ионлари катодга томон, кислотанинг SO_4^{--} қолдиқ иони эса анодга томон ҳаракатлана бошлайди. H^+ ионлар катодга етиб, пластинканинг эркин электронларидан бирини қўшиб олади ва нейтрал водород атомига айланади. Бу атомлар жуфт-жуфт бўлиб қўшилишиб, катодда ажралувчи газсимон водород молекулаларини ҳосил қилади.

Тавсифланган ҳолда электролитда SO_4^{--} ионлардан ташқари бошқа манфий ионлар ҳам мавжуд бўлар экан, чунки сув молекуласининг ўзи ҳам кам миқдорда диссоциацияланади:



OH^- ионлар (гидроксил) ўзининг ортиқча электронини осон-

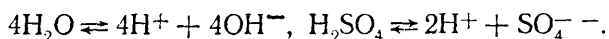


19.2- расм.

гина беради. SO_4^{--} ионлар эса ўз электронларини маҳкамроқ ушлаб туради. Шунинг учун манфий ионлар тўпланадиган анодда OH^- ионлар зарядсизланади, SO_4^{--} ионлар эса эритмада қолади. OH^- ионлар зарядсизланганда сув ва анодда ажралувчи газсимон нейтрал кислород молекулалари ҳосил бўлади.

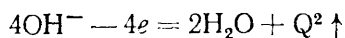
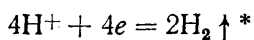
Электрон заряднинг абсолют қийматини e ҳарфи билан белгилаб, бу процессларнинг ҳаммасини қуйидагича ёзиш мумкин:

Эритмада ионларнинг ҳосил бўлиши



Катоддаги жараёнлар

Аноддаги жараёнлар



Газсимон водород ажралади.

Газсимон кислород ажралади

Шундай қилиб, сув молекулаларининг таркибий қисми эритмадан кетади, кислота молекулаларининг таркибий қисми эса эритмада қолади. Бу ҳол ток ўтиши билан эритмада сув миқдорининг камайиб боришини, эритма концентрациясининг эса ортишини билдиради. Мана шунинг учун ҳам тасвирланган процесс баъзан электр токи таъсирида сувнинг парчаланиши деб аталади.

Юқорида айтилганлардан кўринадики, электролит орқали электр токи ўтганда бир модданинг иккинчи моддага айланиши кузатилади, яъни ток электролитлардан ўтганда химиявий таъсир кўрсатади. *Электролит орқали электр токи ўтганда модданинг химиявий ўзгариши ва унинг электродларда ажралиб чиқиш жараёни электролиз деб аталади.* Электродлари бўлган ва электролит билан тўлдирилган идиш электролитик ванна дейилади.

Эритмадаги мусбат ионлар катионлар (чунки электролиз вақтида улар катодга қараб ҳаракатланади) деб, манфий ионлар эса анионлар деб аталади. Водород ва металл ионлари катионлар эканлигини эслатамиз.

Келтирилган мисолда модда иккала электродда ажралади. Ҳамма вақт ҳам шундай бўлмаслигини кейинги параграфда кўрамиз. Иккала электродда модда ажралиши электролитда эримайдиган ноактив анод бўлган ҳолда юз беради. Бизнинг мисолимизда пластинкалар электролит билан реакцияга киришмайди. Техникада бундай электролиз учун кўпинча кўмир ёки графитли электродлардан фойдаланилади.

Электролитдаги ток Ом қонунига бўйсунди, яъни кучланишга тўғри пропорционал ўзгаради. Электролитлар қиздирилганда уларнинг қовушоқлиги камайтирилади ва ундаги ионларнинг ҳаракатчанлиги ортади. Бундан ташқари, электролит қиздирилганда эриган модда молекулаларининг диссоциация дара-

* Вертикал стрелка газнинг эритмадан ажралишини билдиради.

жаси ортади, яъни электролит-даги ток ташувчи зарралар сови ортади. Бу ҳол қиздирилганда электролитнинг қарши-лиги камайишини билдиради.

19.3-§. Анод эриши билан борадиган электролиз. Электролиз вақтида модда ҳамма вақт ҳам иккала электродда аж-ралавермаслиги ҳақида юқорида айтилган эди. Агар электролитик ваннага анод ясалган модда тузи-нинг эритмаси қуйилса, модда фа-қат катодда ажралади, анод эса эрийди. Бу ҳолда анодни актив а н о д дейилади, чунки у электролит билан реакцияга кириша-ди. Бундай электролизга мисол сифатида рафинлаш деб аталувчи, кумушни чет аралашмалардан тозалаш процессини кўра-миз.

Кумуш нитрат (AgNO_3) эритмаси қуйилган ваннага кумуш-дан ясалган электродлар тушириб, уларни батареяга уланади (19.3- расм). Юпқа кумуш пластинка катод, аралаш-мали қалин кумуш пластинка эса анод вазифасини ўтайди. Электролиз вақтида кумуш аноддан катодга кўчиб ўтади, ара-лашмалар эса ванна тагига чўкади. Бу қандай бўлишини аниқ-лаймиз.

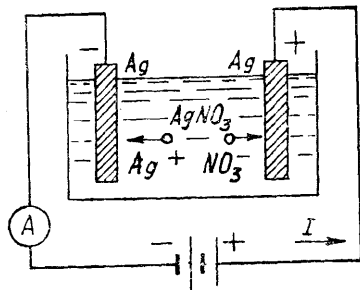
AgNO_3 бирикма молекулалари диссоциацияланади:



Электролиз вақтида кумуш ионлари катодга бориб ундан битта электронни ўзига олади ва бунда ҳосил бўлган нейтрал кумуш атомлари катодга ўтиради, яъни катоднинг массаси ортиб боради. NO_3^- ионлар катодга йўналиб унда аноддан эритмага ўтган кумушнинг битта иони билан қўшилади. Шун-дай қилиб, электролиз вақтида аноднинг массаси аста-секин камаяди, ваннадаги эритма концентрацияси эса анод тўла эриб тугагунча бутун жараён давомида ўзгармайди. (Эритма концентрацияси нима учун ўзгармаслигини тушунтиринг.)

19.4-§. Электролиз вақтида ажраладиган модда миқдори. Фарадейнинг биринчи қонуни. Электролиз ҳодисасини биринчи бўлиб М. Фарадей ўрганган. Электролиз вақтида эритмадан оқиб ўтган заряд миқдорини ва электролизга қадар ҳамма ундан сўнг катоднинг массасини ўлчаб Фарадей қуйидагини аниқлади: *Электролиз вақтида ажралган модда массаси эрит-ма орқали оқиб ўтган электр миқдорига тўғри пропорционал-дир:*

$$m = kq \quad (19.1)$$



19.3- расм.

(19.1) формула Фарадейнинг биринчи қонунининг математик ифодасидир.

Фарадей тажрибалари шуни кўрсатадики, электролиз вақтида ажраладиган модда массаси фақат q заряд миқдорига боғлиқ бўлмай балки модда турига ҳам боғлиқдир. Электролиз вақтида ажралган модда массасининг унинг турига боғлиқлигини кўрсатувчи k пропорционаллик коэффициентни модданинг электрохимиявий эквиваленти деб аталади. Электрохимиявий эквивалент электролит орқали бирлик электр миқдори ўтганда электродда ажраладиган модда массаси билан ўлчанади:

$$k = \frac{m}{q}. \quad (19.1a)$$

(СИ системада k нинг ўлчов бирлиги 1 кг/Кл бўлишини кўрсатинг.) $q=It$ бўлгани учун Фарадейнинг биринчи қонунини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$m = kIt. \quad (19.2)$$

Электрохимиявий эквивалентни тажрибада катта аниқлик билан ўлчаш мумкин. Ўз вақтида бу (19.1) асосида кумушнинг электрохимиявий эквивалентидан кулонни аниқлаш имконини берди. Аниқ ўлчашлар $k=1,118 \cdot 10^{-6}$ кг/Кл = 1,118 мг/Кл эканлигини кўрсатди.

Назария Фарадей тажрибалари натижаларини қандай тushунтиришини аниқлаймиз. Электролиз вақтида катодда зарядсизланадиган ион ўзига маълум миқдорда электронларни бириктириб олади, масалан, кумуш иони битта электронни, мис иони эса иккита электронни бириктириб олади. Демак, электролит орқали ток ўтганда олиб ўтиладиган заряд зарядсизланган ионлар миқдорига тўғри пропорционал бўлиши керак. Маълум турдаги ионлар массаси аниқ бир хил бўлганлиги учун ҳамма ионларнинг умумий массаси уларнинг сонига пропорционалдир. Бу эса электролиз вақтида ажралган модда массаси эритма орқали ўтган электр миқдорига тўғри пропорционал бўлиши кераклигини билдиради. Бу Фарадей қонунининг ўзидир.

Ҳар хил турдаги ионлар бирдай массага эга бўлмаганлигидан (масалан, кумуш ионининг массаси водород ионининг массасидан 107,9 марта катта), электролиз вақтида ажралган модда массаси модда турига боғлиқ бўлиши керак.

19.5-§. Фарадейнинг иккинчи қонуни. Ионнинг зарядини аниқлаш. Бир моль ионларнинг (3,6-§ га қ.) граммларда ўлчанган μ массаси битта ионнинг нисбий молекуляр массасига тенг эканлигини эслаймиз: $\mu = m_{\text{нисб.}} [\text{г/моль}] = m_{\text{нисб.}} \cdot 10^{-3} [\text{кг/моль}]$.

Ионлар моляр массасининг уларнинг валентлигига нисбати (μ/n) шу ионларнинг химиявий эквиваленти деб аталади. Масалан, миснинг нисбий атом массаси 63,54 мис ионларининг валентлиги эса 2 га тенг. У ҳолда миснинг моляр массаси 63,54 г/моль, унинг химиявий эквиваленти эса

$(63,54/2)$ г/моль = $31,77$ г/моль = $31,77 \cdot 10^{-3}$ кг/моль бўлади. (Агар кислороднинг нисбий атом массаси 16, азотники эса 14 бўлса, NO^{3-} ионларнинг химиявий эквивалентни топинг.)

Уз тажрибалари натижасида Фарадей электродда исталган турдаги ионларнинг бир химиявий эквивалентини ажратиш учун электролит орқали F га тенг бўлган бир хил электр миқдори ўтказиш кераклигини топди. Бу электр миқдори Фарадей сони ёки Фарадей доимийси деб аталади: $F = 9,65 \cdot 10^4$ Кл/моль. Демак, бир химиявий эквивалентни ташкил этувчи барча ионларнинг умумий заряди F га тенг.

Агар электролиз вақтида электролитда m килограмм модда ажралса, химиявий эквиваленти эса (μ/n) кг/моль ни ташкил этса, у ҳолда $m:(\mu/n)$ нисбат ажралган химиявий эквивалент сонини ифодалайди. Сўнгра, агар бунда эритма орқали q кулон электр миқдори ўтса, бир химиявий эквивалентнинг ажралиши учун F кулон керак бўлса, у ҳолда $q:F$ нисбат ҳам электролиз вақтида ажралган химиявий эквивалентнинг миқдори бўлади. Шундай қилиб: $m:(\mu/n) = q:F$, бундан

$$m = \frac{\mu}{nF} q. \quad (19.3)$$

(19.3) ва (19.1) ларни таққосласак, қуйидагини толамиз:

$$k = \frac{1}{F} \cdot \frac{\mu}{n}. \quad (19.4)$$

(19.4) Формула Фарадейнинг иккинчи қонунининг математик ифодасидир: *турли моддаларнинг электрохимиявий эквивалентлари уларнинг химиявий эквивалентларига тўғри пропорционалдир.* (19.3) формула электролиз учун Фарадейнинг бирлашган қонунини ифодалашини қайд қиламиз.

Энди Фарадей қонунлари ёрдамида бир валентли ионнинг зарядини топиш мумкинлигини аниқлаймиз. Агар ионларнинг валентлиги бирга тенг бўлса ($n=1$), у ҳолда μ/n химиявий эквивалент ионларнинг μ моляр массасига тенг бўлади, ҳар қайси ионнинг заряди эса миқдор жиҳатидан e га тенг бўлади. Бир киломолда ионлар сони N_A Авогадро сонига тенг эканлигини эслаймиз (3.6-§ га қ.). Шунинг учун агар ҳамма ионларнинг умумий заряди F бўлса, у ҳолда

$$e = \frac{F}{N_A}. \quad (19.5)$$

(19.5) га F ва N_A ларнинг сон қийматларини қўйиб, бир валентли ионнинг зарядини ёки электроннинг зарядини топамиз:

$$e = \frac{9,65 \cdot 10^4 \text{ Кл/моль}}{6,02 \cdot 10^{23} \text{ ионлар/моль}} = 1,60 \cdot 10^{-16} \text{ Кл/ион.}$$

Электрон зарядининг бу қиймати Милликен тажрибасининг натижаси билан яхши мос келади, бу эса модда тузилишининг

электрон назариясини ва электролитик диссоциация назариясини тасдиқлайди.

19.6- §. Электролиздан техникада фойдаланиш. Электролиз техникада жуда кенг қўлланилади. Бунга бир неча мисоллар келтирамиз.

Электролиз рудани эритишда олинган металлларни чет аралашмалардан тозалашда қўлланилади деб юқорида гапирилган эди. Электролиз ёрдамида эритилган рудадан сув билан реакцияга киришувчи ва сувдаги эритмалардан ажралмайдиган енгил металллар олинади. Бундай усул билан алюминий, натрий, литий ва ҳ.к. лар олинади. Рух ва никель электроэкстракция усули билан олинади, яъни металл эритмадан электролиз ёрдамида ажратиб олинади. Электролиз вақтида ажраладиган атомар кислотарод кучли оксидловчидир. Ундан турли дориларни, масалан, йодоформни тайёрлашда фойдаланилади.

Металл буюмлар электролиз ёрдамида ҳавода оксидланмайдиган бошқа металлларнинг юпқа қатлами билан қопланадики бу қатлам буюмларни коррозиядан сақлайди. Бундай усул билан қоплаш гальваностегия деб аталади. Никеллаш ва хромлаш бунга мисол бўлади. Гальваностегия безаклар тайёрлашда, масалан, олтин ва кумуш югуртиришда қўлланилади.

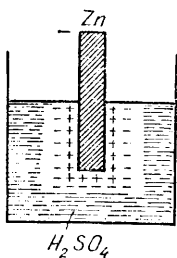
Тасвирларнинг рельефи металл нусхаларини электролиз ёрдамида олиш гальванопластика деб аталади. Буни 1837 йилда рус олими Б. С. Якоби кашф қилган эди. Бундай усул билан пул белгиларини босишда клише, китоб ва газеталарни катта тиражда босишда матрицалар ва ҳ.к. тайёрланади.

Металл электрод сиртининг бошқа жойларига қараганда қавариқ ва учли жойларида электр майдон кучлироқ бўлганлигидан, электролиз вақтида актив анод сиртида биринчи навбатда қавариқ ерлар йўқолади, яъни анод сирти силлиқланади. Бундай усул билан сиртларни электросайқаллаш амалга оширилади.

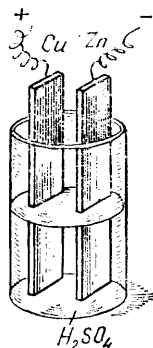
Электролизнинг ҳозирги замон техникасидаги татбиқлари бу мисоллар билан чекланмайди.

19.7- §. Гальваник элементлар. Агар ионлари бўлган эритмага металл пластинка туширилса, металл ва эритма орасида потенциаллар фарқи ҳосил бўлади, яъни бунда металл электрланади. Сульфат кислотанинг сувдаги кучсиз эритмасига рух пластинка туширилганда қандай процесслар бўлишини батафсилроқ кўрамиз.

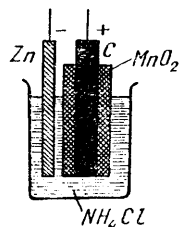
Пластинка сиртида рухнинг кристалл панжарасини ташкил этувчи (11.3- § га қ.) мусбат зарядланган ионлари мавжуд бўлганлиги учун эритмадаги пластинка олдида манфий зарядланган SO_4^{--} ионлар тўпланади, водород ионлари эса эритма ичкарисига сиқилиб киради. Рух ионларининг кислота қолдиги ионларига тортилиши Zn^{++} ионларнинг пластинка сиртидан эритмага ўтишига сабаб бўлади. Бунда пластинка манфий зарядланади, эритма эса мусбат зарядланади, яъни эритма ва металл орасида потенциаллар фарқи ҳосил бўлади.



19.4- расм.



19.5- расм.



19.6- расм.

Эритмага ўтган рух ионлари бир вақтнинг ўзида ҳам эритмадаги SO_4^{--} ионларга, ҳам манфий зарядланган пластинкага тортилганлигидан, улар металл сирти яқинида ушланиб туради (19.4- расм). Шундай қилиб, рух ва кислота қолдиғи ионлари пластинка сиртига яқин соҳада зарядларнинг қўш қатламини ҳосил қилади. Агар пластинка тоза рухдан ясалган бўлса, у ҳолда эриши тезда тугайди, чунки пластинканинг манфий заряди ва эритманинг мусбат заряди рух ионларининг эритмага бундан кейинги ўтишига қаршилик кўрсатади.

Тажриба эритма ва металл орасидаги потенциаллар фарқи металл ва эритма турига боғлиқ эканлигини кўрсатади. Бу шуни билдирадики, агар айни бир эритмага икки хил металлдан ясалган пластинка туширилса, у ҳолда пластинкалар орасида электр токи ҳосил қила оладиган потенциаллар фарқи юзага келади. Бу ҳолда ток энергияси химиявий энергия ҳисобига ҳосил бўлади. *Электр энергия химиявий энергия ҳисобига ҳосил бўладиган электр энергия манбалари гальваник элементлар деб аталади.* XVIII аср охирида италиялик олим А. Вольта томонидан биринчи гальваник элементнинг кашф этилиши ўтказгичларда давомли ток ҳосил қилиш ва унинг қонунларини ўрганиш имкониятини яратди. Энди биз химиявий энергияни электр энергияга айлантиришда ион ўтказувчанликка эга бўлган эритмада электрон ўтказувчанликли икки турдаги ўтказгичнинг бўлиши муҳим эканлигини биламиз.

Вольта элементи (19.5- расм) ичига мусбат зарядланувчи мис пластинка ва манфий зарядланувчи рух пластинка туширилган сульфат кислотанинг сувдаги суст эритмасидан иборатдир. Бу пластиналар орасидаги потенциаллар айирмаси, яъни Вольта элементининг ЭЮҚ тахминан 1 В га тенг. Ҳар қандай гальваник элемент каби Вольта элементининг ЭЮҚ на пластинкалар ва на эритма миқдорига боғлиқ эмас. У фақат элемент ишлаётганда унинг ичида юз берадиган химиявий жараёнлар билан аниқланади.

Агар элемент қутбларига ташқи занжир уланса, у ҳолда электронлар мусбат қутб бўлган рух пластинкадан мис пластинкага, яъни мусбат қутбга ҳаракат қила бошлайди. Электронларнинг рух пластинкадан кетиши пластинка ва эритма орасидаги мувозанатни бузади. Қўш қатламдаги рух ионлари пластинка олдидан узоқлашади, уларнинг ўрнига эса пластинкадан эритмага янги ионлар келади. Мис пластинкада мусбат зарядларнинг камайиши ўз навбатида унинг олдига янги водород ионларининг келишига имкон беради. Бу ионлар пластинкага текканда ундан электронлар олиб газсимон водородга айланади. Шундай қилиб, Вольта элементи ишлаб турганда унинг мусбат қутбида водород ажралади, манфий қутбида эса рухнинг эриши юз беради. Газсимон водород мис пластинкани қоплайди ва водород ионларининг зарядсизланишига тўсқинлик қилади. Шунинг учун мис электродда водороднинг бошқа ионларини итарувчи мусбат ионлар тўпланади ва шу билан элемент токни кучсизлантиради. *Эритма орқали ток ўтганда электрод сирти сифатининг ёки сирт олдидаги ионлар концентрациясининг ўзгариши электроднинг қутбланиши билан боғлиқ бўлади.* Электродларнинг қутбланиши элементда токнинг камайишига сабаб бўлувчи қарши ЭЮК ни ҳосил қилади. Бу қарши ЭЮК ни бошқача қилиб қутбланиш ЭЮК деб аталади.

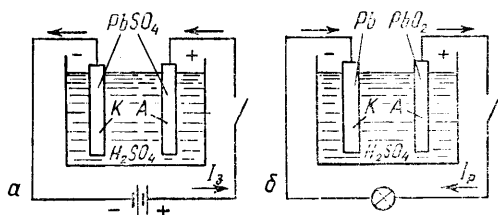
Вольта элементида мис электроднинг қутбланишига унда газсимон водороднинг ажралиши сабаб бўлади. Бошқа гальваник элементлардан ҳам қутбланишнинг асосий сабабчиси бўлиб газ, асосан водород газининг ажралиб чиқиши ҳисобланади. Электродлитда анод эрийдиган ҳоллардан ташқари, электролиз вақтида ҳам электродларнинг қутбланиши юз беришини қайд қилиб ўтамыз.

Гальваник элементнинг қутбланишини йўқотиш учун унга ажралаётган газ билан бирикадиган модда киритиш керак. Бу модда қутбсизлагич (деполяризатор) деб аталади, қутбсизлагичли элемент эса қутбланмайдиган элемент деб аталади. Бундай элементлар етарлича турғун ишлайди ва амалда кенг тарқалган бўлади. Улардан бири Лекланше элементи дир (19.6- расм).

Лекланше элементининг манфий қутби рух пластинадан, мусбат қутби эса графит стержендан иборат. Нашатирнинг сувдаги эритмаси электролит хизмати уни ўтайди, графит кукуни билан аралаштирилган ва графит стержень атрофига босим остида прессланган марганец (IV)-оксид (MnO_2) эса қутбсизлагич вазифаси бажаради. Элементнинг мусбат қутбида ажралувчи водород MnO_2 билан реакцияга киришади ва оксидланиб сувга айланади. Манфий қутбда хлор ажралиши керак, лекин хлор ионлари рух билан реакцияга киришиб рух хлоридни ҳосил қилади. Лекланше элементининг ЭЮК 1,5 В га тенг. Қуруқ элементларда электролит сифатида ун билан нашатирдан тайёрланган паста ишлатилади.

19-8. Аккумулятор.

Тажриба элемент электродларининг қутбланиши баъзи ҳолларда электролитда ток ўтказгандан кейин узоқ вақт давомида сақланиши мумкинлигини кўрсатди. Бу ҳол аккумуляторлар тайёрлашда фойдаланилади. Улар қандай ишлашини кўриб чиқамиз.



19.7- расм.

Агар сульфат кислота эритмаси қуйилган ваннага қўрғошин электродлар туширилса, улар қўрғошин сульфати ($PbSO_4$) билан қопланади. Химиявий процесслар иккала пластинкада бир хил бўлганлигидан, улар орасидаги потенциаллар фарқи нолга тенг.

Ваннани занжирга улаймиз (19.7-а расм). Ток ўтиш жараёнида анодда қўрғошин (IV)- оксиди ҳосил бўлади, катодда эса тоза қўрғошин (Pb) ҳосил бўлади. Пластинкалар турли жинсли бўлиб қолганидан, улар орасида потенциаллар фарқи юзага келади ва занжир берк бўлганда у қутбланиш ЭЮК га тенг бўлади. Агар энди батареяни олиб ташлаб, унинг ўрнига чўлпанма лампа уласак, у ҳолда лампа ёнади, демак, бу асбобнинг ўзи электр энергия манбаига айланади ва унда қутбланиш ЭЮК сақланиб қолди. (19.7-б расм). Бирор вақт ўтгандан кейин иккала пластинка қўрғошин сульфат билан қопланиб қолади, ток ўтиши тўхтайд.

Энди электр энергия манбаини улаш ва юқорида айтилган жараёнларни такрорлаш мумкин, бу эса жараёнларнинг қайтар жараёнлар эканини кўрсатади. Шундай қилиб, биз ясаган асбоб, ундан ташқи манба токи ўтказилганда ўзига энергия олади ва ўзи занжирга туташтирилганда тўплаган энергиясини беради. Ток ўтказилганда электр энергия манбаига айланган асбоблар аккумуляторлар ёки иккиламчи элементлар деб аталади. Аккумулятордан ток ўтказиш жараёни зарядлаш, ундан манба сифатида фойдаланиш эса зарядсизлаш деб аталади.

Аккумуляторлар ФИК, сифими ва ЭЮК билан характерланади. Аккумуляторнинг фойдали иш коэффициенти деб, зарядсизланиш вақтида зарядлаш учун сарфланган энергиянинг қанча қисмини беришини кўрсатувчи катталikka айтилади:

$$\eta = A_p / A_z. \quad (19.6)$$

Аккумуляторнинг сифими деб, тўла зарядланган аккумулятор зарядсизланганда занжирдан ўтиши мумкин бўлган максимал электр миқдорига айтилади. Аккумуляторнинг сифими бирлиги қилиб, одатда ампер-соат қабул қилинади: $1 \text{ А} \cdot \text{соат} = 3600 \text{ Кл}$.

Юқорида кислотали аккумулятор (ёки қўрғошинли аккумулятор) ҳақида гапирилди; бундай аккумуляторнинг ЭЮК тахминан 2 В, ФИК эса 80% га тенг. ЭЮКни орттириш учун аккумулятор элементлари батарея қилиб уланади.

19.9-§. Гальваник элементлар ва аккумуляторларнинг техникада қўлланилиши. Электр коррозия ҳодисаси. Гальваник батареядан олинadиган ток катта қувватга эга эмас, шунинг учун улардан асосан кучсиз ток билан ишлайдиган электр техникасида, масалан, телефония, телеграфия ва ҳ. к. фойдаланилади. Гальваник элементлар жажжи радиоприёмникларда ва телевизорларда, турли хил механик ўйинчоқларда ишлатилади. Аккумуляторлар транспортда кенг қўлланилади. Электрокаралар — вокзалларда ва цехларда юк ташиш учун мўлжалланган аравачаларда аккумуляторлар ёрдамида ҳаракатга келади. Автомобилларда аккумуляторлардан двигателни ўт олдириш ва тўхтаб турганда ёритиш учун фойдаланилади. Сувости кемаларининг двигателлари аккумуляторлар ёрдамида ишлайди.

Ҳозирги вақтда шаҳарларда автотранспортнинг кенг қўлланилиши ҳавони ифлослантиради, бу эса йирик шаҳарларда яшовчи кишилар соғлиғига зарардир. Шунинг учун шаҳарлар кўчаларида электромобилларнинг тажриба нусхалари пайдо бўлмоқда. Улар, эҳтимол, келажакда автомобилларнинг ўрнини босар. Замонавий электромобиллар аккумуляторларда ишлайди.

Металл конструкцияларда турли жинсдаги металлларнинг бир-бирига тегиб турган жойларида ўз-ўзидан ҳосил бўладиган маҳаллий гальваник элементлар (уларни гальваник жуфтлар деб ҳам аталади) катта зиён келтиришни қайд қилиб ўтамиз. Маҳаллий элементларда одатда сув электролит ролини ўтайди. Унда амалда ҳар доим етарлича кўп миқдорда ионлар мавжуд бўлади.

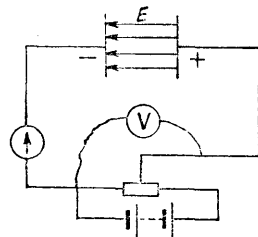
Нам ҳавода металл буюмлар сув пардаси билан қопланади ва маҳаллий элементлар металлни емирувчи ток бера бошлайди. Бундай тоқлар паразит гальваник тоқлар деб, улар юзага келтирадиган емирилиш эса электр коррозия деб аталади.

20- Б О Б. ГАЗЛАРДА ВА ВАКУУМДА ЭЛЕКТР ТОКИ

20.1-§. Газларнинг ионланиши. Газларнинг ион ва электрон ўтказувчанлиги. Оддий шароитда барча газлар яхши изолятордир, бироқ чекли фазодаги газларни, шу билан бирга ҳавони ўтказгичга айлантириш мумкин. Бунинг учун сунъий равишда уларда қўзғалувчан заряд ташувчиларни вужудга келтириш, яъни газ молекулаларини ионлаш керак.

Буни кўйидаги тажрибада кўрсатиш мумкин. Катта ясси конденсатор оламиз (20.1-расм), унинг қопламаларини икки томонга сурамиз ва уларни бир неча минг вольт кучланиш берадиган батареяга улаймиз. Сизгир гальванометр бизга зан-

жирда ток (пластинкалар орасида электр майдон бўлса ҳам) йўқлигини кўрсатади. Бу эса пластинкалар орасидаги ҳавода эркин зарядлар ё умуман йўқлигини, ё шунчалик камки, гальванометр уларнинг силжишини сезмаслигини билдиради. Кейинроқ биз иккинчи тасдиқ тўғри эканлигини кўра-миз.



20.1- расм.

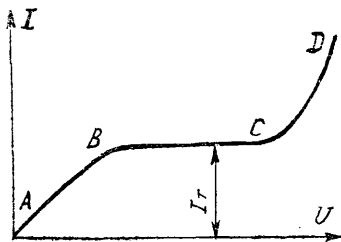
Қопламалар орасига ёниб турган шамни қўямиз ёки ўша томонга рентген нурлари дастасини йўналтирамиз. Бунда гальванометр стрелкаси оғадн, яъни занжирдан ток ўтади. Демак, ҳаво молекулаларининг ионланиши рўй беради (қўзғалувчан заряд ташувчилар пайдо бўлди). Агар ионизатор олиб ташланса, ток тезда йўқолади, чунки пластиналар орасидаги ҳаво яна изолятор бўлиб қолади. Шунга ўхшаш тажрибаларга асосланиб, *юқори температура, рентген нурлари, ультрабинафша нурлар, α — нурлар ва ҳоказолар газнинг ионизаторлари бўлиши мумкинлиги аниқланган эди.*

Газда ионлиши билан бир қаторда, унга тескари жараён-ионларнинг рекомбинацияси, яъни газ ионларидан нейтрал молекулаларнинг ҳосил бўлиши ҳам боради. (Ўйлаб кўринг, нима учун ионизаторнинг узлуксиз таъсири остида ҳамда электр майдонининг йўқлиги газда ионланиш ва рекомбинация орасида ўзгарувчан мувозанат вужудга келади?)

Ионизатор интесивлиги қанчалик юқори бўлса, газнинг ҳажм бирлигидаги қўзғалувчан заряд ташувчилар шунчалик кўп бўлади, яъни у вақт бирлиги ичида шунчалик кўп ион ҳосил қилади. Ионизация вақтида газ молекуласидан валентли электронлардан бири ажралиб чиқади. Бундай электронларнинг бир қисми нейтрал молекулаларга бирикиб, манфий ионларни ҳосил қилади, бир қисми эса эркин ҳолатда қолади. Шундай қилиб, ионлашган газда эркин электронлар ва ионлар (ҳам мусбат, ҳам манфий) қўзғалувчан заряд ташувчилар ҳисобланади. Шунинг учун ионлашган газнинг ўтказувчанлиги қисман ион ўтказувчанликка ва қисман электрон ўтказувчанликка эга бўлар экан. (Ўйлаб кўринг, газдаги ионланиш электродитдаги ионланишдан нимаси билан фарқ қилади?)

20.2- §. Газдаги ток кучининг кучланишга боғлиқлиги. Конденсатор қопламаларидаги кучланиш U ни орттириб ва ток кучини гальванометр билан ўлчаб (20.1-расм), газда ионизаторнинг доимий таъсири остида юзага келган ток кучининг кучланишга боғлиқлик графигини (яъни газ оралиғининг вольтампер характеристикасини олиш мумкин (20.2-расм). Ушбу графикдан кўришиб турибдики, фақат камроқ кучланишлардагина газда ток Ом қонунига бўйсунди. Буни қандай тушунтириш керак эканлигини кўриб чиқамиз.

Қопламалар орасидаги кучланиш унча катта бўлмаганда



20.2- расм.

ва уларда нейтралланишга улгуради, яъни ток кучаяди (20.2-расмдаги графикнинг *AB* участкаси). Шундай қилиб, баён этилган ҳолда ток газда кўзғалувчан заряд ташувчилар рекомбинациясининг сусайиши ҳисобига кучаяди.

Агар қопламалардаги кучланишни узлуксиз орттириб берилса, *u* ҳолда ток ташувчиларнинг рекомбинацияси, умуман тугаган пайт, ток кучи эса энг катта қиймат I_n га эришган пайт вужудга келади, унинг катталиги бундан кейин кучланишга боғлиқ бўлмайди (20.2-расмдаги графикнинг *BC* участкаси). Ҳақиқатан, рекомбинация бўлмаганда ионизатор ҳосил қилишга улгурадиган барча кўзғалувчан заряд ташувчилар қопламаларгача етиб боради. Шунинг учун, энди кучланишни орттирган билан ток кучи орта олмайди. Бундай ҳолда ток кучини яна орттириш учун ионизаторнинг интенсивлигини орттириш керак бўлади. *Қиймати кучланишга боғлиқ бўлмайдиган газдаги бундай токка тўйиниш токи дейилади.*

Демак, характеристиканинг *BC* участкасига (20.2-расм) Ом қонунини татбиқ қилиб бўлмайди. Шунингдек, қопламаларда зарядсизланувчи ионлар улар қайси газ молекуласидан ҳосил бўлган бўлса, ўша газнинг нейтрал молекуласига айланади. *Бу газда токнинг кимёвий таъсири йўқ ва бундай токка Фарадей қонуларини татбиқ қилиб бўлмайди.*

Етарлича юқори кучланишда, пластиналар орасидаги майдоннинг кучланганлиги бир сантиметрга ўн мингларча вольтга эришган вақтда, эркин электронлар майдон кучи таъсири остида ҳаракатланиб, эркин юриш узунлиги оралиғида шундай катта кинетик энергияга эга бўладиларки, бунда газ молекулалари билан тўқнашганда улардан электронларни уриб чиқаради, яъни молекулаларни ионлайди. Бундай ҳодиса зарбий ионланиш дейилади. Зарбий ионланиш натижасида электродлар орасидаги газ оралиғида ток ташувчиларнинг сони ортади ва ток кучи тез ошади (20.2-расмдаги графикнинг *CD* участкаси).

20.3- §. Атмосфера босимидаги газда электр разряди. Газда фақат ташқи ионизаторнинг таъсири остида содир бўладиган разряд мустақилмас разряд дейилади. Бу разрядни яна сокин разряд ҳам дейилади (у фақат ўлчов ас-

боблари ёрдамида аниқланади). Газда ташқи ионизатор таъсирсиз содир бўлиши мумкин бўлган разрядни мустақил разряд деб аталади.

Юқорида эслатиб ўтилгандек, газдаги ток ташигичлар эркин электронлар ва ионлар ҳисобланади. Бироқ, газдан ток ўтганда электроддаги ионлар нейтрал атом ва молекулаларга айланиб, зарядсизланади, электронларни эса мусбат электрод ютади. Бундан ташқари, ток ташигичларнинг бир қисми рекомбинация вақтида йўқолади. Демак, токни қувватлаб туриш учун бирор йўл билан йўқолган ток ташигичлар ўрнини узлуксиз тўлдириб туриш керак. Маълумки, мустақилмас разрядда бундай вазифани ташқи ионизатор бажаради. Мустақил разрядда эса буни токнинг ўзи бажаради.

Газда, яъни ток ташувчилар ҳосил қилишнинг бир неча механизмлари мавжуд. Улардан бири зарбдан ионланиш бўлиб, у ҳақда олдинги параграфда айtilган эди. Қандай шароитда бундай ионланиш ҳосил бўлишини батафсилроқ қараб чиқамиз.

Маълумки, e зарядга эга бўлган электронни ϕ потенциалли майдондаги нуқтадан майдон чегарасидан четга чиқариш учун шу майдоннинг кучига қарши $A = e\phi$ иш бажариш керак. Демак, газ молекуласини ионлаш учун қандайдир A иш бажариш керак экан. Бу ишни қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$A_n = \phi_n \cdot e. \quad (20.1)$$

Потенциал ϕ_n атом ёки молекуланинг ионланиш потенциали (ионизация потенциали) дейилади. Унинг катталиги атом ва молекулаларнинг турига боғлиқ.

Эркин электрон газ молекуласи билан тўқнашишганда уни ионлаши учун электроннинг молекулага ўрилишдан олдинги кинетик энергияси W_k ионланиш иши A_n дан катта ёки унга тенг бўлиши керак, яъни

$$W_k \geq A_n. \quad (20.2)$$

Электрон бу энергияга газдаги эркин югуриш йўли λ да ташқи электр майдоннинг кучи таъсирида эришиш керак, чунки электрон молекула билан ҳар бир тўқнашишдан кейин майдон бўйлаб йўналган ўз ҳаракат тезлигини йўқотади ва янги йўлни бошлайди. Электронга таъсир этувчи куч Ee га тенг (бунда E — майдоннинг кучланганлиги), электроннинг йўли эса λ га тенг, шунинг учун

$$W_k = Ee\lambda \frac{mv^2}{2} = Ee\lambda \quad (20.3)$$

бўлади, бунда m — электроннинг массаси, v — унинг молекулага ўрилишдан олдинги тезлиги.

Электроннинг эркин югуриш йўли узунлиги атмосфера босимида жуда қисқа бўлгани сабабли, зарбдан ионланиш ҳосил бўлиши учун газда майдон катта E кучланганликка эга бўли-

ши керак. Шунинг учун атмосфера босимида зарбдан ионланиш фақат етарлича юқори кучланишдагина содир бўлади.

Агар электроддаги кучланиш аста-секин орттирилса (20.1-расм), у ҳолда унинг бирор қийматида майдон кучланганлиги зарбдан ионланиш ҳосил бўлиши учун етарли катталиққа эга бўлади. Зарбдан ионланишни вужудга келтирувчи тўқнашишлар сони дастлаб унча кўп бўлмайди, бироқ кучланиш ортиши билан уларнинг сони ҳам ортади.

Зарбдан ионланишда ҳосил бўлувчи иккиламчи электронлар майдон таъсирида тезлашади ва у ҳам ионлашда қатнашади. Ниҳоят, электродлар кучланишининг маълум қийматида ҳар қайси электрон йўқолмасдан аввал, камида (ўртача) битта газ молекуласини ионлашга улгуради ва ҳеч бўлмаганда битта янги эркин электронни ҳосил қилади. Шунда газдаги разряд ўзини мустақил тутибгина қолмай, балки зарбдан ионланиш процесси қуюнсимон характерга эга бўлиши мумкин. Бундай ҳолда ток ташувчиларнинг қуюнсимон кўпайиши токнинг жуда тез ортишига ва газнинг электрик тешилишига олиб келади. Бундай мустақил разряднинг бошланиши учун газда ҳамма вақт мавжуд бўлган бир неча эркин электрон етарлидир.

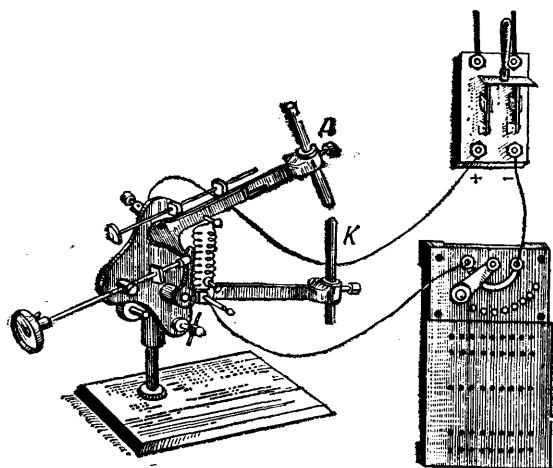
Мусбат зарядланган ионлар газ молекулалари билан тўқнашганда, улар ҳам зарбдан ионланишини вужудга келтириш мумкинлигини биламиз.

Мустақил разрядда ток ташувчилар ҳосил бўлишининг бошқа механизмларини қараб чиқамиз.

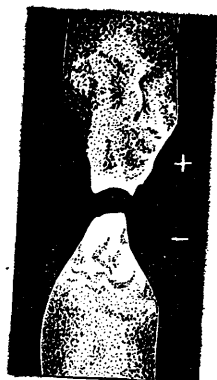
Манфий электрод юқори температурага эга бўлганда, газда кўп сонли эркин электронлар ҳосил қилувчи термоэлектрон эмиссия содир бўлади. Бундан ташқари, газнинг мусбат зарядланган ионлари манфий электродга тортилади ва агар уларнинг кинетик энергияси етарлича катта бўлса, у ҳолда электродга урилиш вақтида улар бу электроддан электронга уриб чиқариш мумкин. Бу ҳодисага иккиламчи электрон эмиссия дейилади.

Совуқ катодда ва нормал босимда газда иккиламчи электрон эмиссия фақат юқори кучланишда вужудга келади. Агар катод чўғланган бўлса, у ҳолда мустақил разряд электродлардаги кучланиш унча катта бўлмаганда ҳам содир бўлаверади. Бундай разрядга 1802 йилда рус физиги В. В. Петров томонидан кашф этилган электр ёй мисол бўла олади.

Иккита кўмир электродни (A ва K , 20.3-расмга қ.) реостат билан кетма-кет улаймиз ва уларни кучланиши тахминан 100 В бўлган тармоққа улаймиз. Кўмирларни бир-бирига теккунча яқинлаштириш билан занжирни қисқа туташтирамиз ва кўмирларнинг учлари чўғланаётганлигини кўрамиз, чунки занжирнинг қаршилиги шу жойда энг катта бўлади. Шундан сўнг, электродларни бир-биридан узоқлаштирамиз. Энди ток ҳаво орқали ўтишни давом эттиради, кўмирлар орасида эса ёруғ ёй ҳосил бўлади. Бунда кўмирларнинг учлари янада кучли чўғ-



20.3- расм.



20.4- расм.

ланади ва кўзни қамаштирадиган даражада ёруғлик чиқаради. Анодда чуқурча ҳосил бўлади, катод эса ўткирлашади (20.4- расм). Бундан ташқари, металл электродлар орасида ҳам ёй ҳосил қилиш мумкин.

Электродларда уларнинг сиртини ҳавонинг зарядланган зарралари узлуксиз бомбардимон қилиб тургани сабабли жуда юқори температураси (анодники тахминан 4000°C , катодники эса 3000°C гача) сақланиб туради. Ёйда ток кучи ўнлаб, баъзан эса юзлаб ампергача эришади (унинг катталиги реостат билан чегараланади).

Ёйда қўзғалувчан заряд ташувчиларнинг ҳосил бўлишида унинг газни ионловчи нурланиши муҳим роль ўйнайди. Ёй разряд вақтида газ оралиғининг қаршилиги, исталган мустақил разряддаги сингари ток кучининг катталигига боғлиқ бўлади. Шунинг учун ёй разрядга Ом қонунини қўллаб бўлмайди. Шундай қилиб, ёй разряд деб, чўғланган катодда ёки электродлар орасидаги кучланиш юқори бўлганда содир бўладиган газ разрядига айтилади. Электр ёй техникада кенг қўлланилади: масалан, электр ёй печларида, алюминий олинадиган электролизларда, электр билан пайвандлашда, прожекторлардаги кучли ёруғлик манбаларида ва ҳ. к.

Учқунли разряд деб, тешиб ўтадиган қуюн ҳосил бўлиши учун етарли бўлган юқори кучланишда содир бўладиган газдаги узлукли разрядга айтилади. Учқун ҳосил бўлган пайтдаги катта ток кучи ўтиши туфайли электродлардаги кучланиш камаёди ва разряд тўхтайтиди. Бир оз вақтдан сўнг электродлардаги кучланиш кўтарилади ва разряд қайтадан бошланади. Бу разрядлар кетма-кет тез ўтади ва кўзга бир бутун учқун бўлиб кўринади. У электродларни туташтирувчи зигзаг шаклидаги ёруғланувчи чизиқ кўринишига эга бўлади. Кучли ток

манбаида учқунли разряд ёй разрядга ўтиши мумкинлигини сезамиз.

Учқун кучли ионлашган газнинг ингичка тармоқланган шнури (тизимча) кўринишида бўлади. Бу шнурнинг электр ўтказувчанлиги юқори бўлгани учун ундан жуда катта ток ўтади. Газ шнурга жуда юқори температурагача қизийди ва равшан ёруғлик чиқаради. Газнинг қизиши натижасида босимнинг кескин ортиши товуш эффектини вужудга келтиради.

Табиатдаги жуда кучли учқунли разрядга чақмоқ мисол бўла олади. Момақалдирок вақтида Ер билан булут орасидаги кучланиш бир неча юз миллион вольтгача эришади, чақмоқдаги ток кучи эса 100 000 А дан ортиқ бўлади. Чақмоқнинг қинғир-қийшиқ бўлишига сабаб разряд қаршилиги жуда кичик бўлган ҳаво участкалари орқали ўтишидир. Бундай ҳаволар газда тасодифан жойлашган бўлади.

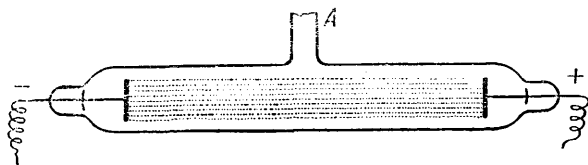
Попук ва тож разрядлар газда, зарбдан ионланиш майдон ишғол қилган барча фазода эмас, балки фақат майдон кучланганлиги жуда юқори бўлган электродлар ёки ўтказгичлар яқинидагина содир бўлади. Қуюн кучланганлиги анча паст бўлган соҳага етганда сўнади. Бу разрядлар учқун ҳосил бўлиши учун керак бўладиган кучланишдан анча кам бўлган кучланишда боради. Попук разряд электродлардан бири диск шаклида, иккинчиси учлик бўлганда ҳосил бўлади. Попук разряд учликни пластина билан бириктирувчи ёруғланувчи даста шаклига эга. Тож разряд юқори кучланишли ўтказгичлар яқинида ҳосил бўлади. Улар кучсиз ёруғлик ва характерли овоз чиқаради — чирсиллаб туради. Бунда ўтказгичлар яқинида ҳаводаги мавжуд ионлар ўтказгичда зарядсизланади ва ўтказгичлар бўйича узатилаётган энергия оқимининг сирқиниши вужудга келтиради. Шунинг учун юқори вольтли кучланиш симларда ҳосил бўлувчи ток разряд зарарли ҳисобланади. Тож разрядлар кўмир ёнганда ажраладиган кўмирнинг майда зарралари билан ҳавони ифлослантирадиган газни тозалаш учун мўлжалланган электрик филтларда фойдали татбиқ қилинмоқда.

20.4-§. Сийракланган газларда электрик разряд. Газ ёруғлик найлари ва кундузги ёруғлик лампалари. (20.2) ва (20.3) формулаларни солиштиришдан кўриниб турибдики, газнинг мустақил ўтказувчанлигида қуйидаги муносабатни бажарилиши керак:

$$Ee\lambda \geq A_{и}, \quad (20.4)$$

яъни электронларнинг эркин югуриш йўли узунлиги орттирилганда, майдон кучланганлиги E кичик бўлганда, яъни анча паст кучланишда газнинг мустақил ўтказувчанлигини ҳосил қилиш мумкин. Шундай қилиб *газ сийракланганда унинг ўтказувчанлиги ортиши керак*. Бу хулоса қуйидаги тажрибада исботланади.

Икки томонига электродлар кавшарланган ва ҳавосини сў-



20.5- расм.

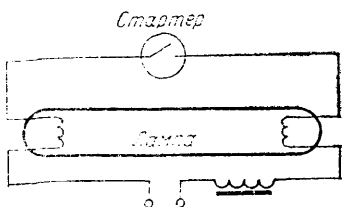
риб олиши учун *A* тешик қилинган шиша най олинади (20.5-расм). Сўнгра электродлар кучланиши бир неча минг вольт бўлган манбага уланади. Агар *A* тешик орқали насос ёрдамида най ичидан ҳавоси сўриб олина бошланса, у ҳолда най ичидаги ҳавонинг етарлича кичик босимида найда ёруғлик чиқа бошлайди. Бу, ҳавода мустақил разряд вужудга келишини билдиради. Найда катоддаги иккиламчи эмиссия натижасида эркин электронлар (унинг сиртига ионлар урилади) ҳосил бўлади.

Ҳавонинг ёруғланиш характери унинг сийракланиш даражасига боғлиқ бўлади. Дастлаб, электродлар орасида бинафша ранг «шнур» ҳосил бўлади, сўнгра най ичидаги барча ҳаво қизғиш рангда ёруғлик чиқаради. Най ичига турлича газлар тўлдириб ва улар орқали ток ўтказиб, ҳар қайси газ (сийракланган) ўзининг ўз рангидаги ёруғлик чиқаришини кўриш мумкин. Масалан, аргон кўк рангда, неон эса қизил рангда ёруғлик чиқаради ва ҳ. к.

Ёруғлик чиқариш билан давом этадиган сийракланган газдаги разрядга ёлқин разряд дейилади. Ёлқин разряд унчалик равшан бўлмаган ёруғлик чиқаради. Ёлқин разряд вақтида газ оралигида ажралиб чиқадиган иссиқлик энергияси унча катта бўлмайди, натижада газ совуқлигича қолаверади. Ёлқин разряддан ёруғланувчи рекламаларда кенг қўлланиладиган газ-ёруғлик найларини яратишда кенг фойдаланилади.

Ҳозирги вақтда хоналарни ёритиш учун газ-ёруғлик найларидан иборат бўлган кундузги ёруғлик лампалари кўп ишлатилади. Бу найларнинг деворлари махсус таркиб — люминофор билан қопланган. Люминофор лампадан ток ўтган вақтда содир бўлувчи сийракланган газнинг нурланиши таъсири остида ёришади. Люминофор, асосан кўринмайдиган нурларни ютади, ўзи эса таркиби Қуёшнинг кўринадиган нурланишига яқин бўлган ёруғликни чиқаради. Кундузги ёруғлик лампаларининг ичида сийракланган инерт газ ва симоб буғи бўлади. Лампанинг уланиш схемаси 20.6-расмда кўрсатилган.

Агар занжир уланса, у ҳолда ток стартёр орқали ўтади ва



20.6- расм.

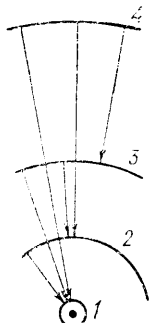
лампа ичидаги электродларни чўғлантиради. Бунда лампада термоэлектрон эмиссия вужудга келади. Шунда лампада мустақил разряд бошланади ва электродларнинг юқори температураси лампадаги ток билан тутиб турилади, стартер эса автоматик равишда узилади.

20.5- §. Атомларнинг нурланиши ва энергия ютиши. Ёлқин разряд вақтида газларнинг турлича ёруғлик чиқаришини 1913 йилда яратилган Бор назарияси тушунтиради. Бу назария вужудга келмасдан олдин кўринадиган нурланишларни молекулалар ва атомлар яратиши аниқланган эди.

Н. Бор электрон атомда ядро атрофида исталган орбита бўйича эмас, балки фақат рухсат этилган орбита бўйича ҳаракатланиши мумкин, деган таклифни киритган. Бу орбиталарнинг ҳар бирига атомнинг муайян энергияси мос келади. Орбиталарни танлаш қондаси кейинги бобларда берилади (35.15-§ га қ.). Электрон рухсат этилган орбиталардан бири бўйича ҳаракатланганда атом энергияси ўзгармайди. Электрон ядрога энг яқин рухсат этилган орбита бўйича ҳаракатланганда атом мумкин бўлган энг кичик энергияга эга бўлади. Атомнинг бундай ҳолатига нормал ёки асосий ҳолат дейилади. У исталганча узоқ вақт сақланиши мумкин.

Электрон атомнинг исталган бошқа рухсат этилган орбита-сида турган бўлса, атомнинг бу ҳолатига уйғонган ҳолат дейилади. Бунда электрон ядродан қанчалик узоқдаги орбитада турган бўлса, атом энергияси шунчалик катта бўлади. Атом уйғонган ҳолатда узоқ вақт тура олмайди ва қисқа вақт (тахминан 10^{-8} с) дан кейин электрон ядрога энг яқин бўлган орбитага ўтади. Водород атомида электроннинг бир орбитадан иккинчи орбитага мумкин бўлган ўтишлари 20.7- расмда схематик кўрсатилган.

Атомни нормал ҳолатдан уйғонган ҳолатга ўтказиш учун унга аниқ энергия порциясини бериш керак. Бу энергияни квант деб аталади. Шу билан бирга атом қанчалик кўп энергия кванти ютса, электроннинг янги орбитаси шунчалик ядродан узоқда бўлади.



20.7- расм.

Шундай қилиб, атом асосий ҳолатдан уйғонган ҳолатга унга керакли энергия порциясини узата оладиган ташқи таъсир остида ўтади. Атомнинг электрон, ион ёки бошқа атомлар билан тўқнашиши шундай таъсирларга мисол бўлиши мумкин. Атом нурланиши энергиясини ютганда ҳам уйғонган ҳолатга ўтади. Атом уйғонган ҳолатдан асосий ҳолатга ўтганда эса, унинг ўзи атомдан ажралган энергияни олиб кетувчи маълум тўлқин узунлигидаги электромагнит нурланишини вужудга келтиради. Атом қанча кўп энергия ажратиб чиқарса, электромагнит тўлқин шунчалик қисқа бўлади. (28.3- § га қ.)

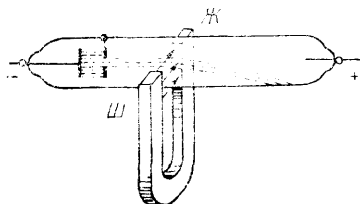
Маълум тўлқин узунлиги интервалида электромагнит нурланиш кўринувчан ёруғлик (уларнинг ранги тўлқин узунлиги билан аниқланади) ҳисоблангани учун, атомлар асосий ҳолатга ўтганда турли рангдаги ёруғлик нурланиши вужудга келиши мумкин. Маълум турдаги атомлар, масалан, водород атомлари асосий ҳолатга ўтганда энергиянинг ўзгариши бир хил бўлгани учун, бу атомларнинг нурланиш ранглари тўплами бир хилда бўлади. *Маълум кимёвий элемент атомларидаги нурланиш ранглари тўплами доимо бошқа элемент атомларининг нурланиш ранглари кўламинан фарқ қилади.* Бу масалалар 35.15 ва 35.16-§ ларда батафсилроқ баён этилади.

Ёлқин разряд вақтида атомларнинг электронлар ва ионлар билан тўқнашиши газ атомларини уйғотади ва у газнинг табиатига қараб маълум рангда ёруғлик чиқара бошлайди.

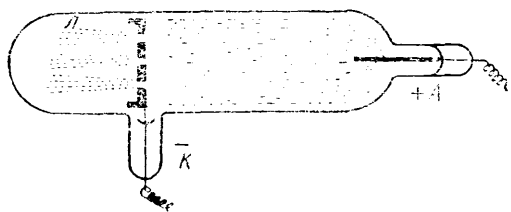
20.6-§. Катод нурлари. Газ сийраклантирилганда унинг электр қаршилиги камайиши ҳақида 20.4-§ да айтилган эди. Бироқ, жуда кичик босимда (тахминан мм симоб устунининг мингдан бир улуши қадар) газнинг сийракланишининг орттириш, унинг қаршилигининг ортишига олиб келади. Бунда газнинг найда ёруғлик чиқариши умуман йўқолади, бироқ катод қаршида жойлашган най шишаси оч яшил рангда ёруғлик чиқаради. Бу ҳодисани қуйидагича тушунтириш мумкин.

Найда газ молекуласи кам қолганда электронларнинг молекулалар билан тўқнашиши сийрак бўлади. Шу сабабли газнинг ёруғлик чиқариши тўхтади. Юқори вакуум остида кўпгина электронлар ва ионлар тўқнашмай, электродлар орасидаги бутун ораликда учиб юради. Найдаги мусбат ионларнинг ҳаракат тезлиги катодга урилишдан олдин 10^5 м/с га етади. Катодга урилиб, улар катоддан электронларни уриб чиқаради. Бунда электронлар катод сиртига перпендикуляр йўналиш бўйича тахминан 10^8 м/с тезлик билан тўғри чизиқли ҳаракат қилади. Электронлар шишага урилганда унинг молекуласини уйғотади ва шиша ёруғлана бошлайди. Юқори вакуум остидаги найда катодда тўғри чизиқ бўйича учувчи электронлар дастасига к а т о д н у р л а р и дейилади.

Шундай қилиб, най шишаси катод нурлари теккан жойида ёруғлик чиқаради. Электронларнинг найда қолган газ молекулалари билан тўқнашиши албатта рўй беради, чунки бундай ҳолда катодда иккиламчи электрон эмиссияни вужудга келтирувчи ионлар ҳосил бўлади. Агар найда газ молекуласи бутунлай бўлмаса, у ҳолда найдан ток ўтмайди, чунки тўла вакуум ток ўтказмайди (идеал изолятор ҳисобланади). Агар катод нурлари электронлар оқимларидан иборат



20.8- расм.



20.9- расм.

бўлса, у ҳолда улар электр ва магнит майдонларида ҳаракатланувчи манфий зарядлар сингари оғиши керак (22.9- § га қ.). Ҳақиқатан, шундай оғиш кузатилади (20.8- расм).

Катод нурлари кўпгина моддалардан ёруғ-

лантиради, шунингдек улар механик ва иссиқлик таъсиринга эга. Худди шу катод нурларининг хоссаларини ўрганиш электронларнинг кашф этилишига олиб келган ва уларнинг заряди, ва массасини аниқлашга имкон берди.

Кучли сийракланган найларда қуйидаги қизиқ ҳодисани кузатиш мумкин. Агар най ичидаги катод найчага тешиклар (каналлар) очилса, у ҳолда катод орқасида газнинг мусбат ионларининг ҳаракатини кузатиш мумкин бўлади (20.9- расм). Бундай най занжирга уланганда катод орқасида анод нурлари ёки канал нурлари деб аталадиган нурлар вужудга келади. Улар найда қолган газнинг мусбат ионлари оқими ҳисобланади. Анод нурларининг хоссалари катод нурларининг хоссаларига ўхшайди, бироқ улар магнит ва электр майдонларида электронларга нисбатан анча кам ва тескари томонга оғади.

20.7- §. Плазма ҳақида тушунча. Маълумки, кўзгалувчан заряд ташувчилари (эркин электронлари ва ионлари) бўлмаган газ диэлектрик, ионлашган газ эса, у бутунлайича электр жиҳатдан нейтрал бўлса ҳам ўтказгич ҳисобланади, чунки ионлашган газда ток ташувчилар бўлмиш мусбат ва манфий зарядлар тенг миқдорда бўлади. Атом ёки молекулаларининг кўп қисми ионлашган газ плазма дейилади.

Шундай қилиб, *электрик жиҳатдан бутунлайича нейтрал, бироқ тенг миқдорда эркин мусбат ва манфий зарядлари бўлган ҳолатдаги модда плазма деб аталади.* Агар плазмада нейтрал атом ёки молекулалар учраса, у ҳолда бундай плазма қисман ионлашган плазма дейилади. Модданинг барча молекулалари ёки атомлари ионлашган бўлса, у ҳолда бундай плазмага тўла ионлашган плазма дейилади.

Температураси тахминан 20 000—30 000 К бўлган исталган модда тўла ионлашган плазма бўлади. Бу модданинг табиатда энг кўп тарқалган ҳолатидир. Оламнинг тахминан барча моддаларини ўзида мужассамлантирган Қуёш ва бошқа юлдузлар юқори температурали плазманинг гигант тўпламидан иборат.

Атмосферанинг юқори қатлами (ионосфера) қисман ионлашган плазмадан ташкил топган. Бундай турдаги плазма жуда кучли сийраклашган ҳолатда космик фазода ҳам сочилган. Шунингдек, электр токи ўтувчи газ қисман ионлашган плазмага мисол бўла олади.

20.8-§. Вакуумда электр токи. Юқорида айтилган эдики, тўла вакуум идеал изолятор ҳисобланади. Юқори вакуум ҳосил қилинган бўшлиқдан ток ўтиши учун бу бўшлиққа сунъий равишда эркин электронлар киритилиши керак. Бунда вакуумга электр занжири улаш мумкин бўлган металл сим жойлаштириб, термоэлектр эмиссия ёрдамида ҳосил қилиш мумкин.

Бундай қурилма мисол тариқасида 18.2-расмда тасвирланган эди. Тажриба учун ичи бўш чўглама лампа олинганда унда чўғланган симдан электронлар вакуумга учиб киради. Агар чўғланма сим K билан электр A орасида электронларни A электродга ҳаракатланишга мажбур қилувчи электр майдон ҳосил қилинса, у ҳолда занжир ёпилади ва вакуум орқали ток ўтади. Бундай ҳолда, эркин электронлар вакуумда тўсқинликсиз ҳаракатланади ва майдон кучининг иши ҳисобига кинетик энергия олади. Агар 18.2-расмдаги электродлар орасида кучланиш U га тенг бўлса, у ҳолда электроннинг K билан A электродлар орасида силжиши бўйича майдон кучининг иши қуйидаги формула орқали ифодаланади:

$$A = Ue.$$

Бу иш ҳисобига электронлар кинетик энергия олгани сабабли қуйидагини оламиз:

$$W_k = Ue,$$

ёки

$$\frac{mv^2}{2} = Ue. \quad (20.5)$$

Бунда m — электрон массаси, v — тезлиги ва e — заряди. Бундай ҳолда кучланиш U ни ҳ а й д о в ч и к у ч л а н и ш дейилади. Электроннинг массаси жуда кичик бўлгани учун электронларнинг вакуумдаги ҳаракатини бошқариш осон.

20.9-§. Икки электродли лампа (диод). Электрон лампалар эркин электронларнинг вакуумдаги ҳаракатини электр майдон ёрдамида бошқаришга асосланган, уларнинг ташқи кўриниши ва тузилиши 18.2-расмда тасвирланган лампага ўхшаш бўлади.

Иккита электроди бўлган оддий электрон лампага икки электродли лампа ёки диод дейилади. Унинг электродларидан бири учлари занжирга улаш учун лампа ичидан чиқарилган вольфрам сим ҳисобланади. Уни чўғлантириш батареяси B_n га улаб чўғлантириш мумкин (20.10-а расм). Лампа ичида ҳозирги замон техникаси ёрдамидагина олиш мумкин бўлган энг юқори вакуум ҳосил қилинади.

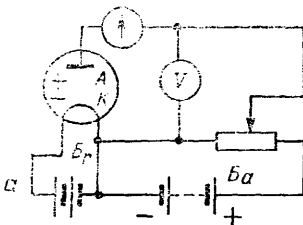
Лампанинг к а т о д и бўлиб хизмат қилувчи K сим чўғлантирилганда термоэлектрон эмиссия содир бўлади ва лампада эркин электронлар вужудга келади. Лампанинг иккинчи электроди A а н о д ҳисобланади. Уни катод K билан анод батареяси B_n орқали улаш мумкин. Аноддан битта уч чиқарилган,

шундай қилиб, диод занжирга улаш учун жами мўлжалланган учга учга эга.

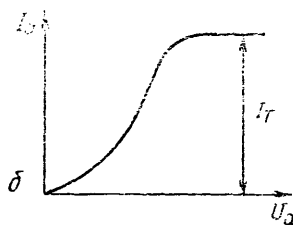
Анод батареяси узилган, катод эса чўғланиб турган бўлса, лампа ичидаги эркин электронлар катодга яқин атрофда бўлади ва манфий фазовий заряд ҳосил қилади. Бу электронлар булути дейилади. Катод ўзгармас температурада чўғланганда унинг сиртида катоддан буғланиб чиқаётган электронлар билан катодга ўтираётган электронлар орасида қўзғалувчан мувозанат юзага келади (нима учун, тушунтиринг). Бу шуни билдирадики, бунда лампанинг фазовий зарядида эркин электронларнинг миқдори ўзгармай қолади. Лампанинг фазовий зарядини орттириш учун катоднинг чўғланиш температурасини ошириш керак.

Энди анод батареясини шундай улаймизки, бунда лампанинг аноди унинг манфий қутби билан, катода эса мусбат қутби билан уланган бўлсин. Шунда лампа ичидаги электронларни катодга силжитади ва лампадаги фазовий заряд анча камаяди, анод занжиридаги ток эса йўқолади. Буни гальванометр G нинг кўрсатиши бўйича аниқлаш мумкин.

Лампанинг анодини батарея B_a нинг мусбат қутбига, катода эса манфий қутбига улаймиз (20.10-а расм). Бундай ҳолда лампадаги майдон электронларни анод томон йўналиш бўйича силжитади, яъни лампа орқали ток ўтади ва гальванометр стрелкаси оғади.



20.10- расм.



20.11- расм.

Шундай қилиб, электрон лампалар шуниси билан ажойибки, улар токни фақат битта йўналишда ўтказишади. Бу сабабли техникада диоддан ўзгарувчан токни тўғрилаш учун фойдаланилади.

Катоднинг ўзгармас температурада чўғланиши вақтида олинган вольтампер характеристикага анод характеристикаси дейилади (20.10-б расм). Лампада дастлаб ток кучи анод кучланиши ортиши билан ортади, бу эса катод яқинидаги электронлар булутининг тарқалиши ва булутдаги электронларнинг катодга ўтиришининг камайиши билан тушунтирилади. Кучланишни янада орттирганда, электронлар булути тўла ютилганда катоддан учиб чиқувчи барча электронлар анодга етиб келади ва лампада ток кучи ортишдан тўхтайтиди, яъни

тўйиниш токи I_T га эришади. Унинг қиймати катоднинг чўғланиш температураси қанчалик юқори бўлса, шунчалик катта бўлади. Юқорида баён этилгандан келиб чиқадики, бундай электрон лампаларга Ом қонунини қўллаб бўлмайди.

Термоэлектрон эмиссияни орттириш учун лампанинг катодини барий ва стронций қатлами билан қопланади. Бунда электронларнинг чиқиш иши кескин камаяди ва эмиссия бир неча марта ортади. Бундай катодни оксидли катод дейилади. Диодга мўлжалланган максимал ток кучи, одатда, тўйиниш токидан анча кам эканлигини кўрамиз.

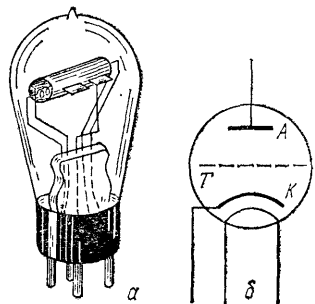
Ҳозирги замон лампаларида қиздириш батареялари уланмайди ва катод маълум кучланишдаги ўзгарувчан ток билан қиздирилади. Катод анча каттароқ қилинади ва шунинг учун ҳам чўғланиш температураси ўзгармаслигича қолади. Катоди қиздириладиган лампанинг схематик тасвири 20.11-расмда кўрсатилган.

20.10-§. Уч электродли лампа (триод). Электрон лампаларнинг энг муҳим яхши сифатларидан бири уларнинг деярли инерциясиз ишлашидадир. Бунга сабаб шуки, электронлар энг енгил қўзғалувчан ток ташувчи ҳисобланади ва ҳатто электродлардаги кучланиш оний равишда ўзгарганда ҳам лампадаги ток кучи унга монанд ўзгаришга улгуради.

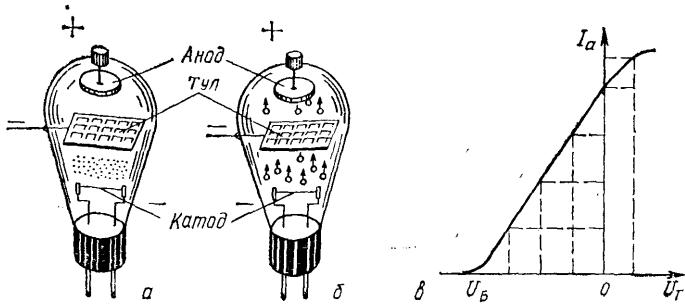
Электрон лампада ток кучини катод ва анод орасига жойлаштирилган қўшимча электрод ёрдамида бошқариш қулай. Бу қўшимча электродга тўр дейилади. Тўр катодга яқин жойлаштирилади ва шунинг учун ҳам тўр билан катод орасига бериладиган кучланиш унча катта бўлмаганда ҳам улар орасидаги фазода лампанинг анод токи катталигига кучли таъсир этувчи кучли электр майдон ҳосил бўлади.

Одатда, тўр катод атрофида ундан бирор ораликда ўралган сим спирал кўринишида тайёрланади. Анод эса тўр ва катодни қамраб олувчи яхлит цилиндрик сирт шаклида тайёрланади. Тўрли электрон лампага уч электродли лампа ёки триод дейилади (20.12-расм). Триоднинг шартли тасвири 20.12-б расмда кўрсатилган (A — анод, K — катод, C — тўр).

Тўрда заряд бўлмаганда лампанинг анод занжиридан анод батареяси вужудга келтирувчи маълум ток кучи ўтади. Агар тўрға манфий кучланиш берилса (яъни унинг потенциали катоддагига нисбатан паст бўлади), у ҳолда тўр билан катод орасида анодга борувчи эркин электронларнинг ҳаракатини тормозловчи майдон ҳосил бўлади. Етарлича кинетик энергияга эга бўлган электронларгина майдоннинг тормозловчи таъсирини енга олади ва тўр орқали учиб ўта олади; қолган электронларни майдон катод-



20.12-расм.

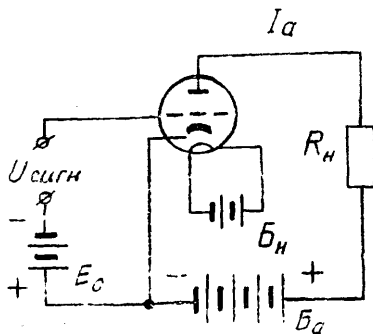


20.13- расм.

га қайтаради. Натижада анод занжирдаги ток кучи кескин камаяди, тўрнинг етарлича паст кучланишида эса умуман тўхтайдн (20.13-а расм).

Лампадаги ток кучи тўхтаган вақтдаги тўр билан катод орасидаги энг кичик кучланишга ё пувчи кучланиш $|U_e$ дейилади. Агар тўрдаги кучланиш ёнувчи кучланишдан кам бўлса, у ҳолда анод занжиридан ток ўтади (20.13-б расм) ва тўр кучланиши унча катта бўлмаган қийматга ўзгартирилганда ток кучи кескин ўзгаради. 20.13-в расмда лампа анод токининг тўр кучланишига боғлиқлиги (лампанинг тўр х а р а к т е р и с т и к а с и) кўрсатилган.

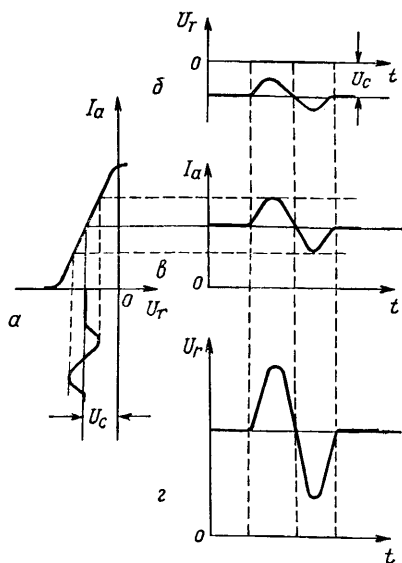
Шундай қилиб, электрон лампалардан электр сигналларни кучайтириш учун фойдаланиш мумкин. 20.14-расмда кучайтиргич схемаси тасвирланган. Лампа тўрига силжитиш батареясидаи ўзгармас кучланиш $U_{\text{силж}}$ ва тўрдаги кучланишни кучайтириш учун ўзгарувчан кучланиш $U_{\text{сигн}}$ берилади. Тўрдаги кучланишларнинг ҳар қайси қиймати учун тўр характеристикасида (20.15-а расм) анод токининг мос қийматини топиш ва унинг графигини олиш мумкин (20.15-в расм). Тўрдаги кучланиш $U_{\text{сигн}}$ нинг ўзгариши анод токини ўзгартиради (20.15-б,в расм).



20.14- расм.

Анод токига пропорционал равишда нагрузка қаршилигига боғлиқ бўлган кучланиш $U_n = I_a R_k$ ўзгаради, бу кучланишнинг ўзгариши уларни вужудга келтирувчи тўр кучланиши ўзгаришидан ўнлаб ва ҳатто юзлаб марта ортиқ бўлади. Агар тўрдаги кучланиш U_t тўр характеристикасининг тўғри чиқиқли қисмидан четга чиқмаса, лампадаги анод токи тўр кучланишига пропорционал равишда ўзгаради (20.13-в расмга қ.). Агар тўр потенциали катод потенциалига нисбатан

мусбат бўлса, у ҳолда анод токининг ортиши, энди U_T нинг ортишига пропорционал бўлмайди (яъни электр сигналлари кучайтирилганда бузилади). Бундан ташқари, электронларнинг бир қисми тўрага ўтира бошлайди. Бунда тўра занжирида ток ҳосил бўлади ва сигнал манбаини юклайди. Бу ҳам қабул қилинган сигналларнинг бузилишига олиб келади. Шундай қилиб, тўрнинг потенциали доимо катодга нисбатан манфийлигича қолиши керак. Бунинг учун, одатда тўра занжирига силжитиш батареяси (B_c 20.14-расмга қ.) уланади. Бу эса тўрада манфий силжитиш U_c ни вужудга келтиради (20.15-расм).

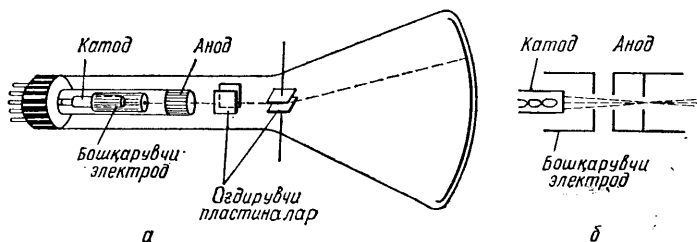


20.15- расм.

Кучайтириш лампаларининг ишини яхшилаш учун уларга қўшимча электродлар киритилади. Иккита тўрли лампа тетрод, учта тўрли лампа эса пентод дейилади ва ҳ. к.

20.11- §. Электрон-нурли трубка. Осциллографлар, телевизорлар, радиолокацион қурилмалар ва бошқа электрон асбобларнинг экранда электронлар дастаси ёрдамида тасвир ҳосил қилиш учун электрон-нурли трубкадан фойдаланилади. Бундай трубка ичидан газни сўриб чиқарилган, герметик беркирилган, туби кенг шиша колбадан иборат (20.16-а расм). Трубканинг торайган қисмига электрон нурини вужудга келтирувчи электронлар тўпи жойлаштирилган (20.16-б расм). Электронлар тўпи қиздирадиган катод ва триод тўрига ўхшаб ишлайдиган бошқарувчи электроддан иборат.

Катод қиздирилганда термоэлектрон эмиссия содир бўлади. Электронлар анодга томон учади ва йўлда бошқарувчи электроддаги тешик орқали ўтади. Бошқарувчи электрод ичи бўш цилиндр шаклига эга. Бошқарувчи электрод анодга учиб ке-



20.16- расм.

лувчи электронлар сонини ростлашга имкон беради ва уларни тор даста шаклида йиғишга ёрдам беради. Бу тор дастани электрон нури дейилади. Анод тешикли бир неча дисклардан иборат. Бу дисклар ичи бўш металл цилиндрга жойлаштирилади. Аноднинг бундай тузилиши электрон нурини колба тубига фокуслашга ёрдам беради. Колба туби экран эканлигини эслатиб ўтамиз.

Трубканинг аноди билан катода орасида бир неча минг вольт кучланиш ҳосил қилинади. Анод билан катод орасидаги майдон электронларни жуда катта тезликкача ҳайдайди, шунинг учун электронлар колба ичидаги масофани учиб ўтиб, люминофор билан қопланган экранга урилади, натижада люминофор ёруғлик чиқара бошлайди, экранда ёруғ доғ ҳосил бўлади.

Электрон нурининг трубкадаги ҳаракатини оғдирувчи пластинкалар ҳосил қилган қўшимча кўндаланг электр майдон ёрдамида бошқариш мумкин. Бунинг учун трубкага ўзаро перпендикуляр текисликларда жойлашган икки жуфт пластинкалар жойлаштирилади (20.16-а расм). Биринчи жуфт пластинкаларнинг майдони электрон нурини горизонтал йўналишда, иккинчи жуфтнинг майдони эса уни вертикал йўналишда оғдиради. Шундай йўл билан ёруғ доғни электрон-нурли трубка экранининг исталган жойига силжитиш мумкин. Электрон нурини иккита ғалтак ёрдамида ҳосил қилинадиган магнит майдон ёрдамида ҳам бошқариш мумкин. Нури бундай бошқариш телевизорлар трубкаларида қўлланилади.

Электрон-нурли трубка электрон осциллографнинг асосий деталари бўлиб, тез ўтадиган жараёнларни ўрганишда фойдаланилади.

Электростатик бошқариладиган осциллографда электрон нури горизонтал йўналишда силжитадиган оғдирувчи пластиналарга нолдан максимумгача бир текисда ўзгартирувчи, сўнгра кескин сакраб нолгача туширувчи кучланиш берилади. Кучланиш максимумга эришганда нур сўнади, кучланиш нолгача кескин сакраб тушганда нур экраннинг чап қисмига қайтади. Шундан сўнг, баён этилган барча жараён қайта такрорланади, яъни нур бутун экрандан ўтиб, сўнади, яна экрандан ўтади ва ҳ. к. Нури горизонтал йўналишда силжитувчи кучланишга ёйиш кучланиши, бу кучланишни вужудга келтирувчи блокка ёйиш генератори дейилади.

Агар нури экран бўйича вертикал йўналишда силжитувчи иккинчи оғдирувчи пластиналарга кучланиш берилмаса, у ҳолда экранда горизонтал тўғри чизиқ кўринади. Агар вертикал оғдирувчи пластиналарга ўзгарувчан кучланиш берилса, у ҳолда нур кучланишнинг ўзгаришига қараб экранда унинг графигини — осциллограммасини чизади. Осциллографда текшириладиган паст кучланишларни олдиндан кучайтирувчи кучайтиргич бўлади.

Осциллограф ёрдамида тез ўтувчи механик жараёнларни, масалан, механик тебранишларни ҳам ўрганиш мумкин. Бу-

нинг учун механик тебранишларни электр тебранишларига айлантирувчи датчиклардан, масалан, пьезокристалллардан фойдаланилади ва механик тебранишларнинг осциллограммаси ҳосил қилинади. Бунда пьезокристаллдан чиққан симлар осциллографнинг вертикал оғдирувчи кучайтиргич чиқишларига уланади.

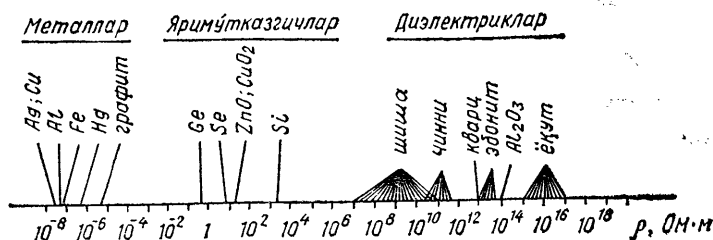
21- Б О Б. ЯРИМЎТҚАЗГИЧЛАРДА ЭЛЕКТР ТОҚИ

21.1- §. Ҳтказгичлар, диэлектриклар ва яримўтказгичларнинг хоссаларини таққослаш. Тахминан яқин кунларгача барча моддалар, уларнинг электр хоссаси бўйича ўтказгичлар ва диэлектрикларга бўлинган. Бундай тақсимланиш мақсадга мувофиқдир, чунки бу моддалар бир-биридан электр ўтказувчанлиги билан кескин фарқ қилади (21.1- расм).

Солиштирма қаршилиқ қиймати ўтказгичлар учун 10^{-5} дан 10^{-8} Ом. м гача, диэлектриклар учун эса бу қиймат 10^{10} дан 10^{16} Ом. м гача оралиқда бўлади. Бу сонлар ўтказгич ва диэлектрикларнинг солиштирма қаршилиқ қийматлари интервали қанчалик катта эканлигини кўрсатади.

Моддаларнинг электр ўтказувчанлигини ўрганишлар шундай материалларнинг очилишига олиб келдики, буларда электр ўтказувчанлиги ўтказгичлар билан диэлектриклар орасидаги оралиқ ҳолатда бўлади (21.1- расм). Бу моддаларни яримўтказгичлар деб аталади. Буларга биринчи навбатда Менделеев жадвалининг IV группа элементларидан германий ва кремний, шунингдек, кремний карбити, селен; III группа элементларининг V группа элементлари билан бирикмаси ва кўпгина бошқа моддалар киради. Яримўтказгичларнинг солиштирма қаршилиги 10^4 дан 10^{-5} Ом. м гача чегарада бўлади.

Турли моддаларнинг, шу билан бирга яримўтказгичларнинг ҳам қаршилиқлари уларнинг частоталарига боғлиқ эканлигини таъкидлаб ўтамиз. Металл ўтказгичларда бегона аралашмаларнинг бўлиши қўзғалувчан заряд ташувчиларнинг концентрациясига кам таъсир кўрсатади, бироқ уларнинг ҳаракатчанлигига кучли таъсир қилади. Бунга сабаб аралашмалар кристалл панжарада нуқсонлар вужудга келтиради, бу эса



21.1- расм.

металларнинг электр токига қаршилигини оширади. Металларда бегона аралашмалар, одатда, уларнинг қаршилигини оширади.

Диэлектрикларда аралашмаларнинг атомлари, одатда атомлар билан бўш боғланган электронларга эга бўлади. Ана шу электронлар атомлардан енгил ажралиб чиқади ва эркин ҳолатга ўтади. Шундай қилиб, диэлектрикларнинг электр ўтказувчанлиги, асосан, ундаги аралашмалар миқдори билан аниқланади. Демак, қўшилмалар одатда диэлектриклар қаршилигини камайтиради.

Яримўтказгичларда диэлектриклардагига ўхшаш аралашмалар уларнинг қаршилигини анча камайтиради. Аралашмаларни махсус танлаб яримўтказгичларнинг қаршилигини керакли томонга ўзгартириш мумкин. Шунинг учун аралашмали (қўшилмалари бўлган) яримўтказгичлар ҳозирги замон техникасида кенг ишлатилади.

Турли хил моддалар қаршиликларининг температурага боғлиқлигини таққослаш қизиқарлидир. Металларнинг қаршилиги қиздирилганда ортишини, совитилганда эса камайишини ва ўта ўтказувчанлик ҳолатида тенг бўлиб қолишини эслайлик. Диэлектрикларнинг қаршилиги қиздирилганда аста-секин камаяди. Диэлектрикларда атомлардан электронлар ажралиб чиқиши учун катта энергия керак, шунинг учун катта диэлектриклар етарлича юқори ўтказувчанликка эга бўлишдан аввал уларнинг кўп қисми эриб кетишга улгуради.

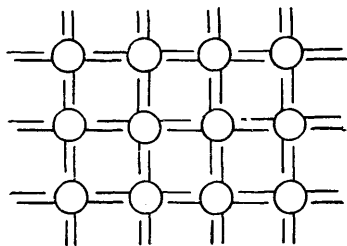
Яримўтказгичларда атомлардан электронларнинг ажралиб чиқиши учун керак бўладиган энергия диэлектриклардагига қараганда анча кам бўлади. Шунинг учун яримўтказгичлар қиздирилганда уларда қўзғалувчан заряд ташувчилар тез ортади ва уларнинг қаршилиги кескин камаяди. Температура пасайганда яримўтказгичларнинг қаршилиги ортади ва жуда паст температураларда уларнинг қаршилиги, диэлектрикларники сингари катта бўлади. Яримўтказгичларда ўта ўтказувчанлик ҳодисаси бўлмайди.

Тажриба шуни кўрсатадики, яримўтказгичларнинг қаршилигига фақат температурагина эмас, балки бошқа факторлар ҳам кучли таъсир этар экан. Яримўтказгични кучли ёритилганда унинг қаршилиги анча камаяди, чунки нурланиш яримўтказгичда қўзғалувчан заряд ташувчилар ҳосил қилиш учун етарли бўлган энергия келтиради (35.10- § га қ.).

Шундай қилиб, яримўтказгичларнинг ўтказувчанлиги температура ва ёритилганликка жуда боғлиқ. Яримўтказгичнинг бу хоссалари муҳим амалий аҳамиятга эга.

21.2- §. Соф яримўтказгичлар. Термисторлар. Соф яримўтказгичлар — германий ва кремний мисолида қўзғалувчан заряд ташувчилар қандай ҳосил бўлишини батафсилроқ қараб чиқамиз. Бу элементлар атомларининг ташқи қобиғида тўрттадан валентли электронлар бор. Бу моддалар қаттиқ ҳолатда олмос типидagi кристалл панжарага эга. Бунда ҳар қайси атом тўрт-

та яқин қўшнига эга (11.8-расмга қ.). Бундай панжарадаги қўшни атомлар орасидаги боғланиш ковалентли, яъни иккита қўшни атомларни ўзларининг иккита валентли электронларини (ҳар қайси атомлардан биттадан) бириктиради, бу эса электрон жуфтни ҳосил қилади (11.3-§ га қ.) Ковалент боғланиш 21.2-расмда схематик кўрсатилган. Бунда фазовий панжара шартли равишда текис қилиб тасвирланган.



21.2- расм.

Паст температурада яримўтказгичнинг барча электронлари атомлар билан боғланган бўлади. Бундай кристаллда эркин заряд ташувчилар бўлмайди ва улар изолятор ҳисобланади. Агар бундай кристаллнинг температураси аста-секин ортирилса, у ҳолда айрим электронлар атомдан чиқиб кетиши учун етарли бўлган ортиқча энергия олишлари (хаотик ҳаракат энергияси ҳисобига) мумкин. Бундай электронларнинг вужудга келиши яримўтказгич кристаллининг ўтказувчанлигини вужудга келтиради. Хона температурасида германий ва кремний кристалларида эркин электронлар мавжуд бўлади. Электронларнинг атомлардан ажралиб чиқиши учун керак бўладиган энергия германийда кремнийга нисбатан кам. Шундай қилиб, бир хил температурада германийнинг солиштирма қаршилиги кремнийникига нисбатан анча кам экан (20°C да $\rho_{\text{Ge}} = 0,6 \text{ Ом}\cdot\text{м}$, $\rho_{\text{Si}} = 2 \cdot 10^3 \text{ Ом}\cdot\text{м}$).

Электрон эркин ҳолатга ўтганда яримўтказгич атомининг қобиғида бўш жой қолади. Бу жойни тешик деб айтиш қабул қилинган. Атом электрон ажралиб чиққунга қадар нейтрал бўлгани учун ажралиб чиққандан сўнг у тешикка бериладиган мусбат зарядга эга бўлади. Яримўтказгичнинг қўшни атомлари узлуксиз равишда электронлар алмашинади, шунинг учун атомдаги тешикни бошқа атомнинг электрони тўлдириши мумкин. У ўз навбатида ўша атомда тешик ҳосил қилади.

Шундай қилиб, мусбат зарядга эга бўлган тешик яримўтказгичда эркин электронга ўхшаб тартибсиз ҳаракатланади. Шунинг учун яримўтказгичда тешикни шартли равишда қўзғалувчан заряд ташигичлар деб ҳисоблаймиз. Ҳақиқатан, агар яримўтказгичда электр майдон бўлмаганда тешиклар тартибсиз ҳаракатланса, у ҳолда ташқи майдон қўйилганда уларнинг кўпчилиги шу майдоннинг йўналиши бўйича ҳаракатланади, яъни электр токи ҳосил қилади.

Шундай қилиб, яримўтказгич қиздирилганда қўзғалувчан заряд ташувчилар жуфти «электрон — тешик»нинг ҳосил бўлишига ёки генерацияга олиб келади. Эркин электронлар ва тешиклар яримўтказгичда тартибсиз ҳаракатланса,

улар бир-бири билан учрашишлари мумкин. Бунда эркин электрон атом қобиғидаги бўш (вакант) жойни тўлдиради, яъни яримўтказгичда бирданига иккита эркин заряд ташувчи йўқолади — «электрон-тешик» жуфтларининг рекомбинацияси содир бўлади. Эркин электроннинг ёки тешикнинг улар ҳосил бўлгандан йўқолгунига қадар югуриш йўли жуда кичик (тахминан 0,1 мм).

Яримўтказгичнинг температураси ўзгармас бўлганда «электрон-тешик» жуфтларнинг рекомбинацияси билан генерацияси орасида қўзғалувчан мувозанат мавжуд бўлади. Шу билан бирга яримўтказгичда маълум миқдорда қўзғалувчан заряд ташувчилар бўлади. (Нима учун температура орттирилганда бир вақтнинг ўзида яримўтказгичда бўлган қўзғалувчан заряд ташувчиларнинг сони ортади, соф яримўтказгичнинг қаршилиги эса камайишини тушунтиринг).

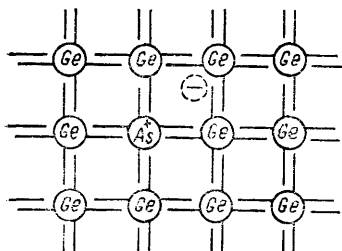
Соф яримўтказгичда ҳар доим тенг эркин электронлар ва тешиклар бўлишини эслатиб ўтамиз. Шунинг учун соф яримўтказгичларнинг ўтказувчанлиги ярми тешикли ва ярми электронли ўтказувчанлик бўлади. Бундай ўтказувчанлиги яримўтказгичларнинг хусусий ўтказувчанлиги дейиш қабул қилинган.

Шундай қилиб, агар соф яримўтказгич занжирга уланса, у ҳолда ундан ток оқиб ўтади. Шу билан бирга эркин электронлар манфий қутбдан мусбат қутбга, тешиклар эса аксинча йўналишда ҳаракат қилади.

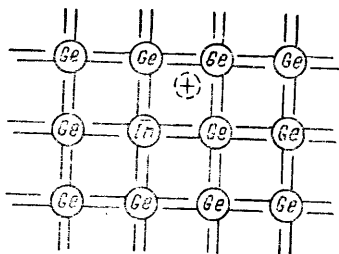
Яримўтказгичлар қаршилигининг температура коэффиценти металлларга нисбатан бир неча марта катта ва манфий ишорага эга бўлгани учун яримўтказгичларнинг хусусий ўтказувчанлигини температураси йўл қўйиб бўлмайдиган даражада ортадиган занжирларни улайдиган мосламаларнинг автоматик қурилмаларида ишлатилади. Қаршилиги нормал шароитда юқори бўлган яримўтказгичлар қўнғироқли сигнал занжирига ёки ток беришни бошқарувчи занжирга уланади. Температура йўл қўйилгандан ортиқ кўтарилганда яримўтказгичнинг қаршилиги камайди ва сигнал занжирида қўнғироқни ишга туширувчи ток ҳосил бўлади ёки ўта қизишни вужудга келтирувчи ток тўхтайдди. Бундай яримўтказгичли асбобларга термисторлар дейилади. Термисторлар ўлчами бўйича кичик бўлгани учун улар ёрдамида қандайдир кичик фазодаги температуранинг ўзгаришини аниқлаш ёки ўлчаш мумкин.

21.3- §. Аралашмали яримўтказгичлар. Соф яримўтказгичларга махсус танланган аралашмаларни қўшиш билан сунъий равишда шундай яримўтказгичлар тайёрлаш мумкинки, бунда улар кўпроқ электрон ёки тешик ўтказувчанликка эга бўлади.

Соф эритилган германийга тахминан 10⁻⁵% аралашма (Менделеев жадвалининг V группасидаги бирор элемент атомларидан ташкил топган, масалан мышьяк) қўшамиз. У ҳолда қотганда германийнинг одатдаги панжараси ҳосил бўлади, бироқ баъзи тугунларда германий атомлари ўрнида мышьяк атомлари



21.3- расм.



21.4- расм.

жойлашган бўлади (21.3- расм). Бунда мишьякнинг тўрт валентли электронлари қўшни германий атомлари билан ковалент боғланиш ҳосил қилади, бундай шароитда бешинчи электрон мишьяк атоми билан шунчалик бўш боғланган бўладик, бунда унинг ажралиб чиқиши учун жуда кичик (тахминан металл атомларининг ионланишига сарф бўладиган миқдорда) энергия керак бўлади.

Шунинг учун оддий температурада яримўтказгичда мишьякнинг барча атомлари ионланмаган ҳолатда бўлади. Мишьякнинг мусбат зарядланган атомлари панжара билан боғланган (локаллашган) ва ташқи электр майдон кучи таъсири остида силжий олмайди, эркин электронлар эса (аралашманинг ҳар қайси атомидан биттадан) қўзғалувчан заряд ташувчилар ҳисобланади.

Бундай кристаллнинг ўтказувчанлиги асосан электрон ўтказувчанлик бўлади ва уни *n*-тип ўтказувчанлик («негатив» — манфий деган маънони беради), кристаллнинг ўзини эса *n*-тип яримўтказгич дейилади. Яримўтказгичда эркин электронлар ҳосил қилувчи аралашмага донор (берувчи) ёки *n*-тип аралашма дейилади.

Агар соф германийга Менделеев жадвалининг III группасидаги элементлар атомлари, масалан учтадан валентли электронлари бўлган индий атомлари қўшилса, у ҳолда бу электронлар учун қўшни германий атомлари билан ковалент боғланиш ўрнатишига етади. Германийнинг тўртинчи атоми билан боғланиш ўрнатиш учун индий атоми қўшни германий атомининг биридан электрон тортиб олади ва манфий ионга айланади, германий атомларидан бирида эса кристалл бўйича тартибсиз ҳаракатланувчи тешик вужудга келади (21.4-расм).

III группадаги элементлар атомлари қўшилган германий кристаллининг ўтказувчанлиги асосан тешик ўтказувчанлик бўлади. Уни *p*-тип ўтказувчанлик («позитив» — мусбат сўзидан олинган) дейилади. Бундай ўтказувчанлик вужудга келтирувчи аралашма акцептор (қабул қилувчи) ёки *p*-типли аралашма дейилади.

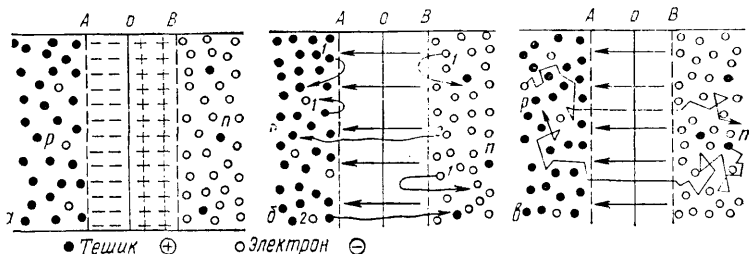
Аралашмали яримўтказгичларда оддий температурада электрон тешик жуфтининг генерацияланиши вужудга келишини

биламиз. Шунинг учун унда а с о с и й ток ташувчилардан ташқари унча кўп бўлмаган миқдорда манфий ишорали ток ташувчилар ҳам (асосий бўлмаган ток ташувчилар) бўлади. Унча юқори бўлмаган температурада асосий бўлмаган ток ташувчилар унча катта роль ўйнамайди. Бироқ юқори температурада, электрон-тешик жуфтларининг интенсив генерацияси содир бўлганда яримўтказгичлар аралаш ўтказувчанликка эга бўлади. Шундай қилиб, аралашмали яримўтказгичларнинг тешик ёки электрон ўтказувчанлиги фақат яримўтказгичнинг хусусий ўтказувчанлиги муҳим роль ўйнай бошлайдиган температурадан паст температурадагина сақланади.

21.4-§. Электрон-тешикли ўтиш. Фараз қилайлик, германий кристаллининг битта ярми донор аралашмадан, иккинчи ярми эса акцептор аралашмадан иборат бўлсин. Яримўтказгич кристаллидаги *n*-тип соҳа билан *p*-тип соҳа орасидаги чегарага электрон-тешикли ўтиш ёки *p-n*-ўтиш дейилади. Бу ўтишнинг хоссасини қараб чиқамиз.

Фараз қилайлик, яримўтказгичнинг бу қисмлари ҳозиргина бир-бирига теккизилган (ҳақиқатда ушбу иккита қисм битта кристаллни ки бўлса ҳам). У ҳолда электронлар, улар кўп бўлган *n*-соҳадан улар кам бўлган *p*-соҳага тезда кўча бошлайди ва тешиклар тескари йўналишда кўча бошлайди. Электронлар ва тешикларнинг бу диффузияси (иккита суюқлик ёки газларнинг ўзаро диффузиясига ўхшаб) агар улар заряд ташимаганда эди, кристаллнинг иккала қисмида уларнинг концентрацияси батамом бараварлашгунга қадар давом этган бўлар эди. Бироқ, заряд ташувчиларнинг бундай кўчиши натижасида *n*-соҳа мусбат, *p*-соҳа эса манфий зарядланади, яъни *p*- ва *n*-соҳалар орасида контакт потенциаллар фарқи ҳосил бўлади.

p-ва *n*-соҳалар чегарасида, *AB* ўтиш соҳасида (21,5-а расм) асосий ташувчиларнинг чегара орқали кейинги диффузиясига тўсқинлик қилувчи электр майдон ҳосил бўлади. Фақат етарлича кинетик энергияга эга бўлган тешик ва электронларгина майдоннинг қарши таъсирини енгиши ва *AB* ўтиш соҳаси орқали ўтиши мумкин (21.5-б расмдаги 2). Бошқа томондан, бу майдон асосий бўлмаган ташувчининг тескари ўтишини вужудга келтиради: тешик *n*-соҳадан *p*-соҳага ва электронлар *p*-соҳадан *n*-соҳага ўтади. Ҳақиқатан, *p*-соҳада турган эркин электрон-



21.5- расм.

нинг тартибсиз ҳаракати билан худди у майдон кучи таъсирида n -соҳага тортилгандек, ўтиш қатлами чегараси A ни кесиб ўтиши етарли; n -соҳада турган тешиклар ҳам шундай бўлади (21.5-в расм).

Натижада AB ўтиш қатламида шундай потенциаллар айирмаси (тахминан бир вольт) ўрнатиладики, бунда тешикларнинг p -соҳадан n -соҳага диффузион оқими тешикларнинг n -соҳадан p -соҳага қарама-қарши оқими (ўтиш қатлами AB нинг майдонини ҳосил қилувчи) билан мувозанатлашади. Бир вақтнинг ўзида электронларнинг қарши оқимлари ҳам мувозанатлашади. Тешикларнинг ҳам, электронларнинг ҳам натижавий оқимлари нолга тенг бўлиб қолади.

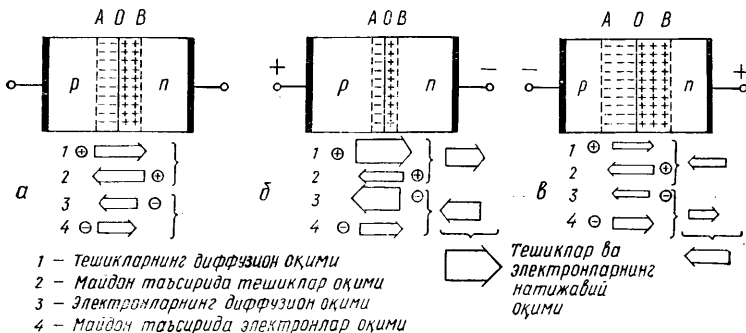
Ўтиш қатлами AB да қўзғалувчан заряд ташувчилар деярли бўлмайди — улар у ерда ушланиб қололмайди ва фақат AB соҳадан тезда учиб ўтади. Ўтиш қатламида AO соҳада фақат акцептор аралашманинг локализацияланган ионлари, BO соҳада эса донор аралашмалар қолади. Бу соҳаларда p - ва n -соҳаларнинг зарядлари ҳам тўпланган, кристаллнинг қолган қисмлари эса электр жиҳатдан нейтрал бўлади.

Қўзғалувчан заряд ташувчилари камайган, қалинлиги тахминан 1 мкм (10^{-6} м) бўлган ўтиш қатлами кристаллнинг бошқа қисмларига нисбатан жуда катта қаршиликка эга бўлади; шунинг учун p — n -ўтишли кристаллни занжирга улаганда, амалда кристаллга келтирилган барча кучланиш p — n -ўтишда чегарасида тўпланган бўлади.

21.5-§. Яримўтказгичли диод. Энди p — n -ўтишли кристаллдан ток қандай ўтишини қараб чиқайлик. 21.6-расмда шундай кристалл схематик кўрсатилган.

Ташқи кучланиш бўлмаганда (21.6-а расм) қўзғалувчан заряд ташувчиларнинг ҳамма оқими ўтиш қатлаидан кейин мувозанатлашади ва ток нолга тенг бўлади.

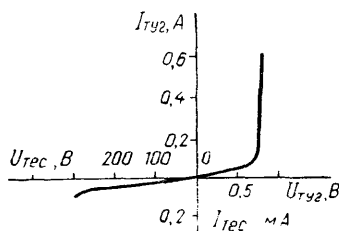
Кристаллни занжирга шундай улаймизки, бунда ташқи майдон ўтиш майдонига қарама-қарши йўналган бўлсин (21.6-б расм). p — n -ўтишда майдон занфроқ бўлади ва асосий ташув-



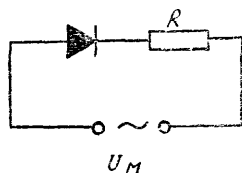
21.6- расм.

чилар (p -соҳадаги тешиклар, n -соҳадаги электронлар) нинг диффузион оқимлари ўтиш соҳаси орқали интилади. Асосий бўлмаган ташувчиларнинг қарши оқимлари эса деярли ўзгармайди. Натижада ўтиш соҳаси орқали катта ток кучи ўтади. Бундай ҳолда қўйилган кучланиш ва ток тўғри (кучланиш ва ток) дейилади. Кучланиш орттирилганда ток кучи тез ортади (21.7-расм), бунда Ом қонунини бутунлай қўллаб бўлмайди.

Энди кристаллга тескари қутбли кучланиш берайлик (21.6-в расм). Бундай ҳолда ташқи кучланиш ишораси бўйича контакт потенциаллар фарқига мос келади. Ташқи майдон p - n -ўтишли майдонни кучайтиради ва асосий ташувчиларнинг ўтиш орқали диффузион оқимлари анча камаяди. Асосий бўлмаган ташувчиларнинг оқимлари тахминан ташқи майдон бўлмагандagi сингари ўтиш орқали кучсиз ток ҳосил қилади. Ушбу ҳолда қўйилган кучланиш ва ток тескари кучланиш ва ток дейилади.



21.7- расм.



21.8- расм.

Тўғри кучланишда p - n -ўтишдан ўтаётган ток кучи тескари кучланишдагига қараганда миллион марта катта бўлар экан (21.7-расм). Бу шунни кўрсатадики, p - n -ўтиш вентилига ўхшаб ишлар экан, яъни токни битта йўналишда ўтказар (ўтиш очиқ) ва токни тескари йўналишда (ўтиш ёпиқ) ўтказмас экан. Демак, агар p - n -ўтишли кристаллни ўзгарувчан ток занжирига нагрузка қаршилик R билан кетма-кет уланса (21.8-расм), у ҳолда бу қаршиликдаги ток амалда йўналиши бўйича ўзгармас бўлади. Шунинг учун p - n -ўтишли кристаллга ярим ўтказгичли тўғрилагич ёки ярим ўтказгичли диод дейилади (21.7-расмда ўртача қувватли кремнийли диоднинг вольтампер характеристикаси кўрсатилган; тўғри ва тескари йўналишдаги ток ва кучланишларнинг масштаблари турлича).

Диод билан нагрузка қаршилиги R орасидаги занжирда (21.8-расм) кучланиш қандай тарқалишини кузатиш қизиқарли. (Схемаларда диоднинг шартли тасвирларида ўткир бурчаги тўғри токнинг йўналишини кўрсатади.)

21.9-расм. а да тармоқдаги ўзгарувчан кучланишнинг графиги тасвирланган. Диод токни, амалда, фақат тўғри йўналишда ўтказди (21.9-расм, б). Кетма-кет уланганда кучланиш қар-

шиликка пропорционал равишда тақсимланишини эслайлик. Ток диод орқали тўғри йўналишда ўтадиган биринчи ярим даврда диоднинг қаршилиги жуда кичик бўлади ва умуман барча кучланиш нагрузка R га тўғри келади. Иккинчи ярим даврда диод қаршилиги жуда катта бўлади ва барча кучланиш диодга тўғри келади.

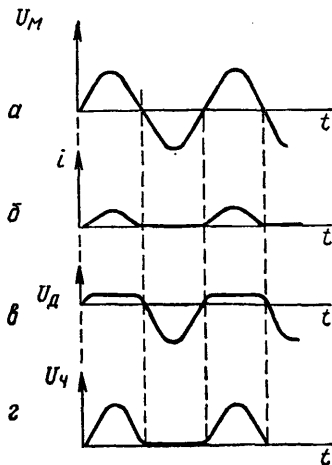
21.9-расм, a да кучланишнинг диодда ўзгариши, 21.9-расм, g да эса кучланишнинг нагрузка R да ўзгариши кўрсатилган.

Яримўтказгичли диодларнинг ФИҚ катта (98% гача), ўлчами кичик ва ишлаш муддати катта. Яримўтказгичли диодларнинг камчилиги юқори температурада улар ишининг ёмонлашишидир. Юқорида айтилгандек, $p-n$ -ўтишдан ўтган тескари ток одатдаги температурада концентрацияси кичик бўлган асосий бўлмаган ташувчилардан ҳосил бўлади, бироқ уларнинг концентрацияси температура ортганда электрон-тешик жуфтларининг генерацияси туфайли тезда ортади. Шунинг учун яримўтказгичли диодларда тескари ток температура ортиши билан тезда ортади: кремнийли диодлар тахминан 200°C температурада токни тўғрилашдан тўхтайтиди, германийли диодлар учун эса чегаравий температура бундан ҳам кичик.

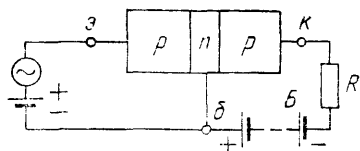
Пировардида яримўтказгичли диодни тармоққа нагрузка қаршилигисиз улаш мумкин эмас. Агар 21.8-б расмдаги схемада нагрузка олиб ташланса, у ҳолда барча кучланишлар диодга нисбатан мусбат бўлиб қолади. Диод тўғри йўналишда уланганда ташқи кучланиш контакт потенциаллар фарқидан ортиқ бўлади, $p-n$ -ўтиш амалда йўқолади, диод орқали жуда катта ток ўтади ва диод бузилади.

21.6-§. Яримўтказгичли триод (транзистор). Юқорида қараб чиқилган $p-n$ -ўтишнинг хоссасидан электр сигналларнинг яримўтказгичли кучайтиргичларида фойдаланилади.

Кучланиш ва токнинг ўзгаришини кучайтириш учун мўлжалланган яримўтказгичли асбобларга яримўтказгичли триодлар ёки транзисторлар дейилади. 21.10-расмда яримўтказгичли триоднинг тузилиш схемаси кўрсатилган. Топ n -соҳа (тахминан 1 мкм) кристаллнинг иккита p -соҳасини ажратади. Кристаллнинг бу соҳалари занжирга уланиши учун мустақил контакт учлари a , b ва k га эга. Схемадан кўриниб турибдики, транзисторда иккита $p-n$ ўтиш бор экан. Контакт учлари c ва b ни ташқи занжирга улаб, чап $p-n$ -ўтишга, b ва k учлари орқали эса ўнг $p-n$ -ўтишга кучланиш бериш мумкин.



21.9-расм.



21.10- расм.

Транзисторнинг чап p соҳа-сида p -тип аралашмалар n -соҳадаги n -тип аралашмаларга нисбатан юзлаб марта кўп бўлади. Шунга мувофиқ, p -соҳадаги тешиклар ҳам n -соҳадаги электронларга нисбатан юзлаб марта катта. Шунинг учун чап ўтиш тўғри йўналишда

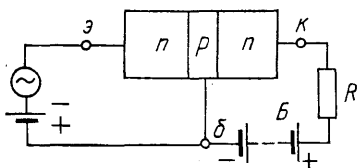
уланганда тўғри ўтиш орқали ўтган ток асосан (тахминан 90%) p -соҳадаги тешикларнинг диффузион оқимидан иборат бўлади.

Бундай транзисторда кучланиш ўзгаришларининг кучайиши қандай бўлаётганлигини аниқлаймиз. Ўнг ўтишга нагрузка қаршилиги R ни улаймиз (21.10-расмга қ.) ва катта тескари кучланиш (ўнларча вольт) берамиз. Ўтиш берк бўлгани учун шу ўтиш орқали жуда кичик тескари ток ўтиши керак. Бу тескари ток қаршилик R да сезиларли даражада кучланиш тушишини вужудга келтира олмайди.

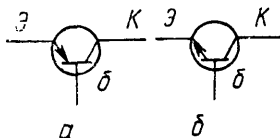
Чап ўтишга унча катта бўлмаган тўғри кучланиш берамиз. У орқали p -соҳадан n -соҳага диффузияланувчи деярли фақат тешиклардан иборат бўлган тўғри ток оқиб ўтади. n -соҳа жуда тор бўлгани учун (унинг эни тешикнинг ўртача югуриш йўли узунлигидан кўп марта кичик), у ҳолда кўпгина тешиклар рекомбинацияланишга улгурмай ўнг ўтишга етади, n -соҳадаги тешиклар асосий бўлмаган ташувчилар ҳисобланади ва ўнг ўтишга келганда улар майдон таъсирида ўнгдаги p -соҳага ташланади. Шундай қилиб, чап ўтиш очиб бўлганда ўнг ўтиш орқали жуда кичик тескари ток ўрнига чап ўтиш орқали ўтаётган тахминан худди шундай ток ўтади; қаршилик R да батарея B нинг э.ю.к. катталиги билан аниқланувчи $U=IR$ га тенг бўлган анча катта кучланиш ҳосил бўлади.

$p-n$ -ўтиш орқали ўтган тўғри ток кучланишга кучли боғлиқ бўлгани учун (21.7-расмга қ.), чап ўтишдаги кучланиш кичик ўзгариши билан транзистордаги ток жуда кучли ўзгаради. Шундай қилиб, агар чап ўтишдаги кучланиш ўндан бир вольтга ўзгарса, у ҳолда қаршилик R даги кучланиш энди ўнлаб вольтга ўзгаради.

21.11-расмда тасвирланган $n-p-n$ -тип транзисторнинг иши баён этилган $p-n-p$ -тип транзистор ишидан ҳеч қандай фарқи



21.11- расм.



21.12- расм.

йўқ, фақат ўтишдаги кучланиш бошқа қутбга эга ва транзисторда ток, асосан, электронлар оқимидан иборат бўлади.

Транзисторларнинг ишлаш муддати жуда катта, тежамли ва жуда ихчамлиги билан фарқ қилади. Улар радио электроникада кенг ишлатилади: кучайтиргичлар, радиоприёмниклар ва телевизорлар, электрон ҳисоблаш машиналари (ЭҲМ) ва бошқалар. Транзисторлар самолёт ва ракеталарнинг борт аппаратуралари учун айниқса жуда муҳим аҳамиятга эга.

Адабиётларда транзисторнинг ўрта соҳасини база, базани қўзғалувчан заряд ташувчилар билан таъминловчи чап қисмини эса эмиттер, зарядлар йиғувчи, ўнг қисмини эса коллектор деб аталишини эслатиб ўтамиз (мос ҳолда б, э ва к ҳарфлари билан белгиланади: 24.9, 24.10-расмларга қ.). Тўғри йўналишда уланган ўтишга эмиттерли, тескари йўналишда уланган ўтишга коллекторли ўтиш дейилади.

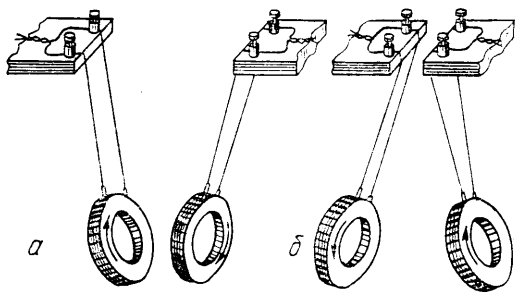
22-БОБ. ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

22.1-§. Токларнинг ўзаро таъсири. Биз электр зарядларнинг ўзаро таъсирини кўриб чиқдик. Энди токли ўтказгичларнинг ўзаро таъсирини кўриб чиқамиз.

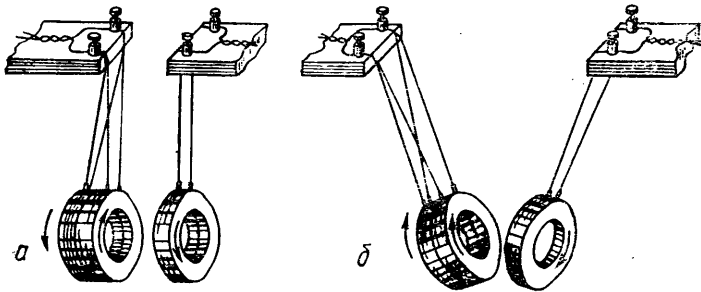
Металл симдан ясалган иккита бир хил ғалтак оламиз ва уларни шундай осиб қўямизки, бунда ғалтакларни занжирга улаш мумкин бўлсин, уларнинг ўқлари эса бир тўғри чизиқда жойлашсин (22.1-расм). Ғалтаклар орқали бир хил йўналишдаги ток ўтказиб, уларнинг бир-бирига тортилишини кўрамиз (22.1-а расм). Агар ғалтакларда қарама-қарши йўналишдаги тоklar ҳосил қилинса, улар бир-биридан итарилади (22.1-б расм). Параллел жойлашган тўғри чизиқли ўтказгичлар орасида ҳам шундай ўзаро таъсир юз беради.

Шундай қилиб, *бир хил йўналишдаги тоklar тортишади, қарама-қарши йўналишдаги тоklar эса бир-биридан итарилади.* Демак, токли ўтказгичлар бир-биридан бирор масофада жойлашганда улар орасида ўзаро таъсир юз беради. Бу таъсирни улар орасида электр майдон бўлиши билан тушунтириш мумкин эмас, чунки ўтказгичлар орқали ток ўтганда улар амалда нейтрал бўлиб қолади. Бу шуни билдирадики, ҳар қандай токли ўтказгич атрофида электр майдондан фарқ қилувчи тинч турган зарядларга таъсир қилмайдиган қандайдир бошқа майдон мавжуд бўлиши керак. Бу фикр тажрибаларда тасдиқланди.

22.2-§. Магнит май-



22.1- расм.



22.2- расм.

дон материянинг махсус кўриниши сифатида. Бир-биридан бирор масофада жойлашган электр тоқларнинг ўзаро таъсирига сабаб бўлувчи майдонни магнит майдон деб аташга шартлашамиз. Тажриба кўрсатадики, магнит майдонни ё ҳаракатдаги электр зарядлар, ё ўзгарувчан электр майдон ҳосил қилади (27.5-§ га қаранг) ва у фақат ҳаракатдаги зарядга таъсир этади. Демак, фазонинг бирор соҳасидаги магнит майдонни аниқлаш учун шу соҳага тоқли ўтказгич ёки бошқа қандайдир ҳаракатдаги зарядларни киритиш керак. Тоқли ўтказгич атрофида ҳосил бўлган магнит майдонни биринчи бўлиб тажрибада 1820 йилда даниялик физик Г. Эрстед аниқлади.

Турли тоқларнинг магнит майдонни қўшилганда бир-бирини кучайтириши ва шунингдек, сусайтириши мумкин. Бунини тажрибада кўрсатамиз. Агар иккита бир хил ғалтакни бир-бирига боғлаб, уларда қарама-қарши йўналишдаги тоқ ҳосил қилсак, (22.2-а расм, чапда) уларнинг умумий майдони шунчалик кучсиз бўладики, бунда у учинчи тоқли ғалтакка сезиларли таъсир кўрсатмайди. Бу ҳол иккита қарама-қарши йўналишдаги тоқли ўтказгичларни бир-бирига бураб ҳосил қилинган шнур атрофида нима учун магнит майдон бўлмаслигини тушунтиради. Агар боғланган ғалтакларда бир хил йўналишдаги тоқлар ҳосил қилинса, уларнинг учинчи ғалтакка таъсири олдинги параграфда тавсифланган тажрибага нисбатан сезиларли даражада кучаяди (22.2-б расм). Демак, бир хил йўналишдаги тоқларнинг магнит майдонини қўшиб магнит майдонни кучайтириш, қарама-қарши йўналишдаги тоқлар майдонини қўшиб эса магнит майдонини сусайтириш мумкин.

Агар тажрибани бошлашдан олдин ғалтакларни ўқлари бир тўғри чизиқда ётмайдиган қилиб жойлаштирилса, уларга тоқ уланганда ғалтаклар шундай буриладик, бунда улардаги тоқлар бир хил йўналишда оқа бошлайди ва сўнгра ғалтаклар бир-бирига тортилади. Натижада атроф фазодаги магнит майдон кучаяди.

22.3- §. Магнитлар. Магнитларнинг хусусиятлари уларнинг атрофида маълум йўналишга эга бўлган магнит майдон мав-

жуд бўлади, деб ҳисоблашга асос бўлади. Бу ерда шундай саволлар туғилади:

1) Магнит атрофидаги майдоннинг табиати токли ўтказгич атрофидаги майдоннинг табиати билан бир хил, яъни иккала ҳолда ҳам айнан магнит майдоннинг ўзи мавжуд деб ҳисоблаш мумкинми?

2) Агар иккала майдон ҳам магнит майдондан иборат бўлса, бу ҳолни магнит майдонни фақат электр токи ҳосил қилади, деган даъво билан қандай боғлаш мумкин?

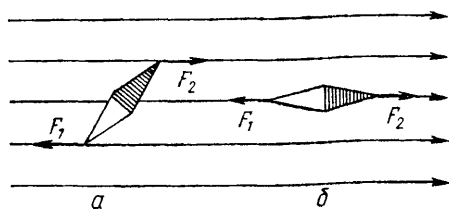
Эрстед тажрибалари шуни кўрсатадики, токли ўтказгичнинг майдони билан магнитнинг майдони бир хил табиатга эга экан.

Ампер иккинчи саволга жавоб топди. Ампер назариясига кўра электронларнинг атом ичида ядро атрофидаги ҳаракати, берк занжирдаги токка ўхшаш, элементар электр токини (микротокни) ҳосил қилади. Бу, умуман айтганда, ҳар қандай молекула атом атрофида магнит майдон мавжуд бўлиши кераклигини билдиради. Демак, ҳар қандай модда ундаги молекулаларда электронлар ҳаракатининг хусусияти ва молекулаларнинг ўзаро жойлашиши, яъни модданинг ички тузилиши билан аниқланувчи у ёки бу магнит хусусиятга эга бўлиши керак.

Бу жиҳатдан темир энг ажойиб модда бўлиб чиқди. Унинг молекулалари етарли даражада кучли майдонга эга ва агар молекулалар уларнинг майдонлари ўзаро бир-бирини кучайтирадиган қилиб тартибли жойлашган бўлса, темир жисм атрофида магнит майдон ҳосил бўлади. Бундай жисмлар магнит ҳисобланади. Жисмда молекулалар тартибсиз жойлашганда уларнинг майдонлари бир-бирини сусайтиради ва жисм атрофида магнит майдон бўлмайди. Бундай темир жисмни магнит майдонга, масалан, токли ғалтак ичига жойлаб, жисмни магнитлаш мумкин, чунки унинг молекулалари ташқи майдон таъсирида тартибли жойлашиб қолади.

Пўлатнинг махсус навидан тайёрланган жисм ташқи майдондан узоқлаштирилганда ҳам ўз магнитланганлигини сақлайди, яъни доимий магнит бўлиб қолади. Доимий магнит таркибида темир бўлган жисмларни ўзига тортади. Магнит қутблари деб аталувчи магнитнинг учлари энг катта тартиш кучига эга бўлади. Учликка ўрнатилган узунчоқ кичик магнитча магнит стрелка деб аталади. Магнит стрелка ҳеч қандай ҳалақит бўлмаганда ўз-ўзидан шундай жойлашиб қоладики, бунда унинг бир учи шимолни, иккинчи учи эса жанубни кўрсатади. Стрелканинг шимолни кўрсатувчи учи шартли равишда шимолӣ қутб деб аталади ва Ш (ёки N) ҳарфи билан белгиланади, қарама-қарши учи эса жанубӣ қутб деб аталиб, Ж (ёки S) ҳарфи билан белгиланади.

Магнит майдонга ҳар бир нуқтада маълум йўналиш мос келганидан (компасни эсланг), шартли равишда майдонни ҳар бир нуқтада магнит стрелканинг шимолӣ қутби қараган то-

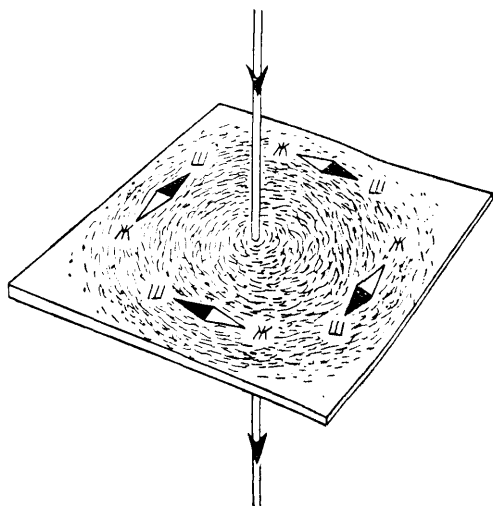


22.3- расм.

бурилади. Демак, унинг учларига жуфт кучларни ташкил қилувчи магнит кучлари таъсир этади (22.3- а расм). Стрелка тинчланганда бу кучлар стрелка жойлашган тўғри чизиқ бўйлаб йўналган бўлиши керак (22.3- б расм). Нима учун? Тушунтиринг. Бу шуни билдирадики, магнит стрелкалар ёрдамида магнит кучларининг стрелкага таъсир йўналиши бўйлаб жойлашган чизиқларни аниқлаш мумкин.

Магнит майдон схемаларда шартли равишда магнит куч чизиқлари билан тасвирланиб, улар яқин вақтдан бошлаб магнит майдон индукцияси чизиқлари деб атала бошланди. *Магнит майдон индукцияси чизиғи деб шундай чизиққа айтиладики, кичик магнит стрелкалар бу чизиқнинг ҳар бир нуқтасида уринма бўйлаб жойлашади.*

Магнит индукция чизиқларининг текисликда жойлашиш манзарасини амалда пўлат кукунлари ёрдамида олиш осон, чунки кукуннинг ҳар бир зарраси магнит майдонга тушганда магнитланиб, майдон индукцияси чизиқлари бўйлаб жойлашадиган жуда кичик магнит стрелкага айланиб қолади. 22.4- расм-



22.4- расм.

монга йўналган бўлади деб ҳисоблаш мумкин. Тажрибалар асосида магнитларнинг бир хил қутблари итаришиши, ҳар хил қутблари эса тортишиши аниқланди.

22.4- §. Магнит индукция чизиқлари. Уюрмавий майдон ҳақида тушунча. Маълумки, магнит майдонга киритилган магнит стрелка

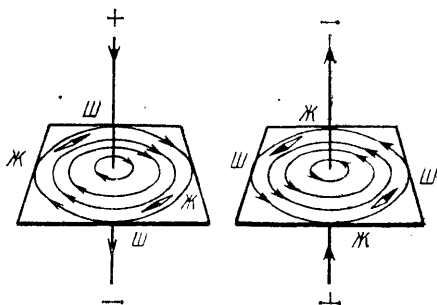
да тўғри токнинг ўтказгичга перпендикуляр текисликда темир кукунни ва бир неча магнит стрелкалар ёрдамида ҳосил қилинган магнит майдони тасвирланган. Индукция чизиқларининг йўналиши стрелкаларнинг шимолий қутблари кўрсатган томонга қараб йўналган, яъни юқоридан қараганда соат стрелкасининг айланиш йўналиши бўйлаб (ток йўналиши бўйлаб) йўналган, деб ҳисобланади.

Фазонинг ҳар бир нуқтаси орқали фақат битта индукция чизиғи ўтади,

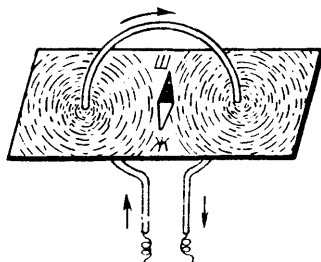
шунинг учун индукция чизиқлари ҳеч қаерда бир-бири билан кесишмайди.

22.4-расмдан кўришиб турибдики, магнит майдон индукцияси чизиқлари берк чизиқлардан иборат, яъни уларнинг на боши ва на охири бор ва ҳамма вақт токли ўтказгични ўраб олган бўлади. Бу магнит майдон индукцияси чизиқларининг жуда муҳим хусусиятидир. Электр майдоннинг кучланганлик чизиқлари электр зарядда бошланиб, электр зарядда (ёки чексизликда) тугагини эслайлик. *Индукция чизиқлари ҳар доим берк бўлган майдон уюрмавий майдон деб аталади.* Электр зарядларнинг потенциал майдонидан фарқли ўлароқ, магнит майдон уюрмавийдир.

Юқорида айтилганлардан, магнит майдон ва электр ток доим биргаликда мавжуд бўлади деб хулоса чиқариш мумкин. Табиатда ҳеч қаерда электр токисиз магнит майдон ва магнит майдонсиз электр токи бўлмайди.



22.5- расм.

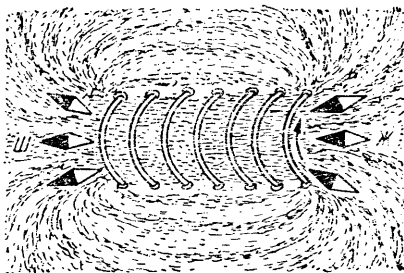


22.6- расм.

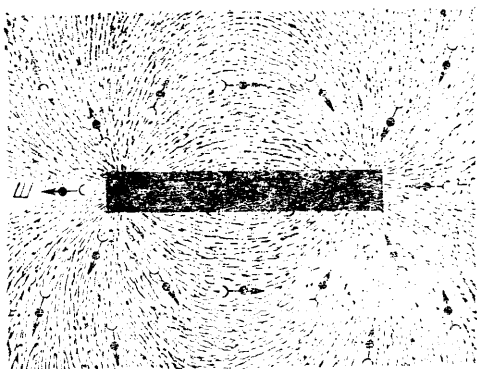
22.5- §. Тўғри ток, доиравий ток ва соленоиднинг магнит майдони. Токли ўтказгичнинг магнит майдони кучи ва йўналиши, шунингдек ўтказгичнинг шакли билан аниқланади.

Қарама-қарши йўналишдаги ток оқаётган тўғри ўтказгичларнинг магнит майдони 22.5-расмда схематик равишда тасвирланган. Бу майдонлар фақат индукция чизиқларининг йўналиши билан фарқланиши кўришиб турибди. Тўғри токнинг магнит майдони ўтказгичга перпендикуляр текисликда жойлашган концентрик айланалардан иборат. Ток магнит майдони индукцияси чизиқларининг йўналиши ўнг парма қоидасидан аниқланади: *агар парманинг илгариланма ҳаракати ўтказгичдаги токнинг йўналишига мос келса, парма дастасининг айланиши йўналиши магнит майдон индукцияси чизиқларининг йўналишини кўрсатади.*

Доиравий токнинг магнит майдони 22.6-расмда кўрсатилган. Магнит майдон индукцияси чизиқларининг йўналиши магнит стрелканинг ҳолатидан кўришиб турибди. У ўнг парма қоидаси ёрдамида аниқланади. Доиравий ток учун ўнг



22.7- расм.



22.8- расм.

парма қоидасидан бошқача фойдаланиш ҳам мумкинлигини қайд қиламиз: *агар парма дастасини контурдаги токнинг йўналиши бўйлаб айлантирсак, парманинг илгариланма ҳаракати контур ичидаги индукция чизиқларининг йўналишини кўрсатади.*

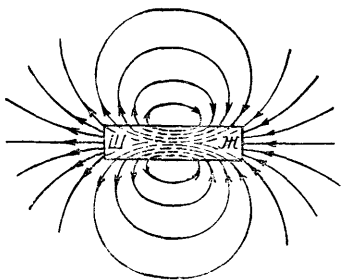
Токли ғалтакдан иборат бўлган соленоиднинг магнит майдони 22.7-расмда кўрсатилган бўлиб, бунда соленоид ичида индукция чизиқлари ўзаро параллел ва ташқарида уни ўраб олганлиги кўриниб турибди. Соленоид магнит майдони индукцияси чизиқларининг йўналишини, доиравий токники сингари, ўнг парма қоидасидан аниқлаш мумкин.

22.6- §. Доимий магнит ва соленоиднинг магнит хусусиятларини таққослаш. Токли контурнинг магнит қутблари.

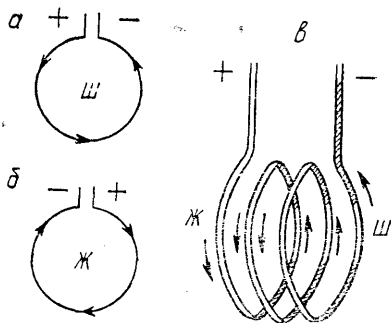
22.8-расмда тасвирланган доимий тўғри магнитнинг магнит майдони билан 22.7-расмда тасвирланган соленоиднинг магнит майдонини таққослаб, бу майдонларнинг ташқи кўриниши бир хил эканлигини кўриш мумкин. Улар орасидаги фарқ фақат соленоид ва магнит ичидадир (магнит ичидаги индукция чизиқларининг жойлашишини кўриб бўлмайди).

Токли соленоид ва тўғри магнитларнинг магнит хусусиятлари деярли бир хилдир. Масалан, агар соленоид горизонтал текисликда айлана оладиган қилиб осиб қўйилса, унинг ўзи шимолдан жанубга қараган йўналишда жойлашиб олади. Бу ҳол Ампернинг доимий магнитнинг майдонини молекулаларнинг микротоки ҳосил қилади деган ғоясига мос келади. Юқорида айтилганларнинг ҳаммаси, доимий магнит майдонининг индукция чизиқлари берк, яъни соленоиддагидек магнит ичида ҳам давом этади деб айтишга имкон беради (22.9- расм).

Магнит қутбларга эга бўлганлиги учун соленоид ҳам қутбларга эга бўлиши керак, деган хулоса чиқариш мумкин. Ҳақиқатан, токли соленоиднинг бир томони магнитнинг шимолий



22.9- расм.



22.10- расм.

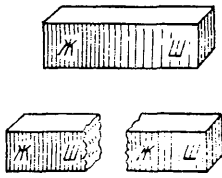
қутбига тортилса, иккинчи томони эса ундан итарилади. Индукция чизиқлари йўналишини ўнг парма қондаси бўйича аниқлаб, соленоиднинг магнит қутбларини топиш мумкин: худди магнитдаги каби индукция чизиқлари соленоиддан шимолий қутб томонидан чиқади ва унга жанубий қутб томонидан киради. Токли контурда ҳам «қутблар» худди шундай аниқланади (унда «қутб» ток айланиб оқаётган сиртдан иборат).

Айтилганлар асосида соленоид ва доиравий ток қутбларини қуйидагича таърифлаш мумкин: ток соат стрелкасининг айланиш йўналишига қарши йўналишда айланиб оқаётган сирт шимолий қутб бўлади, ток соат стрелкаси йўналишида оқаётган сирт эса жанубий қутб бўлади (22.10-а, б расм). Ғалтакнинг магнит қутблари 22.10-в расмда, соленоид қутблари эса 22.7-расмда кўрсатилган.

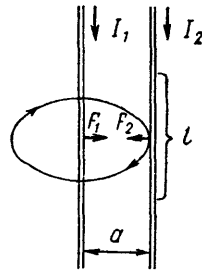
Айни бир контурнинг ўзига икки қарама-қарши томондан қаралганда кузатувчиларнинг бирига контурдаги ток соат стрелкаси айланиши йўналишида, иккинчисига эса соат стрелкасининг айланишига тескари йўналишда оқаётгандек кўринади. Демак, ҳар бир контурда, албатта, иккита турли қутб мавжуд. Шундай қилиб, магнит қутблар фақат жуфт-жуфт бўлиб учрайди. Битта магнит қутбни ҳеч қандай йўл билан олиш мумкин эмас. Агар доимий магнитни иккига бўлинса, ҳар бири шимолий ва жанубий қутбларга эга бўлган иккита магнит ҳосил бўлади (22.11-расм).

22.7- §. Параллел тоқларнинг ўзаро таъсир кучи. Муҳитнинг магнит синдирувчанлиги. Тоқлар ва магнитларнинг ўзаро таъсир кучларини бундан кейин магнит таъсир кучлари деб атаймиз. Икки параллел тоқларнинг ўзаро таъсир кучи нима билан аниқланишини топамиз (22.12-расм).

Агар ўтказгичлардаги I_1 ва I_2 тоқлар бир хил йўналишга эга бўлса, у ҳолда ўтказгичлар бир-бирига F_1 ва F_2 кучлар билан тортилади. Бу кучларнинг мавжудлиги шу билан тушунтириладики, иккинчи ўтказгич биринчи ўтказгичнинг F_2 кучини ҳосил қиладиган майдонида жойлашади. Равшанки, ўз навба-



22.11- расм.



22.12- расм.

тида иккинчи ўтказгичнинг магнит майдони F_1 кучни ҳосил қилади.

Ўтказгичдаги ток кучини ва улар орасидаги a масофани ўзгартириб, узун симнинг l кесмасига таъсир этаётган F куч ток кучлари кўпайтмасига, l узунликка тўғри пропорционал ва масофага тесқари пропорционал бўлишини тажрибада кўрсатиш мумкин:

$$F = K \frac{I_1 I_2 l}{a} \quad (22.1)$$

Ўтказгичлар жойлашган муҳитни ўзгартириб, F куч атрофдаги муҳитга боғлиқ эканини аниқлаш мумкин. Демак, K пропорционаллик коэффициенти ўлчов бирлигининг танланишига ҳамда муҳитга боғлиқ. Қатор формулаларни соддалаштириш учун СИ системада бу коэффициент $K = \mu_m / 2\pi$ деб олинади ва (22.1) формула қуйидаги кўринишни олади:

$$F = \frac{\mu_m I_1 I_2 l}{2\pi a} \quad (22.2)$$

Бу ердаги μ_m аввалгидек ўлчов бирлигининг танланиши ва муҳит хусусиятлари билан аниқланади.

Электр тоқларининг ўзаро таъсир кучларини муҳитга боғлиқлигини ифодаловчи μ_m катталиқ муҳитнинг магнит сингдирувчанлиги деб аталади.

Вакуумдаги тоқларнинг ўзаро таъсир кучи учун (22.2) формулани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$F_0 = \frac{\mu_0 I_1 I_2 l}{2\pi a} \quad (22.3)$$

Бу ерда μ_0 магнит доимийси деб аталади; унинг миқдори ўлчов бирлигининг танланишига боғлиқ (22.8-§ га қаранг).

Агар F ва F_0 бир хил токнинг бирор муҳитдаги ва вакуумдаги ўзаро таъсир кучларидир деб фараз қилсак, у ҳолда, (22.2) ни (22.3) га ҳадма-ҳад бўлиб қуйидагини оламиз:

$$\frac{F}{F_0} = \frac{\mu_m}{\mu_0} = \mu, \quad (22.4)$$

бу ерда μ — муҳитнинг нисбий магнит сингдирувчанлигидир. У ўлчовсиз сондир. *Нисбий магнит сингдирув-*

чанлик берилган муҳитда тоқларнинг ўзаро таъсири вакуумдагига қараганда неча марта катта эканини кўрсатади. Тажрибалар шунни кўрсатдики, муҳит вакуумга нисбатан тоқларнинг ўзаро таъсирини кучайтириши ҳам ва сусайтириши ҳам мумкин. Шунинг учун μ бирдан катта ёки кичик бўлиши мумкин. Унинг сон қиймати тажрибада аниқланади ва ҳисоблашларда жадваллардан олинади. (22.4) дан

$$\mu_m = \mu\mu_0 \quad (22.5)$$

эканлиги кўриниб турибди.

22.8- §. Ампернинг таърифи. Магнит доимийси. Халқаро СИ бирликлар системасида (22.3) формуладан ток кучи бирлиги — амперни аниқлаш учун фойдаланилди. Ўтказгичлардаги тоқлар бир хил бўлганда бу формула

$$F_0 = \mu \frac{I^2 l}{2\pi a} \quad (22.3a)$$

кўринишга эга бўлади.

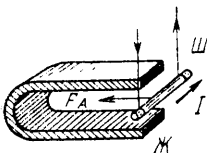
(22.3 a) дан, агар иккита тенг тоқли параллел ўтказгичларни маълум a масофада вакуумга жойлаштириб, уларнинг ҳар бирининг узунлик бирлигига таъсир этадиган куч олдиндан берилса, бу ўтказгичлардаги ток кучи қатъий аниқ қийматга эга бўлади. Шундай йўл билан ампер катталиги аниқланади: ампер деб вакуумда бир-бирдан 1 м масофада жойлашган чексиз узун параллел ўтказгичлар орқали оқётган шундай ток кучига айтиладики, бу ток кучи ўтказгичлар орасида узунлигининг ҳар бир метрида $2 \cdot 10^{-7} \text{Н}$ га тенг куч ҳосил қилади.

Магнит доимийсининг сон қийматини топамиз. (22.3 a) дан кўринадики,

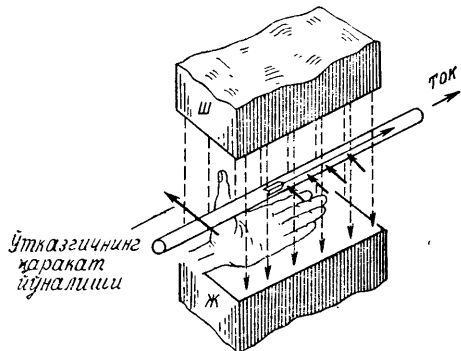
$$\mu_0 = \frac{2\pi a F_0}{I^2 l}.$$

Бунга ампернинг таърифига m с келувчи қийматни қўйсақ, қуйидагини оламиз:

$$\mu_0 = \frac{2\pi \cdot 1\text{м} \cdot 2 \cdot 10^{-7}\text{Н}}{1\text{А}^2 \cdot 1\text{м}} = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Н}}{\text{А}^2}.$$

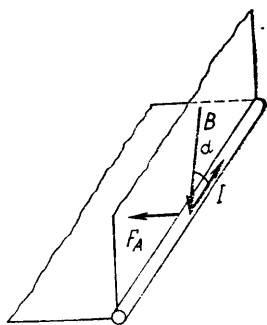


22.13- расм.



22.14- расм.

22.9- §. Магнит майдоннинг токли тўғри ўтказгичга таъсири.
Магнит майдоннинг куч 'характеристикаси. Ҳаракатчан



22.15- расм.

I токли ўтказгични тақасимон магнит қутблари орасига 22.13- расмда кўрсатилгандек қилиб жойлаймиз. Бу ўтказгич F_A магнит куч (уни Ампер кучи деб аталади) таъсирида қутблар оралиғига тортилади. *I* токнинг йўналиши ўзгартирилганда ўтказгич тескари томонга ҳаракатланади.

Токли тўғри ўтказгичга магнит майдонда таъсир қилувчи F_A кучнинг йўналиши чап қўл қоида си бўйича топилади (22.14- расм): *агар чап қўлимизни ўтказгич бўйлаб шундай жойлаштирсакки, бунда очилган тўртта бармоғимиз ўтказгичдаги ток-*

нинг йўналишини кўрсатса, магнит куч чизиқлари эса кафтимишга кирса, у ҳолда очилган бош бармоғимиз токли ўтказгичга таъсир этувчи кучнинг (Ампер кучининг) йўналишини кўрсатади.

Ампер F_A куч ўтказгичнинг l узунлигига ва ундаги I ток кучига тўғри пропорционал эканлигини кўрсатди. Бу куч яна ток йўналиши билан ўтказгич жойлашган ердаги индукция чизигининг йўналиши орасидаги α бурчакка ҳам боғлиқ (22.15- расм). F_A куч $\sin \alpha$ га пропорционал ва ўтказгич майдоннинг индукцион чизиқларига перпендикуляр бўлганда $F_{A_{\text{макс.}}}$ максимал қийматга эга бўлиши маълум бўлди. Шундай қилиб, Ампер кучи қўйидаги формулалар билан ифодаланади:

$$F_A = BIl \sin \alpha, \quad (22.6)$$

$$F_A = BIl_{\text{макс.}} \quad (22.6 a)$$

(22.6) ва (22.6a) формулалардаги B кўпайтувчи Ампер кучининг токли ўтказгич жойлашган магнит майдонга боғлиқлигини ифодалайди.

Токли ўтказгичнинг Ампер кучи таъсирида кўчиши шуниси билан қизиқарлики, бундай ҳаракат вақтда электр энергия механик энергияга айланади. Электродвигателларнинг ишлаш принципи асосида шу ҳодиса ётади.

(22.6 a) формуладаги B кўпайтувчининг физик маъносини аниқлаймиз. I токли айна бир ўтказгичнинг ўзини турли магнит майдонга жойлаштириб $F_{A_{\text{макс.}}}$ кучнинг катталиги ҳам ва йўналиши ҳам ўзгаришини аниқлаш осон. Бу ҳолда I ва l лар ўзгармайди, демак, B ўзгаради. (22.6a) дан кўриниб турибдики, B катта бўлган майдонда $F_{A_{\text{макс.}}}$ нинг қиймати катта бўлади. Худди шу ҳолни ўтказгични битта майдоннинг ҳар хил соҳасига кўчирганда ҳам пайқаш мумкин. B нинг ортиши билан $F_{A_{\text{макс.}}}$ ҳам ортганлигидан B кўпайтув-

чини майдоннинг куч характеристикаси учун қабул қилиш қулайдир, чунки токли ўтказгич жойлашган соҳадаги майдон ўзгарганда фақат B ўзгаради. (22.6а) дан қуйидагини оламиз:

$$B = \frac{F_{A_{\max.}}}{l} \quad (22.6б)$$

Агар майдон ўтказгич бўйлаб ўзгармаса, бу формула тўғри бўлади. Лекин майдон бир жинсли бўлмаган умумий ҳолда ҳам жуда кичик Δl узунликдаги ўтказгич олиш мумкинки, бу ўтказгич узунлигида майдон сезиларли ўзгармайди. У ҳолда B катталик майдоннинг маълум нуқтасида уни характерлайди:

$$B = \frac{F_{A_{\max.}}}{l \Delta l} \quad (22.6 в)$$

Магнит майдоннинг берилган нуқтадаги куч характеристикаси бўлган B катталик магнит индукция деб аталади. Майдоннинг бирор нуқтасидаги магнит индукция шу нуқтада индукция чизиқларига перпендикуляр жойлаштирилган ўтказгич орқали бир бирлик ток кучи йтаётганда унинг бир бирлик узунлигига таъсир этувчи куч билан ўлчанади.

Бу ерда шунини назарда тутиш керакки, B магнит индукция йўналиши магнит стрелканинг ҳолати билан аниқланувчи вектор катталикдир. (22.6 б) формула магнит индукциянинг фақат сон қийматини беради. B вектор магнит майдоннинг ис-талган нуқтасида шу нуқтада магнит индукция чизигига ўтказилган уринида бўйлаб магнит стрелканинг шимолий қутби кўрсатган томонга қараб йўналган бўлади.

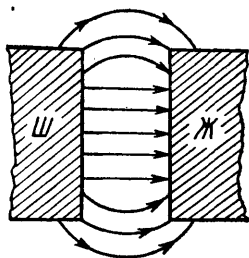
B магнит индукция ўлчов бирлигини (22.6 б) формуладан келтириб чиқарамиз:

$$B = \frac{1\text{Н}}{1\text{А} \cdot 1\text{м}} = 1 \frac{\text{Н}}{\text{А} \cdot \text{м}} = 1 \frac{\text{кг}}{\text{с}^2 \cdot \text{А}} = 1 \text{ Тл.}$$

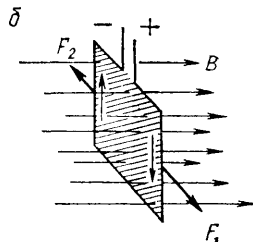
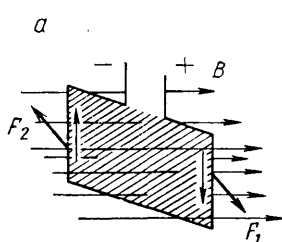
СИ системада магнит индукциянинг ўлчов бирлиги учун т е с л а қабул қилинган. Тесла (Тл) шундай бир жинсли майдоннинг магнит индукциясики, унда индукция чизиқларига перпендикуляр жойлашган 1 А токли ўтказгичнинг ҳар бир метрига 1 Н куч таъсир қилади.

Индукция чизиқларига перпендикуляр қилиб жойлаштирилган сиртнинг бирлик юзи орқали ўтадиган индукция чизиқларининг сонини сирт жойлашган нуқтадаги B нинг қийматига пропорционал қилиб олиш қабул қилинган. Бу шунини билдирадики, чизмаларда каттароқ магнит кучлар таъсир қиладиган жойларда индукция чизиқлари зичроқ чизилади.

22.10-§. Бир жинсли магнит майдон. Соленоид ичидаги магнит майдон (22.7-расм) индукция чизиқларининг параллел бўлиши билангина характерланиб қолмайди. Индукция вектори бу майдоннинг ҳамма нуқталарида катталик ва йўналиш жиҳатидан бир хил бўлар экан. Бундай майдон б и р ж и н с л и м а й д о н дейилади. Бу ҳолда индукция чизиқларига пер-



22.16- расм.



22.17- расм.

пендикуляр бўлган кесимнинг бирлик юзига тўғри келувчи индукция чизиқлари сони ҳамма ерда бир хил бўлади. Демак, бир жинсли майдонда қўшни индукция чизиқлари орасидаги масофалар ҳамма ерда бир-бирига тенг бўлади.

Бир жинсли магнит майдон фақат соленоидда ҳосил бўлиб қолмайди. Магнитнинг турли қутблари орасидаги магнит майдон қутбларнинг ўлчами улар орасидаги масофага нисбатан катта бўлганда бир жинсли бўлади (22.16-расм). Қутбларнинг четидаги майдонни бир жинсли деб бўлмаслигини қайд қилиб ўтамыз.

Бир жинсли майдонда токли берк контурга ёки магнит стрелкага контурни *a* ҳолатдан *b* ҳолатга бурувчи фақат жуфт куч F_1 , F_2 таъсир қилишини кўрсатади (22.17-расм). Бу кучларнинг йўналишини чап қўл қондасидан топиш мумкин. Бу ҳолда магнит кучлар фақат айланма ҳаракатни юзага келтириши мумкин. Агар майдон бир жинсли бўлмаса, у ҳолда токли контур яна майдон индукцияси абсолют қиймати жиҳатидан катта бўлган томонга қараб илгариланма ҳаракат қилиши ҳам мумкин.

22.11- §. Токли контурнинг магнит моменти. Бир жинсли майдонга жойлаштирилган I токли контурга таъсир қилувчи M айлантирувчи момент ток оқаётган контурнинг S сиртига, I ток кучига ва магнит майдон индукцияси B га тўғри пропорционал эканини исбот қилиш мумкин. Бундан ташқари, M айлантирувчи момент контурнинг майдонга нисбатан туган вазиятига боғлиқ бўлади. Контур сирти магнит индукция чизиқларига параллел бўлганда $M_{\text{макс}}$ максимал айлантирувчи момент ҳосил бўлади (22.17- расмга қ.) ва қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$M_{\text{макс.}} = BIS, \quad (22.7)$$

(22.6 *a* ва 22.17- расмдан фойдаланиб бунни исботланг). Агар $IS = P_{\text{маг.}}$ деб белгиласак, у ҳолда

$$M_{\text{макс}} = BP_{\text{маг.}} \quad (22.8)$$

Токли контурнинг унинг ташқи магнит майдондаги табиатини аниқловчи магнит хосаларини характерлайдиган $P_{\text{маг.}}$ катталик шу контурнинг магнит моменти деб аталади. Контурнинг магнит моменти ундаги ток кучининг ток оқаётган контур сиртига кўпайтмаси билан улланади:

$$P_{\text{макс.}} = IS.$$

Магнит моменти йўналиши ўнг парма қонда с и асосида аниқланувчи вектордир: агар парма контурдаги токнинг йўналиши бўйлаб буралса, унинг илгариланма ҳаракати $P_{\text{маг}}$ векторнинг йўналишини кўрсатади (22.18- а расм). М айлантирувчи моментнинг контур ориентациясига боғлиқлиги

$$M = BP_{\text{маг}} \sin \alpha \quad (22.9)$$

формула орқали ифодаланади, бу ерда α — $P_{\text{маг}}$ ва B векторлар орасидаги бурчак (22.18- б расм), 22.18-б расмдан кўриниб турибдики, B ва $P_{\text{маг}}$ векторлар бир тўғри чизиқ бўйлаб йўналгандагина, контур магнит майдонда мувозанатда бўлиши мумкин. (Қайси ҳолда бу мувозанат турғун мувозанат бўлишини ўйлаб кўринг.)

22.12- §. Токли ўтказгични магнит майдонда кўчиришда бажарилган иш.

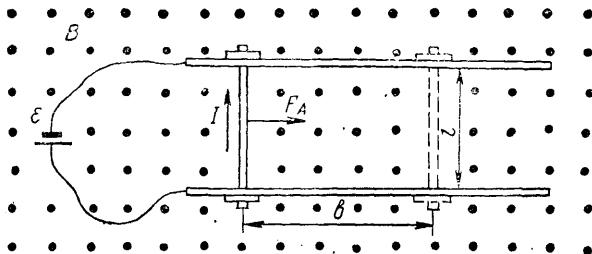
Магнит оқими. Токли ўтказгичга магнит майдонда кучлар таъсир этганидан равшанки, бу ўтказгични кўчирганда иш бажарилади. Бу ишнинг катталиги нима билан аниқланишини топайлик.

Иккита мис стерженни электр энергия манбаига улаймиз (21.19- расм) ва уларни ҳаракатланувчи l ўтказгич билан туташтирамиз. Бу вақтда занжирдан I ток оқади. Атрофдаги фазода контур текислигига перпендикуляр бўлган B индукция-ли бир жинсли магнит майдон ҳосил қиламиз (22.19- расмда индукция чизиқлари ўқувчи томон йўналган ва нуқталар билан тасвирланган). l ўтказгичга F_A Ампер кучи таъсир қилади ва у ўнг томонга силжий бошлайди (нима учун шундай бўлишини тушунтиринг). l ўтказгич b масофага кўчганда бажарилган ишни ҳисоблаймиз.

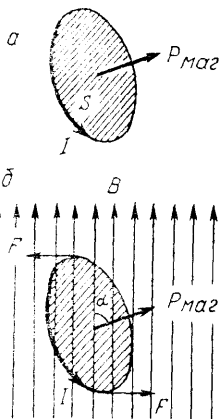
Кўрилатган ҳолда куч ва силжиш йўналиши бир хил ва $F = BI$ бўлганидан,

$$A = F_A b = BIb.$$

Агар l ўтказгичнинг бошланғич ҳолатида берк занжир қамраб олган юзни (22.19-расмга қ.) S_1 орқали, l нинг охириги ҳолатида эса S_2 орқали белгиласак, $\Delta S = S_2 - S_1$ катталиги l ўтказгич силжиганда



22.19- расм.



22.18- расм.

ток оқаётган контур ўраган юзнинг ўзгаришига тенг бўлади. 22.19-расмдан $\Delta S = lb$ эканлиги кўришиб турибди, шунинг учун

$$A = IB \Delta S.$$

Агар BS кўпайтмани Φ (грекча «фи») орқали белгиласак, қуйидаги-ни оламиз:

$$BAS = B(S_2 - S_1) = BS_2 - BS_1 = \Phi_2 - \Phi_1 = \Delta\Phi$$

Демак, токли ўтказгич магнит майдонда кўчирилганда бажарилган иш

$$A = I \Delta\Phi \quad (22.10)$$

формула билан ифодаланади.

Φ катталикнинг физик маъносини аниқлаймиз. B катталик сон жиҳатидан индукция чизиқларига перпендикуляр жойлашган S_{\perp} бирлик юз орқали ўтаётган индукция чизиқларининг миқдорига тенг бўлганидан, агар B индукция S_{\perp} сиртнинг ҳамма нуқталарида бир хил бўлса, у ҳолда S_{\perp} юз орқали ўтаётган магнит майдон индукцияси чизиқларининг умумий сони $\Phi = BS_{\perp}$ бўлади. Φ катталик B векторнинг S_{\perp} сирт орқали магнит оқими деб аталади.

Шундай қилиб, майдон бир жинсли бўлганда магнит оқими B нинг S_{\perp} га кўпайтмаси билан ўлчанади:

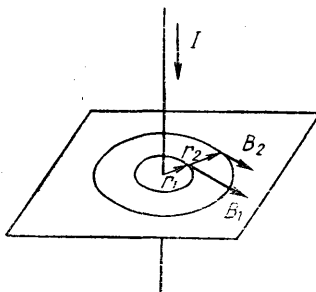
$$\Phi = BS_{\perp}. \quad (22.11)$$

Φ магнит оқимининг скаляр катталик эканини [қайд қилиб ўтаемиз. Магнит оқимининг СИ даги бирлигини келтириб чиқарамиз:

$$\Phi = 1 \text{Тл} \cdot 1 \text{ м}^2 = 1 \text{ Тл} \cdot \text{м}^2 = 1 \frac{\text{кг} \cdot \text{м}^2}{\text{с}^2 \cdot \text{А}} = 1 \text{ Вб}.$$

СИ системада Φ нинг бирлиги учун вебер қабул қилинган (Вб). Вебер магнит майдон индукцияси 1 Тл бўлганда, индукция чизиқларига перпендикуляр бўлган 1 м² юз орқали ўтадиган магнит оқимидир.

(22.10) формула ёрдамида токли контурнинг магнит майдонида бурилганда бажарилган ишни ҳисоблаш мумкинлигини қайд қилиб ўтаемиз ($\Delta\Phi$ контурдан ўтувчи магнит оқимининг ўзгаришини билдиради).



22.20- расм.

22.13- §. Ҳар хил шаклга эга бўлган токли ўтказгичларнинг модада ҳосил қилган магнит майдони индукцияси. Француз олимлари Ж. Био ва Ф. Савар 1920 йилда тўғри ток магнит майдонининг бирор нуқтадаги индукцияси I ток кучига тўғри пропорционал ва ўтказгичдан шу нуқтагача бўлган r масофага тескари пропорционал эканини кўрсатдилар (22.20- расм).

Ҳақиқатан, B индукцияли магнит майдонда магнит майдонга перпендикуляр бўлган I токли l узунликдаги ўтказгичга $F_{\text{Амакс.}} = = BIl$ куч таъсир қилишини биламиз. Бундан

$$B = \frac{F_{\text{Амакс.}}}{Il}.$$

$F_{\text{Амакс.}}$ куч учун I_1 токнинг майдони унга параллел бўлган иккинчи I_2 токли ўтказгичнинг l узунликдаги қисмига таъсир этадиган кучни қабул қиламиз (22.12-расм). У ҳолда B биринчи I_1 токнинг иккинчи I_2 ток жойлашган ердаги B_1 майдон индукциясини билдириши керак. $F_{\text{Амакс.}}$ учун (22.2) муносабатни қўллаб, қуйидагини оламиз:

$$B_1 = \frac{F_{\text{Амакс.}}}{I_2 l} = \frac{\mu_m I_1 I_2 l}{2\pi a I_2 l} = \mu_m \frac{I_1}{2\pi a}.$$

Индексларни ташлаб юбориб ва a ни r билан алмаштириб, тўғри токнинг магнит индукциясини ҳисоблаш формуласини оламиз:

$$B_{\text{тўғр.}} = \mu_m \frac{I}{2\pi r}. \quad (22.12)$$

Фазонинг ҳар бир нуқтасида ихтиёрий шаклдаги токли ўтказгич ҳосил қилган магнит майдоннинг индукцияси шу ўтказгичнинг алоҳида қисмлари ҳосил қилган магнит майдонлар индукциясининг геометрик йиғиндиси билан аниқланади ва назарий ҳисоблаб топилиши мумкин. Икки муҳим ҳол учун шундай йўл билан олиган формулаларни келтирамиз.

I доиравий ток марказидаги магнит майдон индукцияси қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$B_d = \mu_m \frac{I}{2r}, \quad (22.13)$$

бу ерда r — доиравий ток радиуси.

Ўзунлиги диаметридан анча катта, ўрамлар сони w ва ўрам узунлиги l бўлган I токли соленоид ичидаги магнит индукция қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$B_{\text{сол.}} = \mu_m \frac{Iw}{l}. \quad (22.14)$$

Бундай соленоид ичидаги майдон бир жинсли бўлгани учун соленоид ичидаги магнит оқимни (22.11) формула билан ифодалаш мумкин:

$$\Phi_{\text{сол.}} = B_{\text{сол.}} S,$$

бу ерда S — соленоид кўндаланг кесимининг юзи. $B_{\text{сол.ин}}$ (22.14) муносабат билан алмаштириб, соленоиднинг магнит оқимини ҳисоблаш формуласини оламиз:

$$\Phi_{\text{сол.}} = \mu_m \frac{Iw}{l} S. \quad (22.15)$$

† $I\omega$ кўпайтма одатда соленоиднинг ампер ўрамлири сонини ёки унинг магнитловчи кучи деб аталади.

22.14- §. Магнит майдон кучланганлиги ва унинг индукция ҳамда муҳитнинг магнит сингдирувчанлиги билан боғлиқлиги. Юқорида айтилганлардан шундай хулоса қилиш мумкинки, B магнит индукция катталиги магнит майдони ҳосил қилинаётган муҳитнинг хусусиятига боғлиқ бўлади. Бу боғлиқлик μ_m магнит сингдирувчанлик орқали ифодаланади, B индукция муҳитнинг бирор нуқтасида электр занжир симларидан оқётган тоқлар (макротоклар) ва шу муҳитнинг молекуляр тоқлари (микротоклар) ҳосил қилган умумий майдонни характерлайди.

Агар тоқли тўғри ўтказгичдан бир хил масофада жойланган бир неча нуқталар турли муҳитларда бўлса, бу нуқталардаги B индукция сон қийматларининг фарқи фақат атрофдаги муҳитнинг таъсири натижасида юзага келади. Бундай ҳолларда, B индукцияни ҳисоблашни соддалаштириш учун, берилган нуқтада фақат макротокка боғлиқ бўлган магнит майдонини характерловчи янги H физик катталикни киритиш мақсадга мувофиқдир. Бу катталик қуйидаги муносабат билан аниқланади:

$$B = \mu_m H. \quad (22.16)$$

Атрофдаги муҳитнинг қандай бўлишидан қатъи назар, фазонинг бирор нуқтасида ўтказгичлардаги макротоклар ҳосил қилган магнит майдонни характерловчи H катталик шу нуқтадаги магнит майдоннинг кучланганлиги деб аталади.

Агар муҳит киритаётган майдон ўзгариши ҳамма ерда бир хил бўлса (μ_m ўзгармас катталик), у ҳолда берилган муҳитдаги B индукция H га тўғри пропорционал бўлади.

Магнит майдон кучланганлиги вектор катталик бўлиб, унинг йўналиши B вектор йўналишини топишда қўлланиладиган қоидалар асосида аниқланишини қайд қилиб ўтамиз (изотроп муҳитда B ва H векторларнинг йўналиши бир хил).

(22.12) ва (22.16) формулаларни таққослашдан тўғри токнинг магнит майдон кучланганлиги қуйидаги формула билан ифодаланишлиги келиб чиқади:

$$H = \frac{I}{2\pi r}.$$

(Доиравий ток марказида магнит майдон кучланганлиги

$$H = \frac{I}{2r}, \quad (22.18)$$

соленоид марказида эса

$$H = \frac{I\omega}{l} \quad (22.19)$$

бўлишини кўрсатинг).

H нинг ўлчов бирлигини (22.17) формуладан олиш мумкин:

$$H = \frac{IA}{2\pi \cdot (1/2\pi)_M} = 1 \frac{A}{M}.$$

СИ системада H магнит майдон кучланганлигининг бирлиги учун $1/A$ ток оқайган узун тўғри ўтказгичдан $1/2\pi$ м масофада ҳосил бўлган магнит майдон кучланганлиги қабул қилинади.

μ_M нинг бирлигини (22.16) формуладан олиш мумкин:

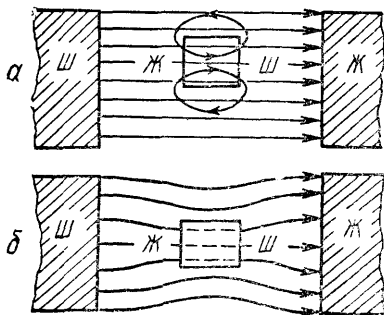
$$\mu_M = \frac{B}{H}; \quad \mu_M = \frac{1 \text{ Тл}}{1A/M} = 1 \frac{\text{Тл} \cdot \text{м}}{A}.$$

СИ системада μ_M магнит сингдирувчанликнинг бирлиги учун шундай муҳитнинг магнит сингдирувчанлиги қабул қилинадик, унда кучланганлик $1 A/м$ бўлганда 1 Тл магнит индукция ҳосил бўлади (22.8-§ ларга ҳам қаранг.)

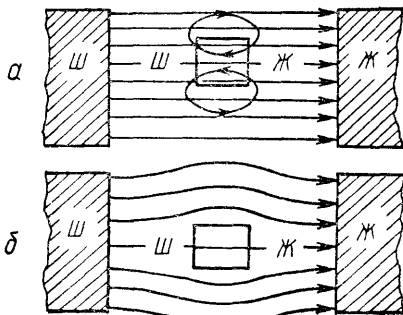
22.15-§. Парамагнит, диамагнит ва ферромагнит моддалар.

Магнит майдон таъсирида магнитланадиган моддалар магнетиклар деб аталади. Баъзи моддалар ташқи магнит майдон таъсирида магнитланганда унинг майдони ташқи майдонни кучайтиради, баъзилари эса аксинча сусайтиради. Аввал молекулалари электронларнинг ядро атрофида орбитал ҳаракати туфайли хусусий магнит майдонга эга бўлган моддаларни кўрамиз. Бу магнит майдон доиравий токнинг майдонига ўхшайди. Шунинг учун бундай молекулаларни шимолий ва жанубий қутбларга эга бўлган жуда кичик магнитчаларга ўхшатиш мумкин.

Агар бундай модда ташқи магнит майдонга тушса, унинг молекулаларига айлантурувчи моментлар таъсир қилади. Бунинг натижасида молекулалар магнит индукция чизиқлари бўйлаб тартибли жойлашиб қолади. Бу ҳолда индукция чизиқлари молекулага унинг жанубий қутби томонидан кириб, шимолий қутби томонидан чиқади. Демак, модда ичида магнит майдоннинг кучайиши юз беради. Бундай моддалардан ясалган жисмлар ташқи майдон таъсирида 22.21-а расмда кўрсатилгандек магнитланади. Модда ҳосил қилган майдон ташқи



22.21- расм.



22.22- расм.

майдонга қўшилганда 22.21-б расмда кўрсатилган натижавий магнит майдон ҳосил бўлади. Расмдан кўриниб турибдики, бу ҳолда индукция чизиқлари жисмнинг ичига тортилгандек бўлади. Бундай моддадан ясалган стержень ташқи майдонда индукция чизиқлари бўйлаб жойлашади.

22.21-расмдан кўриниб турибдики, парамагнетик ташқи магнит майдонга тортилиши керак, чунки магнитларнинг қарама-қарши қутблари тортишишади.

Жисм моддаси молекулаларининг иссиқлик ҳаракати уларнинг тартибли жойлашувини бузганлигидан температура ортганда магнитланганлик камаяди. Агар бу жисмни ташқи майдондан узоқлаштирсак, молекулаларнинг тартибсиз ҳаракати уни тўла магнитсизланишга олиб келади.

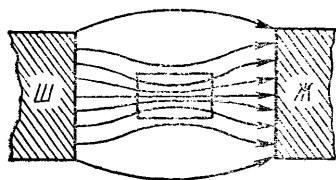
Юқорида айтилганлардан бундай магнетикнинг нисбий магнит сингдирувчанлиги бирдан катта бўлиши керак, деган хулоса келиб чиқади. (Масалан, марганец учун $\mu = 1,0038$, алюминий учун $\mu = 1,000023$, азот учун $\mu = 1,000000013$). Магнит сингдирувчанлиги μ_0 дан бир оз катта бўлган моддалар парамагнетиклар деб аталади.

Шундай қилиб, моддаларнинг парамагнит хусусиятлари электронларнинг молекулаларнинг хусусий магнит майдонини ҳосил қилувчи атом ядроси атрофидаги орбитал ҳаракати билан тушунтирилади. Парамагнетиклар жуда суст магнитланишни қайд қилиб ўтамир.

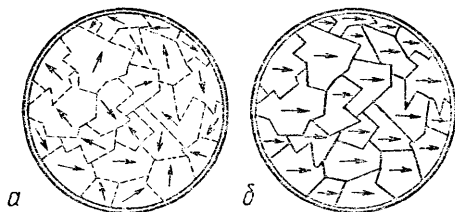
Молекулалари хусусий магнит майдонга эга бўлмаган моддалар ташқи магнит майдонда ўзларини бошқача тутади. Бундай моддадан ясалган жисм шундай магнитланадики, жисм ичида унинг хусусий магнит майдони ташқи майдон йўналишига тесқари йўналган бўлади (22.22-а расм). Демак, муҳит ичидаги майдон унинг ташқарисидагига қараганда анча суст бўлади: индукция чизиқлари гўё жисм ичидан сиқиб чиқарилгандек бўлади (22.22-б расм). Бундай магнетикларнинг магнит сингдирувчанлиги бирдан кичикдир. (Масалан, висмут учун $\mu = 0,999824$, кремний учун $\mu = 0,999837$, сув учун $\mu = 0,999991$, водород учун $\mu = 0,99999937$.)

Магнит сингдирувчанлиги μ_0 дан бир оз кичик бўлган моддалар диамагнетиклар деб аталади. Моддаларнинг диамагнит хоссалари парамагнит хоссаларига қараганда анча кучсиз намоён бўлади. Висмут диамагнетикларнинг типик намунасидир. 22.22-б расмдан кўриниб турибдики, диамагнетик ташқи магнит майдондан итарилиб чиқиши керак, чунки магнитларнинг бир хил қутблари ўзаро итаришишади. Моддалар диамагнит хоссаларининг сабаби кейинги бобда кўрилади (23.5-§ га қ.).

Юқорида кўрилган моддалардан ташқари, нисбий магнит сингдирувчанлиги бирдан кўп марта катта бўлган, унча катта бўлмаган моддалар группаси мавжуд. Магнит сингдирувчанлиги μ_0 дан кўп марта катта бўлган моддалар ферромагнетиклар деб аталади. Темир бу моддаларга энг яққол ми-



22.23- расм.



22.24- расм.

сол бўла олади. Баъзи ҳолларда, у ташқи магнит майдонни мнинг марта кучайтириш мумкин. Пўлат, чўян, никель кобальт, нодир металл гадолиний ва турли металлларнинг баъзи қотишмалари ҳам ферромагнетиклар қаторига киради. Ташқи майдон индукцияси чизиқларининг жисм «ичига тортилиш» эффекти ферромагнетикларда жуда кучли намоён бўлади (22.23- расм). Ферромагнетикларнинг тузилишини микроскоп ёрдамида ўрганиш шунни кўрсатдики, ферромагнетиклар катталиги 0,001 мм атрофида бўлган жуда кўп ўз-ўзидан (спонтан) магнитланган соҳалардан ташкил топган экан. Улар доменлар деб аталади. Ҳар бир доменда ундаги ҳамма молекулаларнинг магнит моментлари бир томонга йўналган бўлади.

Агар ферромагнетик магнитланмаган бўлса, ундаги доменлар тартибсиз жойлашади (22.24-а расм). Ферромагнетик ташқи магнит майдонга жойлаштирилганда, унинг доменлари шундай қайта магнитланадики, бунда уларнинг магнит моментлари ташқи майдоннинг индукция чизиқлари бўйлаб йўналади (майдон бўйлаб ориентирланади) ва натижада ташқи майдонни кўп марта кучайтиради (22.24-б расм).

Ферромагнетикларга фақат доменлардан ташкил топган моддаларгина киради. Ҳамма доменлар магнит майдонларининг йўналиши ташқи майдон йўналиши билан бир хил бўлганда ферромагнетик охиригача магнитланади. Ферромагнетикнинг бундай ҳолати магнит тўйиниш деб аталади. Ҳар бир домен доимо тўйинишга қадар магнитланган бўлишини қайд қилиб ўтамыз.

Электронлар ядро атрофидаги орбитал ҳаракатидан ташқари, ўз ўқи атрофида ҳам айланиши, яъни «спин» деб ном олган (инглизча сўз бўлиб, «айланиш» маъносини билдиради) хусусий ҳаракат миқдори моментига эга эканлиги маълум бўлгандан кейингина ферромагнит хоссаларни тушунтириш мумкин бўлди.

Электрон зарядланган заррадан иборат бўлгани учун у хусусий магнит моментига ҳам эга бўлиши керак. Атомдаги электронларнинг магнит momenti фақат икки ўзаро қарама-қарши параллел ва антипараллел йўналишга эга бўлиши мумкин. Атомдаги электронларнинг магнит моментлари кўп ҳол-

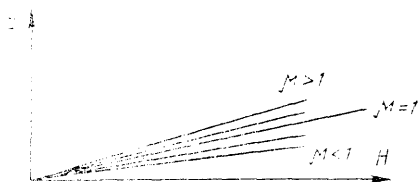
ларда жуфт-жуфт бўлиб қарама-қарши йўналгандир, шунинг учун уларнинг магнит майдони компенсацияланган бўлади.

Ферромагнетиклардаги атомлар магнит моментлари ўзаро компенсацияланмаган (чунки улар бир томонга йўналган) бир неча электронга эга. Бу электронлар атом атрофидаги магнит майдонни кучайтиради. Қўшни атомлар валентли электронларни ўзаро алмашганликлари учун бу атомларнинг магнит моментлари параллел жойлашади, яъни моддада доменлар ҳосил бўлади.

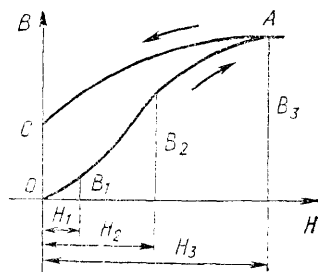
Шундай қилиб, ферромагнетикларнинг магнит хоссалари атомда электронларнинг компенсацияланмаган спини мавжуд бўлиши ва валентли электронлар билан алмашинганда атомлар орасида ҳосил бўладиган ўзаро электр таъсир билан тунтирилади.

22.16- §. Ферромагнетикларни магнитлаш. Электромагнит.

Парамагнетик ва диамагнетикларни магнитлашда магнит индукция майдон кучланганлигига тўғри пропорционал равишда ўзгаради. 22.25- расмда парамагнетиклар ($\mu > 1$) ва диамагнетиклар ($\mu < 1$) магнит индукцияларининг магнит майдон кучланганлигига боғланиш графиги кўрсатилган; графикларнинг вакуум учун ($\mu = 1$) олинган $B = \mu_0 H$ тўғри чизиқдан четланиши яққол кўриниши учун катталаштириб кўрсатилган.



22.25- расм.

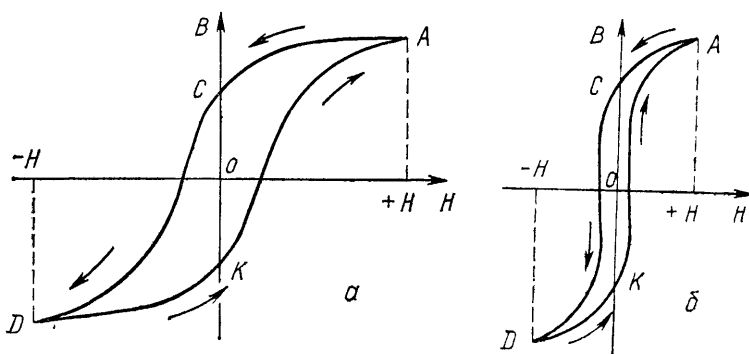


22.26- расм.

Ферромагнетикни магнитлаш бошқача бўлади (22.26-расм). Аввал H кучланганлик ортганда, индукция жуда тез ўсади, сўнгра унинг ўсиши секинлашади ва етарлича катта H да B индукция H нинг ортиши билан деярли ўзгармай қолади. Агар тажриба илгари магнитланмаган ферромагнетик билан ўтказилса, магнитланиш процесси OA эгри чизиқ бўйлаб боради. Бу эгри чизиқ бошланғич магнитланиш эгри чизиғи деб аталади. Графикдан кўринадики, $\mu = B/H$ кичик H ларда катта бўлмайди, сўнгра тез ўсади ва шундан кейин камаё бошлайди. Демак, ферромагнетикларнинг магнит синдирувчанлиги доимий бўлмай, H га боғлиқ равишда ўзгаради.

Графикда кўрсатилган OA эгри чизиқнинг шакли қуйида-

гича тушунтирилади. Доменларни магнитлаш ташқи майдон йўналиши бўйлаб борганда индукция тез ортади, ферромагнетик тўйинишгача магнитланганда B индукциянинг кейинги ўсиши энди фақат H нинг ортиши ҳисобига бўлади. Агар энди кучланганлик аста-секин камайтирилса, магнитсизланиш AC эгри чизиқ бўйлаб боради. $H=0$ да ферромагнетик магнитланган бўлиб қолишига эътибор беринг, чунки бу ҳолда унинг ичидаги индукциянинг қиймати OC кесмага мос келади. Шундай қилиб, ферромагнетикдаги B индукция қиймати фақат H га боғлиқ бўлмай, ферромагнетик олдин қандай магнитланганлигига ҳам боғлиқ бўлади.



22.27- расм.

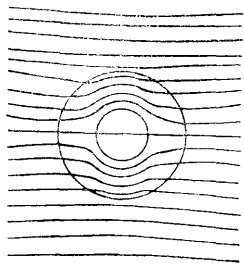
22.26- расмдан кўриниб турибдики, магнитсизланишда индукция ферромагнетикни магнитлашдаги ўсишига қараганда секинроқ камаяди. Бу ҳодиса магнит гистерезис (кечкиш) деб аталади. Ферромагнетикни ўзгарувчан магнит майдон билан даврий равишда қайта магнитланганда, индукция эгри чизиғи гистерезис сиртмоғи деб аталувчи берк эгри чизиқни ҳосил қилади (22.27- расм). Гистерезис сиртмоғининг юзи ферромагнетикни қайта магнитлаш процессида сарфланган энергияга пропорционал бўлар экан. Бу энергия ферромагнетикнинг ички энергиясига айланади. Демак, даврий қайта магнитлашда ферромагнетик қизиши керак. Гистерезис сиртмоғининг юзи катта бўлган ферромагнетиклар қаттиқ ферромагнетик деб (22.27- а расм), гистерезис сиртмоғининг юзи кичик бўлган ферромагнетик эса юмшоқ ферромагнетик деб аталади (22.27- б расм). Доимий магнитлар қаттиқ ферромагнитлардан тайёрланади. Яқинда гистерезис сиртмоғининг юзи жуда кичик бўлган ва ферритлар деб ном олган материаллар олинди. Уларнинг қўлланилиши қайта магнитлаш учун сарфланадиган энергияни камайтириш имконини беради.

Тажриба ферромагнетикларнинг магнит хоссаси температу-

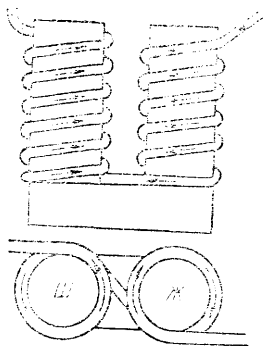
рага боғлиқ бўлишини кўрсатди. Қиздирилганда ферромагнетикларнинг магнит сингдирувчанлиги камаяди ва етарли даражадаги катта температурада уларда доменларнинг емирилиши юз беради. Бу вақтда ферромагнетик парамагнетикка айланади. Бундай айланиш юз берадиган температура Кюри нуқтаси деб аталади (темирда Кюри нуқтаси 770°C га тенг, никелда эса 360°). Агар бу модда совитилса, у яна ферромагнетикка айланади.

Индукция чизиқларининг ферромагнетик «ичига тортилиши»дан магнит ҳимоя учун фойдаланилади. Агар ферромагнетикдан ғилоф ясалса, ташқи майдоннинг индукция чизиқлари қутичанинг деворлари бўйлаб ўтади, унинг ичидаги майдон эса йўқолади (22.28-расм). Бундай усул билан сезгир асбобларни Ернинг магнит майдони ва бошқа магнитланган жисмлар таъсиридан сақланади.

Магнит майдонларни ферромагнетиклар ёрдамида кучайтириш техникада кенг қўлланилади. Масалан, ферромагнетик ёрдамида соленоиднинг магнит майдонини кучайтиришдан электромагнит яшашда фойдаланилади. Соленоидга қўйиладиган стержень ўзак деб аталади. Ўзаги юмшоқ пўлатдан ясалган соленоид электромагнит деб, соленоид ясалган сим эса электромагнит чулғами деб аталади. Электромагнит кўпинча тақасимон шаклда ясалади. Бундай электромагнитнинг схемаси 22.29-расмда кўрсатилган.



22.28- расм.



22.29- расм.

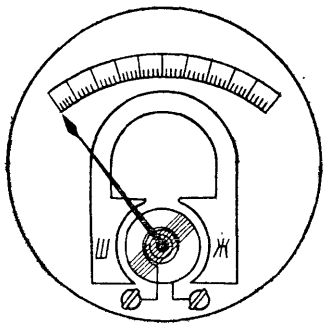
Электромагнитнинг шуниси ажойибки, чулғамдаги токни улаш ва узиш билан уни магнитлаш ва магнитсизлаш мумкин. Электромагнитнинг худди мана шу хусусияти унинг турли автоматик қурилмаларда, масалан, электромагнит реледа кенг қўлланилишига сабаб бўлади. Ҳозирги замон электротехникасида электромагнитлардан кўтарувчи кранлар, телефон, телеграф, электродвигатель, генераторлар, ўлчов асбоблари ва ҳ.к.ларда фойдаланилади.

Ферромагнетикларнинг қайта магнитлаш процессида ўз ҳажминини ўзгартириши уларнинг муҳим хоссаларидан бири-

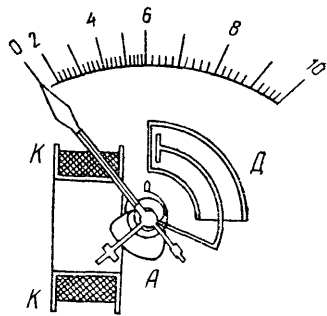
дир. Ферромагнетикларнинг бу хоссаси магнитострикция деб аталади. Ундан ультратовуш тебранишларини олишда фойдаланилади (25.8- § га қ.). Бунинг учун ғалтакка учи чиқиб турувчи ўзак киритилади ва ғалтакка юқори частотали ўзгарувчан ток берилади.

22.17-§. Амперметр ва вольтметрнинг ишлаши ва тузилиши. Электр ўлчов асбобларининг магнитоэлектр ва электромагнит типларида токнинг магнит таъсиридан фойдаланилади.

Магнитоэлектр асбобда қўзғалмас доимий магнит ва ток оққанда Ампер кучи таъсирида айланувчи ҳаракатчан рамка бўлади (22.30- расм). Рамка ўқидаги спираль рамканинг айланишига қаршилик кўрсатади. Рамкадан оқувчи ток қанча катта бўлса, у шунча катта бурчакка бурилади. Рамка учи шкала бўйлаб кўчадиган стрелка билан уланган. Магнитоэлектр асбоблар катта аниқлиги ва юқори сезгирлиги билан характерланади, лекин улар фақат ўзгармас токни ўлчаш учунгина яроқлидир.



22.30- расм.



22.31- расм.

Электромагнит асбобда (22.31- расмда) қўзғалмас *К* ғалтак ва ғалтак орқали ток ўтганда унинг ичига тортиладиган, юмшоқ пўлатдан ясалган *А* қўзғалувчан ўзак бўлади. Ўзак ғалтак ичига тортилганда у билан бириктирилган стрелканинг учи шкала бўйлаб силжийди. Асбоб занжирга уланганда юз берадиган стрелка тебраниши демпфер деб аталувчи *Д* ҳаво тормози ёрдамида тинчлантирилади. Бу асбобнинг аниқлиги ва сезгирлиги магнитоэлектр асбобникига қараганда камроқ, лекин у ҳам ўзгармас токни, ҳам ўзгарувчан токни занжирларда қўлланилиши мумкин ва ўтаюклинишларга бардош беради.

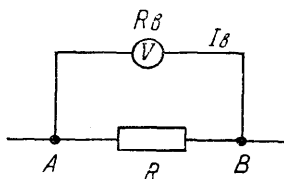
Ҳар қандай ўлчов асбоби занжирга уланганда электр занжирнинг иш режимини сезиларли даражада ўзгартирмаслиги керак. Масалан, амперметрнинг улиниши, худди вольтметрни улашдагидек занжирда ток кучини ўзгартириб юбормаслиги керак.

Амперметр ўзининг ички тузилиши бўйича вольтметрдан, қаршилик катталигидан ташқари, ҳеч фарқланмаслигини қайд

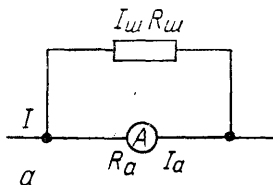
қилиб ўтамиз. Амперметр занжирга кетма-кет уланади, шунинг учун унинг қаршилиги иложи борича кичик бўлиши керак. Акс ҳолда, амперметр занжирга уланганда ток кучи сезиларли даражада камайиб кетади. Вольтметр занжирининг кучланиши ўлчанаётган икки нуқтасига параллел уланади, шунинг учун қаршилиги иложи борича катта бўлиши керак.

А ва В нуқталар орасидаги кучланиш (22.32-расм) улар орасидаги тармоқлардан бири учун ёзилган IR кўпайтмага тенг. Агар бундай тармоқ вольтметрдан иборат бўлса, у ҳолда $U_{AB} = I_B \cdot R_B \cdot R_B$ доимий бўлгани учун U_{AB} кучланиш вольтметрдаги I_a ток кучига пропорционал бўлади. Демак, вольтметр амперметрнинг ўзидир, лекин унинг шкаласидаги бўлимлар асбобдаги I_B ток кучининг асбобнинг R_B қаршилигига кўпайтмасига мос келади.

Агар I_a дан катта бўлмаган ток кучини ўлчашда мўлжалланган амперметр ёрдамида I_a дан n марта катта бўлган I токни ўлчаш зарур бўлиб қолса, амперметрга параллел қилиб шунт уланади (22.33-а расм). Шунтнинг $R_{ш}$ қаршилиги амперметрнинг R_a қаршилигидан бир неча марта кичик бўлиши керак. 22.33-а расмдан кўриниб турибдики,



22.32- расм.



22.33- расм.

$$\frac{I_{ш}}{I_a} = \frac{R_a}{R_{ш}}$$

$I_{ш} = I - I_a$ бўлгани учун

$$\frac{I}{I_a} - 1 = \frac{R_a}{R_{ш}}$$

Шартга кўра $I/I_a = n$ бўлгани учун $n - 1 = R_a/R_{ш}$ га эга бўламиз, бундан

$$R_{ш} = \frac{R_a}{n - 1}. \quad (22.20)$$

Амперметрнинг ўлчаш соҳасини n марта ошириш зарурияти туғилганда унга уланиши керак бўлган шунтнинг қаршилиги (22.20) формулага кўра топилади.

U_B дан катта бўлмаган кучланишларни ўлчаш учун мўлжалланган вольтметр ёрдамида U_B дан n марта катта бўлган кучланишни ўлчаш учун, вольтметрга кетма-кет қилиб R_B қўшимча қаршилик

уланади (22.33-б расм). Шундан кейин вольтметр билан ўлчаш мумкин бўлган энг катта U кучланиш $U_B + U_K$ йиғиндига тенг бўлади. $U_K/U_B = R_K/R_B$ ва $U_K = U - U_B$ бўлганидан,

$$\frac{U}{U_B} - 1 = \frac{R_K}{R_B} \text{ ёки } n - 1 = \frac{R_K}{R_B}.$$

Бундан

$$R_K = R_B(n - 1) \quad (22.21)$$

га эга бўламиз. Ўлчаш соҳасини n марта орттириш учун вольтметрга уландиган қўшимча қаршилик (22.21) формула ёрдамида ҳисобланади.

22.18-§. Лоренц кучи. Заряднинг магнит майдондаги ҳаракати. Голландиялик олим Г. А. Лоренц Ампер кучининг мавжудлигини магнит майдоннинг токли ўтказгичда ҳаракат қилаётган зарядга таъсири билан тушунтирди (22.9-§ га қ.) Бу зарядлар ўтказгич ичидан чиқиб кета олмаганлигидан уларга таъсир қилаётган умумий куч ўтказгичга таъсир этади.

Шундай қилиб, F_A Ампер кучи токли ўтказгичдаги эркин зарядларга таъсир этаётган кучлар йиғиндисидан иборатдир. Бундай фараз магнит майдонда ҳаракатланаётган битта зарядга таъсир этувчи F_L кучни топишга имкон беради. Бу F_L кучни Лоренц кучи деб аташ қабул қилинган. Демак,

$$F_L = F_A / N,$$

бу ерда N — токли ўтказгичдаги эркин зарядларнинг умумий сони. Металлда бундай зарядлар ҳар бирининг заряди e га тенг бўлган электронлардан иборатдир. $F_A = BIl \sin \alpha$ ва $I = vn_0eS$ бўлгани учун (16.2-§ га қ.):

$$F_L = \frac{BIl}{N} \sin \alpha = \frac{Bvn_0eSl}{N} \sin \alpha = \frac{Bvn_0eV}{N} \sin \alpha.$$

$n_0V = N$ эканлигини назарда тутиб, Лоренц кучини ҳисоблаш учун формула оламиз:

$$F_L = Bve \sin \alpha, \quad (22.22)$$

бу ерда α — \mathbf{B} ва \mathbf{v} векторлар орасидаги бурчак.

Лоренц кучининг йўналиши чап қўл қоидаси ёрдамида топилади (22.9-§ га қ.). Уни қўллаганда шуни эсда тутиш керакки, агар магнит майдонда e^+ мусбат заряд ҳаракат қилаётган бўлса, u ҳолда очилган тўрт бармоғимиз заряд ҳаракат қилаётган томонга йўналтирилиши, яъни \mathbf{v} векторнинг йўналиши билан мос келиши керак, агар манфий зарядланган e^- заряд ҳаракат қилаётган бўлса, u ҳолда очилган тўрт бармоғимиз v га қарши йўналган бўлиши керак.

Лоренц кучи ҳар доим \mathbf{B} ва \mathbf{v} векторлар ётган текисликка перпендикуляр бўлар экан. Бу эса u ушбу векторларнинг ҳар бирига перпендикуляр эканлигини билдиради. Демак, *Лоренц кучи иш ба-*

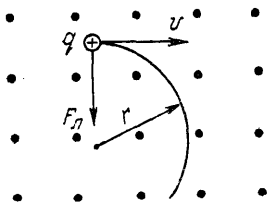
жармайди, яъни магнит майдонда ҳаракатланаётган эркин зарядларнинг кинетик энергиясини ўзгартира олмайди. У фақат эркин зарядларнинг ҳаракат йўналишининггина ўзгартириши мумкин, яъни марказга интилма кучдир.

Массаси m ва тезлиги v бўлган q заряд B индукцияли магнит майдонга шундай учиб кирсинки, бунда v тезлик вектори B векторга перпендикуляр бўлсин. У ҳолда $F_{\perp} = F_{\text{м.н}}$:

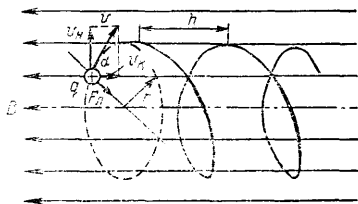
$$qBv = \frac{mv^2}{r}$$

бўлади. Ушбу ҳолда заряд

$$r = \frac{m}{qB}v \quad (22.23)$$



22.34- расм.



22.35- расм.

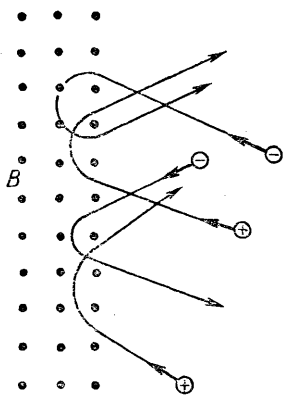
радиусли айлана (22.34-расм) бўйлаб ҳаракат қилади. (22.34-расмда индукция чизиқлари ўқувчига томон йўналган.)

Агар индукция чизиқларига нисбатан тезликнинг йўналиши 90° дан фарқ қилувчи α бурчак остида бўлса, заряд майдон индукция чизиғи атрофида винтсимон траектория бўйлаб ҳаракат қилади (22.35-расм), чунки v векторни v_k ва v_n ташкил этувчиларга ажратиш мумкин. Улардан бири v_k бўйлама ташкил этувчи индукция чизиғи бўйлаб йўналган, иккинчиси v_n ташкил этувчи эса унга перпендикулярдир. Иккинчи ташкил этувчи r ўрамлар радиусини аниқлайди, v_k бўйлама ташкил этувчиси эса ўзгармайди. Агар заряд бир ўрамни T вақт ичида босиб ўтса, у индукция чизиғи бўйлаб бу вақт ичида $h = v_k T$ масофага силжийди. $v_k = v \cos \alpha$, $v_n = v \sin \alpha$, h эса винт чизиғи қадами эканини кўриш осон.

Зарядланган зарра бир жинсли бўлмаган магнит майдонда ҳаракатланганда, Лоренц кучининг катталиги ўзгаради ва зарранинг ҳаракатланиш траекторияси жуда мураккаб бўлиши мумкин.

Энди зарядланган зарра кучли магнит майдонга 22.36-расмда кўрсатилганидек учиб кирадиган ҳолни кўрамиз. Агар зарра индукция чизиқларига перпендикуляр бўлган текисликда ҳаракатланаётган бўлса, у магнит майдонга учиб кириб ёй бўйлаб (ёйнинг радиуси (22.23) формула билан аниқланади) ҳаракат қилади ва магнит майдондан чиқиб кетади. Агар зарра

майдонга индукция чизиқларига ихтиёрый бурчак остида кирса, у ҳолда майдонда спираль ўрамларининг қандайдир қисмини босиб ўтгач, у ҳам майдондан чиқиб кетади. Шундай қилиб, кучли магнит майдонлар унга учиб кирган зарядланган зарраларни майдон ташқарисига чиқариб ташлайди (шунинг учун бундай майдонлар баъзан магнит кўзгулар деб аталади). Магнит майдоннинг бу хосасидан ядро физикасида юқори температурали плазмани изоляциялашда фойдаланилишини қайд қилиб ўтаминз. Плазма атрофида кучли магнит майдон ҳосил қилинади. Бу майдон плазманинг зарядланган зарраларини орқасига улоқтириб ташлаб, ўзига хос плазма сақланадиган «индиш» ролини бажаради.

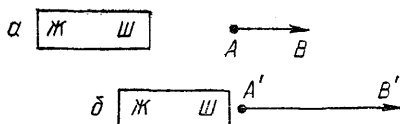


22.36- расм.

22.19- §. Ўзгармас ва ўзгарувчан магнит майдон. Магнит майдон фазода қандай шароитларда ўзгармас бўлиши ва қандай ҳолларда ўзгаришини аниқлаймиз. Айтайлик, магнит майдонни доимий магнит ҳосил қилаётган, кузатувчи эса майдон индукцияси бирор B қийматга эга бўлган A нуқтада турган бўлсин (23.37- расм). Магнит кўзгалмагунча A нуқтадаги B индукция ўзгармайди. Агар магнит ҳаракатга келтирилса, B индукция ўзгара бошлайди. Масалан, агар магнит A нуқтага яқинлаштирилса, бу нуқтадаги B индукция қандайдир янги B^1 қийматга қадар ортади. Равшанки, A нуқтадаги магнит майдон ўзгариши магнит ҳаракатланганда юз берди, магнит тўхтагандан кейин эса B индукция бошқа ўзгармайди.

Ўзгармас магнит майдон деб шундай майдонга айтиладики, унинг ҳар бир нуқтасидаги магнит индукцияси векторининг қиймати вақт ўтиши билан ўзгармайди. Ўзгармас магнит майдон кўзгалмас магнит ёки ўзгармас ток оқаётган кўзгалмас ўтказгич атрофида мавжуд бўлади.

Ўзгарувчан магнит майдон ва фақат магнит ёки ўзгармас токли ўтказгич кузатувчига нисбатан ҳаракатланганда ҳосил бўлади. Магнит майдон индукцияси ўтказгичдаги ток кучига боғлиқ эканлигини эслайлик. Шунинг учун ўзгариб турувчи ток оқаётган кўзгалмас ўтказгич атрофидаги фазода ҳосил бўлган магнит майдон ҳам ўзгариб туради. Масалан, электр занжири уланганда ток бирор вақт оралиғида нолдан ўзининг энг катта қийматиغا қадар ортиб, сўнгга ўзгармай қолади. Бу вақтда ток билан бирга унинг магнит майдони ҳам ўзгаради. Ак-



22.37- расм.

синча, занжир узилганда ток ва унинг магнит майдони нолга қадар камаяди.

Ўзгарувчан ток оқаётган ўтказгич атрофида ҳосил бўлган магнит майдон ҳам ўзгарувчандир. Бу ҳолда \mathbf{B} вектор нафақат катталигини, балки йўналишини ҳам ўзгартиради.

23- Б О Б. ЭЛЕКТРОМАГНИТ ИНДУКЦИЯ

23.1- §. Оқим тутиниши ва индуктивлик. 22.12- § да токли контур ташқи магнит майдонда айланганда бажарилган ишни ҳисоблаш учун ишлатилиши мумкин бўлган (22.10) формула келтирилган эди. Энди ω ўрамга эга бўлган соленоид ташқи магнит майдонда айланганда бажарилган ишни қандай ҳисоблаш мумкинлигини аниқлаймиз.

Бир ўрамли контур майдонда айланганда бажарилган иш $\Delta\Phi$ га тенг, кўрилатган ҳолда эса магнит майдон ω ўрамни кесиб ўтаётганлиги учун соленоид айланганда бажарилган иш қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$A = I\omega\Delta\Phi = I\omega(\Phi_2 - \Phi_1) = I(\omega\Phi_2 - \omega\Phi_1).$$

Агар $\omega\Phi$ кўпайтмани Ψ (грекча «пси») орқали белгиласак, иш учун қуйидаги формулани оламиз:

$$A = I(\Psi_2 - \Psi_1) \text{ ёки } A = I\Delta\Psi. \quad (23.1)$$

Магнит майдон билан шу майдон ўтаётган берк занжир орасидаги боғланишни («тутиниш»ни) характерловчи Ψ катталик оқим тутиниши деб аталади. Агар Φ магнит оқими ω ўрам сонига эга бўлган ғалтак орқали ўтаётган бўлса, у ҳолда оқим тутиниши ўрамлар сони билан магнит оқими кўпайтмасига тенг бўлади:

$$\Psi = \omega\Phi. \quad (23.2)$$

(Оқим тутинишининг СИ системадаги ўлчов бирлиги вебер эканини кўрсатинг, 22.12- § га қ.)

Энди I ток оқаётган исталган берк контурни кўрамиз. Бу ток занжир атрофида хусусий магнит майдонини ҳосил қилади. Айтайлик, берк занжир ўтказгичлари ўраб олган юз орқали шу занжирнинг Φ хусусий оқими ўтаётган бўлсин. Агар бу занжир битта ясси контурдан иборат бўлса, $\Psi = \Phi$ бўлади. Агар занжир ўтказгичлари ω ўрамли ғалтакни ҳосил қилса, у ҳолда $\Psi = \omega\Phi$ бўлади. Шундай қилиб, занжирнинг хусусий оқим тутиниши унинг конфигурациясига, яъни ўтказгичларнинг фазодаги жойлашишига боғлиқдир.

Тажриба шуни кўрсатадики, агар берк занжирда ферромагнитлар бўлмаса, у ҳолда бу занжирнинг хусусий оқим тутиниши ундаги I ток кучига тўғри пропорционал ўзгаради:

$$\Psi = IL. \quad (23.3)$$

L пропорционаллик коэффициенти фақат берк занжир симларининг конфигурацияси ва атрофдаги муҳит ўзгармас бўл-

гандагина донмий бўлиб қолади. Берк занжир хусусий оқим тутинишининг унинг шакли ва атрофдаги муҳитга боғлиқлигини характерловчи L коэффициент занжирнинг индуктивлиги деб аталади.

L нинг СИ даги бирлигини келтириб чиқарамиз:

$$L = \frac{\Psi}{I}; \quad L = \frac{1W6}{1A} = 1 \frac{W6}{A} = 1 \text{ Гн.}$$

СИ системада индуктивлик бирлиги учун генри (Гн) қабул қилинади. Генри шундай занжир индуктивлигики, ток 1 А бўлганда унда 1 В6 оқим тутиниши ҳосил бўлади.

СИ системада магнит сингдирувчанликнинг ўлчов бирлиги H/A^2 (22.8-§ га қ.) ёки $Tл·м/A$ (22.14-§ га қ.) эканини эслайлик. $1 \text{ В6} = 1 \text{ Тл}·\text{м}^3$ (22.12-§ га қ.) бўлганидан, $1 \text{ H/A}^2 = 1 \text{ Тл}·\text{м/A}$ \parallel $= 1 \text{ Гн/м}$. Одатда, охирги бирлик — генри бўлинган метр ишлатилади.

Мисол тариқасида соленоиднинг индуктивлиги $L_{\text{сол}}$ ни аниқлаймиз. (23.3) дан

$$L_{\text{сол.}} = \frac{\Psi_{\text{сол.}}}{I_{\text{сол.}}} = \frac{\omega\Phi_{\text{сол.}}}{I_{\text{сол.}}}$$

га эга бўламиз. $\Phi_{\text{сол.}}$ (23.15) муносабатдан аниқланганлигидан,

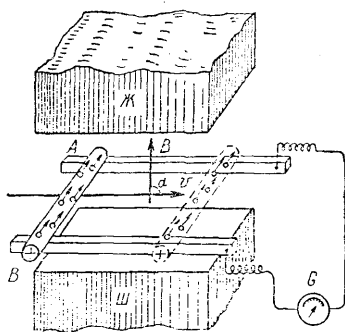
$$L_{\text{сол.}} = \frac{\omega\mu_m I_{\text{сол.}}\omega S}{l_{\text{сол.}}} = \mu_m \frac{\omega^2 S}{l}. \quad (23.4)$$

Шундай қилиб, соленоиднинг индуктивлиги муҳит, ўрамлар сони ва унинг ўлчамлари билан аниқланади.

23.2-§. Электромагнит индукция ҳодисаси. 22-бобда электр токи ва унинг магнит майдони ҳар доим бир вақтда мавжуд бўлиши аниқланган эди. Фарадей ток билан магнит майдон орасидаги узвий боғланиши билган ҳолда магнит майдон ёрдамида берк ўтказгичда электр токи ҳосил қилиш мумкинлигига ишонч ҳосил қилган эди. У кўп тажрибалар ўтказди ва 1831 йилда электромагнит индукция ҳодисасини кашф этиб, бунн амалда исботлади.

Магнит майдоннинг ўзгариши натижасида берк ўтказгичда электр токи ҳосил бўлиши электромагнит индукция ҳодисаси деб аталади. Бундай усул билан олинган ток индукцион (таъсирланган) ток дейилади, уни ҳосил қилган ЭЮК эса индукция ЭЮК деб аталади.

Электромагнит индукция ҳодисасини ҳар томонлама ўрганиш бу ҳодиса ёрдамида амалда исгалган қувватдаги электр токини ҳосил қилиш мумкинлигини ва бу саноатда электр энергиядан кенг фойдаланиш имконини беришини кўрсатди. Ҳозирги вақтда ишлаб чиқаришда фойдаланилаётган деярли ҳамма электр энергия ишлаш принципи электромагнит индукция ҳодисасига асосланган индукцион генераторлар ёрдамида олинади. Шунинг учун Фарадей ҳақли равишда электротехника асосчиларидан бири ҳисобланади:



23.1- расм.

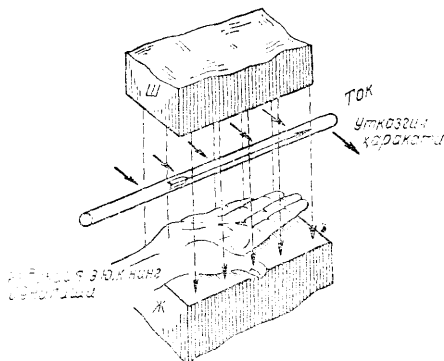
ҳолда ўтказгич билан биргаликда унинг электронлари ҳам йўналган ҳаракат қилади. Уларнинг ҳаракати магнит майдонда юз берганлигидан, электронларга Лоренц кучи таъсир этади.

Чап қўл қондаси ёрдамида эркин электронлар симнинг A учига қараб силжишини аниқлаш мумкин. Бу ҳолда симнинг A ва B учлари орасида юзага келадиган U кучланиш унда F_L Лоренц кучи билан мувозанатлашувчи F_e электр кучни ҳосил қилади. Шундай қилиб, электронларнинг A учга томон силжиши $F_e = F_L$ бўлганда тўхтайди. $F_e = Eq = Uq/l$ ва $F_L = Bvq \sin\alpha$ бўлганда, $Uq/l = Bvq \sin\alpha$ га эга бўламиз, бундан

$$U = Bvl \sin\alpha.$$

Занжир узилган ҳолда қутблардаги кучланиш ЭЮКга тенг бўлгани учун ўтказгич магнит майдонда ҳаракатланганда унда ҳосил бўлувчи индукция ЭЮК қуйидаги формула билан ифодаланadi:

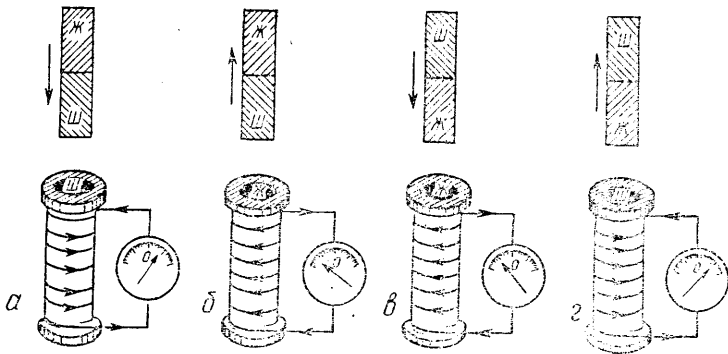
$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = Bvl \sin\alpha \quad (23.5)$$



23.2- расм.

ЭЮК ни ҳосил қилувчи чет кучлар бу ерда ўтказгичдаги эркин электронларга таъсир қилувчи магнит кучлардан иборат эканини қайд қилиб ўтамиз. Агар бу ўтказгич занжирга уланса, у ҳолда индукцион ток ҳосил бўлади; буни G гальванометр ёрдамида аниқлаш мумкин.

Тўғри ўтказгич магнит майдонда ҳаракатланганда унда ҳосил бўладиган ин-



23.3- расм.

дукцион токнинг йўналиши ўнг қўл қондаси билан аниқланади (23.2- расм): *агар ўнг қўлимизни ўтказгич бўйлаб магнит индукция чизиқлари кафтимишга тушадиган, очилган бош бармоғимиз эса ўтказгичнинг ҳаракат йўналишини кўрсатадиган қилиб қўйсак, у ҳолда ёйилган тўрт бармоғимиз ўтказгичдаги индукцион ток йўналишини кўрсатади.*

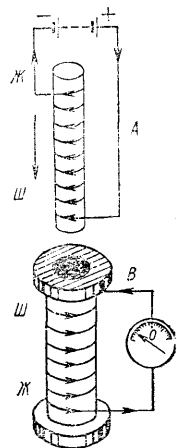
23.4- §. Фарадей тажрибалари. Фарадейга электромагнит индукция ҳодисасини очиш имконини берган тажрибаларни кўриб чиқамиз:

1. Гальванометр билан уланган соленоид оламиз (23.3- расм) ва унинг ичига доимий магнитни кирита бошлаймиз. Магнит ҳаракатлантирилганда гальванометр стрелкаси оғади. Агар магнит тўхтатилса, гальванометрнинг стрелкаси ноль вазиятга қайтади. Магнит соленоиддан чиқарила бошлаганда ёки соленоидни қўзғалмас магнитга кийдирилганда ҳам худди шундай ҳодиса юз беради. Бундай тажрибалар соленоидда индукцион ток фақат соленоид ва магнитнинг бир-бирига нисбатан силжишидагина ҳосил бўлишини кўрсатади.

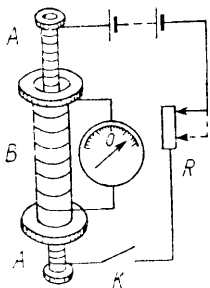
2. *В* соленоидга *А* токли ғалтакни туширамиз (23.4- расм). Бу ҳолда ҳам *В* соленоидда индукцион ток фақат *В* соленоид ва *А* ғалтакнинг бир-бирига нисбатан силжишидагина ҳосил бўлар экан.

3. *А* ғалтакни *В* соленоид ичига туширамиз ва уларни қўзғалмас қилиб маҳкамлаймиз (23.5- расм). Бу вақтда соленоидда ток бўлмайди. Лекин *А* ғалтак занжирни улаш ёки узлтиш моментда *В* соленоидда индукцион ток ҳосил бўлади. *А* ғалтакдаги ток *R* қаршилик ёрдамида кучайтирилган ёки камайтирилган моментда ҳам худди шундай ҳодиса юз беради.

Бундан кейин электр энергия манбаига



23.4- расм.



23.5- расм.

уланган A ғалтак занжирини бир ламчи, индукцион ток ҳосил бўладиган B соленоид занжирини икки ламчи занжир деб атаймиз. Ғалтакларга ҳам шу номлар қўланилади.

4. Бирламчи ғалтакни ўзгарувчан ток занжирига улаймиз, иккиламчи ғалтакни эса чўғланма лампа билан улаймиз (23.6-расм). Бирламчи ғалтакдан ўзгарувчан ток оқиб турганда лампа узлуксиз ёнар экан.

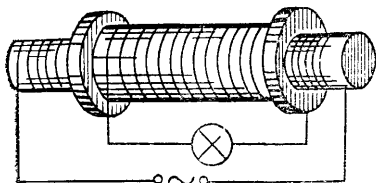
Юқоридики қўрилган ҳамма тажрибалар учун соленоидда магнит майдоннинг ўзгариши умумий ҳол эканини пайқаш қийин эмас. Ушбу ҳол индукцион токнинг ҳосил бўлишига сабаб бўлади.

Энди берк контур атрофида магнит майдоннинг ҳар қандай ўзгариши ҳам унда индукцион ток ҳосил қилиш ёки қилмаслигини аниқлаймиз. Гальванометр билан уланган рамка кўришидаги ясси контурни оламиз. Рамканинг олдида магнитни шундай жойлаштирамизки, бунда унинг индукция чизиқлари рамка ичидан ўтмай, унинг текислигида ётсин (23.7-а расм). Рамка ёки магнит расм текислиги бўйлаб силжитилганда гальванометр стрелкаси оғмас экан. Агар рамка OO' ўқ атрофида (23.7-б расм) айлантирилса, унда индукцион ток ҳосил бўлади.

Қўрилган тажрибалар асосида қуйидаги хулосага келиш мумкин: *контур қамраб олган юз орқали ўтаётган магнит майдон ўзгаргандагина берк контурда индукцион ток (ва индукция ЭЮК) ҳосил бўлади.*

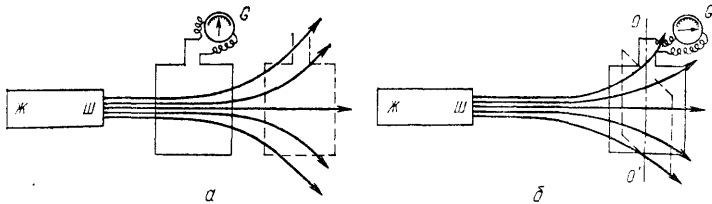
23.5- §. Электромагнит индукция учун Ленц қонуни. Диамагнит ҳодисаларни тушунтириш. Индукцион ток ўз магнит майдонини ҳосил қилади. Контурдаги индукцион ток йўналиши билан индукцияланган магнит майдон орасидаги боғланишни Ленц аниқлаган.

23.3-расмда тасвирланган тажрибада соленоиддаги индукцион ток қутблари соленоиднинг тешикларида кўрсатилган магнит майдонни ҳосил қилади. Юқоридики расмда кўрсатилган тўрт ҳолдаги соленоид ва магнит қутблари орасидаги ўзаро таъсирларни кузатиб ва уни магнитнинг ҳаракат йўналиши билан таққослаб, *қутблар орасидаги ўзаро таъсир ҳамма*



23.6- расм.

*вақт магнит ҳаракатига тўсқинлик қилишини кўриш мумкин. Ленц бу қонуниятни электромагнит индукциянинг ҳамма ҳоллари учун умумлаштиришга эришди. У топган боғланиш электромагнит индукция учун Ленц қонуни (қоидаси) деб аталади: **индук-***



23.7- расм.

ция ЭЮК берк контурда шундай индукцион токни вужудга келтирадики, бу ток ўз магнит майдони билан шу ЭЮК ни уйғотувчи сабабга қарши таъсир этади.

Индукцион ток йўналишини аниқлаш учун Ленц қонунидан фойдаланилади:

- 1) индукцион токни юзага келтирувчи сабабни топиш;
- 2) индукцион ток бу сабабнинг юзага келишига қарши таъсир кўрсатади деб ҳисоблаб, унинг магнит майдонининг йўналишини топиш;
- 3) индукцион ток магнит майдонининг йўналишига қараб, индукцион токнинг йўналишини аниқлаш керак.

Мисол келтирамиз. Бирламчи ғалтак занжири узилганда иккиламчи ғалтакда индукцион ток ҳосил қилувчи сабаб (23.5- расмга қ.) бирламчи ғалтак майдонининг йўқолишидир. Бу майдоннинг йўқолишига тўсқинлик қилиб, иккиламчи ғалтакдаги индукцион ток бирламчи ғалтак майдонининг йўналишига мос келувчи магнит майдонни ҳосил қилиши керак. Демак, иккиламчи ғалтакдаги индукцион токнинг йўналиши занжирнинг узилишига қадар бирламчи ғалтакдан оққан токнинг йўналишига мос келади. (Бирламчи ғалтак занжири уланганда иккиламчи ғалтакда тескари йўналишдаги ток ҳосил бўлишини кўрсатинг.)

Ленц қонунига асосланиб, ўтказгичдаги индукцион ток энергияси индукцион ток магнит майдонининг қаршилигини енгиш учун сарфланадиган энергия ҳисобига ҳосил бўлишини кўрсатиш мумкин. Масалан, агар 23.3- расмда тасвирланган ғалтак занжири узилса ва магнитни ғалтак ичига маълум сон марта киритиб-чиқариш учун зарур бўлган ишни ҳисоблаб, сўнгра бу тажрибани занжир берк бўлган ҳол учун такрорланса, у вақтда иш иккинчи ҳолда биринчи ҳолдагига қараганда сезиларли даражада катта бўлади. Бу ҳол шу билан тушунтириладикки, биринчи ҳолда ғалтакда ток бўлмаганлиги учун унинг атрофида хусусий магнит майдон йўқ, иккинчи ҳолда эса майдон бор. Иккинчи ҳолда ортиқча иш шу майдон қаршилигини енгиш учун кетади ва у ғалтакдаги индукцион токнинг энергиясига тенг бўлади. Электромагнит индукция ҳодисаси ёрдамида механик энергияни электр энергияга айлантириш, шунингдек, электр энергияни бир занжирдан иккинчисига узатиш мумкинлигини кўриш осон.

Индукцион ток қандайдир механик ҳаракат натижасида вужудга келса, электр энергия механик энергия ҳисобига ҳосил бўлади. Энергиянинг бундай айланиши электростанцияларда ўрнатилган индукцион генераторларда содир бўлади. Индукцион ток механик ҳаракат бўлмаганда ҳосил бўлса, у ҳолда электр энергия бир занжирдан иккинчисига ўтади. Энергиянинг бундай узатилиши трансформаторларда юз беради (26.5- § га қ.).

Диаманит эффект электромагнит индукция ҳодисаси билан тушунтирилади. Модда магнит майдонга тушганда орбитада айланаётганда ҳар бир электронга унга таъсир этадиган марказга интилма кучни орттирувчи ёки камайтирувчи (электроннинг айланиш йўналишига боғлиқ ҳолда) Лоренц кучи таъсир эта бошлайди. Бунинг натижасида электроннинг орбитаси ва айланиш частотаси ўзгаради. Бу эса электроннинг орбита бўйлаб айланишига мос келувчи доиравий токнинг камайиши ёки ортишига тўғри келади. Бинобарин, агар электронлар доиравий токнинг магнит майдони ташқи майдонга қарши йўналган бўлса, доиравий ток кучаяди ва майдонлар йўналиши бир хил бўлса, доиравий ток камаяди.

Шундай қилиб, агар ташқи майдон бўлмаганда диаманетик молекуласидаги электронларнинг доиравий токлари бир-бирини мувозанатласа ва молекула магнит моментга эга бўлмаса, у ҳолда ташқи майдонда бу мувозанат бузилади ва молекулаларнинг ташқи майдонга қарши йўналган натижавий магнит momenti ҳосил бўлади. Умуман айтганда, бу натижа Ленц қонунидан тўғридан-тўғри келиб чиқади: *молекуладаги доиравий токнинг ўзгариши индукцион токдан иборат бўлиб, унинг магнит майдони шу индукцион токни ҳосил қилган ташқи майдон йўналишига қарама-қарши йўналган бўлиши керак.*

Диаманит эффект ҳамма моддаларда юз беради, лекин агар модда ташқи магнит майдон йўналиши бўйлаб ориентирланган ва уни кучайтирувчи хусусий магнит моментга эга бўлса, у ҳолда диаманит эффектни янада кучлироқ бўлган парамагнит эффект босиб кетади ва модда парамагнит модалага айланиб қолади.

Кучли диаманит эффект ўта ўтказувчанликда кузатилади. Ўта ўтказгич магнит майдонга тушганда, унда оддий ўтказгичдагидек индукцион тоқлар ҳосил бўлади, лекин молекуляр индукцион тоқлардан фарқли ўлароқ, уларни эркин электронлар ҳосил қилади. Ўта ўтказгичда бу индукцион тоқлар қаршиликка учрамайди ва уни ўта ўтказгичнинг ичига киришига тўсқинлик қилувчи циркуляцияланади. Бу ўтказгичлар ҳамма диаманетиклар сингари, магнит майдондан ташқарига итарилади.

23.6- §. Индукция ЭЮК нинг катталиги. Фарадей тажрибалари бажарилганда, магнит ёки токли ғалтак соленоид ичига қанчалик тез киритилса, гальванометрнинг стрелкаси шунчалик кўп оғади (23.4- § га қ.). Бирламчи ғалтакдаги токни оши-

риб унинг магнит майдони кучайтирилганда ҳам, худди шундай бўлади. Бу ҳодисани батафсилроқ ўрганиш шуни кўрсатдики, бирор занжирда ҳосил бўлувчи индукция ЭЮК шу занжирдан ўтувчи магнит майдон оқим тутинишининг ўзгариш тезлигига тўғри пропорционалдир:

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = - \frac{\Delta\Phi}{\Delta t}. \quad (23.6)$$

Шуни қайд қиламизки, занжир битта ўрамдан ташкил топган бўлса, яъни оддий контурдан иборат бўлса, (23.6) формула қуйидаги кўринишни олади:

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = - \frac{\Delta\Phi}{\Delta t}. \quad (23.6a)$$

Бу формулаларда Δt — оқим тутинишининг $\Delta\Phi$ га ўзгариш вақти. Агар Δt жуда кичик бўлса, (23.6) формула индукция ЭЮК нинг оний қийматини беради. Агар Δt катта бўлса, бу формула бўйича ҳисоблашда индукция ЭЮК нинг ўртача қиймати олинади.

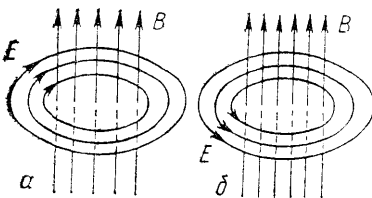
Бу формулалардаги минус ишора оқим тутиниши камайганда ($\Delta\Phi$ манфий), ЭЮК оқим тутинишини орттирувчи индукцион ток ҳосил қилишини ва аксинча, оқим тутиниши ортганда ($\Delta\Phi$ мусбат), ЭЮК оқим тутинишини камайтирувчи индукцион ток ҳосил қилишини кўрсатади. Шундай қилиб, минус ишора Ленц қонунига асосан, индукция ЭЮК ни уни вужудга келтирувчи сабабга тўсқинлик қилиши кераклигини кўрсатади.

(23.6a) формуладан кўринадики, СИ системада магнит оқимнинг ўлчов бирлиги в о л ь т - с е к у н д деб аталади, чунки

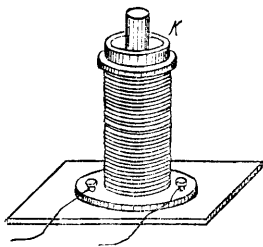
$$|\Delta\Phi| = |\mathcal{E}_{\text{инд}} \Delta t|, \quad 1 \text{ Вб} = 1 \text{ В} \cdot \text{с}.$$

23.7- §. Уюрмавий электр майдон ва унинг магнит майдон билан боғланиши. 23.3- § да магнит майдонда ҳаракатланаётган тўғри ўтказгичда индукция ЭЮК ҳосил бўлиши Лоренц кучининг ҳаракатчан заряд ташувчиларга таъсири билан тушунтирилган эди. Бироқ бундай усул билан бирламчи занжир иккиламчи занжирга нисбатан тинч турганда, иккиламчи занжирда индукция ЭЮК ҳосил бўлишини (23.4- § даги тўртинчи тажриба) тушунтириш мумкин бўлмади, чунки тинч турган зарядларга магнит майдон таъсир этмайди.

Тинч турган зарядларга электр майдон таъсир этишини эслайлик. Иккиламчи занжирда шу майдон индукцион ток ҳосил қилмасмикин? Агар шундай бўлса, бу электр майдон қаердан пайдо бўлади? Бу ҳолни ўзгарувчан магнит майдон берк ўтказгичда индукцион ток уйғотадиган



23.8- расм.



23.9- расм.

электр майдон ҳосил қила олиши билан тушунтириш мумкин.

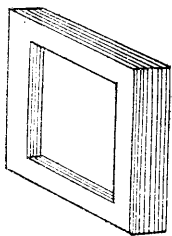
Электромагнит индукция ҳодисасининг бундай талқинини биринчи марта Ж. Максвелл таклиф этди. Бу ғояни ривожлантириб, у кейинчалик кўп тажрибаларда тасдиқланган электромагнит майдон назариясини яратди. Максвелл назариясига кўра *магнит майдон ўзгараётган фазода, унда модда бўлиш-бўлмаслигидан қатъи назар, албатта, берк индукция чизиқли электр майдон ҳосил бўлади.*

23.8- расмда тўғри чизиқлар B индукцияли ўзгарувчан ортувчи (а) камаювчи (б) магнит майдонни, берк чизиқлар эса ҳосил бўлган E кучланганликли электр майдонни тасвирлайди. Агар бу фазода ўтказгич мавжуд бўлса, унда индукцион ток ҳосил бўлади. Масалан, 23.3-г расмдаги ғалтак ичидан магнит чиқарила бошлаганда 23.8- б расмда тасвирланган соленоидда ток ҳосил қилувчи электр майдон юзага келади (23.3- расмда кўрсатилган бошқа ҳолларда ток қандай ҳосил бўлишини ўзингиз тушунтиришга уриниб кўринг).

23.8- расмдан электр ва магнит майдон чизиқлари ўзаро перпендикуляр текисликларда жойлашиши кўриниб турибди. Тадқиқотлар шуни кўрсатдики, *магнит майдон кучланганлик (индукцияси) вектори фазонинг ҳар бир нуқтасида ўзи ҳосил қилган электр майдон кучланганлик векторига перпендикулярдир.* Шунинг учун ҳам тўғри ўтказгичда энг катта индукция ЭЮҚ ўтказгич магнит майдоннинг индукция чизиқларига перпендикуляр йўналишда ҳаракатланганда ҳосил бўлади.

23.3- §. Уюрмавий тоқлар. Юмшоқ ферромагнитдан ясалган ўзагининг учи чиқиб турган ғалтак оламиз ва ўзак устига металл буюм қўямиз. Агар ғалтакни ўзгарувчан ток тармоғига уласак, буюм тез ва кучли қизийди.

Буюмни ўзакка кийдирилган K алюминий ҳалқа билан алмаштирамиз (23.9- расм) ва ғалтакни яна тармоққа улаймиз. Агар ҳалқа ушлаб турилса, у кучли қизийди, агар ушлаб турилмаса, ғалтак тармоққа уланган заҳотнёқ у ўзакдан сакраб чиқиб кетади. Бу ҳодиса шундай тушунтирилади. Ўзгарувчан магнит майдон ўзак атрофида электр майдон ҳосил қилади, шунинг учун киши танаси ва ҳалқада кучли индукцион ток ҳосил бўлади, чунки тана ва ҳалқаниннг қаршилиги жуда кичикдир. Худди шу тоқлар ҳалқани қиздиради. Ҳалқада ҳосил бўлган индукцион ток ғалтакдаги токка қарама-қарши йўналган бўлади. Бундай тоқлар бир-биридан итарилишганлиги учун ҳалқа ўзакдан сакраб чиқиб кетади.



23.10- расм.

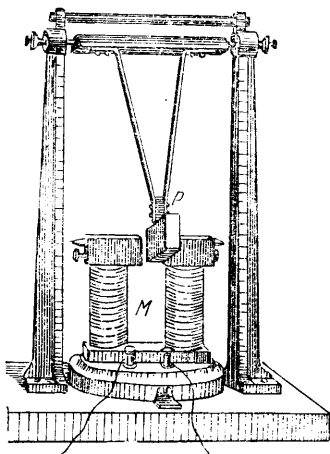
Ўзгарувчан магнит майдонга жойлашган яхлит металл жисмларда ҳосил бўлиб, унинг ичида туташувчи индукцион тоқлар уюрмавий тоқлар ёки Фуко тоқлари деб аталади (бу ҳодисани ўрганган француз олими Ж. Фуко шарафига шундай аталган).

Электромагнит якори ва трансформатор ўзаги ўзининг иш шароитига кўра ўзгарувчан магнит майдонда жойлашади. Шунинг учун уларда уюрмавий тоқлар циркуляцияланиши керак. Уюрмавий тоқларни ҳосил қилиш учун сарфланган энергия якорь ва ўзакнинг ички энергиясига айланади, яъни уларни қиздириш учун кетади (уюрмавий тоқлар билан қиздиришга сарфланган энергиядан ташқари уларда яна гистерезис билан боғлиқ бўлган энергия йўқотилиши ҳам ҳосил бўлади). Ўзгарувчан магнит майдонда жойлашиши керак бўлган жисмларда уюрмавий тоқларнинг зарарли таъсирини изоляцияланган айрим қатламлардан ясалади (23.10- расм).

Ферритлар жуда катта солиштирма қаршиликка эга бўлганлиги учун уларда уюрмавий тоқлар деярли ҳосил бўлмайди ва бу улардаги энергия йўқотишларини анча камайтиради. Ферритларда гистерезис натижасида ҳосил бўлган энергия йўқотишлари ҳам жуда кичик бўлганидан, уларнинг ишлатилиши асбобларнинг, масалан, трансформаторларнинг ФИҚ ни сезиларли даражада оширади.

Агар уюрмавий ток жисмнинг магнит майдондаги ҳаракати натижасида юзага келса, Ленц қонунига кўра бу ток жисм ҳаракатини тормозлаши керак. Уюрмавий тоқларнинг тормозловчи таъсирини қуйидаги тажриба ёрдамида кўрсатиш мумкин.

Агар P мис пластинка (23.11- расм) электромагнитдаги ток узилганда унга ток уланганда тебратилса, иккинчи ҳолда



23.11- расм.

пластинканинг тебраниши бир зумда тўхташини кўриш мумкин. Ташқаридан қараганда бу ҳолда пластинка худди қуюқ суюқликда ўраллашиб қолгандек туюлади. Уюрмавий тоқларнинг тормозловчи таъсиридан ўлчов асбобларида ўлчов механизми стрелкасининг тебранишини тўхтатишда фойдаланилади.

Ҳозирги замон техникасида уюрмавий тоқлар ёрдамида қиздириш деталларни тоблашда ва индукцион печларда қотишмалар тайёрлашда қўлланилади.

23.9- §. Қуёш ва космосда юз берувчи ҳодисаларда магнит майдоннинг роли. Қуёшни ўрганиш шуни кўрсатдики, у кучлан-

ганлиги Ер майдонининг кучланганлигидан тахминан икки марта катта бўлган магнит майдонга эга экан. Қуёш атмосферасида юз берадиган кўп ҳодисалар (қора доғлар, машъаллар ва ҳ. к. ларнинг ҳосил бўлиши) Қуёшнинг айрим соҳаларида кучли магнит майдонларининг ҳосил бўлиши ва ривожланиши билан кучли боғлиқдир. Қуёшнинг бундай соҳалари актив соҳалар деб аталади.

Юқорида айтиб ўтилганидек, Қуёш фотосфераси остида жойлашган қатламда интенсив ва газ аралашини — конвекция юз беради. Тадқиқотлар доғлар соҳасида ҳамма вақт кучли магнит майдони мавжуд бўлиб, унинг кучланганлиги ғалаёнланмаган соҳадаги кучланганликка қараганда минг марта катта бўлишини кўрсатди. Бу майдон плазманинг зарядланган зарраларини оғдиради ва конвекцион оқимларнинг ҳосил бўлишига тўсқинлик қилади. Бу соҳада чуқурликлардан иссиқ газ кўтарилиши тўхтайти ва газ доғда кучли совийди.

Машъал соҳасида магнит майдон плазманинг вертикал конвекцион оқимини тўхтатиш даражасида кучли бўлмайди. Лекин у оқимда плазманинг тартибсиз ҳаракатини йўқотади ва ички ишқаланишни камайтиради. Шундай қилиб, юқорига кўтарилувчи турғун иссиқ газ оқими — машъал ҳосил бўлади.

Қуёш атмосферасида кузатиладиган кўп ҳодисалар ўзгарувчи магнит майдон билан боғлиқдир. Юқорида кўрсатилганидек, зарядланган зарра ўзгармас магнит майдонда ҳаракатланганда фақат унинг ҳаракат тезлигининг йўналишигина ўзгаради. Плазмадан ўтувчи вақт ўтиши билан ўзгарадиган магнит майдон зарядланган зарралар тезлигининг фақат йўналишининггина эмас, балки катталигини ҳам ўзгартириб, плазманинг йўналган ҳаракатини ҳосил қилар экан. Бинобарин, баъзан кучли плазма оқимлари ҳосил бўлиб, улар Қуёш тожига катта газ массасини чиқариб ташлайди ва тожда катта масофаларга қадар кўтариладиган гигант газ булути — протуберанецларни ҳосил қилади (6.4-расмга қ.).

Доғлар группаси ривожланаётганда ўзгарувчи кучли магнит майдон плазмага босим кўрсатади ва баъзан доғлар соҳасидаги хромосферада плазманинг газ ҳароратини кучли ошириб юборувчи кескин сиқилиши юз беради. Хромосферанинг бу зонасида газ ёруғланишининг беҳосдан кескин кучайиши кузатилади. У хромосфера чақнаши деб аталади.

Ўзгариб турувчи магнит майдон космик фазога корпускуляр оқимлар деб аталувчи, тахминан 1000 км/с тезлик билан ҳаракатланадиган плазма зарралари оқимини чиқариб ташлайди. Баъзи бир зарралар жуда катта тезликларга (ёруғлик тезлигига яқин) қадар тезлашади ва Қуёш космик нурларини ҳосил қилади.

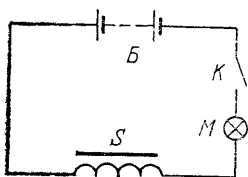
Кўп йиллик кузатишлар шуни кўрсатдики, доғларнинг сони ва умумий юзи даврий ўзгариб туради ва ўрта ҳисобда ҳар 11 йилда максимумга эришади. Бу вақтда машъаллар сони,

протуберанецлар миқдори ортади, нурланишлар тез-тез кузатила бошлайди, корпускулар нурланиш интенсивлиги ўн марта талаб ортади. Бу ҳодисаларнинг ҳаммаси Қуёш активлиги деб аталувчи умумий ном билан бирлаштирилади.

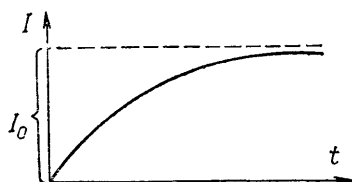
Қуёш чиқариб ташлаган зарядланган зарралар оқими Ерга етиб келиб, унинг магнит майдонида оғади ва ўз навбатида Ернинг магнит майдонига таъсир кўрсатади. Қуёш активлиги максимумга эришган даврларда Ер магнит майдонининг кучли ғалаёнланиши — магнит бўронлари кузатилади. Бу ҳодиса компас стрелкасининг тартибсиз тебранишига сабаб бўлади. Зарядланган зарраларнинг бир қисми Ер магнит майдонининг ичкарасига кириб боради ва куч чизиқлари бўйлаб спираль бўйича ҳаракатланиб, худди тузоққа тушгандек бўлади. Зарядланган зарралар Ер атрофидаги ҳалқасимон зоналарда тўпланиб Ернинг радиацион камарини ҳосил қиладики, уни сунъий йўлдошлар ёрдамида пайқаш мумкин. Қутблар соҳасида космик зарралар атмосферага осонгина ўтиб, қутб шуъла ланишини вужудга келтиради.

Магнит майдон юлдузлараро фазода ҳам мавжуд бўлади. Улар Ернинг магнит майдонидан бир неча ўн минг марта кучсизроқдир, лекин жуда катта масофаларга ёйилган бўлади ва шунинг учун ҳам юлдузлараро фазодаги зарядланган зарраларнинг ҳаракатланиши характерига катта таъсир кўрсатади.

23.10- §. Ҳиндукция ҳодисаси. Ҳиндукция ЭЮК. Ҳзгармас



23.12- расм.



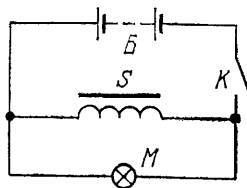
23.13- расм.

токли занжирнинг хусусий магнит майдони занжир уланганда ва узилганда, шунингдек унда ток кучи ўзгарганда ўзгаришини эслаймиз. Бу кўрсатилган моментларда бундай занжирда индукция ЭЮК ҳосил бўлиши кераклигини билдиради. *Занжирда оқётган ток магнит майдонининг ўзгариши натижасида шу занжирнинг ўзида индукция ЭЮК нинг ҳосил бўлиши Ҳиндукция ҳодисаси деб аталади*, ҳосил бўлган электр юритувчи куч эса Ҳиндукция ЭЮК дейилади.

Занжир уланганда қандай ҳодиса юз беришини батафсилроқ кўриб чиқайлик. Электр энергия манбаи (Б) ва унга кетма-кет уланган К калит, М лампочка ва ўзаги ферромагнетикдан ясалган S ғалтакдан тузилган очиқ занжир (23.12- расм) берилган бўлсин. Занжир уланганда лампочка бир оз кечкиб ёнади. Бу

ҳол ғалтакда сезиларли ўзиндукция ЭЮК ҳосил бўлиши билан тушунтирилади. Ленц қонунига биноан бу ўзиндукция ЭЮК занжирда токнинг тез ўсишига қаршилик кўрсатади. (23.13-расмга қ. I_0 — занжирдаги доимий ток кучи.)

Ўзиндукция ЭЮК нинг қаршилигини енишга сарфланган манба энергияси бу занжир магнит майдонида, асосан S ўзакли ғалтак ичида тўпланишини қайд қилиб ўтамыз. (Нима учун?) Занжирдаги ток кучи ўзгармас бўлиб қолганда, занжир магнит майдонининг энергияси ҳам ўзгармайди. Занжир магнит майдони энергиясининг катталиги фақат ток кучига эмас, балки занжир турига ҳам, яъни унинг L индуктивлигига ҳам боғлиқ бўлади. Кучли электромагнитларда магнит энергияси айниқса каттадир.



23.14 -расм.



23.15- расм.

Занжир узилганда ҳосил бўладиган ўзиндукция ҳодисасини кузатиш учун 23.14- расмда кўрсатилган занжир тузилади. Бу занжир K калит билан узилганда S ғалтак ва M лампочка занжири уланганича қолади. Ғалтакдаги ток тез камайганлиги учун (23.15- расм) унда ток камайишини секинлаштирувчи ўзиндукция ЭЮК ҳосил бўлади. Бунда ғалтак қисқа вақтга M лампочкадаги токни таъминлаб турувчи энергия манбаига айланади. Занжир узилган пайтда лампочкадаги ток нолгача камаяди ва йўналишини ўзгартириб, занжир узилгунга қадар лампочкада бўлган ток кучидан анча катта бўлиши мумкин бўлган ток катталигигача сакраб ортади. Шунинг учун занжир узилган моментда лампочка бир зумга жуда равшан ёнади ва ҳатто куйиб кетиши мумкин.

Ўзиндукция ҳодисаси занжир узилган ерда учқун ҳосил қилади. Агар занжирда катта магнит энергия запаси тўпланидиган кучли электромагнитлар бўлса, учқун ёй разрядга ўтиши ва калитни ишдан чиқариши мумкин. Бундай занжирларни узишда электростанцияларда мойли узгичлардан фойдаланилади ва бошқа эҳтиёт чоралари қўлланилади.

Ўзиндукция ЭЮК ни ҳисоблаш формуласини келтириб чиқарамиз. Ҳар қандай индукция ЭЮК (23.6) формула асосида топилши мумкин бўлганидан:

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = - \frac{\Delta \Psi}{\Delta t},$$

$\psi = LI$ бўлгани учун

$$\mathcal{E}_{\text{ўз}} = -\frac{\Delta(LI)}{\Delta t},$$

бундан

$$\mathcal{E}_{\text{ўз}} = -L \frac{\Delta I}{\Delta t}. \quad (23.7)$$

Занжирдаги ўзиндукция ЭЮК шу занжирдаги ток кучининг ўзгариш тезлигига тўғри пропорционалдир.

26.11-§. Магнит майдоннинг энергияси. Олдинги параграфда занжир магнит майдонининг энергияси ундаги ток кучига ва занжирнинг шаклига боғлиқ бўлиши ҳақида гапирилган эди. Бу боғланишни аниқлаймиз. Занжир магнит майдонининг энергияси $W_{\text{маг}}$ занжир уланганда ҳосил бўладиган ўзиндукция ЭЮК ни энгиш учун сарфланадиган ишга тенг эканини эслаймиз. Агар бу ҳолда ўзиндукция ЭЮК нинг ўртача қиймати $\mathcal{E}_{\text{ўз}}$ га тенг бўлса ва занжирдаги токнинг Δt ўсиш вақтида ундан q заряд ўтса, ўзиндукция ЭЮК ни энгиш иши $\mathcal{E}_{\text{ўз}} q$ га тенг бўлади. У ҳолда

$$W_{\text{маг}} = -\mathcal{E}_{\text{ўз}} q.$$

Минус ишора зарядлар бу ҳолда ўзиндукция ЭЮК га қарши ҳаракатланаётганлигини билдиради. $\mathcal{E}_{\text{ўз}} = -L \Delta I / \Delta t$ бўлгани учун

$$W_{\text{маг}} = L \frac{\Delta I}{\Delta t} q = L \Delta I \frac{q}{\Delta t}.$$

Занжирдаги ток 0 дан I га қадар ортганидан, $\Delta I = I - 0 = I$ га эга бўламиз, $q / \Delta t$ эса ток кучининг ортинч вақтидаги унинг ўртача қийматидир. Ўртача ток кучини $I/2$ га тенг деб олиб ва ΔI ҳамда $q / \Delta t$ қийматларни юқорида келтирилган ифодага қўйиб, I ток оқаётган занжир магнит майдонининг энергиясини ҳисоблаш формасини топамиз:

$$W_{\text{маг}} = LI^2/2 = \frac{LI^2}{2}. \quad (23.8)$$

Занжир магнит майдонининг энергияси ундаги ток катталигининг квадратиغا тўғри пропорционал ва унинг L индуктивлигига боғлиқдир. Ўзаги ферромагнетикдан ясалган соленоиднинг индуктивлиги айниқса катта бўлганидан, электромагнитга эга бўлган занжирда катта магнит энергия ҳосил бўлади.

III БЎЛИМ

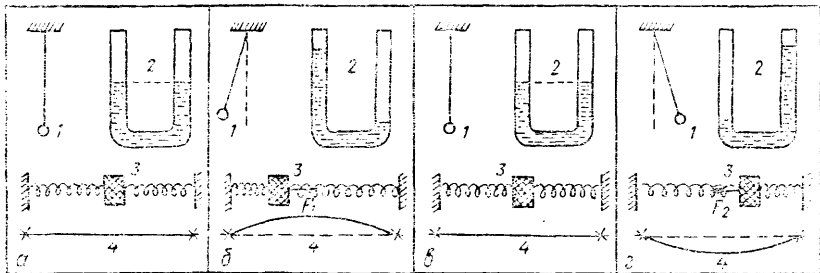
ТЕБРАНИШЛАР ВА ТЎЛҚИНЛАР

24- БОБ. МЕХАНИК ТЕБРАНИШЛАР ВА ТЎЛҚИНЛАР

24.1- §. Тебранма ҳаракат. Табиат ва техникада жуда кўп такрорланувчи процесслар учрайдики, уларнинг асосида у ёки бу кўринишдаги тебранишлар ва улар ҳосил қилган тўлқинлар ётади. Бундай процессларга товуш ҳодисалари, соат механизмининг ишлаши, занжирдаги ўзгарувчан ток, электромагнит тебранишлар ва ҳ. к. лар киради.

Тебранишларнинг табиати хилма-хилдир, лекин уларни тавсифлаш учун шундай катталиклар киритиладики, бу катталикларни ҳамма тебранишларга, уларнинг табиатидан қатъи назар бирдай қўллаш мумкин экан. Катта кўргазмалиликка эга бўлган механик тебранишлар мисолида бу катталикларнинг физик маъносини аниқлаш жуда осон.

24.1- расмда ҳар хил механик тебраниш бажараётган жисмлар кўрсатилган: 1 — маятникнинг тебраниши; 2 — суюқликнинг тебраниши; 3 — юкли пружинанинг тебраниши; 4 — торнинг тебраниши. 24.1- а расмда ҳамма жисмлар турғун мувозанат ҳолатида турибди. Бу жисмларни мувозанатдан чиқариш учун қандайдир ташқи кучнинг иши ҳисобига уларга ортиқча энергия бериш керак. Бунда улар 24.1- б расмда кўрсатилган ҳолатни олади. Энди агар бу жисмларга қаршиликсиз ҳаракатланиш имкони берилса, у ҳолда улар кетма-кет *в*, *г*, *д* ва яна *а*, *б* ҳолатлардан ўтиб тебранма ҳаракат қила бошлайди, сўнг-ра ҳаракатнинг ҳамма циклини худди шу тартибда такрорлайди.



24.1- расм.

Бундай жисмлардан бирининг қандайдир бирор нуқтасининг ҳаракатини кузатиб, у ўз ҳаракатида айни бир траекториянинг ўзини кетма-кет икки қарама-қарши йўналишда ўтишини кўриш мумкин. Жисмнинг ҳамма нуқталарининг ҳаракатланиш характери бир хил бўлганидан, тебранма процессларни жисмнинг битта нуқтасининг тебранма ҳаракати мисолида ўрганиш қулайдир. Тебранма ҳаракатнинг энг муҳим белгиларидан бири унинг тенг вақт оралиқларида (T) такрорланиши, яъни унинг даврийлиги эканлигини яна бир бор эслатиб ўтамиз.

Шундай қилиб, *моддий нуқтанинг бирор траектория бўйича навбат билан қарама-қарши икки йўналишда даврий ҳаракатланиши механик тебраниш деб аталади*. Тебранаётган зарра траекториянинг ҳар бир муайян нуқтасидан ўтганда бир хил катталикдаги тезликка эга бўлишини қайд қилиб ўтамиз.

Бир хил тартибда такрорланувчи тебранма ҳаракатнинг тугалланган битта цикли нуқтанинг тўла тебраниши деб аталади.

24.2-§. Тебранишларнинг ҳосил бўлиш шарт-шароитлари. Тебранма ҳаракат ҳосил бўлиши ва бу ҳаракат бирор вақт давомида сақлаб турилиши учун қандай шартлар бажарилиши зарурлигини аниқлайлик.

Тебраниш ҳосил бўлиши учун зарур бўлган биринчи шарт шуки, *моддий нуқта ўзининг турғун мувозанат ҳолати энергиясига қараганда ортиқча (кинетик ёки потенциал) энергияга эга бўлиши керак* (24.1-§ га қ.).

Иккинчи шартни 24.1-расмдаги 3 юк ҳаракатининг хусусиятларини кузатиб аниқлаш мумкин. *б* ҳолатда 3 юкка унинг мувозанат ҳолати томон йўналган F_1 эластиклик кучи таъсир қилади (24.1-*в* расмга қ.). Бу куч таъсирида юк мувозанат ҳолатга қараб секин ўсиб борувчи v ҳаракат тезлиги билан силжийди, F_1 куч эса камаяди ва юк мувозанат ҳолатга келганда бу куч йўқолади (24.1-*в* расм). Бу моментда юкнинг тезлиги катталиқ жиҳатидан максималдир ва юк мувозанат ҳолатидан ўтиб, ўнг томонга ҳаракатини давом эттиради. Бу вақтда 3 юк ҳаракатини тормозловчи ва уни тўхтатувчи (24.1-расмда *г* ҳолат) F_2 эластиклик кучи ҳосил бўлади, F_2 куч бу ҳолатда максимал катталикка эга; бу куч таъсирида 3 юк чап томонга қараб ҳаракатлана бошлайди. Мувозанат ҳолатида (24.1-*а* расм) F_2 куч йўқолади, юкнинг тезлиги эса энг катта қийматга эришади, шунинг учун юк 24.1-расмда кўрсатилган *б* ҳолатни эгалламагунча чап томонга қараб ўз ҳаракатини давом эттиради. Сўнгра ҳамма жараён шу тартибда қайта такрорланади.

Шундай қилиб, 3 юкнинг тебраниши F кучнинг таъсири натижасида ва юкнинг инерцияси туфайли юз беради. Моддий нуқтага қўйилган ва доим нуқтанинг турғун мувозанат ҳолати томон йўналган куч қайтарувчи куч деб аталади. Турғун

мувозанат ҳолатида қайтарувчи куч нолга тенг ва нуқта бу ҳолатдан узоқлашиши билан ортиб боради.

Шундай қилиб, моддий нуқта тебранишининг ҳосил бўлиши ва унинг давом этиши учун зарур бўлган иккинчи шарт — *моддий нуқтага қайтарувчи кучнинг таъсир этишидир*. Қайтарувчи куч бирор жисм мувозанат ҳолатидан чиқарилганда ҳар доим ҳосил бўлишини эслатиб ўтамиз.

Идеал ҳолда, ишқаланиш ва муҳитнинг қаршилиги бўлмаганда, тебранаётган нуқтанинг тўла механик энергияси ўзгармайди, чунки бундай тебранишлар процессида фақат кинетик энергиянинг потенциал энергияга ва аксинча, потенциал энергиянинг кинетик энергияга айланиши юз беради. Бундай тебраниш узоқ вақт давом этиши керак.

Агар моддий нуқта тебраниши ишқаланиш ва муҳитнинг қаршилиги мавжуд бўлганда юз берса, моддий нуқтанинг тўла механик энергияси аста-секин камая боради, тебраниш қулочи кичраяди ва бирор вақтдан кейин нуқта мувозанат ҳолатида тўхтади.

Моддий нуқтанинг энергия йўқотиши шунчалик катта бўлган ҳоллар ҳам учрайдики, бунда агар ташқи куч бу нуқтани унинг мувозанат ҳолатидан оғдирса, нуқта мувозанат ҳолатига қайтишидаёқ ўзининг ҳамма ортиқча энергиясини йўқотади. Бу ҳолда тебраниш ҳосил бўлмайди. Демак, тебраниш ҳосил бўлиши ва унинг давом этиши учун қуйидаги учинчи шарт бажарилиши керак: *моддий нуқта турғун мувозанат ҳолатидан силжиганда олган ортиқча энергиясини шу ҳолатга қайтишида қаршиликни енгиш учун бутунлай сарфламаслиги керак*.

24.3- §. Жисмнинг тебранама ҳаракатларини унга таъсир этувчи кучга қараб классификациялаш. Олдинги параграфда тебранаётган нуқтага албатта қайтарувчи куч таъсир қилиши аниқланган эди. Моддий нуқта (жисм)нинг *фақат битта қайтарувчи куч таъсирида юз бераётган тебранишлари нуқтанинг (жисмнинг) хусусий тебранишлари деб аталади*.

Амалда жисмнинг хусусий тебранишлари ҳеч қачон юз бермаслигини қайд қиламиз, чунки тебранаётган жисмга ҳар доим яна муҳитнинг қаршилик кучи (ишқаланиш кучи) таъсир этади. Тебранаётган жисмга қаршилик кучининг таъсири шунга олиб келадики, бутун тебраниш жараёни бирмунча секинлашади, яъни битта тўла тебраниш вақти ортади ва тебраниш қулочи аста-секин кичраяди. *Моддий нуқтанинг, муҳитнинг қаршилик кучи ва қайтарувчи куч таъсирида тебранишлари эркин тебранишлар деб аталади*.

Тебраниш юз бераётган муҳитнинг қаршилик кучи қанчалик кичик бўлса, жисмнинг эркин тебранишлари учун хусусий тебранишларидан шунчалик кам фарқланишини тушуниб олиш қийин эмас. Шундай қилиб, хусусий тебранишлар муҳитнинг қаршилик кучи узлуксиз камайтирилганда эркин тебранишларнинг чегаравий ҳолидир, деб ҳисоблаш мумкин.

Тебранишнинг яна бир турини кўрамиз. Полда ритмик ра-

вишда ишлаб турган машина, масалан электродвигатель турганда, полнинг сирти тебранади. Катерда, самолётда двигатель ишлаганда уларнинг корпуслари ҳам тебранади. Бу тебранишларни даврий такрорланувчи ташқи таъсирлар ҳосил қилади. *Ташқи кучларнинг жисмга даврий таъсири натижасида ҳосил бўлувчи жисм тебранишлари мажбурий тебранишлар деб аталади.* Бу ҳолда тебранаётган жисмга даврий ўзгарувчи ташқи кучдан ташқари яна қаршилик кучи ва қайтарувчи куч таъсир этади.

24.4- §. Тебранма ҳаракат параметрлари. Тебранма ҳаракатнинг шундай характерли миқдорий белгилари мавжудки, улар кўриляётган тебранма ҳаракатни бошқа тебранишлардан фарқлашга ёрдам беради ва маълум шароитларда ўзларининг сон қийматларини сақлаб қолади. Бу белгилар тебранма ҳаракат параметрлари деб аталади.

Тебранма ҳаракатнинг бундай белгиларидан бири унинг даврийлигидир. *Тебранма ҳаракатнинг даврийлигини характерловчи T катталиқ тебраниш даври дейилади.* Тебраниш даври битта тўла тебраниш учун кетган вақт билан ўлчанади ва секундларда ифодаланади.

Тебранишнинг бошқа характерли белгиси унинг частотасидир (такрорланиш тезлиги). *Тебранма ҳаракатнинг такрорланиш тезлигини характерловчи ν катталиқ тебраниш частотаси деб аталади.* Жисмнинг тебраниш частотаси вақт бирлигидаги тўла тебранишлар сони билан ўлчанади:

$$\nu = \frac{1}{T}. \quad (24.1)$$

(Нима учун тебраниш частотаси (24.1) формула билан ифодаланишни ўйлаб кўринг.)

Частотанинг ўлчов бирлигини келтириб чиқарамиз:

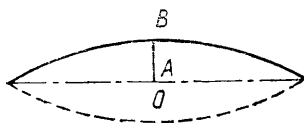
$$\nu = \frac{1}{T}; \quad \nu = \frac{1}{1\text{с}} = 1\text{с}^{-1} = 1 \text{ Гц}.$$

Тебраниш частотасининг ўлчов бирлиги учун герц (Гц) қабул қилинади. Герц деб жисмнинг шундай тебраниш частотасига айтиладики, бунда жисм бир секундда битта тўла тебранади.

Тебранма ҳаракатнинг учинчи характерли белгиси унинг амплитудасидир. *Амплитуда деб тебранаётган нуқтанинг турғун мувозанат ҳолатидан A максимал четланиш катталигига айтилади* (24.2- расмда O нуқтанинг тебраниш амплитудаси OB га тенг).

Шундай қилиб, нуқтанинг тебранма ҳаракати учта параметрга эга: давр T , частота ν ва амплитуда A . T ва ν лар (24.1) формула билан боғланганлигидан, тебранма ҳаракатни ифодалаш учун ёки T давр ва A амплитудадан, ёки ν частота ва A амплитудадан фойдаланиш мумкин.

Доймий амплитуда билан юз берувчи нуқта тебранишлари



24.2- расм.

сўнмас тебранишлар деб аталади, аста-секин камаювчи амплитуда билан бўладиган тебранишлар эса сўнувчи тебранишлар деб аталади. Эркин тебранишлар сўнувчи тебранишлардан иборат эканлигини эслайлик. Сўнмас тебранишлар фақат хусусий тебранишлардан иборат бўлмаслигини на-

зарда тутиш керак. Мажбурий тебранишлар ҳам доимий амплитуда билан юз беради. Муҳитнинг қаршилиги механик энергиянинг ички энергияга айланишига сабаб бўлганидан, тебранаётган нуқтанинг энергияси ҳар бир тебранишда даврий ўзгарувчи ташқи куч иши ҳисобига тўлдириб турилиши керак. Бундай тебранишларга соатлардаги маятникнинг сўнмас тебранишлари мисол бўлади. Бунда маятникнинг энергияси сиқилган пружинанинг энергияси ҳисобига тўлдириб турилади. Яна қуйидаги ҳолга эътибор берамиз. *Мажбурий тебранишлар даври ҳар доим мажбур қилувчи кучнинг ўзгариши даврига мос келади.*

Тебранма ҳаракат энергияси унинг параметрлари ва тебранаётган жисмнинг массаси билан аниқланади. Тебранишлар назариясида тебранаётган моддий нуқтанинг ортиқча энергияси унинг массасига, амплитудасининг квадратага тўғри пропорционал эканлиги исботланади.

24.5- §. Тебранаётган нуқтанинг оний ҳолатини характерловчи катталиклар. Тебранма ҳаракатнинг даври, частотаси ва амплитудаси тебранаётган нуқтанинг берилган вақт моментидagi ўрни ва ҳаракат йўналиши ҳақида ҳеч қандай маълумот бермайди. Шунинг учун тебранаётган нуқтанинг оний ҳолатини характерловчи бошқа катталикларни ҳам киритиш лозим.

Бундай катталиклардан биринчиси — нуқтанинг силжишидир. *Тебранаётган нуқтанинг танланган вақт моментида мувозанат ҳолатига нисбатан ҳолатини характерловчи ҳ катталик силжиши деб аталади. Силжиши тебранаётган нуқтанинг берилган вақт моментидagi ҳолатидан унинг турғун мувозанат ҳолатигача бўлган масофа билан ўлчанади.* Силжишнинг сон қиймати бир қийматли бўлиши учун унга ишора берилади. Масалан, 24.1- расмдаги K юкнинг мувозанат ҳолатидан ўнг томонга силжиши мусбат деб ҳисобланса, унинг чап томонга силжиши манфий бўлади.

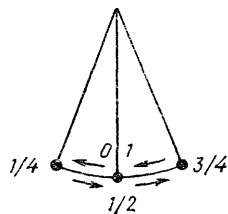
А амплитуда сон қиймати жиҳатидан тебранаётган нуқтанинг мувозанат ҳолатидан $x_{\text{макс}}$ энг катта силжишига тенг эканлигини тушуниш қийин эмас:

$$A = |x_{\text{макс}}|. \quad (24.2)$$

Тебранаётган нуқтанинг оний ҳолатини характерловчи иккинчи муҳим катталик — фаза. *Тебранаётган нуқтанинг берилган вақт моментида ҳам ҳолатини, ҳам ҳаракат йўналишини характерловчи ф катталик тебраниш фазаси деб аталади. Нуқ-*

танинг тебраниш фазаси нуқта тебрана бошлаган моментдан бошлаб даврнинг қандай қисми ўтганини кўрсатувчи абстрак сон билан ўлчанади.

Фаза катта сон қиймат олиши мумкин бўлса-да, одатда тебраниш бошланган моментдан бошлаб ўтган бутун даврларни ташлаб юбориб, фазани тўғри каср билан ифода қилинади, чунки бутун даврнинг ўтиши билан ҳамма жараён шу тартибда қайта такрорланади.

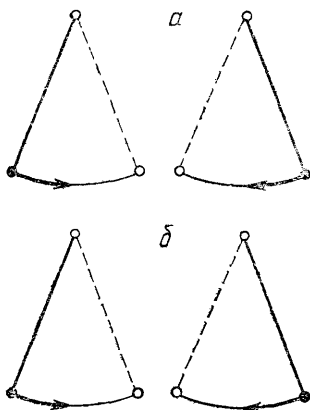


24.3- расм.

Фаза бир қийматли бўлиши учун фазанинг саноқ боши сифатида тебранаётган нуқтанинг қандай ҳолати олиниши олдиндан шартлашиб олинган бўлиши керак. Масалан, фазанинг саноқ боши учун чапга ҳаракат қилаётган маятникнинг мувозанат ҳолатини қабул қиламиз (24.3- расм). У ҳолда маятникнинг тебраниш жараёнидаги фаза ўзгариши 24.3- расмда кўрсатилган сонлар билан ифодаланади. Агар бу маятникнинг фазаси $1/2$ га тенг дейилса, у мувозанат ҳолатда эканини ва ўнг томонга ҳаракатланишини биламиз.

Фаза силжишдан фақат ҳаракат йўналишини аниқлашга имкон бериши билангина фарқланмайди. Тебранаётган нуқтанинг силжиши тебраниш амплитудасининг катталиги билан боғланган, фаза эса тебраниш амплитудасига боғлиқ эмас. (Иккита бир хил маятник тебранганда бир хил фазага, лекин ҳар хил амплитудага эга бўлиши мумкинми? Шунини ўйлаб кўринг.)

Фаза ёрдамида бир хил давр ва амплитудалар билан тебранаётган нуқталарнинг тебранишларидаги фарқни аниқлаш мумкин. 24.4- а расмда иккита бир хил маятниклар тасвирланган бўлиб, улар расмда кўрсатилган ҳолатлардан бир вақтда тебрана бошлайди. У ҳолда уларнинг даврлари ва амплитудалари бир хил, лекин ҳаракат йўналишлари қарама-қарши бўлади. Иккала маятникда фаза саноғи учун бир хил бошланғич шартлар қабул қилиб, уларнинг тебранишларидаги фарқни фазалар фарқи билан ифодалаш мумкин. Иккала маятник чапдаги четки ҳолатда ушланиб турибди деб фараз қиламиз. Агар ўнг маятникни қўйиб юборсак ва у ўнгдан четки ҳолатни олганда чап маятникни қўйиб юборсак, уларнинг иккаласи 24.4- а расмда кўрсатилгандек тебранади. Чап маятник ўз тебранишини ўнг маятникка қараганда ярим давр кечикиб бошлагани учун ўнг маятник чап маятникдан



24.4- расм.

1/2 фазага ўзиб кетди деб гапирилади. (Нима учун ўнг маятник чап маятникдан 1/2 фазага орқада қолади дейиш мумкинлигини ўйлаб кўринг.) Шундай қилиб, 24.4-а расмда маятниклар тебраниши 1/2 фазалар фарқи билан юз беради, 24.4-б расмда эса фазалар фарқи 0 ёки 1 га тенг.

Қуйидаги изоҳ кейинчалик муҳим аҳамиятга эга бўлади: *икки тебраниш бир хил давр (частота) билан юз бераётган бўлса, улар орасидаги фазалар фарқи бутун тебраниш вақти давомида ўзгармасдан сақланади.* Қуйида келтирилган тебранишлар шундай тебранишларга кириди.

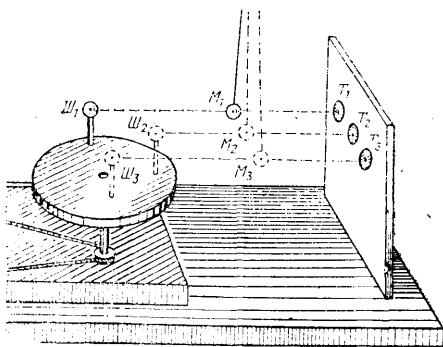
Агар иккита нуқтанинг тебраниши 0 ёки 1 фазалар фарқи билан содир бўлаётган бўлса, улар бир хил фазада тебранишда деб гапирилади. Хусусан, тебранаётган нуқталар ҳамма вақт бир хил йўналишда ҳаракатланса, уларнинг фазалари бир хил бўлади. Бундай тебранишлар баъзан синхрон тебранишлар деб аталади.

Иккита нуқта тебранишининг фазалар фарқи 1/2 га тенг бўлса, улар қ а р а м а-қ а р ш и ф а з а л а р г а эга деб гапирилади. Хусусан, агар тебранаётган нуқталар ҳамма вақт қарама-қарши йўналишларда ҳаракатланаётган бўлса, уларнинг тебраниш фазалари қарама-қарши бўлади.

Тебранаётган нуқтанинг оний ҳолати силжиш ва фазадан ташқари, унинг v ҳаракат тезлиги ва a тезланиши билан ҳам характерланади, чунки бу катталиклар вақт ўтиши билан узлуксиз ўзгаради. Тезлик v нуқтанинг мувозанат ҳолатида максимал қийматга эга бўлади, четки ҳолатларда эса у нолга тенг. Тезланиш a эса мувозанат ҳолатида нолга тенг ва нуқта тебранишининг четки ҳолатларида максимал қийматга эга (нима учун, тушунтиринг).

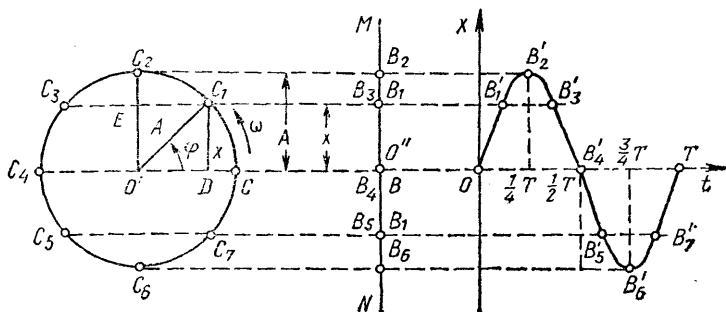
24.6-§. Гармоник тебраниш. Қайтарувчи куч эластиклик кучи ва оғирлик кучининг тенг таъсир этувчисидан иборат бўлган ҳолда тебранима ҳаракат параметрларини нуқтанинг айлана бўйлаб ҳаракатланиш параметрлари билан боғлаш мумкин.

Бу боғланишни топиш учун қуйидагича тажриба ўтказамиз.



24.5- расм.

Экран олдида марказдан қочма машина қўямиз, унинг дискига эса учига Ш шарча ўрнатилган стерженни жойлаштирамиз (24.5- расм). Ёруғликни экранда Ш шарчанинг аниқ Т сояси ҳосил бўладиган қилиб йўналтирамиз. Экран билан машина оралиғига М маятникни шундай жойлаштирамизки, унинг сояси экрандаги шарчанинг сояси билан устма-



24.6- расм.

уст тушсин. Агар маятник экранга параллел бўлган текисликда тебранишга мажбур қилинса, у ҳолда дискинн шундай ўзгармас тезлик билан айлантириш мумкин, бунда *Ш* шарча ва *М* маятникнинг экрандаги соялари ҳамма вақт бир-бирига мос келсин. Бу ҳол шарчанинг экрандаги проекцияси худди *М* маятникнинг тебранма ҳаракатига ўхшаш тебранма ҳаракат қилишини исботлайди.

Шундай қилиб, агар нуқта доимий *A* амплитуда ва *T* давр билан тебранаётган бўлса, *A* радиусли айлана бўйлаб *T* давр билан текис ҳаракатланаётган нуқтанинг шу айлана диаметрларидан биридаги проекцияси ҳам худди шундай тебраниш бажаради. Бу ҳол юқорида кўрсатилган нуқта проекциясининг айлана диаметри бўйлаб ҳаракати ёрдамида тебраниш хоссаларини ўрганиш имконини беради.

24.6- расмдаги *C* нуқта $O'C = A$ радиусли айлана бўйлаб ω бурчак тезлик билан ҳаракатланаётган ва *T* вақт ичида *t* ўла айланиш бажараётган бўлсин. Бу вақтда *C* нуқтанинг *MN* тўғри чизиқдаги прсекцияси *A* амплитуда ва *T* давр билан тебраниш бажаради. Вақтни $\varphi = \omega t$ ҳаракатчан радиус $O'C$ ҳолатни, тебранаётган нуқта эса O'' ҳолатни олган моментдан бошлаб ўлчай бошлаймиз. Айтайлик, радиус *t* вақт ичида $\varphi = \omega t$ бурчакка бурилсин, у вақтда унинг *C* учининг проекцияси тўғри чизиқ бўйлаб $x = DC_1 = O''B_1$ масофага силжийди. Айланада нуқталар билан ҳаракатчан радиус учининг тенг вақт оралиқларидаги ҳолатлари кўрсатилган. *MN* тўғри чизиқдаги нуқталар эса тебранаётган нуқтанинг шу вақт моментларидаги ҳолатларини кўрсатади.

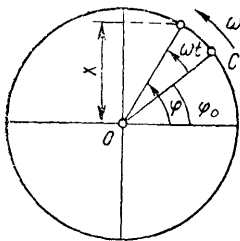
Тебранаётган *B* нуқтанинг мувозанат ҳолатидан силжишни $O'C_1D$ учбурчакдан топиш мумкин:

$$x = A \sin\varphi \quad (24.3)$$

ёки

$$x = A \sin\omega t. \quad (24.3 a)$$

Бу формулаларда φ ф а з а в и й б у р ч а к ёки ф а з а деб ата-



24.7- расм.

лади ва радианларда ифодаланади. Тебранма ҳаракатда қўлланиладиган ω катталик доирaviй ёки циклик частота деб аталади. Нуқта айлана бўйлаб текис ҳаракатланганда бурчак тезлик

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \text{ ёки } \omega = 2\pi\nu \quad (24.4)$$

формула билан ифодаланганидан, фазавий бурчак учун қуйидаги формулани оламиз:

$$\varphi = \frac{2\pi}{T} t \text{ ёки } \varphi = 2\pi\nu t. \quad (24.5)$$

Бу формуладан кўриниб турибдики, радианлардаги фазанинг сон қиймати унинг t/T улушларида ўлчанган қийматидан фақат 2π доимий кўпайтувчига фарқ қилади.

Вақтни исталган вақт моментидан, масалан, C нуқта 24.7-расмдаги ҳолатда бўлган моментдан бошлаб ҳисоблаш мумкин. Бу ҳолда бу нуқтанинг бошланғич ҳолати бошланғич фаза деб аталувчи φ_0 бурчак билан аниқланади. У ҳолда тебраниш фазасини қуйидаги формула билан ифодалаш мумкин:

$$\varphi = \varphi_0 + \omega t, \quad (24.6)$$

$$\varphi = \varphi_0 + \frac{2\pi}{T} t \text{ ёки } \varphi = \varphi_0 + 2\pi\nu t. \quad (24.6a)$$

(24.3) формула билан аниқланувчи тебранишлар кўпинча синусоидал (ёки косинусоидал) тебранишлар деб аталади. Физикада силжиш синусоидал қонунга бўйсунадиган бундай тебранишлар гармоник тебранишлар деб аталади. Хусусан, *силжишга пропорционал бўлган фақат битта қайтарувчи куч таъсиридагина юз берувчи тебранишлар гармоник тебранишлардир.* Демак, қайтарувчи куч

$$F_k = -kx \quad (24.7)$$

формула билан ифодаланганда ва нуқтага бошқа кучлар таъсир этмаганда унинг тебраниши гармоник бўлади.

(Манфий ишора F_k ва x қарама-қарши йўналганлигини билдиради.)

Буни пружинадаги юкнинг хусусий тебранишлари мисолида исботлаймиз (24.8-расм), x координат ўқини юкнинг силжиш чизиги бўйлаб йўналтирамиз, координат боши учун эса юкнинг мувозанат ҳолатини кўрсатувчи O нуқтани қабул қиламиз. У ҳолда x координата юкнинг силжиши ва пружинанинг абсолют деформацияси билан мос келади.

Пружинанинг эластиклик кучи унинг абсолют деформациясига мутаносиб бўлгани учун (11.8-§ даги (11.7 а) ифодага қ.) F_k қайтарувчи куч (24.7) формулага мос келади. Агар ишқалиш ҳисобга олинмаса, F_k куч юкка таъсир этувчи кучларнинг тенг таъсир этувчиси бўлади ва Ньютоннинг иккинчи қонунига кўра

$$ma = F_k \text{ ёки } ma = -kx, \quad (24.8)$$

бу сзда m — юк массаси.

X ўқ бўйлаб ҳаракатланганда u тезлик x координатнинг вақт бўйича олинган ҳосиласидан (x') иборат, a тезланиш эса тезликнинг вақт бўйича ҳосиласига, яъни координатанинг вақт бўйича иккиламчи ҳосиласига (x'') тенг бўлади. Бунинг учун (24.8) тенгламани қуйидагича ёзиш мумкин:

$$mx'' = -kx \quad (24.9)$$

Математика курсидан маълумки, синус ёки косинуснинг иккинчи тартибли ҳосиласи ўша функциянинг тескари ишораси билан олинган қийматига мутаносиб бўлади. Шунинг учун (24.9) тенгламанинг ечимини (24.3 а), яъни $x = A \sin \omega t$ кўринишида излаш керак.

Координатнинг вақт бўйича биринчи ҳосиласи $x' = \omega A \cos \omega t$ га тенг, иккинчи ҳосиласи эса $x'' = -\omega^2 A \sin \omega t$. x'' ва x ни (24.9) га қўйсак

$$-m\omega^2 A \sin \omega t = -k A \sin \omega t.$$

Бундан $m\omega^2 = k$ ва

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}. \quad (24.10)$$

Шундай қилиб, (24.3 а) функция ҳақиқатан ҳам (24.9) тенгламанинг ечими экан, яъни (24.7) кўринишидаги қайтарувчи куч таъсирида юз берувчи хусусий тебраниш гармоник тебранишдан иборат, унинг ω доиравий частотаси эса (24.10) ифода билан аниқланади.

24.7- §. Гармоник тебраниш тенгламаси ва унинг графиги. Тебранаётган нуқта силжишининг вақтга боғланишини ифодаловчи формула тебранма ҳаракат тенгламаси деб аталади. Шундай қилиб, (24.3) формулани гармоник тебраниш тенгламаси деб аташ мумкин. Умумийроқ гармоник тебраниш (24.6) ва тенгламасини (24.3) даги φ нинг ўрнига унинг (24.6) ва (24.6а) формулалардаги қийматини қўйиб олиш мумкин:

$$x = A \sin (\varphi_0 + \omega t), \quad (24.11)$$

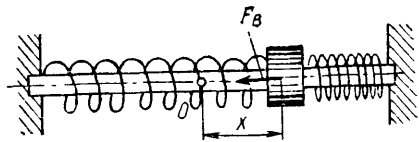
$$x = A \sin \left(\varphi_0 + \frac{2\pi}{T} t \right)$$

ёки

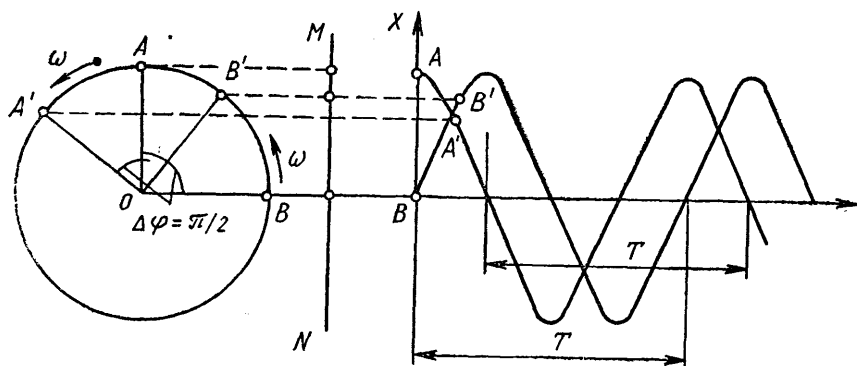
$$x = A \sin (\varphi_0 + 2\pi \nu t). \quad (24.11a)$$

Бошланғич фазаси $\pi/2$ бўлган тебраниш косинусоидал қонунга бўйсунди: $\sin (\pi/2 + \omega t) = \cos \omega t$. Бу албатта, гармоник тебранишдир.

Гармоник тебраниш графиги синусоидадан иборат бўлиб, у қуйидагича тузилади. $O'O''$ тўғри чизиқ давомида O нуқта олиб (24.6-расмга қ.), уни координата боши деб қабул қиламиз. Абсцисса ўқи бўйлаб вақтни, ордината ўқи бўйича эса x силжишни қўямиз. Абсцисса ўқида $1/8 T$, $1/4 T$ ва ҳ.к. нуқталарни кўрсатиб, унга мос келувчи силжишларни B'_1 , B'_2 ва ҳ.к. нуқталар билан кўрсатамиз.



24.8- расм.



24.9- расм.

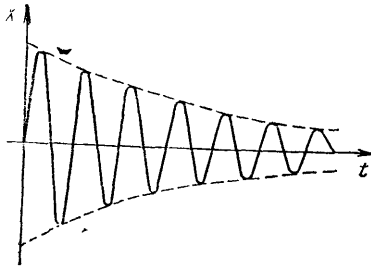
B' нуқталарни силлиқ эгри чизик билан бирлаштириб, нуқтанинг гармоник тебраниш графигини оламиз. 24.6- расмда битта T давр учун график кўрсатилган. Хар бир кейинги тебраниш даврида яна худди шундай график бўлаги қўшиб борилади.

24.9- расмда бир хил даврли ва бир хил амплитудали, лекин фазалар фарқи $\pi/2$ га тенг бўлган иккита гармоник тебранишнинг графиги кўрсатилган. Графиги чапроқда жойлашган тебраниш (A синусоида) иккинчи тебранишдан (B синусоида) $\pi/2$ фазага ўзган бўлади. 24.9- расмдан кўриниб турибдики, ҳаракатчан OA' радиус иккинчи тебранишнинг ҳаракатчан OB' радиусидан $\pi/2$ га ўзгандир.

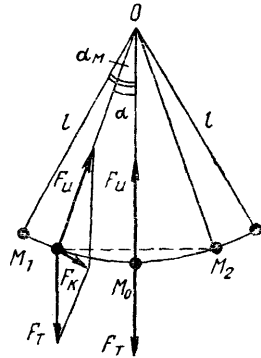
Сўнувчи тебранишларда давр ўзгармайди, амплитуда эса узлуксиз камайиб боради. Сўнувчи тебранишнинг графиги 24.10- расмда кўрсатилган. Демак, эркин тебранишларда тебраниш жараёни тўла такроланмайди ва уларни фақат тақрибан гармоник тебраниш деб ҳисоблаш мумкин.

24.8- §. Математик маятник. Ҳар хил узунликдаги маятниклар тебранишини кузатиб, уларнинг тебраниш даври узунлиги билан боғлиқ эканлигини пайқаш осон. Лекин реал маятникларда маятник узунлиги қилиб нимани олиш аниқ эмас. Масалан, девор соати маятнигининг дискини юқорига ёки пастга стержень бўйлаб силжитиб, унинг тебраниш даврини ўзгартириш мумкин, лекин маятник стерженининг узунлиги ўзгармай қолади. Бу қийинчиликдан қутулиш учун аввал узунлик масаласи аниқ бўлган математик маятникнинг тебраниш хусусиятларини кўриб чиқамиз.

Математик маятник деб, вазнсиз ва чўзилмайдиган ипга осилган моддий нуқтага айтилади. Ингичка, узун ва чўзилмайдиган ипга осилган кичкинагина оғир, масалан, қўрғошиндан ясалган шарча математик маятникнинг яхши модели бўлиб, унинг ёрдамида математик маятникнинг хусусиятларини ўрганиш мумкин. Аввало математик маятникнинг тебранишини гармоник тебраниш деб ҳисоблаш мумкин ёки мумкин эмасли-



24.10- расм.



24.11- расм.

гини аниқлаймиз. Бунинг учун F_k қайтарувчи куч силжиш билан қандай боғланганлигини аниқлаш керак.

Узунлиги l бўлган математик маятник (24.11-расм) OM_1 оний ҳолатда бўлсин. F_k қайтарувчи куч F_0 оғирлик кучи билан илғининг F_{el} эластиклик кучининг тенг таъсир этувчисига тенг ва M_1M_0 ёйга уринма бўйлаб йўналган (агар маятник ёй бўйича ҳаракатланиши учун зарур бўлган марказга интилма куч ҳисобга олинмаса).

F_0 ва F_k кучлардан тузилган учбурчак ва ΔM_1OD

$$\frac{F_k}{F_0} = \frac{M_1 D}{M_1 O}$$

бундан

$$F_k = F_0 \frac{M_1 D}{M_1 O} = F_0 \frac{M_1 D}{l}$$

Мувозанат ҳолатига маятник M_1M_0 ёй бўйлаб келади, шунинг учун x силжиш M_1M_2 ёйнинг узунлигига тенг. Кичик α бурчаклар учун M_1M_2 ёйнинг узунлиги тахминан M_1M_2 ватар узунлигига тенг, M_1M_0 ёй эса M_1M_2 ватарнинг ярмига тенг, яъни $M_1M_0 \approx M_1D$ ёки $x \approx M_1D$. Шунинг учун кичик α бурчаклар учун қуйидагини ёзиш мумкин:

$$F_k = -F_0 \frac{x}{l} = -\frac{mg}{l} x. \quad (24.12)$$

F_k билан x доим бир-бирига қарама-қарши йўналгани учун минус ишора қўйилган.

Ернинг маълум нуқтасида тебранаётган маятник учун m , g ва l катталиклар ўзгармасдир. (24.12) дан кўришиб турибдики, F_k қайтарувчи куч силжишга тўғри пропорционал, яъни (24.7) формула билан ифодаланади. Бу α бурчак етарлича кичик бўлганда тўғри бўлишини эслатиб ўтаемиз. Агар α_m маятникнинг мувозанат ҳолатидан энг катта оғиш бурчаги бўлса, $2\alpha_m$ бурчак очилиш бурчаги деб аталади.

Шундай қилиб, очилиш бурчаги кичик бўлганда (бир неча градуслардан ортмаганда) *математик маятникнинг тебраниши-ни гармоник тебраниш деб ҳисоблаш мумкин.*

24.9- §. Математик маятникнинг тебраниш қонунлари. Маятник формуласи. Энди математик маятникнинг тебраниш даври қандай аниқланишини топамиз. Математик маятник модели билан ўтказиладиган тажриба ёрдамида унинг тебраниши сўнувчи тебранишдан иборат эканлигини аниқлаш осон. Тажриба тебраниш сўнаётганда маятникнинг тебраниш даври ўзгармаслигини кўрсатди, яъни у амплитудага боғлиқ эмас (очилиш бурчаги катта бўлмаганда). Маятникнинг бу хусусияти Г. Галилей томонидан кашф этилган бўлиб, изохронлик (тенг вақтlilik) деб аталади. Тажриба маятникнинг тебраниш даври унинг массасига боғлиқ эмаслигини кўрсатади.

(24.12) формула ёрдамида маятникнинг тебраниш даври унинг l узунлигига боғлиқ бўлишини кўрсатамиз. l ортганда F_k қайтарувчи куч камайганлигидан, маятникнинг ҳаракатлини тезланиши ҳам камайди демак, унинг тебраниш даври ортади. Шу формуланинг ўзидан кўришиб турибдики, q ортганда F_k ортади, демак, давр камаяди.

Математик маятникнинг юқорида тавсифланган хусусиятлари икки қонун кўринишида ифодаланди:

1. *Очилиш бурчаги кичик бўлганда математик маятникнинг тебраниш даври маятникнинг амплитудасига ҳам, массасига ҳам боғлиқ бўлмайди.*

2. *Математик маятникнинг тебраниш даври маятник узунлигининг квадрат илдизига тўғри пропорционал ва эркин тушиш тезланишининг квадрат илдизига тесқари пропорционал-дир:*

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}. \quad (24.13)$$

(24.13) формулани математик маятник учун $k = mg/l$ эканини ҳисобга олиб (24.10) ва (24.4) лардан келтириб чиқариш мумкин (24.8- § га қ.).

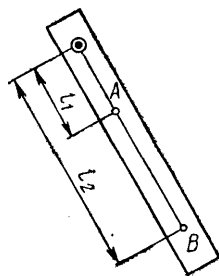
Тўла тебранишнинг ярми, масалан, маятникнинг бир четки ҳолатидан иккинчи четки ҳолатигача бўлган ҳаракати оддий тебраниш деб аталишини қайд қилиб ўтамиз. Оддий тебраниш даври $T_{од} = T/2$ бўлганидан, математик маятникнинг оддий тебраниш даврини ҳисоблашга имкон берувчи формуланинг кўриниши қуйидагича бўлади:

$$T_{од} = \pi \sqrt{\frac{l}{g}}. \quad (24.14)$$

24.10- §. Физик маятник. Математик маятникнинг тебраниш қонунларини фақат шундай жисмларнинг тебранишига татбиқ этиш мумкинки, уларнинг ўлчамлари осилиш нуқтасидан оғирлик марказигача бўлган масофага қараганда кичик бўлсин. Бу шарт бажарилмайдиган ҳамма маятниклар физик маятник

деб аталади. Бундай маятникка мисол қилиб 24.12- расмдаги маятник кўрсатилган.

Физик маятникнинг тебранишини кўп моддий нуқталарнинг, яъни ҳар хил узунликдаги математик маятникнинг биргаликдаги тебранишига ўхшатиш мумкин (улардан икkitаси 24.12- расмда кўрсатилган). Бу ҳол физик маятникка (24.13) формулани қўллаш мумкин эмаслигини кўрсатади. Ҳақиқатан, 27.11- расмдаги чизғичнинг тебраниш даври l_1 узунликли математик маятникнинг давридан катта



24.12- расм.

бўлиши турган гап; лекин l_2 узунликли математик маятникнинг тебраниш давридан кичик.

Физик маятник ҳолида (24.13) формуладан фойдаланиш имконига эга бўлиш учун қуйидагича иш кўрилади. Физик маятник тебранма ҳаракатга келтирилади ва маълум тебранишлар учун кетган вақт ҳисобланиб, T даври топилади, сўнгра (24.13) формула асосида даври T га тенг бўлган математик маятникнинг узунлиги ҳисобланилади.

Тебраниш даври физик маятникнинг тебраниш даврига тенг бўлган математик маятникнинг $l_{\text{кел}}$ узунлиги шу физик маятникнинг келтирилган узунлиги деб аталади. Шундай қилиб (24.10) формулани физик маятник учун қўлланилганда қуйидагича ёзиш керак:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l_{\text{кел}}}{g}} \quad (24.15)$$

Агар маятникнинг оддий тебраниш даври бир секундга тенг бўлса, у се кундли маятник деб аталади. Москва шаҳри учун бундай маятникнинг келтирилган узунлиги 0,99 м га тенг.

24.11- §. Маятникларнинг амалда қўлланилиши. Маятникларнинг жуда кенг тарқалган амалий татбиқи — улардан соатларда вақтни ўлчаш учун фойдаланишдир. Буни биринчи марта голландиялик физик Х. Гюйгенс амалга оширган.

Маятникнинг тебраниш даври g эркин тушиш тезланишига боғлиқ бўлганидан, Москвада вақтни тўғри кўрсатаётган соат Ленинградда олдинга кетади. Бу соат Ленинградда ҳам тўғри юриши учун унинг маятникнинг келтирилган узунлигини камайтириш керак. (Буни (24.15) формула асосида тушунтиринг.)

Геологияда маятник Ер сатҳининг турли нуқтасида g нинг сон қийматини тажриба йўли билан аниқлашда фойдаланилади. Бунинг учун g ўлчанаётган жойда маятник тебранишининг етарлича катта сони асосида унинг T тебраниш даври топилади, g эса (24.15) формуладан ҳисобланади:

$$g = \frac{4\pi^2 l_{\text{кел}}}{T^2} \quad (24.15a)$$

Бирор жой учун g катталикнинг нормадан сезиларли четла-ниши г р а в и т а ц и о н а н о м а л и я деб аталади. Аномалия-ларни аниқлаш фойдали қазилмаларни топишга ёрдам беради.

Тажриба тебранаётган маятниклар ўз тебраниш текислиги-ни сақлашини кўрсатади. Бу ҳол, агар марказдан қочма ма-шинанинг дискини айлантурсак ва шу дискка осилган маятник-ни ҳаракатга келтирсак, маятникнинг тебраниш текислиги хонага нисбатан ўзгармаслигини билдиради. Бу эса тажриба ёрдамида Ернинг ўз ўқи атрофида айланишини кўрсатиш им-конини беради.

1850 йилда Ж. Фуко маятникни баланд бинонинг гумбази остига маятник тебранганда унинг учи полга сепилган қумда из қолдирадиган қилиб осиб қўйди. Бунда маятник ҳар бир тебран-ганда қумда янги из қолдириши аниқланди. Шундай қилиб, Фуко тажрибаси Ернинг ўз ўқи атрофида айланишини кўрсатди.

24.12-§. Эластик тебранишлар. Тебранма ҳаракатда энер-гиянинг айланиши. Қайтарувчи куч эластик кучлар таъсирида ҳосил бўладиган тебранишлар эластик тебранишлар деб аталади. 24.8-расмдаги юкли пружинанинг тебраниши эластик тебра-нишга мисол бўла олади. Эластиклик кучи абсолют деформация-га пропорционал бўлгани учун (11.7-§ ва 11.8-§ га қ.) пружи-нанинг эластиклик кучи (24.7) формула билан ифодаланади: $F = -kx$, бу ерда x — пружинага маҳкамланган юкнинг силжи-ши, k пружинанинг қаттиқлик коэффициенти. Демак, *система-нинг хусусий эластик тебранишлари гармоник тебранишдан иборатдир* (24.6-§ га қ.).

Эластик тебранишларнинг доиравий частотаси қуйидагига тенг эканлигини кўрсатиш мумкин (24.6-§ га қ.):

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}. \quad (24.16)$$

(24.4) ни эътиборга олиб, эластик тебранишларнинг даври учун қуйи-дагини олиш мумкин:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}} \quad (24.17)$$

Тебранаётган жисмнинг исталган бошқа ҳолатида унинг тўла энер-гияси W шу ҳолатдаги потенциал Π ва кинетик E энергиялари йиғин-дисига тенг бўлади (11.8-§ га қ.).

$$W = \Pi + E \text{ ёки } W = \frac{kx^2}{2} + \frac{mv_x^2}{2}, \quad (24.18)$$

бу ерда x — силжиш ва v_x — жисм энергияси аниқланган жойдаги нуқтанинг тезлиги, m эса юк массаси. Юкнинг тебранишида унинг кинетик энергиясини потенциал энергияга, ва аксинча, потенциал энергиясини кинетик энергияга айланиши яққол кўри-нади. Хусусий тебранишлар қаршилик қилувчи кучлар бўлмай-

ди, шунинг учун тебранаётган жисмнинг W механик энергияси ўзгармай қолади (6.8- § га қ.). Мувозанат ҳолатида жисм фақат кинетик энергияга эга бўлади, шунинг учун тўла энергияни қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$W = \frac{mv_{\text{макс}}^2}{2}. \quad (24.19)$$

Пружинада тебранаётган жисм энг четки ҳолатда фақат потенциал энергияга эга бўлгани учун тебраниш вақтидаги унинг тўла ортиқча энергиясини қуйидаги формула билан ҳам ифодалаш мумкин:

$$W = \frac{kA^2}{2}, \quad (24.20)$$

бу ерда A — тебраниш амплитудаси. Бунга k нинг (24.16) дан топилган қийматини қўйсак

$$W = \frac{1}{2} m \omega^2 A^2 \quad (24.21)$$

ни сламиз, яъни тебранаётган жисмнинг тўла энергияси унинг массасига, тебраниш частотасининг квадратига ва амплитудасининг квадратига тўғри мутаносибдир.

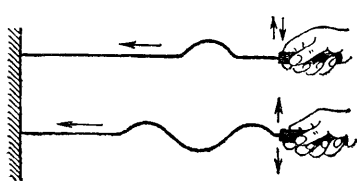
27.13-§. Тебрана ҳаракатнинг эластик муҳитда тарқалиши.

Балиқ қармоққа илинганда (қармоқни тортганда) сув сиртида қармоқ пўкаги атрофида ҳалқасимон тўлқинлар тарқалади. Қармоқ пўкаги билан бирга унга тегиб турган сув зарралари ҳам силжийди. Улар ўз навбатида ўзларига яқин жойлашган бошқа зарраларни ҳаракатга келтиради ва ҳ. к.

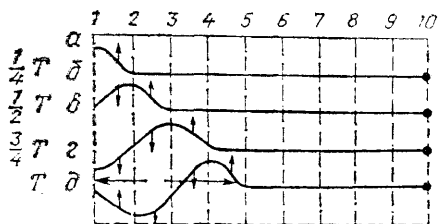
Агар таранг қилиб тортилган резина шнурнинг бир учи тебратилса, унинг зарралари билан худди юқоридагидек ҳодиса юз беради (24.13- расм). *Муҳитда тебранишларнинг тарқалиши тўлқин ҳаракат деб аталади.* Атрофдаги муҳитда тўлқин ҳаракатни вужудга келтирувчи тебранаётган жисм вибратор деб аталади.

Тўлқиннинг шнурда қандай ҳосил бўлишини батафсилроқ кўриб чиқамиз.

Агар шнурнинг биринчи нуқтаси тебрана бошлагандан кейин ҳар $1/4 T$ вақт ўтгач шнур ҳолатини белгилаб борсак, 27.14- б—д расмда кўрсатилган манзара ҳосил бўлади, a ҳолат шнурнинг биринчи нуқтаси тебрана бошлаган моментдаги ҳолатга мос келади. Унинг ўнта нуқтаси рақамлар билан белгиланган, пунктир чизиқлар эса шнурнинг айна бир нуқталари ҳар хил вақт мо-



24.13- расм.



24.14- расм.

ментида қаерда жойлашишини кўрсатади: стрелкалар тўлқиндаги нуқталарнинг ҳаракат йўналишини кўрсатади.

Тебраниш бошлангандан $\frac{1}{4} T$ вақт ўтгач, 1- нуқта юқоридаги четки ҳолатни эгаллайди, 2 нуқта эса эндигина ўз ҳаракатини бошлайди. Шнурнинг кейинги ҳар бир нуқтаси ўз ҳаракатини олдинги нуқтага қараганда кечикиб бошлагани учун 1—2 оралиқда нуқталар 24.14-б расмда кўрсатилгандек жойлашади. Яна $\frac{1}{4} T$ вақтдан сўнг 1-нуқта мувозанат ҳолатини эгаллайди ва пастга қараб ҳаракатланади, юқориги ҳолатни эса 2-нуқта эгаллайди (*в* ҳолат). Бу моментда 3-нуқта ўз ҳаракатини бошлайди, холос.

Бутун давр давомида тебраниш шнурнинг 5- нуқтасигача тарқалади (*д* ҳолат). *T* давр тугаши билан 1- нуқта юқорига ҳаракатланиб, ўзининг иккинчи тебранишини бошлайди. *У* билан бир вақтда 5- нуқта ҳам ҳаракатланади ва ўзининг биринчи тебранишини бошлайди. Кейинчалик бу нуқталар бир хил тебраниш фазасига эга бўлади. Шнурнинг 1—5 интервалдаги нуқталар мажмуи тўлқинни ҳосил қилади. Шнурнинг 1- нуқтаси иккинчи тебранишини тугатганда, ундаги 5—10 нуқталар ҳам ҳаракатга тортилади, яъни иккинчи тўлқин ҳосил бўлади.

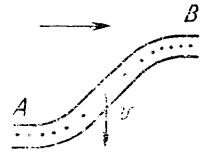
Агар бир хил фазага эга бўлган нуқталар ҳолатини кузатсак, фаза нуқтадан нуқтага ўтишини ва ўнг томонга ҳаракатланишини кўриш мумкин. Ҳақиқатан, агар *б* ҳолатда 1- нуқта $\frac{1}{4}$ фазага эга бўлса, *в* ҳолатда бу фазага 2- нуқта эга бўлади ва ҳ. к.

Фазаси маълум тезликда силжийдиган тўлқинлар югурувчи тўлқин деб аталади. Тўлқинларни кузатаётганда худди шу фазанинг тарқалиши, масалан, тўлқин дўнглигининг ҳаракати кўринади. *Тўлқин ҳаракатда муҳитнинг ҳамма нуқталари ўз мувозанат ҳолати атрофида тебранишни ва фаза билан биргаликда силжимаслигини қайд қилиб ўтамуз.*

24.14-§. Югурувчи тўлқин орқали энергиянинг кўчиши. Жисмнинг, масалан, маятникнинг сўнмас тебранишида энергиянинг умумий миқдори ўзгармай, кинетик энергиянинг камайиши билан унинг потенциал энергиясининг ортиши ва аксинча бўлишини юқорида кўрган эдик. Югурувчи тўлқинларда аҳвол бошқача бўлади.

Югурувчи тўлқинларнинг тарқалиши энергиянинг бир тебранувчи нуқтадан иккинчисига узатилиши билан боғлиқдир. Буни шундай мисолда кўриш мумкин. Сув сиртининг бирор нуқтасида, масалан, балиқнинг сакраши натижасида чайқалиш юз берса, шу ердан ҳамма томонга қараб тўлқинлар тарқалади. Бу тўлқинлар энергияни тўлқин ҳосил бўлган нуқтадан узоқроқдаги нуқталарга кўчиради ва тўлқин ўтгандан сўнг сув сирти тинчийди. Тўлқинлар узлуксиз тарқалиб туриши учун тўлқин ҳосил бўлаётган ердаги сув зарраларига янгидан-янги энергия бериб туриш керак. Масалан, қармоқ пўкагини ритмик равишда тортиб, сув сиртида қатор узлуксиз тўлқинларни ҳосил қилиш мумкин.

Югурувчи тўлқин орқали энергиянинг кўчиши бундай тўлқинда мувозанат ҳолатдан ўтувчи нуқталар бир вақтда кинетик ва потенциал энергиянинг энг катта қийматига эга бўлиши билан тушунтирилади. Буни шнур бўйлаб тарқалаётган югурувчи тўлқин мисолида кўрсатамиз.



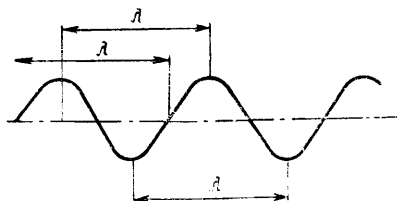
24.15- расм.

24.15- расмда шнурнинг тўлқин шу шнур бўйлаб ўнг томонга таралаётган қисми тасвирланган. Тинч турганда бу шнур горизонтал ҳолатни эгаллашини айтиб ўтишимиз керак. Шундай қилиб, шнур бўйлаб тўлқин тарқалганда A ва B нуқталар соҳасида шнур деформацияланган. C нуқтада эса силжиш деформацияси энг катта қийматга эга бўлган. Шунинг учун шнур эластик деформациясининг максимум потенциал энергияси шнурнинг турғун мувозанат ҳолатидан ўтувчи C нуқтасига тўғри келади.

Лекин C нуқта шнурнинг бошқа нуқталарига қараганда энг катта v ҳаракат тезлигига, яъни максимал кинетик энергияга ҳам эга. C нуқта пастга қараб ҳаракатлангани учун бир оздан кейин ўрта ҳолатни унга ўнг томондан энг яқин жойлашган нуқта эгаллайди ва энергиянинг максимуми шу нуқтага ўтади. У ўз навбатида бу энергияни кейинги нуқталарга узатади ва ҳ. к. Шундай қилиб, югурувчи тўлқинда энергиянинг узатилиши тебраниш фазасининг тарқалиш тезлигида юз беради. Назарий тўлқин олиб ўтган энергия муҳитнинг зичлигига, тебраниш амплитудасининг квадратига ва улар частоталарининг квадратига тўғри пропорционал эканлигини кўрсатади (24.12- § га қ.).

24.15- §. Кўндаланг ва бўйлама тўлқинлар. 24.14- расмда кўрсатилган шнурда ҳосил бўлувчи тўлқинларга яна қайтамиз. Кўриниб турибдики, тўлқин ўнг томонга, шнурнинг ҳар бир нуқтаси эса мувозанат ҳолати атрофида юқорига ва пастга ҳаракат қилади. *Муҳит зарраларининг тебраниш йўналиши тўлқин тарқалиш йўналишига перпендикуляр бўлган тўлқинлар кўндаланг тўлқинлар деб аталади.* Бу тебранишлар қатор алмашилиб келувчи дўнглик ва чуқурликлардан иборат (24.16- расм).

Шнур бўйлаб тўлқин тарқалганда унда силжиш деформацияси ҳосил бўлиши ва бунинг натижасида жисмнинг шакли ўзгариши ҳақида юқорида гапирилган эди. Шаклнинг ўзгариши эластик қайтарувчи кучнинг ҳосил бўлиши билан кузатиладиган ҳолдагина кўндаланг тўлқинлар мавжуд бўлиши мумкин. Бундай хусусиятга фақат қаттиқ жисмлар ва суюқлик сирти эга бўлганидан, *кўндаланг тўлқинлар фақат қаттиқ жисмларда ва суюқликларнинг сиртидан ҳосил бўлиши мумкин* (24.17- расм).



24.16- расм.

Табиатда бошқа кўри-



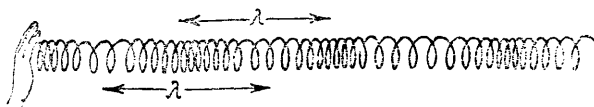
24.17- расм.

нишдаги тўлқинлар ҳам мавжуд. Агар горизонтал ҳолда осилган узун пружина олиб, уни 24.18- расмда кўрсатилганидек ўқи йўналишида бир учидан туртиб юборсак, пружина бўйлаб ўрамларнинг зичлашиши ва сийраклашиши кўринишида тўлқинлар тарқалади. Бу мисолда тўлқин ўнг томонга тарқалади, пружинанинг ҳар бир ўрами эса унинг ўқи бўйлаб тебранади. *Муҳит зарраларининг тебраниши тўлқиннинг тарқалиш йўналишида бўлган тўлқинлар бўйлама тўлқинлар деб аталади.* Бундай тўлқинда зарралар силжиши уларнинг марказларини бирлаштирувчи тўғри чизик бўйлаб юз беради, яъни ҳажм ўзгаришини юзага келтиради. Ҳажм ўзгарганда қайтарувчи кучлар фақат қаттиқ жисм ва суюқликларда эмас, балки газларда ҳам ҳосил бўлганидан, *бўйлама тўлқинлар қаттиқ жисмларда, суюқликларда ва газларда ҳосил бўлиши мумкин.*

24.16- §. Тўлқин ва нур. Тўлқин узунлиги. 24.17- расмда тўлқиннинг сув устида қандай тарқалиши кўрсатилган. Оқ доиралар тўлқин дўнглигини, яъни мувозанат ҳолатидан максимал силжиган нуқталар мажмуини тасвирлайди. Бу нуқталарнинг ҳаммаси бир хил фазада тебранади.

Тўлқинлар муҳит сирти бўйлаб эмас, балки унинг ичида тарқалганда бир хил фазада тебранаётган нуқталар мажмуи у ёки бу шаклдаги сиртни ҳосил қилади. Агар муҳит изотроп бўлса, яъни унда фазанинг тарқалиш тезлиги ҳамма йўналишлар бўйлаб бир хил бўлса, бу сирт сфера шаклига эга бўлади. Бундай тўлқинлар сферик тўлқинлар деб аталади.

Бу хил фазада тебранаётган тўлқин нуқталарининг узлуксиз геометрик ўрни тўлқин сирт деб аталади (масалан, 24.17- расм-



24.18- расм.

даги оқ доиралар). Тўлқин сиртнинг олдинги, яъни тўлқин ҳосил қилувчи манбадан энг кўп узоқлашган қисми т ў л қ и н ф р о н т и деб аталади.

Тўлқин fronti тарқаладиган чизиқ н у р дейилади. Изотроп муҳитда нур ҳар доим тўлқин сиртга нормал (перпендикуляр) эканлигини тушуниш қийин эмас. Изотроп муҳитда ҳамма нурлар тўғри чизиқдан иборат бўлади. Тўлқин манбаи жойлашган нуқтани тўлқин фронтининг исталган нуқтаси билан бирлаштирувчи ҳар бир тўғри чизиқ бу ҳолда нурни ҳосил қилади.

Бундай муҳитда тўлқин fronti доимий тезлик билан силжийди, шунинг учун тўлқин ҳосил қилувчи манбанинг бир тебраниш даври ичида тўлқин fronti аниқ λ масофага силжийди. Тўлқинда ҳар бир нуқта муайян мажбурий тебранишлар бажаргани учун бу тебранишларнинг частотаси тўлқин манбанинг тебраниш частотасига тенг бўлади.

Муҳитнинг турига ва тебраниш частотасига боғлиқ равишда тўлқин сиртнинг бир давр ичида силжишини характерловчи λ катталиқ тўлқин узунлиги деб аталади. Тўлқин узунлиги тўлқин манбаининг бир тебраниш даври ичида тўлқин сирт силжийдиган масофа билан ўлчанади. Бошқа сўз билан айтганда, 24.13- § да айтилганларни ҳисобга олган ҳолда тўлқин узунлиги битта нурда ётган югурувчи тўлқиннинг бир хил фазада тебранувчи энг яқин икки нуқтаси орасидаги масофадан иборат дейиш мумкин. (Битта нурда ётган югурувчи тўлқиннинг бир хил фазада тебранувчи ҳар қандай икки нуқтаси орасидаги масофада ҳар доим тўлқин узунликларининг бутун сони ёки ярим тўлқин узунликларининг жуфт сони ётишини қайд қилиб ўтамиз. Агар нурда қарама-қарши фазада тебранаётган икки нуқта олинса, улар орасидаги масофада ҳар доим ярим тўлқинларнинг тоқ сони ётади.)

Қўндаланг тўлқинларда (24.16- расм) тўлқин узунлиги икки энг яқин дўнглик ёки чуқурликлар орасидаги масофа билан аниқланади. Бўйлама тўлқинларда (24.18- расмга қ.) икки қўшни зичлашиш ёки сийраклашиш марказлари орасидаги энг қисқа масофа тўлқин узунлиги бўлиб хизмат қилади.

24.17- §. Тўлқинларнинг тарқалиш тезлиги ва унинг тўлқин узунлиги ҳамда тебраниш даври (частотаси) билан боғланиши. Тебранишлар муҳитда тарқалганда фаза силжиши юз беришини эслаймиз (24.13- § га қ.). *Эластик муҳитда тебранишларнинг тарқалиш тезлиги тўлқиннинг фазавий тезлиги деб аталади.* Изотроп муҳитдаги v фазавий тезлик ўзгармас бўлгани учун уни тўлқиннинг фаза силжишини шу силжиш учун кетган вақтга бўлиб топиш мумкин. T вақт ичида тўлқин фазаси λ масофага силжиганидан,

$$v = \frac{\lambda}{T}. \quad (24.22)$$

$$T = \frac{1}{\nu} \text{ бўлгани учун}$$

$$v = \lambda v. \quad (24.23)$$

Фазавий тезлик фақат муҳитнинг физик хусусияти ва унинг ҳолати билан аниқланиши топилган. Шунинг учун берилган муҳитдаги турли тебраниш частотасига эга бўлган механик тўлқинлар бир хил тезлик билан тарқалади (бу фақат тебраниш частоталари орасидаги фарқ катта бўлмагандагина тўғри бўлиши қайд қиламиз).

Шундай қилиб, берилган муҳитда маълум v тебраниш частотасига λ тўлқин узунлигининг биттагина қиймати тўғри келади. Бу ҳолда (24.23) формуладан кўриниб турганидек, катта частотага муҳитдаги қисқа тўлқинлар мос келади. Бу муҳитдаги тўлқинларни ундаги зарраларнинг тебраниш частотаси (даври) билан эмас, балки λ тўлқин узунлиги билан характерлаш имконини беради. Бу ерда шуни эсда тутиш керакки, тўлқин бир муҳитдан бошқа муҳитга ўтганда ундаги зарраларнинг v частотаси ва T тебраниш даври ўзгармасдан қолади, λ тўлқин узунлиги эса v тезликнинг ўзгаришига мос равишда ўзгаради. Демак, таққосланаётган тўлқинлар айни бир муҳитда тарқалаётган вақтдагина тўлқинларни уларнинг узунлиги билан характерлаш мумкин.

24.18-§. Бир тўғри чизиқда содир бўлаётган тебранишларни қўшиш. Амалда кўпинча тебранишларнинг бир-бирига қўшилиши юз беради. Масалан, агар полда ҳар хил тезликда айланаётган икки электродвигатель турган бўлса, у ҳолда ҳар бир двигателнинг алоҳида ишлашидан ҳосил бўладиган тебранишларнинг қўшилиши натижасида полда мураккаб тебраниш рўй бери. Натижавий тебраниш ўз кўриниши жиҳатидан анча мураккаб бўлиши мумкин.

Бир тўғри чизиқ бўйлаб юз бераётган бир хил частотали гармоник тебранишларни қўшишни кўриб чиқамиз. Бундай тебранишларни график усулда қўшиш мумкин.

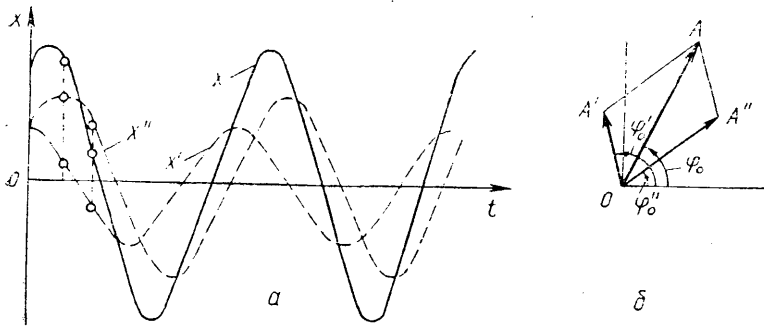
x' ва x'' силжишларнинг t вақтга боғлиқлик графиги берилган ҳолда натижавий тебранишларнинг силжиш графигини ҳар бир вақт моментидagi x' ва x'' силжишларни алгебраик қўшиш йўли билан топиш мумкин (24.19-а расмда B ва C нуқталар учун шундай қўшиш кўрсатилган). Демак, ҳар бир нуқтадаги натижавий силжиш қуйидаги муносабат орқали аниқланади:

$$x = x' + x''. \quad (24.24)$$

Шу йўл билан олинган x ординаталарнинг учларини силлиқ эгри чизиқ билан бирлаштириб натижавий тебранишлар графигини оламиз.

24.19-а расмдан кўриниб турибдики, бир хил частотали гармоник тебранишлар қўшилганда худди шундай частотали гармоник тебраниш ҳосил бўлади. Бундай тебранишларни график чизмасдан осонгина қўшиш мумкин.

Айтайлик, қўшилаётган тебранишлар қуйидаги тенгламалар билан аниқлансин:



24.19- расм.

$$x' = A' \sin(\varphi_0' + 2\pi\nu t) \text{ ва } x'' = A'' \sin(\varphi_0'' + 2\pi\nu t).$$

Тебранишлар назариясида

$$x = A \sin(\varphi_0 + 2\pi\nu t)$$

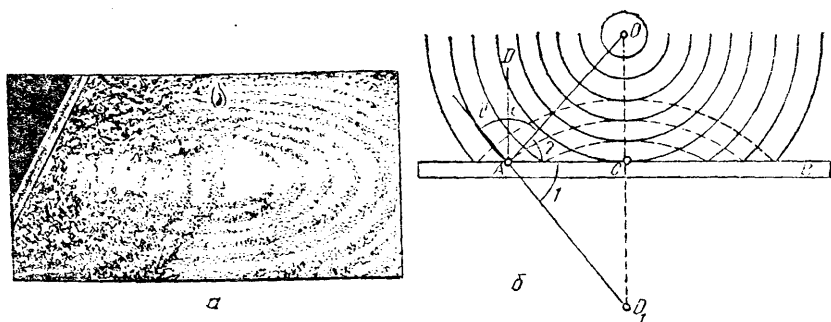
натижавий тебранишнинг амплитудаси ва бошланғич фазасини, A' ва A'' амплитудаларни қуйидагича вектор қўшиш билан топиш мумкинлиги исбот қилинади:

$$A = A' + A''. \quad (24.25)$$

Бу қуйидагича бажарилади. Ихтиёрий O нуқтадан (24.19-б расм) горизонтал тўғри чизиқ ўтказилиб, шу нуқтадан бошланғич фазалар ҳисобланади. O нуқтадан ҳолатлари φ_0' ва φ_0'' бошланғич фазалар билан аниқланувчи A' ва A'' векторлар ўтказилади. Натижавий тебранишнинг A амплитудаси A' ва A'' векторлар асосида ясалган параллелограммнинг диагоналидан иборат бўлиб φ_0 бурчак натижавий тебранишнинг бошланғич фазасини аниқлайди. Графиги 24.19-а расмда тасвирланган тебранишларни қўшиш 24.19-б расмда кўрсатилган.

Шуни қайд қилиб ўтамизки, A' , A'' ва A векторлар қўшилувчи ва натижавий тебранишларнинг ҳаракатчан радиуслари бўлиб, уларни фақат шартли равишда векторлар деб аталади, чунки улар физик катталиқ сифатида вектор тушунчасига ҳеч қандай алоқаси йўқ. 24.19-б расмда улар бошланғич вақт momentiда тасвирланган. (Бу векторлар ω бурчак тезлик билан (соат стрелкасига қарши) айланганда, уларнинг вертикал тўғри чизиқдаги проекцияси тегишли тебранишларнинг силжишини аниқланишини кўрсатинг.)

24.19- §. Тўлқинларнинг қайтиши. Тўлқиннинг қайтиш ҳодисасини қуйидаги тажриба ёрдамида кузатиш мумкин. Чизғични қирраси сув сиртига салгина чиқиб турадиган қилиб жойлаштирамиз (24.20-а расм) ва томчилар томизиш орқали шу сиртда тўлқинлар ҳосил қиламиз. У ҳолда чизғич қиррасида тўлқинларнинг қайтиши юз бераётганлиги кўринади. Бунда қайтган тўл-



24.20- расм.

қинлар гўё қайтарувчи сиртга (чизғичга) нисбатан O нуқтага симметрик жойлашган O_1 нуқтадан тарқалмаётгандек бўлади.

24.20- б расмда O нуқтадан тарқалиб, ABc сиртдан қайтган тўлқинларнинг схемаси кўрсатилган. Тўлқинларнинг A нуқтадан қайтишини кўрамыз. OA нур — тушувчи нур, O_1A нур эса қайтган нур дейилади. Тушаётган нур билан нур тушаётган нуқтадан тўлқинлар тушаётган сиртга ўтказилган AD перпендикуляр орасидаги бурчак i тушиш бурчаги деб аталади, қайтган нур билан ўша перпендикуляр орасидаги i' бурчак эса қайтиш бурчаги деб аталади.

Схемадан тушувчи нур, қайтувчи нур, A нуқтадаги AD перпендикуляр бир текисликда (расм текислигида) жойлашганлиги кўриниб турибди.

i ва i' бурчаклар бир-бирига тенглигини кўрсатамиз. O ва O_1 нуқталарнинг симметриклигидан ($OC = O_1C$), OAC ва O_1AC учбурчаклар бир-бирига тенг, шунинг учун $\angle 1 = \angle 2$. $\angle i + \angle 2 = 90^\circ$ бўлганидан, $\angle i + \angle 1 = 90^\circ$. Бу $\angle i = \angle i'$ эканлигини билдиради.

Демак, қайтган тўлқинлар икки қонунга бўйсунди:

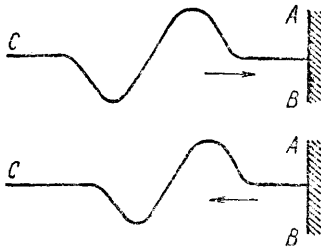
1. Тушаётган нур ва қайтган нур нурнинг тушиш нуқтасида қайтарувчи сиртга ўтказилган перпендикуляр билан бир текисликда ётади.

2) Нурнинг қайтиш бурчаги унинг тушиш бурчагига тенг:

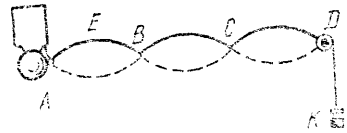
$$\angle i' = \angle i. \quad (24.26)$$

Икки муҳитнинг ажралиш чегарасида, умуман айтганда, тўлқинлар фақат қайтиб қолмасдан, балки уларнинг бошқа муҳитга ўтиши ҳам юз беради. Масалан, ҳаво-сув чегарасида бўйлама тўлқинлар сувдан ҳавога ва аксинча, ҳаводан сувга ўтиши мумкин.

Амалда қайтишнинг икки типик кўриниши кўрсатилади. Кўндаланг тўлқин S шнур бўйлаб дўнглик қисми олдида бўлган ҳолда тарқалаётган бўлсин. AB сиртдан қайтгандан кейин эса тўлқин чуқурлик қисми олдида бўлган ҳолда тарқалсин (24.21-расм). Бундай ҳол ярим тўлқин йўқотиб қайтиш деб аталади, чунки қайтгандан кейин тўлқин фронтида тебраниш



24.21- расм.



24.22- расм.

фазаси тескарисига ўзгариб қолади. Тўлқинлар қаттиқ сиртдан, масалан, резина шнурда тарқалаётган тўлқинлар шнур боғланган нуқтадан шундай қайтади.

Қайтишда тебраниш фазаси сақланса, ярим тўлқин йўқолиши юз бермайди. Бундай ҳол ярим тўлқин йўқотмасдан қайтиш деб аталади. Агар бунда тўлқин қайтгунча дўнглик олдинда борган бўлса, қайтгандан кейин ҳам дўнглик олдинда бўлади.

24.20- §. Турғун тўлқинлар. Тўлқинлар қайтганда тебранишларнинг қўшилиши ҳодисаси юз беради. 24.20- а расмда қайтган тўлқинларнинг асосий тўлқинларга қўшилиши кўрсатилган. Бу ҳол сув сиртининг ҳар бир нуқтаси тўлқинлар бир-бирига қўшилаётган жойда мураккаб тебраниш бажаришини кўрсатади.

Агар *D* блокдан ўтказилган ипнинг учига (24.22- расм) кичик *K* тошча осиб, ипнинг иккинчи учини қўнғироқнинг болғачасига боғлаб қўйсақ, у ҳолда болғача тебранганда ип бўйлаб тўлқинлар тарқалади ва улар *D* нуқтада қайтгандан кейин қўнғироқча қайтиб боради. Қайтган тўлқинларнинг асосий тўлқинларга қўшилиши натижасида турғун тўлқинлар ҳосил бўлади. Фаза силжишига эга бўлмагани учун ушбу тўлқинлар шундай ном олган. Бу вақтда ипда тебранмайдиган нуқталар аниқ кўриниб туради. Бу нуқталар тугунлар деб аталади (*A*, *B*, *C* ва *D*). Ипнинг тебранишини кузатиб, энг яқин тугунлар орасидаги ҳамма нуқталар бир хил амплитуда билан тебранишини кўриш мумкин. Ипдаги тебраниш амплитудалари максимал бўлган бундай нуқталар дўнгликлар деб аталади. Масалан, 24.22- расмдаги *E* нуқта дўнгликдир.

Ипни кузатишни давом эттириб, тугун ва дўнгликлар ҳамма вақт ипнинг айни бир жойларида бўлишини кўриш мумкин. Қўшни тугунлар орасидаги масофа турғун тўлқин узунлигининг ярмини ташкил этади. *Ипдаги қўшни ярим тўлқин нуқталарининг фазалари доим қарама-қарши* бўлар экан. Агар бирор вақт моментида ип узлуксиз чизиқ билан тасвирланган ҳолатни эгалласа, ярим даврдан сўнг у пунктир билан кўрсатилган ҳолатни олади.

Турғун тўлқинда югурувчи тўлқинда кузатиладиган энергия кўчиши бўлмайди: *чорак тўлқин узунлигида жойлашган ҳамма*

нуқталар энергияларининг йиғиндисиди, гарчи бу нуқталар орасида энергия алмашинуви бўлса-да, ўзгармайди. Бу, асосий тўлқин ва қайтган тўлқин энергияни қарама-қарши йўналишда олиб ўтиши билан тушунтирилади.

Тўлқин манбадан тўлқин қайтадиган тўсиққача бўлган ма-софада чорак тўлқин узунлиги бутун сон марта жойлашсагина, турғун тўлқинлар ҳосил бўлишини қайд қилиб ўтамиз.

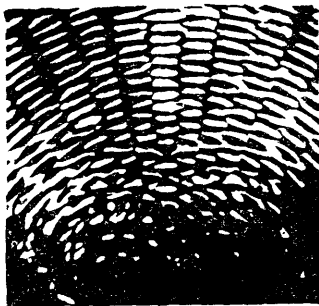
24.21- §. Тўлқинлар интерференцияси. Сув сиртида иккита ҳар хил нуқтадан тарқалаётган тўлқинларни кўз олдимизга келтираемиз. Бу тўлқинлар улар учрашган ва ўзаро кесишган нуқталарда бир-бирига қўшилади. Лекин тўлқинларнинг ҳар бири учрашиш жойидан ўтгандан кейин худди бошқа тўлқин билан учрашмагандек тарқалишни давом эттиради. Бу ҳол бир манбадан чиқиб фазода тарқалаётган тўлқин унда бошқа тўлқинларнинг тарқалишига ҳалақит бермаслигини билдиради. Агар ҳар хил манбадан келаётган тўлқинлар ҳар бир нуқтада бир тўғри чизиқ бўйлаб юз берувчи тебранишларни ҳосил қилса, у ҳолда бундай тўлқинлар қўшилганда ҳар бир нуқтанинг силжиши алоҳида тўлқинлар ҳосил қилган силжишларнинг алгебраик йиғиндисига тенг бўлади. Тўлқинларнинг бундай хусусияти с у п е р п о з и ц и я деб аталади.

Муҳитда ҳар хил тебраниш частотасига эга бўлган тўлқинлар тарқалганда ҳар бир нуқтанинг тебраниши гармоник тебраниш бўлмайди. Муҳитнинг ҳар бир нуқтасида икки тебранишнинг фазалар фарқи вақт ўтиши билан узлуксиз ўзгаради ва турғун натижавий тебраниш ҳосил бўлмайди.

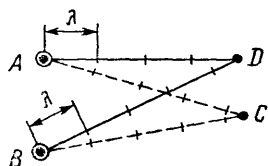
Бир хил тебраниш частоталарига эга бўлган тўлқинлар тарқалганда бошқача манзара ҳосил бўлади. *Бир хил частота билан тебранаётган ва бутун тебраниш вақти давомида фазалар фарқи ўзгармай сақланиб қоладиган тўлқинлар манбаи когерент тўлқинлар манбаи деб аталади.* Бундай манбаларнинг бирор муҳитда ҳосил қилган тўлқинлари когерент тўлқинлар деб аталади. Муҳитнинг ҳар бир нуқтасида когерент тўлқинлар ҳосил қилган тебранишларнинг фазалар фарқи ҳамма вақт ўзгармас бўлиб қолади.

Бирор муҳитда тарқалаётган когерент тўлқинлар қўшилганда, муҳит нуқталари тебранишларининг турғун манзараси ҳосил бўладигани, унда баъзи нуқталар катта амплитуда билан, бошқалари кичик амплитуда билан тебранаётганини кўриш мумкин. *Когерент тўлқинларнинг қўшилиши натижасида муҳитнинг ҳар хил нуқталарида тебранишларнинг ўзаро бир-бирини кучайтириш ва сусайтириш ҳодисаси интерференция деб аталади.* Муҳит нуқталари тебранишларининг интерференцион манзарасига шнурдаги турғун тўлқинлар мисол бўла олади, чунки бу ҳолда асосий ва қайтган тўлқинлар когерентдир.

Интерференция ҳодисасини кузатишда муҳит нуқталарининг гармоник тебранишларини ҳосил қилувчи когерент манбалардан фойдаланиш жуда қулай эканлигини қайд қилиб ўтамиз. Бу ҳолда нуқталарнинг тўлқинларнинг қўшилиши натижасида ҳо-



24.23- расм.



24.24- расм.

сил бўлган натижавий тебранишлари гармоник тебранишлардан иборат бўлади ва уларни тавсифлаш учун 24.18- § да келтириб чиқарилган муносабатлардан фойдаланиш мумкин.

Хусусан, муҳитнинг бирор нуқтасида қарама-қарши фазали бундай тўлқинлар қўшилганда ҳосил бўладиган натижавий тўлқиннинг тебраниш амплитудаси, қўшилувчи тебранишлар амплитудаларининг айирмасига тенг, бир хил фазали тўлқинлар қўшилганда эса нуқтанинг тебраниш амплитудаси қўшилувчи тебранишлар амплитудаларининг йиғиндисига тенг бўлади. Агар бир хил амплитудали тебранишлар қўшилаётган бўлса, биринчи ҳолда нуқта ўзининг тинч ҳолатини сақлайди, иккинчи ҳолда эса иккиланган амплитуда билан тебранади. Турғун тўлқиндаги тугун ва дўнгликлар бундай нуқталарга мисол бўлади (24.22-расмга қ.). Сув сиртидаги когерент тўлқинлар интерференцияси 24.23- расмда кўрсатилган. Бунда нуқталари тебранмайдиған чизиқлар кўриниб турибди.

24.24- расмда бир хил фазага эга бўлган ва муҳитда λ узунликли тўлқин ҳосил қилаётган иккита когерент A ва B манбалар тасвирланган. Муҳит бир жинсли бўлганда танланган, масалан, D нуқтадан тебранишлар манбаигача бўлган масофа тўлқин йўли деб аталади. Бир жинсли муҳитда тўлқин йўли тўлқин фронтининг тўлқин манбаидан танланган нуқтагача босиб ўтган геометрик йўлига мос келишини қайд қилиб ўтамиз.

Тўлқинлар интерференцияланганда муҳитнинг қандай нуқталарида тебранишлар амплитудаси энг катта (ёки энг кичик) бўлишини аниқлаш учун қуйидаги усулдан фойдаланилади. Тўлқин манбаидан танланган нуқтагача бўлган тўлқин йўллариининг фарқи, яъни $(BD - AD)$ топилади ва бу фарқда қанча тўлқин узунлик жойлашиши аниқланади. Агар унда тоқ сондаги ярим тўлқин жойлашса, яъни тўлқинлар манбалардан D нуқтага қарама-қарши фазаларда келса, у ҳолда кузатилаётган нуқтада тебранишларнинг максимал сусайиши юз беради. Агар тўлқин йўллари фарқи ярим тўлқинларнинг жуфт сонига (ёки нолга)

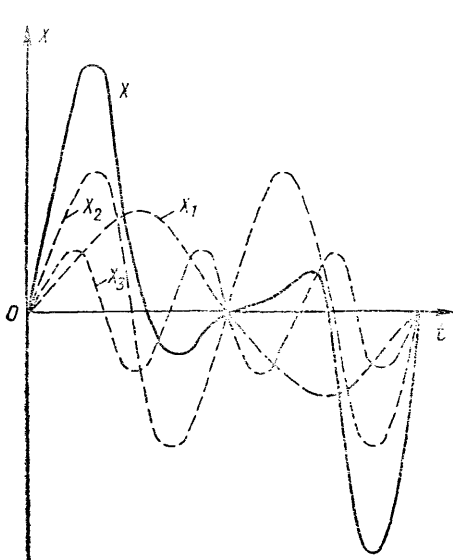
тенг бўлса, танланган нуқтада тебранишларнинг максимал кучайиши юз беради.

D нуқта учун тўлқин йўллари фарқида $\lambda/2$ жойлашади, шунинг учун унда тебранишларнинг максимал сусайиши юз беради. C нуқта учун ($BC - AC$) тўлқин йўллари фарқи нолга тенг. Бу ҳол тебранишлар ушбу нуқтада бир хил фазада қўшилишини, яъни тебранишларнинг максимал кучайишини билдиради. (24.18- § ёрдамида юқорида келтирилган усулнинг тўғрилигини исботланг.)

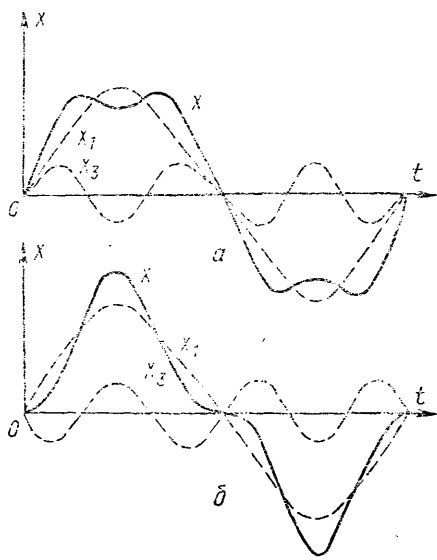
Хулоса қилиб шуни айтамызки, бирор ҳодисада интерференциянинг кузатилиши унинг тўлқин характерга эга эканлигидан далолат беради.

24.22- §. Частотаси каррали бўлган тўлқинларни қўшиш. Мураккаб тебранишларни гармоник ташкил этувчиларга ажратиш. 24.18- § да бир хил частотали гармоник тебранишларни қўшиш қўрилган эди. Амалда частоталари каррали бўлган бир неча тўлқинларнинг қўшилишидан ҳосил бўлган тўлқинларни қўшиш масаласи тез-тез учраб туради. Бундай тўлқинларни график усули билан қўшиш мумкин (24.25- расм). Бу ҳолда шуни эътиборга олиш керакки, агар тебранишлар битта тўғри чизиқ бўйлаб юз бераётган бўлса, натижавий тебранишнинг ҳар бир вақт моментидаги силжиши қўшилаётган тебранишларнинг x_1, x_2, x_3 ва ҳоказо силжишларининг алгебраик йиғиндисига тенг бўлади.

24.25- расмда частоталари каррали $x_1 = A_1 \sin \omega t, x_2 = A_2 \sin 2\omega t, x_3 = A_3 \sin 3\omega t$ ($A_2 = 1,5 A_1$ ва $A_3 = 0,7 A_1$ ҳол учун бўлган учта гармоник тебранишлардан ташкил топган x мураккаб тебранишнинг қўшилиши кўрсатилган минимал частотали тебраниш (24.25- расмда



24.25- расм.



24.26- расм.

ω) биринчи гармоника деб аталади, каррали частотали тебранишлар (2ω , 3ω ва ҳоказо) юқори гармоникалар дейилади.

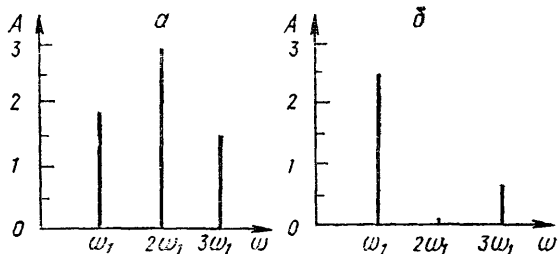
Каррали частотали синусоидал тебранишларнинг қўшилиши натижасида даври биринчи гармониканинг даврига мос келувчи синусоидал бўлмаган даврий тебраниш ҳосил бўлади (24.25-расм қаранг), чунки биринчи гармониканинг битта даврига ҳар бир юқори гармоникалар даврининг бутун сони тўғри келади. (Шундай бўлишини кўрсатинг.) Мураккаб тебранишнинг шакли унинг таркибига кирувчи гармоникаларнинг қанча бўлиши, уларнинг частоталари, амплитудалари ва фазалари қандай бўлишига қараб турли бўлиши мумкин. 24.26-расмда биринчи ва учинчи гармоникалардан иборат: а) $x_1 = A_1 \sin \omega t$, $x_3 = A_3 \sin 3\omega t$; б) $x_1 = A_1 \sin \omega t$, $x_3 = A_3 \sin (3\omega t + \pi)$ ($A_3 = 0,25 A_1$ ҳол учун) икки тебранишни қўшишга мисол келтирилган 24.26-б расмдаги учинчи гармоника ўз даврининг ярмига силжиган.

Куйидаги тескари масалани ечиш мумкин эмасмикан деган савол туғилади: берилган гармоник бўлмаган тебранишни гармоник тебранишларнинг йиғиндиси кўринишида ифода қилиш, яъни мураккаб тебранишни гармоник ташкил этувчиларга ажратиш мумкин эмасмикан? Мумкин экан. Фурьеннинг математик теоремасига кўра T даврга эга бўлган ҳар қандай даврий тебранишни частоталари $\omega_1 = 2\pi/T$, $\omega_2 = 2\omega_1$, $\omega_3 = 3\omega_1$ ва ҳоказо бўлган (уларга тегишли амплитуда ва фазаларни ҳисоблаган ҳолда) гармоник ташкил этувчилар йиғиндисидан иборат деб қараш мумкин. Бундай усул мураккаб тебранишларни ўрганишга имкон беради, чунки бу гармоникаларнинг ҳар бирига гармоник тебранишларнинг қонунларини тадбиқ этиш мумкин.

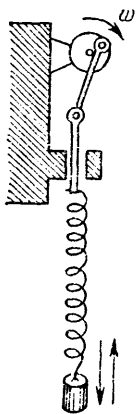
Одатда мураккаб тебранишларнинг гармоник ташкил этувчиларининг фазалари аҳамиятсиз бўлиб, уларнинг частота ва амплитудаларини билиш муҳимдир. Бу частота ва амплитудаларнинг мажмуи синусоидал бўлмаган тебранишнинг гармоник спектри деб аталади. Спектрларни график кўринишида тасвирлаш қулай (24.27-расм). Горизонтал ўқ бўйлаб частоталар (ёки гармоника номери), ордината ўқи бўйлаб эса уларнинг амплитудаси қўйилади.

24.27-а расмда 24.25-расмда тасвирланган тебраниш спектри, 24.27-б расмда эса 24.27-а, б расмларда тасвирланган тебранишлар спектри кўрсатилган. Тебраниш шаклини спектрдан аниқлаш мумкин эмас.

Масалан, 24.26-а, б расмларда тасвирланган тебранишлар бир хил спектрларга эга (24.27-б расмга қаранг). Бинобарин, спектрдан ҳар бир гармоника энергиясини аниқлаш мумкин (24.12-§ даги



24.27- расм.



24.28- расм.

24.21 га қаранг). Мураккаб тебранишни характерлаш учун шунинг ўзи етарли бўлади.

24.23- §. Мажбурий тебранишлар. Механик резонанс ва унинг техникадаги роли. Пружинали маятникни кривошип механизмга улаймиз (24.28-расм). Механизмни ишга туширмасдан олдин маятникни вертикал йўналишда тебратамиз ва унинг эркин тебранишлар сонини ҳисоблаймиз. Қаршилиқ кучлари кам бўлганда у (24.16) ифодадан аниқланувчи тебранишларнинг хусусий частотаси билан мос келади.

Энди маятникни тўхтатамиз ва механизмни ω бурчак тезликда текис айлантира бошлаймиз. Пружинанинг механизмга уланган нуқтаси юқорига ва пастга қараб илгариланма-қайтувчан ҳаракат қила бошлайди ва маятникка ω доиравий частота билан даврий ўзгарувчи ташқи куч таъсир этади. Бир куч таъсирида маятник ўша ω частота билан сўнмас мажбурий тебранишлар қила бошлайди.

Энди мажбур этувчи кучнинг ω частотасини ўзгартирамиз ва ҳаракат тиклангач маятникнинг мажбурий тебранишлар амплитудасини (A) ўлчаймиз.

Механизм жуда секин ҳаракатланганда (ω кичик) маятник чайқалмасдан ўзи осилган нуқта билан бирга унча катта бўлмаган баландликка кўтарилиб ва пастга тушиб ҳаракат қила бошлайди. ω ортиши билан маятникнинг чайқалиб тебраниши кучая бошлайди ва мажбурий тебранишларнинг ω частотаси биз ўлчаган эркин тебранишлар частотасига яқинлашганда A амплитуда кескин ортади ва частоталар тенглашганда максимал қийматга эришади (24.29- расм, 1- эгри чизиқ) ω нинг янада ортиши билан A амплитуда тез камаяди. Механизм жуда тез айланганда (ω жуда катта) маятник ўз инертлиги туфайли амалда қўзғалмайди.

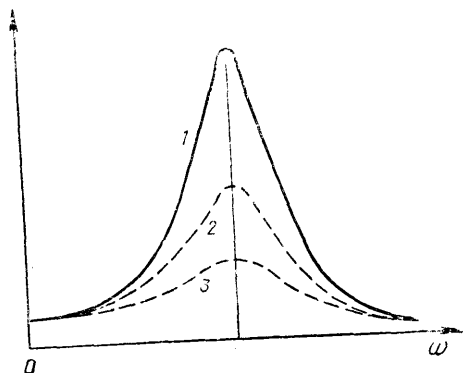
Системанинг резонанс частотаси деб мажбур этувчи кучнинг шундай частотасига айтиладики, у ортганда ёки камайганда ҳам системанинг мажбурий тебранишлари амплитудаси камаяди. Мажбур этувчи кучнинг частотаси системанинг резонанс частотасига яқинлашганда системанинг мажбурий тебранишлар амплитудаси кескин ортиб кетиш ҳодисаси резонанс деб аталади.

Системанинг резонанс частотаси унинг эркин тебранишларининг частотасига тенг; қаршилиқ кучлари кичик бўлганда у хусусий частотага тенг бўлади деб ҳисоблаш мумкин (24.29- расмда ω_0).

Агар маятникнинг осилиш нуқтасини унинг эркин тебранишига мос ҳолда даврий чайқатсак, резонанс ҳодисасини илга осилган маятник ёрдамида ҳам кузатиш мумкин. Ҳалимчакда учганимизда биз уни эркин тебранишига мос равишда чайқаймиз. Акс ҳолда у тўхтайд.

Маятникни сувли стаканга солиб 24.28- расмда кўрсатилган

тажрибани такрорлаймиз Қаршилик кучи таъсирида тебраниш амплитудаси резонанс соҳасида кучли камаяди (24.29-расмда 2-эгри чизиқ) ва эркин тебранишлар частотаси камайганлиги учун резонанс частота бироз камаяди. Агар маятникни глицеринга тушириб қаршиликни янада орттирсак резонанс кучсиз бўлса-да намоён бўлади (24.29-расмда 3-эгри чизиқ).



24.29- расм.

Маълум бўлишича, система тебранишлар амплитудасининг қиймати резонанс вақтида муҳитнинг қаршилик ва ишқаланиш кучларига кучли боғлиқ бўлар экан. Бу кучлар қанча кичик бўлса, системанинг тебраниш амплитудаси шунча катта бўлади. Қаршилик кучлари кичик бўлганда резонанс ҳодисасида тебраниш амплитудаси айниқса катта бўлади. Бунда резонанс тебранишлар бутун тебранувчи системани бузиб юбориши мумкин.

Мажбур этувчи куч фақат маълум даврга эга бўлгандагина мажбурий тебранишлар амплитудаси кучли ортиб кетадиган жисм резонатор деб аталишини қайд қилиб ўтаемиз. Агар қандайдир муҳитда тарқалаётган тўлқинлар йўлига ҳар хил резонаторлар жойлаштирилса, хусусий тебранишлар даври тўлқин тебраниш даври билан мос келган резонаторгина катта амплитуда билан тебрана бошлайди. Ўзгарувчан токнинг номаълум частотасини ўлчайдиган частота мернинг тузилиши шу принципга асосланган.

Бу асбобда учларида юкчалари бўлган эластик пластинкалар (тилчалари) умумий тахтачага маҳкамланиб жойланади. Пластинкалар турли хусусий тебраниш частоталарга эга бўлиб, улар частоталарининг ортиши тартибида жойланади. Электромагнит орқали частотаси номаълум бўлган ўзгарувчан ток ўтказилади. Унинг таъсирида пластинкали тахтача ток частотасига тенг частотада мажбурий тебранишлар қила бошлайди. Хусусий частотаси тахтачанинг тебраниш частотасига тенг бўлган пластинка резонанс натижасида кучли тебранади. Бу эса ток частотасини аниқлашга имкон беради.

Табиатда ва техникада резонанснинг амалий аҳамияти жуда катта. Резонанс фақат механик ҳодисалардагина учрамайди. Унда электротехникада, оптикада ва ядро физикасида ҳам фойдаланилади. Радиоприёмник, телевизор ва ҳоказоларнинг ишлаши резонанс ҳодисасига асосланган.

Резонанс кўпинча зарар ҳам келтиради. Масалан, маълум товуш частоталарида баъзан радиоприёмник корпуси титрайди, ритмик равишда ишлайдиган машиналар ўрнатилган фундамент-

лар муддатидан илгари емирилади ва ҳоказо. Авиацияда резонанс ҳодисаси самолётни ҳатто унинг учуш пайтида емириши мумкин. Шунинг учун самолётларнинг янги моделлари турли шароитларда двигателларнинг ҳар хил иш режимида ва турли учуш тезликларида синаб кўрилади. Синов пайтида учувчи самолётнинг айрим қисмларида ҳосил бўладиган резонанс тебранишларни кузатади ва улар самолёт конструкциясини узил-кесил қайта ишлашда йўқотилиши керак. Резонанс ҳодисаси зарар келтирадиган жойларда назария ва тажрибалар ёрдамида резонанс ҳосил бўлишининг олдини олиш мумкин.

25- Б О Б. ТОВУШ ВА УЛЬТРАТОВУШ

25.1- §. Товушнинг табиати. Товуш тўлқинлари. Товуш ҳодисаларининг физик табиатини аниқлаймиз.

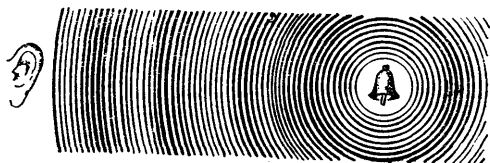
Мазлумки, соф товуш ҳосил қилиш учун камертондан фойдаланамиз. Камертон товуш чеқарганда, тебраниб туради (25.1- расм), шунинг учун камертонга теккизилган шарча ундан сакрайди. Тажриба ўзининг тебраниш вақтида атрофдаги муҳитда механик тўлқинлар ҳосил қиладиган тебранувчи жисм ҳар доим товуш манбаи бўлишини кўрсатади (25.2- расм). Бу тўлқинлар киши қулоғига етиб борганда қулоқ ичидаги пардани мажбурий тебрантиради ва одам товушни эшитади. *Одамда товуш сезгисини уйғотувчи механик тўлқинлар товуш тўлқинлари деб аталади.*

Ҳаводаги товуш тўлқинлари қуюқлашиш ва сийраклашишлардан иборат, яъни бўйлама тўлқинлардир. Албатта товуш манбаи билан киши қулоғи орасида товуш тўлқинлари тарқаладиган муҳит бўлгандагина одам товушни сезиши мумкин. Ҳавосиз фазода товуш тарқалиши мумкин эмас. Бу қуйидаги тажрибада тасдиқланади. Электр қўнғироқ эластиклиги кам бўлган ипга осилиб, электр тармоғига уланади ва шиша қалпоқ билан бекитилади (25.3- расм). Шундан кейин ҳам ишлаётган қўнғироқ товуши бемалол эшитилиб туради. Сўнгра қалпоқ остидаги ҳавони сўриб олувчи насос ишга туширилади. Қалпоқ остидаги ҳаво сийраклаша борган сари товуш кучсизланади ва ҳаво етарли даражада сийраклашганда товуш йўқолади.

Товуш ҳодисаларини ўрганиш шуни кўрсатдики, ҳамма механик тўлқинлар ҳам одамда товуш сезгисини ҳосил қилавермас экан. Тебранишлар частотаси 16 дан 20 000 Гц гача бўлган ораликда ётувчи тўл-



25.1- расм.



25.2- расм.

қинларгина товуш тўлқинларидан иборат экан. (Бу тебранишлар частотасининг пастки ва юқориги чегараси айрим кишилар учун юқорида кўрсатилганидан озгина фарқ қилиши мумкин.)

Демак, қуйидаги шартлар бажарилганда одам товушни сезади:

1) частотаси 16 Гц билан 20 000 Гц орасида ётувчи товуш манбаи мавжуд бўлиши;

2) қулоқ ва товуш манбаи орасида эластик муҳит мавжуд бўлиши;

3) товуш тўлқинларининг қуввати кишида товуш сезгисини ҳосил қилишига етарли бўлиши керак.

25.2- §. Товуш тезлиги. Ҳар биримиз момақалди роқ вақтида аввал чақмоқ чақнашини, сўнгра момақалди роқ эшитилишини биламиз. Бу ҳодиса ёруғликнинг тарқалиш тезлиги товушнинг тарқалиш тезлигидан юз минг марта катта бўлиши билан тушунтирилади. Ёруғлик сигналнинг тарқалиш вақти жуда кичик бўлганидан, товуш тезлигини аниқлашда уни ҳисобга олмаслик мумкин.

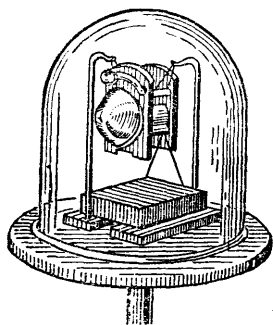
Ҳавода товуш тезлигини аниқлаш учун мўлжалланган тажриба қуйидагича ўтказилади. Икки киши бир-биридан маълум масофада (1—2 км атрофида) турибди. Улардан бири кучли товуш ҳосил бўлиши билан кузатиладиган ёруғлик сигнали беради (масалан, юқорига қараб милтиқ билан отади), иккинчиси эса ёруғлик сигналини кўриши билан секундомерни юргизиб юборади ва товуш эшитилгандан кейин уни тўхтатади. Секундомер билан товушнинг тарқалиш вақтини аниқлаб, унинг тезлигини ҳисоблаш осон. Ушбу турдаги тажрибалар ҳавода 0 °C да товушнинг тарқалиш тезлиги 332 м/с га тенг эканлигини ва температура ортиши билан унинг ортишини кўрсатади.

Тўлқинларнинг тарқалиш тезлиги муҳитга ва ташқи шаронгга боғлиқ бўлгани учун товушнинг тезлиги ҳам муҳитга боғлиқдир. Масалан, сувда товушнинг тарқалиш тезлиги 1450 м/с, пўлатда эса 5000 м/с. (Нима учун рельсга қулоқ тутиб поезд қўйлашаётганлигини у ҳаводагига қараганда олди роқ эшитиш мумкинлигини тушунтиринг.)

25.3- §. Товушнинг баландлиги ва интенсивлиги. Биз эшитадиган товушлар бизда сифатан ҳар хил сезгилар ҳосил қилади.

Биз ажрата оладиган товуш сифатларидан бири — унинг баландлиги дир. Товушнинг баландлиги субъектив тушунчадир, айна бир товушнинг ўзи бир кишига қаттиқ, иккинчисига секин бўлиб туюлиши мумкин.

Товуш баландлигининг бундай объектив баҳоси товушнинг интенсивлиги (ёки кучи) деб аталади. *Товуш интенсивлиги (I) товуш тўлқинларининг бирлик вақт ичида тўлқин тарқа-*



25.3- расм.

лиш йўналишига перпендикуляр бўлган кўндаланг кесим юзи орқали олиб ўтган энергияси билан ўлчанади.

Бу таърифдан товуш интенсивлигининг СИ системадаги ўлчов бирлиги қуйидагига тенглиги келиб чиқад:

$$1 \text{ Ж}/(\text{м}^2 \cdot \text{с}) = 1 \text{ Вт}/\text{м}^2.$$

Тўлқинлар олиб ўтган энергия амплитуда квадратига ва частота квадратига тўғри пропорционал эканини эслаймиз (24.14-§ га қаранг). Шунинг учун *товуш интенсивлиги ҳам товуш тўлқинидаги тебранишлар амплитудасининг квадратига ва частотасининг квадратига тўғри пропорционалдир.*

Агар товуш манбаидан сферик тўлқинлар тарқалаётган бўлса, товуш интенсивлиги товуш манбаидан приёмникка қадар бўлган масофанинг квадратига тескари пропорционал бўлади.

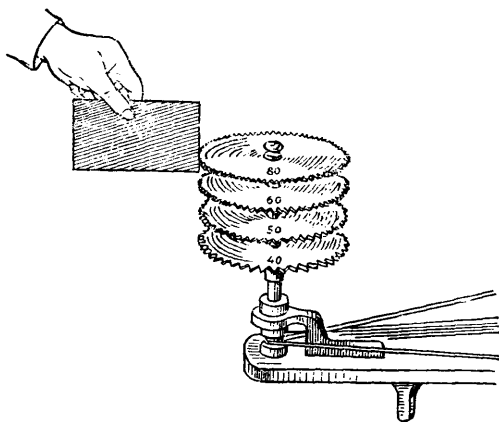
Ҳақиқатан, агар товуш манбаи t вақт давомида тўлқинларга R радиусли сфера сирти орқали ўтадиган E энергия сарфласа, у ҳолда товуш манбаидан R масофада J товуш интенсивлиги қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$J = \frac{E}{tS} = \frac{E}{4\pi R^2 t} \quad \text{ёки} \quad J = \frac{N}{4\pi R^2}, \quad (25.1)$$

бу ерда $N = E/t$ — товуш манбаининг қуввати.

Маълумки, товушнинг баландлиги амплитуда ортиши билан кучаяди ва товуш манбаигача бўлган масофа ортиши билан камаяди. Тажриба тўлқинда тебраниш амплитудасининг ўзгариши фақат товушнинг баландлигига таъсир этишини, товушнинг бошқа сифатларига эса ҳеч таъсир этмаслигини кўрсатди.

Одам қулоғи жуда катта сезгирликка эга. Одам товуш сезгисини қўзғатадиган товуш тўлқинларининг энг кичик интенсивлиги эш и т и ш б ў с а ф а с и деб аталади. У тебранишлар частотасига боғлиқ. Масалан, частота 2000 Гц бўлганда эшитиш бўсағаси $2 \cdot 10^{-12}$ Ж/ ($\text{м}^2 \cdot \text{с}$) га тенг. Кичик частоталарда эшитиш бўсағаси анча катта.



25.4- расм.

25.4-§. Оҳангнинг юксаклиги ва товуш тембри. Товушнинг киши ажрата оладиган яна бир сифати оҳангнинг юксаклигидир. Масалан, чивин товушини тукли арининг гўнғиллашидан ажратиш осон. Учиб кетаётган чивиннинг товуши юксак оҳанг, арининг гинғиллаши эса паст оҳанг деб аталади. Тажриба ёрдамида тоннинг юксаклиги товушнинг объектив си-

фати эканини ва товуш тўлқинидаги тебраниш частотаси орқали бир қийматли аниқланишини кўрсатамиз. Бир хил диаметри, лекин тишларининг сони ҳар хил бўлган ғилдиракларни айлантирамиз (25.4- расм). Унча катта бўлмаган картон бўлагини бу ғилдиракларнинг тишларига кетма-кет теккизиб, картоннинг тебраниш частотаси ортганда оҳангнинг юксаклиги кўтарилишини аниқлаш мумкин.

Аниқ тебранишлар частотасига мос келувчи товуш оҳанг деб аталади. Тебранишлар частотаси билан аниқланувчи товушнинг сифати оҳангнинг юксаклиги билан характерланади. Шартли равишда катта тебранишлар частотасига юксакроқ оҳанг мос келади, деб ҳисобланади.

Баъзи ҳолларда оҳангнинг юксаклиги ҳаводаги товуш тўлқинларининг узунлиги билан характерланади (24.17- § га қаранг). Ҳақиқатан, (24.23) формуладан ҳаво учун 0°C да қуйидагини оламиз:

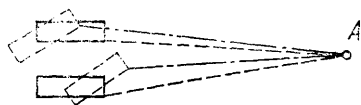
$$\lambda = \frac{332 \text{ м/с}}{\nu} . \quad (25.2)$$

Бу формуладан кўришиб турибдики, юксак оҳангга қисқа тўлқин узунлиги мос келади. Оҳангнинг юксаклиги тўлқин узунлиги билан характерланганда λ яна муҳитга ҳам боғлиқ эканини эсда тутиш керак. Шунинг учун ҳар хил муҳитда айни бир оҳангга ҳар хил тўлқин узунликлари мос келади. Катта тўлқин узунлиги товуш тўлқинлари катта тезлик билан тарқаладиган муҳитга мос келишини тушуниш қийин эмас.

Товуш баландлиги ва оҳангнинг ёки биринчи гармоника юксаклигидан ташқари, киши ажрата оладиган яна бир сифатга эга. Товушнинг манбаини аниқлашга имкон берувчи товуш сифати тембр деб аталади. Масалан, товуш тембрига қараб биз ким гапираётганини, ким ўйлаётганини ёки қандай чолғу асбида ўйнаётганлигини биламиз. Товуш тембрларининг ҳар хил бўлишининг сабаби қуйидагичадир.

Ҳар бир товуш манбаи турғун тўлқинларни ҳосил қилади. Масалан, тор тебранганда асосий оҳанг ёки биринчи гармоника деб аталувчи муайян оҳангни ҳосил қилади (24.22- § га қ.). Ундан ташқари, торда 24.22- расмда кўрсатилган тасвирга ўхшаш, бошқа частотали оҳанглари ҳосил қилувчи қўшимча турғун тўлқинлар ҳам ҳосил бўлади. Товуш манбаининг қўшимча оҳанглари юксак гармоник оҳанглари ёки обертоналари деб аталади (улар доим асосий оҳангдан юқори бўлади). Обертонлар частотаси асосий оҳанг частотасига бутун каррали бўлади.

Ҳар бир товуш манбаи ўзининг ҳар хил нисбий баландликли обертонлар сонига (ўз спектрига) эга бўлганидан, унинг товуши ўзига хос тусга (тембрга) эга бўлади ва у бошқа манбалар ҳосил қилаётган товуш тусларидан, ҳатто бир хил оҳанг юксаклигида ҳам фарқ қилади. Маълум оҳангга мос келувчи энг соф товушни камертонлар ҳосил қилишини қайд қилиб ўтамиз. Шу-



25.5- расм.

нинг учун камертондан маълум частотали товушлар олишда, масалан, музыка асбобларини соzлашда фойдаланилади.

25.5- §. Товуш тўлқинларининг интерференцияси. Товуш тўлқинларининг интерференциясида фа-

зонинг ҳар хил нуқтасидаги натижавий тебранишлар амплитудалари бир хил бўлмайди, натижада бу нуқталарда товуш кучаяди ёки сусаяди.

Тебранаётган камертоннинг икки шохчасидан когерент товуш тўлқинлари тарқалади, шунинг учун камертон олдида товуш тўлқинларининг интерференциясини кузатиш мумкин. Камертон ўз ўқи атрофида айлантирилганда товушнинг интенсивлиги ўзгаради (25.5- расм). Ҳақиқатан, камертон айлантирилганда бирор A нуқта учун тўлқин йўллари фарқи узлуксиз ўзгаради, яъни бу нуқтада товушнинг гоҳ кучайиши, гоҳ сусайиши юз бериши керак. Камертон айлантирилганда товушнинг сусайиши ва кучайиши аниқ эшитилади.

Камертондан узоқда, яъни камертоннинг ҳар бир шохчасидан чиқаётган тўлқинлар орасидаги фазалар фарқи жуда кичик бўлган жойда амалда битта тўлқин тарқалади.

Агар бир хил юксакликка эга бўлган товуш тарқатувчи икки камертонни бир вақтда тебратириб юборсак, унисон товуш чиқариш юз беради. Агар камертонлардан бирининг шохчасига унча катта бўлмаган пластилин ёпиштириб қўйсак, унисон товуш чиқариш бузилади, чунки бундай камертоннинг тебраниш даври ортади. Бу ҳолда камертонлар бир вақтда тебранганда кетма-кет кескин кучаяовчи ва сусаяовчи товуш эшитилади. Бундай товуш кишида ёқимсиз сезги ҳосил қилади ва тепкили тебраниш деб аталади. Тепкили тебранишнинг сабаби шундан иборатки, фазонинг айна бир нуқтасининг ўзида камертонлардан келаётган тўлқинлар гоҳ бир хил, гоҳ қарама-қарши фазалар билан бир-бирига қўшилади (25.6- расм).

Тепкили тебраниш частотаси қўшилаётган тебранишлар частоталарининг фарқига тенг бўлар экан. Демак, қўшилаётган тебранишларнинг частоталари бир-биридан қанчалик кам фарқланса, тепкили тебраниш частотаси шунча кичик бўлади. Музыка асбобларини соzлашда шундан фойдаланилади. Агар камертон билан тор бир вақтда товуш чиқарганда тепкили тебраниш эшитилса, торнинг таранглиги унисон товуш ҳосил бўлмагунча ўзгартирилади.

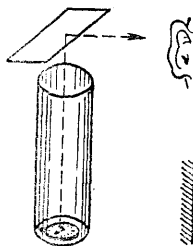
25.6- §. Товушнинг қайтиши ва ютилиши. Товуш тўлқинларининг икки муҳитнинг ажралиш чегарасидан қайтиши жуда катта амалий аҳамиятга эга. Товушнинг қайтиш қонунларини намо-



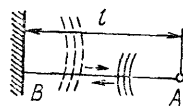
25.6- расм.

йиш қилувчи тажрибаларни кўриб чиқамиз (24.19- § га қаранг).

Шиша мензурканинг ичига қўл соатини солиб қўямиз. Агар мензуркадан соат овози эшитилмайдиган масофада жойлашиб олиб, сўнгра шиша пластинкани мензурканинг оғзига 25.7- расмда кўрсатилганидек тутиб турсак, соатнинг юриш товуши эшитилади. Пластинканинг оғиш бурчагини ва қулоқнинг ҳолатини ўзгартириб, товушнинг пластинкага тушиш бурчаги ундан қайтиш бурчагига тенг эканлигига ишонч ҳосил қилиш мумкин.



25.7- расм.



25.8- расм.

Қайтарувчи сирт тўлқиннинг тарқалиш йўналишига перпендикуляр ҳолда тутиб турилганда қизиқ ҳол кузатилади. Бу ҳолда товуш тўлқини қайтгандан сўнг яна ўз манбаига боради. Товуш тўлқинларининг қайтгандан сўнг ўз манбаига тушиши $a\ k\ c\ c\ a\ d\ o$ деб аталади.

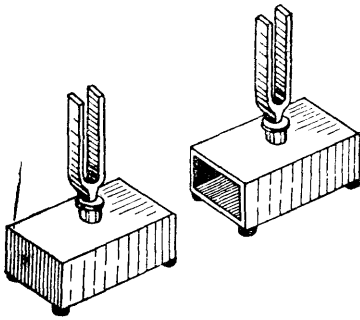
Қулоқ пардасининг тебраниши тўхтагандан кейин ҳам киши 0,1 с давомида товуш сезгисини сақлаб қолар экан. Бу шуни билдирадики, қайтарувчи сиртдан қулоққача бўлган масофа унча катта бўлмаганда акс-садо асосий товуш билан қўшилиб кетади ва товушнинг давомийлигини озгина вақтга узайтиради. Демак, манба билан тўсиқ орасидаги масофа етарлича катта бўлгандагина асосий товуш ва акс-садонин алоҳида-алоҳида эшитиш мумкин.

Акс-садо товуш манбаидан қайтарувчи сиртгача бўлган масофани аниқлашга имкон беради. Айтайлик, BC қайтарувчи сиртдан A товуш манбаигача масофа l га тенг бўлсин (25.8- расм). Агар A нуқтадан товуш сигнали жўнатилиши ва унинг шу нуқтага қайтиб келиши учун кетган вақт t , товушнинг тезлиги эса v га тенг бўлса, у ҳолда $2l = vt$ ва бундан

$$l = \frac{vt}{2}. \quad (25.3)$$

Равшанки, товуш сигнали қисқа вақтли бўлиши керак, чунки сигнал давомийлиги катта бўлса, акс-садо асосий товуш билан қўшилиб кетади ва t вақтни аниқлаш мумкин бўлмайди. (Ҳавода товуш тезлиги 344 м/с бўлганда (20°C да), агар қайтарувчи сиртгача бўлган масофа 17,2 м дан катта бўлса, акс садо ва асосий товуш алоҳида-алоҳида эшитилишини кўрсатинг.)

Ёпиқ хонада товушнинг деворлардан кўп марта қайтиши юз берадики, бу товуш манбаи ишлашдан тўхтагандан кейин ҳам бирмунча вақт товуш эшитилишига сабаб бўлади. Ёпиқ хонадаги қолдиқ товуш реверберация деб аталади. Унча катта бўлмаган хоналар учун реверберация вақти 1 с атрофида бўлади. Концерт залларида реверберация вақти товушнинг сифа-

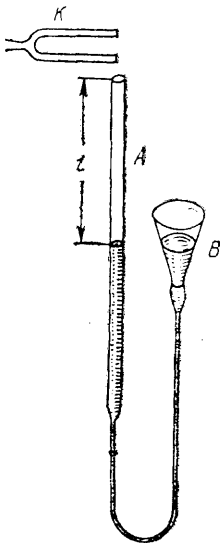


25.9- расм.

тўлқинлари энергиясининг тахминан 8% ини, гилам эса тахминан 20% ини ютади. Буюмлар билан тўлган хонада товуш кўпроқ ютилиши, бўш хонада эса товуш жарангдор бўлиши шу билан тушунтирилади.

25.7- §. Товуш резонанси. Товуш баландлигини кучайтириш учун мўлжалланган яшикларга маҳкамланган ва бир хил тебраниш частоталарига эга бўлган икки камертон ёрдамида товуш резонансини ҳосил қилиш мумкин (25.9- расм).

Бу камертонларни бир-биридан бир метрга яқин оралиқда яшикларнинг оғзини бир-бирига қаратган ҳолда жойлаштирамиз. Камертонлардан бирини болғача билан урамиз — у қаттиқ товуш чиқаради. Қисқа вақтдан сўнг бу камертонни қўлимиз билан сиқамиз — товуш секинлашади, лекин бутунлай йўқолмайди. Бу ҳол биринчи камертон билан резонансда созланган иккинчи камертонни товуш тўлқинлари тебратиб юбориши билан тушунтирилади. Ҳақиқатан, иккинчи камертон ҳам қўл билан ушланса, товуш йўқолади.



25.10- расм.

Бу тажрибада камертонлар маҳкамланган яшикларга қамалган ҳаво устини ҳам резонансланишини қайд қилиш керак. Бундай яшикларнинг катталиги шундай танланадики, бунда улардаги ҳаво устунларининг хусусий тебранишлар даври камертонларнинг эркин тебранишлар даврига мос келади.

Ҳаво устунининг резонансини қўйидаги тажриба ёрдамида ҳам кузатиш мумкин. А шиша найча олинади ва унинг пастки учига В воронкали резина шланг уланади (25.10- расм). Кейин воронкага сув қўйилади ва уни А найчанинг юқориги учига қадар кўтарилади. Энди, агар найчанинг шу очиқ учига товуш чиқараётган К камертонни

яқинлаштириб, воронкани пастга тушира бошласак, ҳаво устунининг маълум l узунлигида товушнинг кескин кучайиши — резонанс юз беради. Воронка яна ҳам пастга туширилса, резонанс йўқолади.

25.8-§. Ультратовуш ва унинг техникада қўлланилиши. Тебраниш частотаси 20 000 Гц дан катта бўлган механик тўлқинларни одам товуш сифатида қабул қилмайди. Улар у л ь т р а т о в у ш т ў л қ и н л а р ёки ультратовуш деб аталади. Ультратовуш газда кучли ютилади ва қаттиқ жисм ҳамда суюқликларда анча кучсиз ютилади. Шунинг учун ультратовуш тўлқинлар фақат қаттиқ жисм ва суюқликлардагина катта масофаларга тарқалиши мумкин.

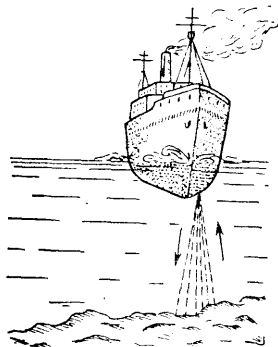
Тўлқин олиб ўтган энергия муҳит зичлигига ва частота квадратига пропорционал бўлганидан, ультратовуш товуш тўлқинларига қараганда анча катта энергия олиб ўтиши мумкин. Ультратовушнинг яна бир муҳим хусусияти шундан иборатки, унинг йўналган нурланишини нисбатан осонгина амалга оширилади. Буларнинг ҳаммаси ультратовушдан техникада кенг фойдаланиш имконини беради.

Ультратовушнинг юқорида айtilган хусусиятларидан денгиз чуқурлигини аниқловчи асбоб — э х о л о т д а фойдаланилади (25.11-расм). Кема маълум частотали ультратовуш манбаи ва уни қабул қилувчи приёмник билан таъминланади. Манба қисқа вақтли ультратовуш импульсларини юборади, приёмник эса қайтган импульсларни қайд қилади. Импульсларнинг юборилган ва қайд қилинган вақтини ҳамда ультратовушни сувда тарқалиш тезлигини билган ҳолда (25.3) формула ёрдамида денгизнинг чуқурлиги аниқланади. Кема йўлида горизонтал йўналишдаги тўсиққа қадар бўлган масофани аниқлашда ишлатиладиган ультратовуш л о к а т о р ҳам шундай ишлайди. Бундай тўсиқлар бўлмаса, ультратовуш импульслари кемага қайтиб келмайди.

Баъзи бир ҳайвонлар, масалан, кўршапалакнинг ультратовуш локатор принципида ишлайдиган органга эга бўлиши қизиқарлидир. Бу уларга қоронғиликда яхши ориентирланиш имконини беради. Дельфинлар мукамал ультратовуш локаторга эга.

Ультратовуш суюқлик орқали ўтганда суюқлик зарралари катта тезланиш олади ва суюқликда турган турли жисмларга кучли таъсир кўрсатади. Бундан ҳар хил технологик процессларни (масалан, эритмалар тайёрлаш, деталларни ювиш, терини ошлаш ва ҳоказо) тезлаштиришда фойдаланилади.

Суюқликда интенсив ультратовуш тебранишлар ҳосил қилинганда суюқлик зарралари шунчалик катта тезланиш оладики, бунда суюқликда қисқа муддат-



25.11-расм.

ли узилишлар (бўшлиқлар) ҳосил бўлади. Бу бўшлиқлар кескин ёпилганда жуда кўп майда зарблар юзага келади, яъни к а в и т а ц и я содир бўлади. Бундай ҳолларда суюқликлар кучли майдалаш таъсирига эга бўлиб, ундан қаттиқ жисмларнинг суюқликда тарқалган майда зарраларидан иборат суспензиялар ва бир суюқликнинг бошқа суюқликдаги муаллақ майда зарраларидан иборат эмульсияларини ҳосил қилишда фойдаланилади.

Ультратовушдан металл буюмлардаги нуқсонларни аниқлашда фойдаланилади. Ҳозирги замон техникасида ультратовуш қўлланиладиган соҳалар шунчалик кўпки, уларнинг ҳаммасини санаб ўтиш қийин.

Табриши частотаси 16 Гц дан кичик бўлган механик тўлқинлар инфратовуш тўлқинлари ёки инфратовуш деб аталишини эслатиб ўтамиз. Шунингдек, бу тўлқинлар товуш сезгисини уйғотмайди. Инфратовуш тўлқинлари денгизда бўрон пайтида ёки ер қимирлаганда пайдо бўлади. Инфратовушнинг сувда тарқалиш тезлиги бўрон пайтидаги шамол тезлиги ёки ер қимирлаганда ҳосил бўладиган улкан цунами тўлқинларининг кўчиш тезлигидан жуда катта. Инфратовушларнинг бу хусусияти инфратовушларни сезиш қобилиятига эга бўлган баъзи денгиз ҳайвонларининг яқинлашаётган хавфхатар сигналларини сезишга имкон беради.

26- Б О Б. УЗГАРУВЧАН ТОК

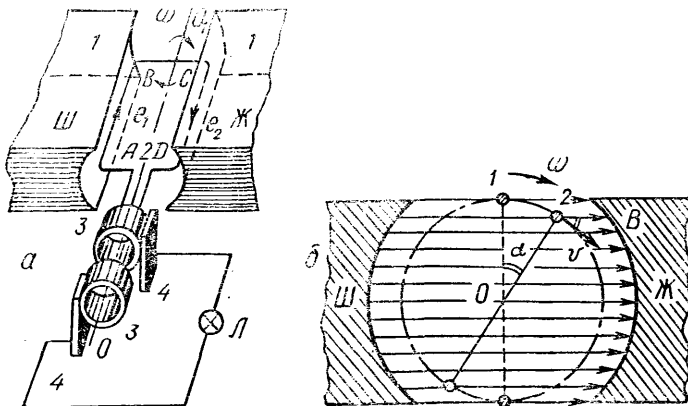
26.1- §. Бир жинсли магнит майдонда рамканинг айланиши. Узгарувчан токнинг даври ва частотаси. Узгарувчан ток занжирида ЭЮК ва кучланиш гармоник қонунга асосан ўзгариши, яъни синусоидал бўлиши (24.6- §) керак. Узгарувчан ток занжирида кучланишнинг синусоидал шаклдан оғиши энергиянинг ортқча исроф бўлишига сабаб бўлади.

Бир жинсли магнит майдонда рамкани текис айлантириш билан синусоидал ўзгарувчан ток ҳосил қилишни қараб чиқамиз. $ABCD$ рамканинг учлари 3 металл ҳалқаларга уланган ва B индукцияли бир жинсли магнит майдонда жойлашган бўлсин (26.1- a расм). Ҳалқаларга 4 чўткалар тегиб туради, чўткалар эса электр энергия истеъмолчиси L га уланган. Агар рамка OO_1 ўқ атрофида соат стрелкаси йўналиши бўйича доимий ω тезлик билан айлантирилса, у ҳолда ўтказгичнинг AB ва CD кесмаларида e_1 ва e_2 индукция ЭЮК ҳосил бўлади, уларнинг катталиги тенг, йўналишлари қарама-қаршидир.

AB ва CD ўтказгичлар $d=AD$ диаметрли айлана бўйлаб ва $v=\omega d/2$ чизиқли тезлик билан ҳаракатланади. Агар вақт ва бурчакнинг ҳисоби ўрамнинг 1 вазияти бўйича олиб борилса (26.1- расм, b), у ҳолда ўрамнинг бурилиш бурчаги α қўйидаги формула бўйича ифодаланади:

$$\alpha = \omega t \text{ ёки } \alpha = 2\pi t/T, \quad (26.1)$$

бунда, T — чулғамнинг бир марта тўла айланишига кетган вақт. Бурчак α B ва v векторлар орасидаги бурчакка тенг бўлгани учун AB ёки CD бўлақлардаги индукция ЭЮК учун қўйидаги формулани оламиз (23.3- § га қаранг):



26.1- расм.

$$e_1 = Bvl \sin \alpha,$$

бунда, l — AB ёки CD ўтказгичларнинг узунлиги. Бундай ўтказгичларга актив ўтказгич дейилишини биламиз, чунки контур айланганда фақат уларда ЭЮК индукцияланади. Бунда ўрамдаги умумий ЭЮК қуйидагича ифодаланади:

$$e = 2e_1 = 2vlB \sin \alpha \quad \text{ёки} \quad e = 2 \frac{\omega d}{2} lB \sin \omega t.$$

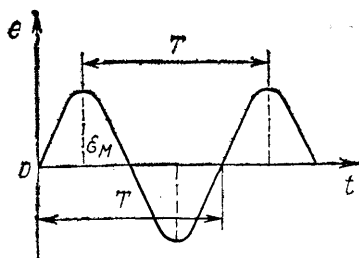
Шундай қилиб, ўрам бир жинсли магнит майдонда бир текисда айланганида унда қуйидаги формула билан аниқланадиган ЭЮК индукцияланади:

$$e = \omega dlB \sin \omega t \quad \text{ёки} \quad e = \omega dlB \sin \frac{2\pi}{T} t. \quad (26.2)$$

ω , d , l ва B лар ўзгармас бўлгани учун уларнинг кўпайтмасини битта ҳарф \mathcal{E}_M билан белгилаш мумкин, яъни $\mathcal{E}_M = \omega dlB$. У ҳолда

$$e = \mathcal{E}_M \sin \omega t \quad \text{ёки} \quad e = \mathcal{E}_M \sin \frac{2\pi}{T} t. \quad (26.3)$$

Маълумки, синуснинг максимал қиймати бирга тенг. Демак, (26.3) формуладаги \mathcal{E}_M чулғам айланганда унда ҳосил бўлувчи ЭЮК нинг максимал қийматини белгилайди; \mathcal{E}_M га ЭЮК амплитудаси дейилади. ЭЮК нинг синусоидал ўзгариш графиги 26.2-расмда тасвирланган. Ўзгарувчан ток учун катталикларнинг оний қийматлари кичик ҳарфлар билан, максимал, амплитуда қийматларини эса бош ҳарфлар билан белгилаш қабул қилинганлигини биламиз. Масалан, ток кучининг оний қийматини i билан белгилаш, амплитуда қийматини эса I_M билан белгилаш қабул қилинган. Кучланиш мос ҳолда u ва U_M билан белгиланади.



26.2- расм.

Кўриб чиқилган мисолда ўзгарувчан токнинг доиравий (циклик) частотаси ω (26.2) ва (26.3) формулаларда ўрамнинг магнит майдондаги айланиш бурчакли тезлиги билан, ўзгарувчан токнинг ўзгариш даври T ўрамнинг айланиш даври билан мос келади. Ўзгарувчан ток ўзгаришининг такрорийлик тезлиги ν частота билан характерланади:

$$\nu = \frac{1}{T}.$$

Шунинг учун (26.3) формулани қуйидагича ёзиш мумкин:

$$e = \varepsilon_M \sin 2\pi \nu t \quad (26.3a)$$

Агар ўрамнинг бир минутдаги айланиш сони n орқали белгиланса, у ҳолда

$$\nu = \frac{n}{60} \quad (29.4)$$

бўлади.

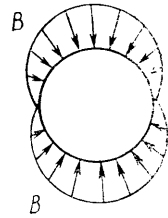
Ўзбекистонда ўзгарувчан токнинг стандарт техник частотаси 50 Гц га тенг. Бу, ЭЮК ва ток занжирда ўз йўналишини секундига 100 марта ўзгартиришини билдиради. Бундай ток паст частотали ток дейилади. Махсус мақсадлар учун частотаси миллион герцгача етадиган тоқлар ишлатилади. Уларни юқори частотали тоқлар дейилади.

26.2- §. Индукцион генераторларнинг тузилиши ҳақида тushuncha. Механик энергияни электромагнит индукция ҳодисаси ёрдамида электр энергияга айлантириб берувчи машиналар индукцион генераторлар дейилади.

Ўзгарувчан ток индукцион генераторининг асосий элементлари 26.1- расм, а да кўрсатилган: 1— магнит майдон ҳосил қилувчи индуктор; 2— якорь (ЭЮК индукцияланадиган ўтказгич); 3— металл ҳалқалар ва 4— қўзғалмас ўтказгични айланувчи ўтказгич билан улайдиган чўтка.

Индукция ЭЮК ҳосил қилиш учун ўтказгич ва магнит майдонининг бир-бирига нисбатан кўчиши муҳим, шунинг учун амалда индуктор айланадиган қилинади ва уни ротор дейилади, якорни эса қўзғалмас қилинади ва уни статор дейилади. Бу мақсадга мувофиқдир, чунки электромагнит ротор ҳисобланади, уни таъминлаш учун нисбатан кучсиз ўзгармас ток керак. Бундай конструкцияда роторга ток кучсиз токда яхши ишлайдиган сирпанувчи контакт ёрдамида узатилади, истеъмолчи эса генератор билан қўзғалмас симлар орқали уланади.

Ротор ва статорлар пўлатдан ясалади ва улар орасида жуда кичик оралиқ қолдирилади, шунинг учун оралиқдаги индукция вектори B барча жойда статор сиртига перпендикуляр бўлади. Демак, вектор B ҳар доим ротор сиртидаги нуқталарнинг чизиқли тезликлари векторига, яъни магнит майдон ва якорь ўтказгичларининг нисбий ҳаракати тезликлари векторига перпендикуляр бўлади. Бу шуни билдирадики, ЭЮК нинг $e_1 = Bvl \sin \alpha$ ифодасида бурчак α ҳамма вақт $\pi/2$ га тенг бўди.



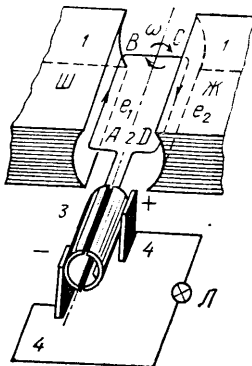
26.3- расм.

Шунинг учун ўтказгичда синусоидал ўзгарувчи ЭЮК индукцияланиши учун магнит қутбларига махсус шакл берилади. Бу шакл вектор катталики B нинг ротор айланаси бўйлаб синусоидал ўзгаришини таъминлайди (26.3- расм).

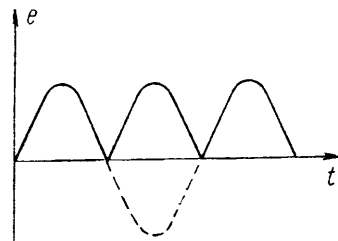
Роторда бир жуфт магнит қутблар бўлганда, роторнинг айланиши ўзгарувчан ток частотаси билан мос келади. Қутблар икки жуфт бўлганда оралиқдаги магнит майдоннинг ўзгариш частотаси икки марта ортиқ бўлади, шунинг учун ўзгарувчан токнинг стандарт частотасини ҳосил қилиш учун бундай ротор 50 айл/с эмас, балки 25 айл/с қилиши керак. Роторлари буғ турбиналари билан айлантириладиган турбогенераторларда қутблар бир жуфт қилинади, гидростанцияларда эса секин айланадиган кўп қутбли генераторлар ўрнатилади.

Ўзгармас ток индукцион генераторининг тузилиш схемаси 26.4- расмда кўрсатилган. У ўзгарувчан ток генератори схемасидан (26.1- расм, а) фақат ҳалқа ўрнида коллектор ишлатилиши билан фарқ қилади.

Коллектор (26.4- расм, з) деб, секторларга бўлиб, бири-биридан изоляцияланган ҳалқага айтилади. Коллекторнинг асосий вазифаси истеъмолчида йўналиши бўйича ўзгармас бўлган ток ҳосил қилишдир. Бу шундай таъминланадики, бунда чап чўтка (26.4- расмга қ.) доимо ўрамнинг кўтарилиувчи томонига,



26.4- расм.



26.5- расм.

ўнг чўтка эса тушувчи томонига уланган бўлади. Ўзгармас ток генераторларида якорни қўзғалмас қилиб бўлмаслиги аниқ. Бундай генератор ҳосил қилган ЭЮК нинг ўзгариш графиги 26.5- расмда кўрсатилган. Таққослаш учун расмда туташ ҳалқали генератор учун ЭЮК нинг ўзгариши пунктир билан кўрсатилган.

Амалда якорь чулғамлари коллекторнинг алоҳида секторлари билан уланган бир қатор секцияларга бўлинади. Бу машина қутбларидаги кучланишнинг пульсацияланишини камайтиради, яъни уни катталиги жиҳатдан ўзгармас қилади.

Генератор ишлаганда якорь ўтказгичига унинг чулғами орқали оқиб ўтувчи якорнинг айланишига қаршилигини кўрсатувчи Ампер кучи таъсир этади (22.9- § га қ.). Бунда ток кучи қанчалик катта бўлса, Ампер кучи ҳам шунчалик катта бўлади. Демак, генератордан олинаётган ток қанча кўп ортса, унинг якорини айлантириш учун шунча кўп энергия сарф қилишга тўғри келади. Бу ўзгарувчан ток генераторига ҳам тааллуқли.

Яна шуни қайд қиламизки, ўзгармас ток электр машиналари қ а й т у в ч а н д и р, яъни ҳам генератор, ҳам электр двигатели сифатида ишлаши мумкин.

26.3- §. Ўзгарувчан токда ЭЮК нинг, кучланишнинг ва ток кучининг ҳақиқий қийматлари. Синусоидал ўзгарувчан токда кучланиш ва токнинг битта даврдаги ўртача қиймати нолга тенг ва унинг характеристикаси бўлиб хизмат қила олмайди. Бироқ, битта даврдаги ток кучининг ўртача квадратик қиймати нолдан фарқлидир.

Ўтказгичдан ток ўтганда ажралиб чиқувчи иссиқлик миқдори ток кучининг квадратига пропорционал равишда ўзгаришини эслайлик. Фараз қилайлик, ўзгарувчан ток занжирига ишлаши электр токи таъсирида ўтказгичдан иссиқлик ажралиб чиқишига асосланган иссиқлик амперметри уланган бўлсин. Бундай амперметрнинг шкаласи ўзгармас ток учун амперлар ҳисобида даражаланган бўлади, шунинг учун ўзгарувчан ток ўзининг иссиқлик эффекти бўйича кучи асбоб шкаласида стрелка кўрсатаётган ўзгармас токка эквивалент экан, деган хулоса чиқариш мумкин. Бу эса ўзгарувчан ток кучининг э ф ф е к т и в қ и й м а т и тушунчасини киритишга имкон беради. *Ўзгарувчан ток кучининг эффектив (ёки ҳақиқий) қиймати деб, шундай ўзгармас ток кучига айтиладики, бунда ўзгармас ток ўзгарувчан токнинг битта даври ичида қанча иссиқлик ажратса, ўзгарувчан ток ҳам ана шу вақт ичида шунча иссиқлик ажратади.*

Ўзгарувчан ток учун мўлжалланган барча амперметрлар ток кучининг эффектив қийматини кўрсатади. Электротехника курсида эффектив қиймат ток кучининг амплитуда қиймати I_M дан $\sqrt{2}$ марта кичик эканлиги исботланади, яъни

$$I = \frac{I_M}{\sqrt{2}} \approx 0,707 I_M. \quad (26.5)$$

Вольтметр шкаласидаги бўлмалар $I_B r_B$ кўпайтмага мос келгани учун (бунда, ўзгарувчан токда I_B — вольтметрдан оқиб ўтувчи токнинг эффектив қиймати, r_B — вольтметрнинг қаршилиги) $U = I_B r_B$ га ўзгарувчан токнинг эффектив кучланиши дейилади ва у U_M дан $\sqrt{2}$ марта кичик бўлади, яъни

$$U = \frac{U_M}{\sqrt{2}} \approx 0,707 U_M. \quad (26.6)$$

Шунга ўхшаш, ўзгарувчан ток ЭЮК нинг эффектив қиймати \mathcal{E} унинг амплитуда қиймати \mathcal{E}_M дан $\sqrt{2}$ марта кичик бўлади, яъни

$$\mathcal{E} = \frac{\mathcal{E}_M}{\sqrt{2}} \approx 0,707 \mathcal{E}_M. \quad (26.7)$$

Ўзгарувчан токка мўлжалланган барча вольтметрлар ЭЮК ва кучланишларнинг эффектив қийматларини кўрсатади.

26.4-§. Ўзгарувчан ток занжирида индуктивлик ва сиғим. Ўзгарувчан ток занжирида ток кучи, кучланиш ва ЭЮК лар бир хил частотада ўзгаради, бироқ бу ўзгаришларнинг фазалари бутунлай бошқача бўлади. Шунинг учун, агар ток кучининг бошланғич фазасини шартли равишда ноль деб қабул қилинса, у ҳолда кучланиш ва ЭЮК ларнинг бошланғич фазалари мос ҳолда қандайдир φ ва ψ қийматга эга бўлади. Бундай шароитда ток кучи, кучланиш ва ЭЮК ларнинг оний қийматлари қуйидаги формулалар билан ифодаланади:

$$i = I_M \sin \omega t, \quad (26.8)$$

$$u = U_M \sin(\varphi + \omega t), \quad (26.9)$$

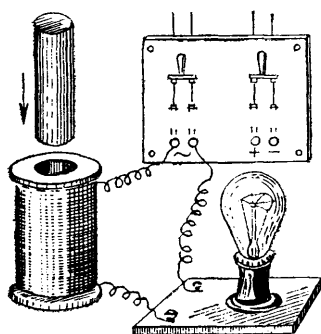
$$e = \mathcal{E}_M \sin(\psi + \omega t). \quad (26.10)$$

Электр энергиянинг токнинг иссиқлик таъсири туфайли қайтмас йўқолишига сабаб бўлган занжирнинг қаршилигига актив қаршилик дейилади. Занжирнинг паст частотали токка қаршилиги шу занжирнинг ўзгармас токка кўрсатган қаршилиги R га тенг деб ҳисоблаш мумкин ва уни (16.18) формула бўйича ҳисоблаб топилади:

$$R = \frac{\rho_0 l}{S} (1 + \alpha t).$$

Фақат актив қаршиликка (масалан, чўгланма лампаларда, қиздириш асбоблари ва ҳоказо) эга бўлган ўзгарувчан ток занжирида кучланиш билан ток орасидаги фазалар силжиши нолга тенг, яъни $\varphi = 0$ бўлади. Бу шуни билдирадики, бундай занжирда ток ва кучланиш бир хил фазада ўзгаради, электр энергияси эса токнинг иссиқлик таъсирига тўла сарф бўлади.

Ўзгарувчан ток занжирига индуктивлиги L бўлган ғалтакнинг уланиши занжир қаршилигининг ортишини кўрсатади. Бу шундай тушунтириладики, ўзгарувчан токда ғалтакка ҳар до-



26.6- расм.

им токни пасайтирувчи ўзиндукция ЭЮК таъсир қилади. Ўзиндукция ҳодисаси туфайли юзага келувчи қаршилик X га индуктив қаршилик дейилади. Занжирнинг индуктивлиги қанчалик катта бўлса ва ток қанчалик тез ўзгарса, индуктив қаршилик занжирнинг индуктив қаршилиги L га ва ўзгарувчан токнинг доиравий частотаси ω га тўғри пропорционалдир:

$$X_L = \omega L. \quad (26.11)$$

Индуктив қаршиликнинг занжирдаги ток кучига таъсири 26.6-расмда тасвирланган тажрибада яққол кўриниб турибди. Ғалтакка ферромагнит ўзак киритилганда лампа ўчади, уни ғалтакдан чиқарилганда эса лампа қайта ёнади. Бунга сабаб шуки, ғалтакка ўзак киритилганда ғалтакнинг индуктивлиги кескин ортади. Шунини қайд этиш керекки, *индуктив қаршиликда кучланиш токдан фаза жиҳатдан олдинда юради.*

Ўзгармас ток конденсатор орқали ўтмайди, чунки унинг қопламалари орасида диэлектрик бўлади. Агар конденсаторни ўзгармас ток занжирига уланса, конденсатор зарядлангандан сўнг занжирда ток тўхтайдди.

Айтайлик, конденсатор ўзгарувчан ток занжирига уланган бўлсин. Конденсаторнинг заряди ($q = CU$) кучланишнинг ўзгариши натижасида узлуксиз ўзгаради, шунинг учун занжирдан ўзгарувчан ток оқиб ўтади. Конденсаторнинг сифими қанчалик катта ва унинг қайта зарядланиши қанчалик тез бўлса, яъни ўзгарувчан ток частотаси қанчалик катта бўлса, ток кучи шунчалик катта бўлади.

Ўзгарувчан ток занжирда электр сифимининг мавжудлиги туфайли юзага келадиган қаршиликка сифим қаршилиги X_c дейилади. У сифим C га ва доиравий частота ω га тескари пропорционал:

$$X_c = \frac{1}{\omega C}. \quad (26.12)$$

(26.11) ва (26.12) формулаларни таққослашдан кўриниб турибдики, бунда индуктивлик ғалтаги юқори частотали ток учун катта қаршиликка, паст частотали ток учун унча катта бўлмаган қаршиликка эга, конденсатор эса аксинча бўлади. *Сифим қаршилиги X_c кучланиш токдан фазаси бўйича орқада қолади.*

Индуктив X_L ва сифим X_c қаршиликларини реактив қаршиликлар дейилади. Ўзгарувчан ток назарияси шунини исботлайдики, индуктив ва сифим қаршиликлари кетма-кет уланганда умумий реактив қаршилик уларнинг айирмасига тенг бўлади:

$$X = X_L - X_C, \quad (26.13)$$

ва $X_L > X_C$ бўлганда индуктив характерга, $X_L < X_C$ бўлганда сифим характерга эга бўлади.

Пировардида шуни айтамызки, вақт бирлиги ичида электр токи занжирнинг берилган қисмига қанча энергия келтиришини кўрсатувчи ўзгарувчан токнинг ўртача актив қуввати қуйидаги формула билан аниқланади:

$$P = IU \cos \varphi. \quad (26.14)$$

Токнинг фақат и с с и қ л и к т а ь с и р и г а с арф бўлувчи қувват қуйидаги формула билан ифодаланади:

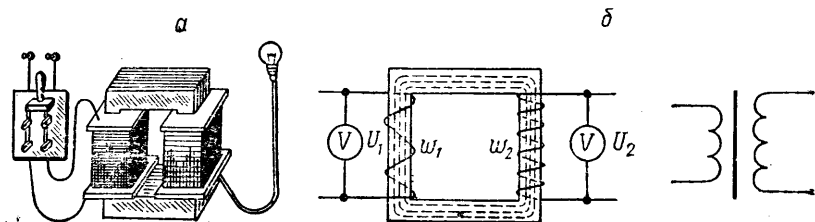
$$P = I^2 R. \quad (26.15)$$

(26.14) формуладан кўриниб турибдики, ўзгарувчан токнинг актив қувватини ошириш учун $\cos \varphi$ ни орттириш керак экан. (Нима учун $X_L = X_C$ бўлганда $\cos \varphi$ энг катта қийматга эга бўлишини тушунтиринг.)

26.5- §. Ўзгарувчан токни ўзгартириш. Трансформатор. Ўзгарувчан токнинг ўзгармас токдан муҳим афзаллиги шундан иборатки, ўзгарувчан ток кучланишини электромагнит индукция ёрдамида ўзгартириш осон, ўзгармас ток кучланишини ўзгартириш усули эса анча мураккаб.

Ўзгармас частотада ўзгарувчан ток кучланиши ва ток кучини ўзгартириш учун мўлжалланган асбоб трансформатор дейилади (26.7- расм). Уни 1876 йилда П. Н. Яблочков ихтиро қилган. Трансформатор юмшоқ пўлатдан ёки ферритдан ясалган берк ўзак ва унга ўтқазилган, бир-бирдан изоляцияланган ўрамлар сони турлича бўлган иккита ғалтак (уларни чулғам деб ҳам аталади) дан иборат. Бир ламчи чулғам ўзгарувчан ток тармоғига, икки ламчи чулғам истеъмолчига уланади. Бирламчи чулғамдаги ток ўзакда ўзгарувчан магнит оқимини вужудга келтиради. Магнит оқими эса иккала чулғамнинг ҳар қайси ўрамларида бир хилда индукция ЭЮК индукциялайди. Агар бирламчи чулғам ω_1 ўрамга, иккиламчи чулғам ω_2 ўрамга эга бўлса, у ҳолда чулғамлардаги индукция ЭЮК улардаги ўрамлар сонига тўғри пропорционал бўлади:

$$\frac{\mathcal{E}_1}{\mathcal{E}_2} = \frac{\omega_1}{\omega_2}. \quad (26.16)$$



26.7- расм.

Иккиламчи чулғам занжири очиқ бўлганда (трансформатор салт ишлаганда) унинг учларидаги кучланиш U_2 ЭЮК \mathcal{E}_2 га тенг бўлади. Бунда бирламчи чулғамда кучсиз ток I_0 оқиб ўтади. Бунга салт ишлаш токи деб аталади. Чулғам қаршилигида кучланиш тушиши жуда кам бўлгани учун, кучланиш U_1 ЭЮК \mathcal{E}_1 дан бироз катта бўлади, бироқ амалда эса $U_1 = \mathcal{E}_1$ бўлади.

Шундай қилиб, трансформатор салт ишлаганда унинг чулғамларидаги кучланиш улардаги ўрамлар сонига тўғри пропорционал:

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{\omega_1}{\omega_2}. \quad (26.17)$$

Агар иккиламчи чулғамдаги ўрамлар сони ω_2 бирламчи чулғамдаги ўрамлар сони ω_1 дан катта бўлса, кучайтирувчи трансформатор, агар иккиламчи чулғамнинг ўрамлар сони ω_2 бирламчи чулғамнинг ўрамлар сони ω_1 дан кичик бўлса, пасайтирувчи трансформатор дейилади. Бирламчи чулғамдаги ўрамлар сонининг иккиламчи чулғамдаги ўрамлар сонига нисбати трансформация коэффициентини n дейилади.

$$n = \frac{\omega_1}{\omega_2}. \quad (26.18)$$

Шундай қилиб, пасайтирувчи трансформаторда n бирдан катта, кучайтирувчи трансформаторда эса бирдан кичик бўлади.

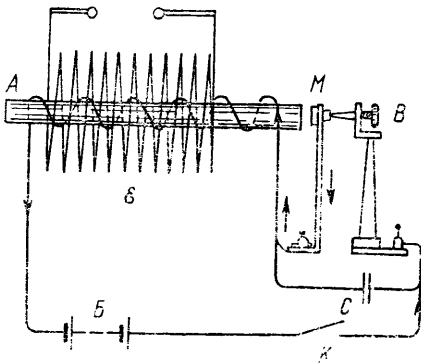
Иккиламчи чулғам занжири уланганда (трансформаторга нагрузка уланганда), иккиламчи чулғамдаги ток I_2 ўзакда магнит оқимини вужудга келтиради. Бу оқим бирламчи чулғамдаги оқимга қарама-қарши йўналган бўлади. Ўзакдаги оқим сусайиши билан бирламчи чулғамдаги ЭЮК \mathcal{E}_1 камаяди. Шунинг учун ундаги ток шундай I_1 қийматгача ортадики, бунда унинг магнит оқими иккиламчи ғалтакнинг қарши оқимини компенсациялайди ва ўзакда натижавий оқим аввалдагидек қолади.

Ғалтакнинг магнит оқими унинг ўрамлари сони ва ток кучига пропорционал бўлгани учун тахминан $I_1 \omega_1 = I_2 \omega_2$ деб ҳисоблаш мумкин (ҳақиқатда эса $I_1 \omega_1$ кўпайтмаси $I_2 \omega_2$ дан бир оз катта). Бундан

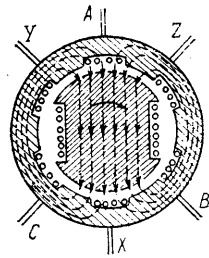
$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{\omega_2}{\omega_1}, \quad (26.19)$$

яъни чулғамлардаги ток кучи ўрамлар сонига тескари пропорционал. Чулғамлар қаршилигидаги кучланиш тушиши унча катта эмас, шунинг учун тахминан $U_1 \approx \mathcal{E}_1$ ва $U_2 \approx \mathcal{E}_2$ деб ҳисоблаш мумкин, яъни (26.17) ифода нагрузка уланган трансформатор учун ҳам тахминан тўғри. (26,7-расм, б нинг ўнгида трансформаторнинг шартли тасвири келтирилган.) (26.17) ва (26.19) ифодалардан $I_1 U_1 \approx I_2 U_2$ келиб чиқади. Бу шуни билдирадики, бирламчи занжирдаги токнинг қуввати P_1 , иккиламчи занжирдаги токнинг қуввати P_2 га тахминан тенг бўлади*.

* Иккала чулғамдаги фазалар силжиш бурчаклари бир-бирдан кам фарқ қилади.



26.8- расм.



26.9- расм.

26.6- §. Индукцион ғалтак. Лабораторияда ўзгармас ток энергияси ҳисобига юқори кучланишли ўзгарувчан ток ҳосил қилиш учун Румкорф индукцион ғалтаги ишлатилади. У оригинал конструкциядаги трансформатордан иборат (26.8- расм).

Калит *K* уланганда *B* батарея токи стойка, винт *B*, пўлат болғача *M* орқали ўтиб, ферромагнетикдан ясалган ўзакли бирламчи ғалтак *A* га келади ва батарея *B* га қайтади. Бунда ўзак магнитлангани учун болғача *M* унга тортилади ва занжир узилади. У ҳолда ўзак магнитсизланади, болғача тўғриланади ва занжирни винт *B* орқали улайди. Сўнгра, юқорида айtilган жараён яна такрорланади.

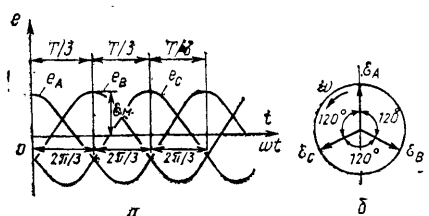
Шундай қилиб, бирламчи ғалтак атрофида ўзгарувчан магнит майдон ҳосил бўлади. Бу майдон ўрамлар сони катта бўлган иккиламчи ғалтакда индукция ЭЮК ғ индукциялайди. Иккиламчи чулғамнинг учлари юқорида кўрсатилган.

Занжир узилганда болғача *M* билан винт *B* орасида майдоннинг ўзгаришини секинлатувчи, яъни иккиламчи ғалтак учлари орасидаги кучланишни камайтирувчи учқун ҳосил бўлади. Учқунни сусайтириш учун учқун чиқадиган контактлар орасига конденсатор *C* уланади. Индукцион ғалтак иккиламчи ғалтак учлари орасида тахминан 10 000 *B* кучланиши олишга имкон беради.

26.7- Уч фазали ток*. Ҳозирги вақтда XIX аср охирларида рус электротехниги М. О. Доливо-Добровольский ихтиро қилган ўзгарувчан токнинг уч фазали системаси жуда кенг қўлланила бошланди. Уч фазали ток қандай олинишини ойдинлаштирамиз.

Уч фазали ток генератори 26.1-, 26.2- § ларда кўриб чиқилган индукцион генератордан, унинг статорида бир чулғамли якорь ўрнида учта бир хилдаги чулғам ўрнатилганлиги билан

* Умумий электротехника ўтмайдиган ўқувчилар учун.



26.10- расм.

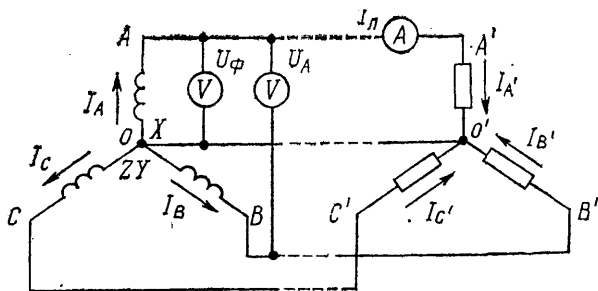
фарқ қилади (26.9- расм). Бу чулғамлар бир-биридан айлананинг $1/3$ қисмига (120° бурчакка) силжитилган. Чулғамларнинг бошланиши A, B ва C ҳарфлар билан, охириги учлари мос ҳолда X, Y, Z билан белгиланган.

Ротор (индуктор) сирпанувчи контаклари бўлган доимий электромагнитдан иборат. Сирпанувчи контактлар генераторнинг ҳаво зазорида индукцияни айлана бўйлаб синусоидал тақсимлайдиган магнит майдон яратади (26.3- расмга қаранг). Ротор айланганда учта чулғамнинг ҳар қайсисида синусоидал ЭЮК индукцияланади. Бу ЭЮК нинг ўзгариш даври роторнинг айланиш даврига тенг, ω доиравий частота эса доиравий айланиш тезлигига мос келади.

Чулғамлар айлананинг $1/3$ қисмига силжиганлиги учун, уларнинг ҳар қайсисидаги ЭЮК роторнинг айланиш йўналиши бўйича олдингисига нисбатан $1/3$ даврга кечикади. Масалан, агар 26.9- расмда таъсирланган вақт моментида $A - X$ чулғамдаги e_A ЭЮК максимал қийматга эга бўлади, у ҳолда ротор $1/3$ айланишига бурилганда (яъни $1/3$ даврдан кейин) у кейинги $B - Y$ чулғамга нисбатан худди шундай вазиятни эгаллайди ва унинг e_B ЭЮК максимал қийматга эга бўлади; яна $1/3$ даврдан кейин учинчи $C - Z$ чулғамдаги e_C ЭЮК максимал қийматга эга бўлади, сўнг яна қайта биринчи чулғамда (e_A) максимал қийматга эга бўлади ва ҳоказо. Шундай қилиб, e_B ЭЮК e_A дан, e_C эса ўз навбатида e_B дан фаза бўйича $1/3$ даврга, яъни $\Delta\phi = 2\pi/3$ бурчакка ёки 120° га кечикар экан (26.10-а расм). e_A, e_B ва e_C ЭЮК ларнинг бу фазалари силжиши (24-7-§ да механик тебранишлар учун қилинганга ўхшаш), катталиги бўйича e_M ЭЮК нинг амплитуда қийматига тенг бўлган ва бир-бири билан 120° бурчак ташкил қилинган \vec{e}_A, \vec{e}_B ва \vec{e}_C векторлар ёрдамида ифодалаш қулай (26.10-б расм). Бу векторларнинг даврий тезлиги ω билан соат стрелкасига тескари йўналишда айлантирилганда уларнинг вертикал ўққа проекцияси мос ҳолда e_A, e_B ва e_C ЭЮК ларнинг оний қийматларини беради.

Фазалари бўйича бир-биридан $1/3$ даврга (яъни $2\pi/3$ га ёки 120° бурчакка) силжиган бир хил частотали ўзгарувчан ЭЮК таъсир этадиган учта электр занжиридан иборат бўлган системага уч фазали система дейилади. Учта занжирнинг ҳар қайсисига фаза дейилади, бундай занжирлардаги ўзгарувчан тоқлар системасига уч фазали тоқ дейилади. Уч фазали тоқ одатдаги ўзгарувчан тоқдан муҳим афзалликларга эга, шунинг учун қарийб барча электр станцияларига уч фазали тоқ генератори ўрнатилади.

Генератор учта фазаларидан ҳар қайсисини принцип жи-



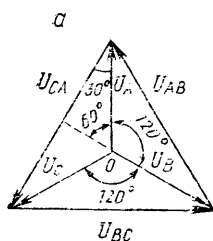
26.11- расм.

ҳатдан алоҳида симлар билан истеъмолчиларга улаш ва ўзгарувчан токнинг алоҳида манбалари сифатида фойдаланиш мумкин эди. Бироқ, бу мақсадга мувофиқ бўлмайди ва фазалар доимо бир-бирига уланади.

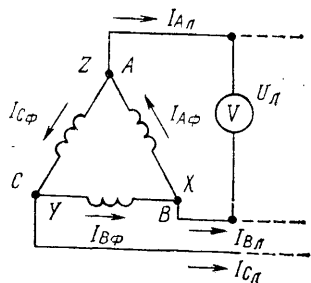
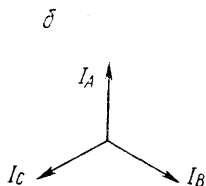
26.11-расмда генераторни истеъмолчиларга улашиш усулларидан бири кўрсатилган. Генератор фазаларининг учлари, x, y ва z битта O тугун қилиб уланган ҳамда уни нейтрал нуқта ёки нейтрал деб аталади. Фазаларни бундай усулда улашга юлдуз усулда улаш дейилади. 26.11-расмда учта гурпуага бўлинган истеъмолчилар худди шундай уланган ва уларни фаза нагрузкалари деб аталади. Истеъмолчиларга генератордан қуйидаги тўртта сим боради: AA', BB', CC' — линия симлари, OO' — нейтрал сим.

Ҳар қайси фаза A, B, C нинг бошланиши билан O нуқта орасидаги кучланишга фаза кучланишлари дейилади ҳамда U_A, U_B ва U_C билан ёки умумий ҳолда U_{ϕ} билан белгиланади. Генераторнинг ички чулғамларидаги кучланиш тушиши кам бўлгани учун генератор фазаларидаги кучланишлар мос ҳолдаги ЭЮК га тенг бўлади (26.10-расмга қаранг) ва U_A, U_B, U_C векторларнинг бир-бири билан 120° бурчак ҳосил қилувчи симметрик юлдуз сифатида тасвирланади (26.12-а расм).

Чулғамлар учлари орасидаги, яъни линия симлари орасидаги



26.12- расм.



26.13- расм.

кучланишларга линия кучланишлари дейилади ва U_{AB} , U_{BC} ва U_{CA} ёки U_{Δ} билан белгиланади (26.11-расм). Линия кучланишлари фарқига тенг. Масалан, линия кучланиши $U_{\Delta} = U_{AB} = U_A - U_B$ ва 26.12-а расмда U_A ҳамда U_B векторларнинг учларини туташтирувчи (олинадиган вектор охиридан камаювчи вектор охиригача йўналган) U_{AB} вектор билан тасвирланади. U_{BC} ва U_{AC} кучланишлар ҳам шунга ўхшаш аниқланади.

Иккита фаза векторлари билан ҳосил қилинган тенг томонли учбурчакда O нуқтадан баландлик, линия кучланишларидан биттасини ўтказамиз (26.12-а расм). У ҳолда, $U_{\Delta} = 2U_{\phi} \cos 30^{\circ} = 2U_{\phi} \sqrt{3}/2 = U_{\phi} \sqrt{3}$ ни ҳосил қиламиз. Шундай қилиб, юлдуз усулида уланганда чизиқли кучланиш фаза кучланишидан $\sqrt{3}$ марта катта бўлар экан:

$$U_{\Delta} = U_{\phi} \sqrt{3}. \quad (26.20)$$

Масалан, агар фаза кучланиши 127В га тенг бўлса, у ҳолда чизиқли кучланиш $127 \cdot \sqrt{3} = 220$ В ни ташкил этади.

Фазалардан оқиб ўтувчи тоқларга фаза тоқлари деб аталади (I_{ϕ} билан белгиланади), линия симларидан оқиб ўтадиган тоқларга эса линия тоқлари деб аталади (I_{Δ}) билан белгиланади. 26.11-расмдан кўриниб турибдики, бундай схемадаги уланишлар учун генератор фазаларидаги тоқлар I_A , I_B , I_C мос ҳолдаги линия тоқларига ва нагрузка фазаларидаги тоқларга I_A , I_B , I_C тенг бўлади, яъни

$$I_{\phi} = I_{\Delta}. \quad (26.21)$$

Бу тоқларнинг қиймати фаза кучланишлари ва нагрузка фазаларининг қаршиликлари билан аниқланади. Бундан кўриниб турибдики, соф актив нагрузкада тоқлар фазалари бўйича мос ҳолдаги фаза кучланишлари билан мос келади; агар нагрузка индуктив ёки сиғим характерига эга бўлса, у ҳолда тоқлар кучланишлардан ϕ бурчакка орқада қолади ёки шу бурчакка илгарилаб кетади.

Нейтрал симдаги ток I_0 фаза тоқларнинг йиғиндисига тенг. Шунинг учун вектор диаграммада у I_A , I_B , I_C векторларнинг геометрик йиғиндисига тенг бўлиши керак. Фазалар нагрузкаси бир хил бўлганда I_A , I_B , I_C ток қийматлари бўйича бир хилда бўлади ва векторларнинг симметрик юлдузини ҳосил қилади (26.12-б расм). Бундай ҳолда ток нейтрал симда нолга тенг бўлишини тушуниш қийин эмас. Шунинг учун фазалар нагрузкаси бир хил бўлганда нейтрал симни узиб қўйиш мумкин ва бу билан системада ҳеч нима ўзгармайди.

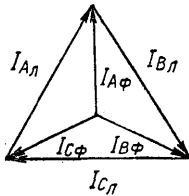
Генератор фазаларини бошқача усулда уланишини қараб чиқамиз: ҳар қайси фазанинг бошланиши олдинги фазанинг охири билан шундай уланадики, бунда фазалар берк учбурчакни ҳосил қилсин (26.13-расм). Фазаларнинг бундай уланишига уч бурчак усулда улаш дейилади. Генератор фаза-

лари линия симларига уланганлиги сабабли, учбурчак усулда уланганда линия кучланишлари фаза кучланишларига тенг бўлади:

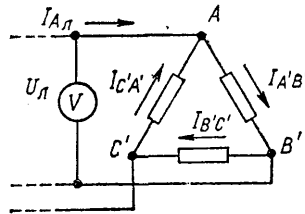
$$U_{\text{л}} = U_{\text{ф}}. \quad (26.22)$$

(26.20) ни (26.22) га таққослашдан кўриниб турибдики, генератор фазаларини юлдуз усулдан учбурчак усулда улашга ўтказилганда линия кучланишлари $\sqrt{3}$ мартага камаяр экан.

Улашнинг ҳар қайси тугунлари учун (26.13-расмга қаранг) оқиб кирувчи тоқларнинг йиғиндиси оқиб чиқувчи тоқлар йиғиндисига тенг. Шунинг учун линия симларидаги тоқлар мос ҳолдаги фаза тоқларининг айирмасига тенг бўлади ва вектор диаграммасида линия тоқлари фаза тоқлари векторларининг фарқларига тенг бўлади (26.14-расм). Фазалардаги нағрузка бир бўлганда 26.14-расмдан қуйидаги муносабат келиб чиқади:



26.14- расм.



26.15- расм.

$$I_{\text{л}} = I_{\text{ф}} \sqrt{3}. \quad (26.23)$$

Шунингдек истеъмолчиларни ҳам учбурчак усулда улаш мумкин; бунинг учун уларни тўғридан-тўғри линия симларига уланади (26.15-расм). Бунда кучланишлар учун (26.22) муносабат бажарилиши аниқ. Нағрузка фазаларидаги тоқлар I_{AB} , I_{BC} , I_{CA} уларнинг қаршилиги билан аниқланади; фазаларнинг қаршилиги бир хил бўлганда (26.23) муносабат бажарилади.

Генераторлар юлдуз усулда, истеъмолчилар эса учбурчак усулда уланиши мумкин ёки аксинча. Шуни эсда сақлаш керакки, фазаларни (генератор ёки нағрузкаларникини) юлдуз усулда уланганда (26.20) ва (26.21) муносабат, фазаларни учбурчак усулда уланганда эса (26.22) ва (26.23) муносабат бажарилади. Истеъмолчи қандай кучланиш олиши кераклигига қараб, генератор ва нағрузкаларнинг фазаларининг у ёки бу уланиш схемалари қабул қилинади. (Генераторнинг фаза кучланишлари бир хил $U = 220$ В бўлгандаги, турлича уланиш вариантларини қўллаб нағрузкада 127, 220, 380 В кучланишлар олиши кўрсатинг.)

Уч фазали системанинг умумий актив қуввати учала фазанинг актив қувватлари йиғиндисига тенг ((26.14) формулага қаранг). Фазалар нағрузкаси бир хил бўлганда

$$P = P_A + P_B + P_C = 3P_{\text{ф}} = 3I_{\text{ф}} U_{\text{ф}} \sqrt{3} \cos \varphi. \quad (26.24)$$

Тога актив нагрузкада $\cos \varphi = 1$ эканлигини биламиз).

Юлдуз усулда уланганда (26.20) ва (26.21) муносабатлар ёки учбурчак усулда уланганда (26.22) ва (26.23) муносабат U_ϕ ва I_ϕ ларни U_Δ ва I_Δ орқали ифодалаб, иккала ҳол учун қуйидагини ҳосил қиламиз:

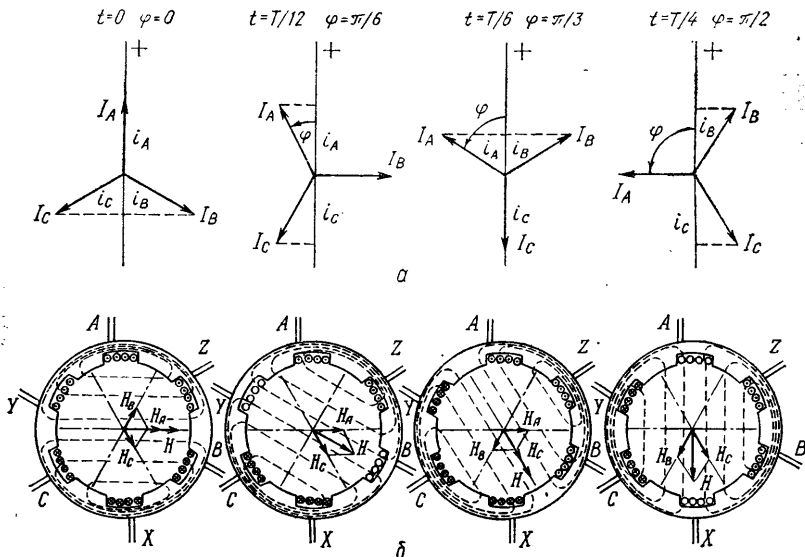
$$P = \sqrt{3} I_\Delta U_\Delta \cos \varphi. \quad (26.25)$$

Ушбу муносабатдан кўриниб турибдики, уч фазали токни узатиш линияси икки симли линияни узатишга қараганда тежамли экан: уч фазали линиянинг узатиш линияларда кучланиш ва тоқлар бир хил бўлганда симларнинг умумий узунлиги икки симли линиялардагига нисбатан 1,5 марта катта, узатилаётган қувват эса $\sqrt{3}=1,73$ марта катта бўлади.

Уч фазали системанинг муҳим афзалликларидан бири унинг оддийлиги, уч фазали электр двигателларнинг ишончлилиги ва самарадорлиги ҳисобланади. Уларнинг тузилиши асосида айланувчи магнит майдон ётади. У қандай ҳосил бўлишини тушунтирамиз.

Уч фазали двигателнинг статори тузилиши жиҳатдан генератор статорига ўхшаш бўлади (26.9-расм). Статорнинг ички сиртига учта ғалтак — двигатель фазалари жойлаштирилади. Улар юлдуз усулда ёки учбурчак усулда уланади ва уч фазали линияга қўшилади.

Ғалтак (фаза)лар бир хил бўлганлиги учун улардаги тоқлар қийматлари бўйича бир хил бўлиб, фазалари бўйича бир-бирига нисбатан $2\pi/3$ ёки 120° бурчакка силжиган бўлади ва вақтнинг истал-



26.16- расм.

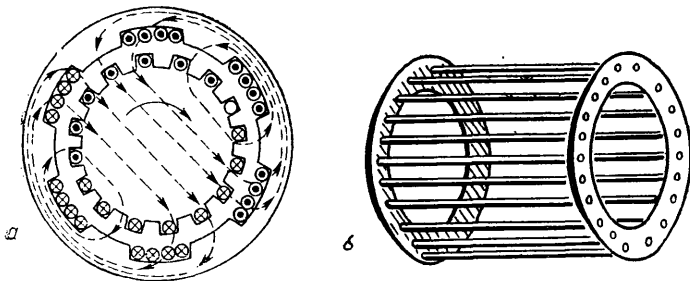
ган моментиди $\omega = 2\pi/T$ доиравий тезлик билан айланувчи I_A , I_B ва I_C векторларнинг вертикал ўққа проекцияси сифатида тасвирланиши мумкин. 26.16-а расмда бу векторларнинг $\Delta t = T/12$ вақт оралигидан кейинги газияти кўрсатилган; бу эса уларнинг $\Delta\varphi = \pi/6$ ёки 30° бурчакка бурилганига мос келади.

Ҳар қайси ғалтакдаги ток ўқ бўйлаб синусоидал ўзгарувчи ғалтак текислигига перпендикуляр бўлган магнит майдонни вужудга келтиради. Ғалтакларнинг майдон кучланганликлари H_A , H_B ва H_C вақтнинг ҳар қайси пайтларида ғалтакдаги токларга пропорционал бўлади (26.16-б расм) (22.14-§ қаранг). Учала ғалтакларнинг натижавий кучланганлиги H кучланганликлар H_A , H_B ва H_C нинг геометрик йиғиндиларига тенг бўлади. 26.16-б расмдан кўриниб турибдики, H вектор қиймати бўйича бир хилда бўляпти ва I_A , I_B , I_C векторлар бурилган. φ бурчакка бурилар экан, яъни статорда $\omega = 2\pi/T$ доиравий тезликда айланар экан.

Шундай қилиб, $2\pi/3$ (120°) бурчак остида йўналган ва фазалари бўйича ана шундай бурчакка силжиган учта синусоидал магнит майдонлар бир-бирига қўшилганда кучланганлик қиймати бўйича ўзгармас бўлган айланувчи магнит майдон ҳосил бўлади.

Фараз қилайлик, статор ичига контактлари сирпанувчи ўзгармас электромагнитдан иборат бўлган ротор жойлашган бўлсин. Айланувчи магнит майдоннинг шимол ва жануб қутблари роторнинг қарама-қарши қутблари ўзига тортилади ва ротор статор майдони қандай тезликда айланган бўлса, худди шундай тезликда айланади. Шунинг учун бундай двигателга синхрон двигатель дейилади. Бундай двигатель генератор сингари тузилган бўлади (26.9- расм).

Бошқа типдаги уч фазали двигателнинг конструкциясида ротор сирти бўйлаб ўқларга торецлари бўйича ҳалқалар билан туташтирилган симлар ётқизилади (26.17-а расм). Бундай роторга қисқа туташтирилган дейилади; ротордан олинган унинг чулғамлари олмахон ғилдирагини эслатади (26.17-б расм). Эслатиб ўтамизки, бундай ротор учун сирпанувчи контактлар керак бўлмайди.



26.17- расм.

Айланувчи магнит майдоннинг индукция чизиқлари ротордаги ўтказгичларни кесиб ўтиб, уларда торец ҳалқалари орқали қисқа туташувчи индукцион тоқлар вужудга келтиради. Бу тоқларнинг йўналишини ўнг қўл қондаси бўйича аниқлаш мумкин (23.3- § га қаранг); бунда чўзилган бош бармоқ ўтказгичнинг майдонга нисбатан ҳаракат йўналишини кўрсатиши керак (26.17-а расмда тасвирланган двигателда майдон соат стрелкаси бўйича айланади). Бу тоқлар ўз навбатида магнит майдон билан ўзаро таъсирлашади, натижада ўтказгичларга майдон айланиши томон таъсир этувчи Ампер кучлари (чап қўл қондасига мувофиқ) вужудга келади (22.9- § га қаранг). Бу кучлар роторни айланувчи майдон кетидан эргаштириб кетади.

Бироқ, ротор майдонга нисбатан бироз кичик тезликда (бир неча фоизга) айланади, чунки унинг майдон билан синхрон айланишида ўтказгичлар билан майдон ҳаракатига нисбатан тўхтаган бўлар эди, ўтказгичларга таъсир этувчи индукцион тоқлар ва кучлар йўқолган бўлар эди. Бундай уч фазали двигателга асинхрон двигатель дейилади. У тузилиши жиҳатидан жуда содда ва жуда кенг ишлатилади.

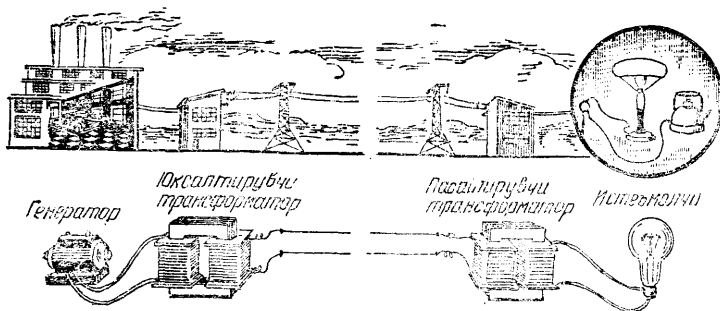
26.8- §. Халқ хўжалигида электр энергия ишлаб чиқариш, узатиш ва уларни тақсимлаш. Халқ хўжалигининг ривожланиши биринчи навбатда энергетиканинг ривожланиши билан аниқланади. Саноат учун асосий энергия манбаи электр станция бўлгани учун янги электр станциялар қуришга ва ишлаб турган электр станциялар қувватини оширишга катта эътибор берилади. Собиқ Иттифоқдаги электр станцияларнинг умумий қуввати 1974 йилда $200 \cdot 10^6$ кВт дан ошиб кетди. 1980 йилда эса 1974 йилдагига қараганда тахминан 1,4 марта кўп ўсади.

Кейинги йилларда қуввати $4,5 \cdot 10^6$ кВт бўлган Братск ГЭСи, қуввати $6 \cdot 10^6$ кВт бўлган дунёда энг йирик Красноярск ГЭСи сингари гигантлар ишга туширилди. Красноярск ГЭСига ҳар қайсисининг қуввати $0,5 \cdot 10^6$ кВт бўлган, дунёда энг кучли гидроагрегатлар ўрнатилган. Қуввати $6,4 \cdot 10^6$ кВт бўлган Соёно-Шушинск ГЭСи қурилмоқда. Ангарадаги умумий қуввати $(12—15) \cdot 10^8$ кВт бўладиган ГЭС нинг каскад қурилиши давом этмоқда.

Ҳозирги вақтда электр энергиянинг кўп қисми арзон ёқилғида ишлайдиган иссиқлик электр станцияларида ишлаб чиқарилади. Дунёда энг йирик бўлган Кривой-Рог станциясининг қуввати $3 \cdot 10^6$ кВт. Шунингдек ҳар қайсисининг қуввати $(4—5) \cdot 10^6$ кВт бўлган анча йирик иссиқлик электр станцияси қурилмоқда.

Электр энергия ишлаб чиқариш бўйича яқин йилларда биринчи ўринни оладиган атом электр станцияларининг қурилиши жадал суръатлар билан бормоқда.

Электр энергия олиш учун бошқа манбалардан ҳам, масалан, қуёш электр станцияси, геотермал, шамол ва бошқа энер-



26.18- расм.

гиялардан фойдаланилади. Келажакда денгиз суви кўтарилиш энергиясидан фойдаланиш кўзда тутилмоқда: масалан, Оқ денгизга кучли кўтарилувчи сув электр станциясини қуриш лойиҳаланмоқда.

Электр энергияни катта масофага минимал исроф билан узатиш ёрдамидагина электр энергиядан самарали фойдаланиш мумкин. Бунинг учун энергияни юқори кучланишда узатиш керак. Ҳозир 500, 750 кВ кучланишда ишлайдиган узатиш линиялари бор, бир миллиондан ортиқ кучланишда ишлайдиган линия ишлаб чиқилмоқда.

Электр энергияни катта масофага узатишнинг соддалаштирилган схемаси 26.18- расмда кўрсатилган. Ҳозирги вақтда қўлланиладиган узатиш линияларда юқори кучланишда ўзгармас токда узатишни амалга ошириш қулай, $1,5 \cdot 10^6$ В кучланишни узатишга мўлжалланган шундай узатиш ишлаб чиқилмоқда.

27- БОБ. ЭЛЕКТРОМАГНИТ ТЕБРАНИШЛАР ВА ТУЛҚИНЛАР

27. 1- §. Энергиянинг берк тебраниш контурида айланиши. Тебраниш частотаси. Электромагнит тебранишларни ҳосил қилиш учун электр майдон энергияси магнит майдон энергиясига айланиши ва аксинча бўлиши мумкин бўлган занжирга эга бўлиш керак. Бундай занжирни тебраниш контури деб аталади.

Магнит майдон соленоидда, электр майдон эса конденсаторда ҳосил бўлгани учун оддий тебраниш контури индуктивлиги L бўлган соленоид ва сифими C бўлган конденсатордан иборат. Тебраниш контури ясаладиган ўтказгичларнинг актив қаршилиги етарлича кичик бўлиши керак, акс ҳолда контурда электромагнит тебраниш вужудга келмайди.

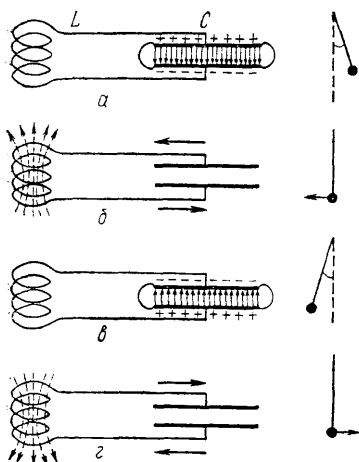
Электромагнит тебранишлар қандай содир бўлишини қараб чиқамиз. C сифимли конденсаторни қандайдир U_m кучланишга-ча зарядлаймиз ва уни индуктивлиги L бўлган ғалтакка улаймиз (27.1- расм). 27.1 а- расмда конденсаторнинг зарядсизлана бошланиш моменти кўрсатилган. Шу моментда конденсаторда электр майдон бўлади, ғалтакда эса магнит майдон ҳали бўлмайди, шунинг учун контурнинг барча ортиқча энергияси электр энергиядан иборат бўлади ва $W_{эл} = CU_m^2/2$ формула билан ифодаланади (15.17- § га қ.).

Зарядлар конденсатордан ғалтакка қараб интилганда унда ўзиндукция ЭЮК ҳосил бўлади, бу токнинг ортишига тўсқинлик қилади, бироқ уни тўхтата олмайди (23.10- § га қ.). Ток конденсатор тўла зарядсизлангунга қадар ортади. Ана шу пайтда (27.1- б расм) занжирдаги ток кучи максимум қиймат

I_m га етади, контурнинг барча ортиқча энергияси ғалтакнинг магнит майдон энергиясига айланади ва у $W = LI_m^2/2$ формула билан ифодаланади (23.11- § га қ.).

Агар актив қаршилик ўтказгичларнинг қизишига кетадиган энергияси ҳисобга олмайдиган даражада кичик бўлса, у ҳолда $W_m = W_{эл}$ бўлади. Шундай қилиб, $R = 0$ бўлган чегаравий ҳолда, яъни контурда хусусий тебранишлар бўлганда, қуйидаги формула ўринли бўлади:

$$\frac{CU_m^2}{2} = \frac{LI_m^2}{2} \quad (27.1)$$



27.1- расм.

лабки йўналишини қувватлаб турувчи ўзиндукция ЭЮК индукцияланади, натижада конденсатор қайта зарядланади, яъни магнит энергия электр энергияга айланади.

Ғалтакда магнит майдон йўқолганда конденсатор яна зарядсизлана бошлайди (27.1- в расм) ва барча электр энергия магнит энергияга айлангунча контурда тескари йўналишдаги ток вужудга келади (27.1- г расм). Шундан сўнг ўзиндукция ЭЮК таъсири ҳисобига конденсатор қайта зарядланади ва 27.1-а расмда кўрсатилган ҳолатга эришади.

Шундай қилиб, контурда тўла тебраниш тугайди ва сўнгра барча баён этилган процесс худди шу тартибда такрорланади.

Контурдаги электромагнит тебранишларнинг механик энергияга жуда ўхшашлигидан пайқаш мумкин: конденсаторнинг электр энергиясини маятникнинг потенциал энергиясига, ғал-

такдаги токнинг магнит энергиясини маятникнинг кинетик энергиясига таққослаш мумкин (27.1-расмга қаранг).

Бир марта тўла тебраниш учун кетган вақт электромагнит тебранишлар даври T , вақт бирлиги ичидаги тебранишлар сонига тебранишлар частотаси ν дейилади: $\nu = 1/T$.

Назария шуни кўрсатадики, идеал контурдаги ($R=0$) тебраниш даври, яъни хусусий тебраниш даври ғалтак ва конденсатор қаршилиқларининг тенглик шартидан, яъни қуйидаги формуладан аниқланади:

$$X_L = X_C \text{ ёки } L\omega_p = \frac{1}{\omega_p C}. \quad (27.2)$$

Бу тенглик бажариладиган частота ω_p га тебраниш контурининг хусусий частотаси дейилади.

(27.2) формуладан қуйидаги ҳосил бўлади:

$$\omega_p = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \quad (27.3)$$

$\omega_p = 2\pi/T$ бўлгани сабабли (24.6-§ га қ.), контурдаги хусусий тебраниш даври учун қуйидагини ҳосил қиламиз:

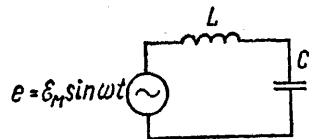
$$T = 2\pi\sqrt{LC}. \quad (27.4)$$

(27.4) формуладаги муносабатга Томсон формуласи дейилади. (27.4) формуладан кўриниб турибдики, контурдаги хусусий тебраниш частотаси ν учун қуйидаги формула ўринли:

$$\nu = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}. \quad (27.5)$$

(27.5) формуладан кўриниб турибдики, L ва C етарлича кичик бўлганда ҳам контурда миллион ва ундан катта герц билан ўлчанадиган юқори частотали тебранишлар ҳосил қилиш мумкин.

27.2-§. Сўнувчи электромагнит тебранишлар. Электр резонанс. Олдинги параграфда баён этилган контур бирор актив қаршилиқ R га эга бўлиши учун ω энергияга эга бўлган зарядланган конденсаторни ғалтакка улаганда ҳар бир тебраниш давомида W энергиянинг камайиши содир бўлади, чунки у контур ўтказгичларининг қизишига сарф бўлади. Демак, реал ҳолларда контурдаги эркин тебранишлар сўнувчи тебранишлардир, равшанки контурнинг актив қаршилиги R нинг



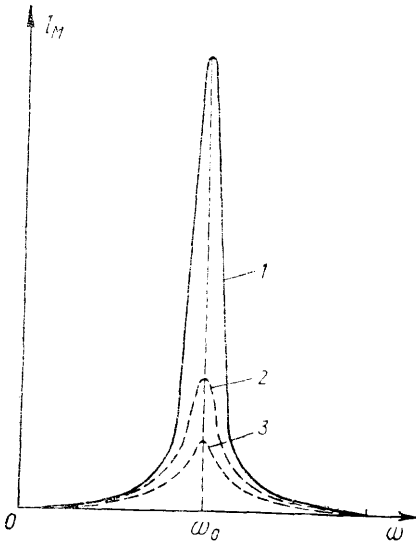
27.2- расм.

ортиши билан тебранишларнинг сўниш тезлиги ҳам ортади; бу эса механик тебранишларнинг ишқаланишига таъсир этади.

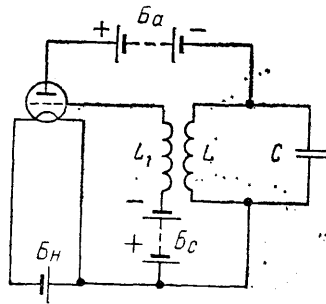
Сўнмас электромагнит тебранишлар ҳосил қилиш учун тебраниш контурига ташқи синусоидал ЭЮК манбаи $e = \mathcal{E}_m \sin \omega t$ (27.2-расм) улаш мумкин. Бу ЭЮК таъсирида контурда шу манба частотаси ω га тенг бўлган частота билан мажбурий тебраниш ўрнатилади (яъни, ўзгарувчан ток оқиб ўтади).

Агар, энди ташқи манба частотаси ω ўзгартирилса, у ҳолда мажбурий электромагнит тебранишлар амплитудаси, механик тебранишлардаги сингари (24.23-§ га қаранг) ўзгаради.

Мажбурий тебранишлар частотаси ω контурнинг хусусий тебранишлар частотасига яқинлашганда электр резонанс вужудга келади. Бу частоталар устма-уст тушганда ($\omega = \omega_0$) конденсатор ва ғалтақларнинг реактив қаршиликлари X_C ва X_L ўзаро бир-бири билан компенсацияланади ((26.13) ва (27.2) формулаларга қаранг) ва контурда ток кескин ортади (27.3-расмдаги резонанс эгри чизиқ 1 га қаранг); чунки бу токнинг қиймати фақат контурнинг актив қаршилиги R билан чегараланади (бу қаршилик, одатда кичик бўлади). Мос ҳолда конденсатор ва ғалтақларнинг реактив қаршиликларидаги кучланишлар тушиши $U_C = IX_C$ ва $U_L = IX_L$ ортиб боради. Резонанс вақтида бу ЭЮК \mathcal{E}_m амплитудасидан ўнлаб ва юзлаб марта ортиқ бўлади.



27.3- расм.



27.4- расм.

Кўриниб турибдики, (27.3) ифода билан аниқланадиган контурнинг хусусий частотаси ω_0 га кўпинча контурнинг резонанс частотаси дейилади.

Контурнинг актив қаршилиги R ни оширилганда резонанс эгри чизиқ пастга қараб боради (23.7-расмдаги 2 ва 3).

Электр резонанс радиотехникада жуда кенг қўлланилади. Тебраниш контурининг резонанс частотасини ўзгарувчан сифимли конденсатор ёрдамида ўзгартириб, приёмникни маълум час-

тотага созланади. Бунда жуда кўп радиотўлқинлар ичидан радиостанцияларнинг керакли эшиттиришини ажратиб олади.

27.3- §. Лампали генератор ёрдамида сўнмас тебраниш ҳосил қилиш. Сўнмас электромагнит тебраниш ҳосил қилиш учун, амалда, шундай қурилма яратиш керакки, унинг ёрдамида соатдаги маятник энергиясини тўлдириб турувчи механизмга ўхшаш, контурдаги ҳар бир тўла тебраниш давомида энергиянинг айланиб иссиқликда йўқолиши компенсациялансин. У ҳолда бирор ташқи манба энергиясининг сарф бўлиши ҳисобига тебраниш контурининг W энергияси ўзгармас бўлиб қолади, тебраниш эса сўнмас бўлади. Реал контурда сўнмас электромагнит тебранишлар ҳосил қилувчи қурилмага э л е к т р о м а г н и т т е б р а н и ш л а р г е н е р а т о р и дейилади.

Лампали генераторнинг ишлаш принципини қараб чиқамиз. Унинг содалаштирилган схемаси 27.4- расмда тасвирланган. C сифимли ва L индуктивликли A тебраниш контури (унда сўнмас электромагнит тебраниш ҳосил қилиши керак) триоднинг анод занжирига уланади, тўр занжирига эса L билан индуктив боғланган L_1 ғалтак уланади. Анод занжири уланганда C конденсатор зарядланади ва A контурда электромагнит тебранишлар ҳосил бўлади.

L ва L_1 ғалтаклар орасида индуктив боғланиш бўлгани учун лампа тўрининг занжирида A контурдаги частотага тенг частотали мажбурий тебранишлар ҳосил бўлади. У билан бир тактда анод занжиридаги ток кучи ҳам ўзгаради. Лампанинг анод занжиридаги ток импульслари A контурдаги электромагнит тебранишлар билан бир тактда бўлгани учун улар бу тебранишларни анод батареясининг энергияси ҳисобига автоматик равишда сақлаб турилади.

Баён этилган қурилма ёрдамида техникада кенг фойдаланиладиган юқори частотали тебраниш ҳосил қилиш мумкин. Контур A даги тебраниш частотасини конденсатор C ўрнига ўзгарувчан сифимли конденсатор улаб ёки ғалтак L нинг индуктивлигини ўзгартириш билан кераклича ўзгартириш мумкин.

27.4- §. Юқори частотали ток ва уларнинг қўлланилиши. Юқори частотали тоқлар ўзига хос хусусиятларга эга. Ўтказгичдан бундай ток ўтган вақтда ўтказгич ичида магнит майдоннинг тез ўзгариши билан боғлиқ бўлган уюрмали тоқлар вужудга келади.

Ўтказгич ичидаги магнит майдоннинг бу ўзгариши шундайки, ўтказгич ўқида уюрмали ток асосий токка қарама-қарши йўналган, ўтказгич перифериясида эса ток асосий ток йўналган томон йўналади. Шундай қилиб, юқори частотали ток ўтказгичнинг кўндаланг кесими бўйича нотекис тақсимланган. Ток зичлиги ўтказгичнинг кўндаланг кесими марказида нолга яқин бўлади ва ўтказгичнинг марказидан унинг ташқи сиртига қараб ортиб боради.

Ута юқори частотада ток амалда фақат ўтказгичнинг юпқа ташқи қатлами бўйича ўтади. Бу ҳодисани скин — эффект (инглизча «скин»тери маънони билдиради) дейилади. Бундай тоқлар учун яхлит ўтказгичларни юпқа деворли трубкаларга алмаштириш мумкин.

Ҳозирги вақтда юқори частотали ток кенг қўлланмоқда. Бир неча мисол келтирамиз. Металл жисмларни тез қиздириш ва эритиш учун юқори частотали эритиш печлари ишлатилади. Масалан, таркибига тез буғланиб кетадиган модда кирадиган металл қотишмаларини тайёрлашда улар махсус беркитилган тигелларда эритилади. Бунда тигель юқори частотали ток билан таъминланадиган ғалтак ичига жойлаштирилади. Уюрмали тоқлар тигель ичидаги моддаларни тез қиздиради ва эритади.

Худди шунга ўхшаш пўлатдан тайёрланган деталлар тобланади. Деталь юқори частотали ток билан таъминланадиган ғалтак ичига қисқа вақтга жойлаштирилади. Деталнинг сиртқи қатлами уюрмали ток таъсирида қизийди, металлнинг ички қатлами эса совуқлигича қолади. Деталь ғалтак ичидан олинганда унинг ички совуқ қисми кучли қизиган сирт қатламдан иссиқликни тезда олади, натижада у тезда совийди ва тобланади. Детални қиздириш чуқурлигини детални ғалтак ичида тутиб туриш вақти ва ток частотаси билан ростлаш мумкин. Бундай усулда тобланган деталнинг сирти қаттиқ ва мустаҳкам бўлади, металлнинг ички қатлами эса эластиклигини ва пластиклигини сақлайди.

Диэлектрикларни қиздириш учун улар тебраниш контуридаги конденсатор ичига жойлаштирилади. Бунда тез ўзгарувчи электр майдон диэлектрикнинг диполларини тебрантиради. Шунингдек, бундай усул билан ёғочлар, озиқ-овқат маҳсулотлари қурилади; медицинада бундан одам танасидаги касалланган органларни қиздириш учун (электродна термия) фойдаланилади ва ҳ. к.

27.5-§. Электромагнит майдон материянинг алоҳида тури сифатида. 23.7-§ да айтилганидек, ўзгарувчан магнит майдон уюрмали электр майдонни ҳосил қилади (23.8-расмга қ.). Бу майдоннинг чизиқлари берк бўлади, у электр зарядларга боғлиқ бўлмаган ҳолда ва фақат магнит майдоннинг ўзгариши содир бўлган вақтдагина мавжуд бўлади. У электр зарядларга электромагнит индукция ҳодисасидан маълум бўлганидек электростатик майдон сингари таъсир этади.

Ж. Максвелл электр ва магнит майдонлар орасидаги ўзаро боғланишни ўрганиб, қуйидаги иккита постулат асосида электромагнит майдон назариясини яратди:

- 1) *ўзгарувчан магнит майдон атроф фазода уюрмали электр майдонни ҳосил қилади;*
- 2) *ўзгарувчан электр майдон атроф фазода уюрмали магнит майдонни ҳосил қилади.*

Конденсатор ўзгарувчан ток занжирига уланганда унинг қопламалари орасида ўзгарувчан электр майдон бўлади, бу эса худди шу фазода магнит майдон бўлиши кераклигини билдиради. Шундай қилиб, ўзгарувчи электр майдонни, унинг магнит таъсири бўйича зарядсиз электр токи деб қараш мумкин. Ҳақиқатан ҳам, токдан фарқ қилиш учун Максвелл уни силжиш токи деб атади. Шундай қилиб, «электр токи» терминини кенг маънода ишлатиб, яъни унга ўтказувчанлик токини ҳам, силжиш токини ҳам киритиб қўйидагини тасдиқлаш мумкин: *магнит майдон фақат электр токи таъсирида ҳосил бўлади ва фақат ҳаракатланувчи зарядларга таъсир этади; электр майдонни эса фақат электр зарядлар ва ўзгарувчан магнит майдон билан ҳосил қилинади ҳамда у исталган электр зарядларга таъсир этади.*

Юқорида баён этилган конденсатордаги электр майдоннинг ўзгариши атроф фазонинг яқин нуқталарида ўзгарувчан магнит майдон ҳосил қилади, у эса ўз навбатида қўшни нуқталарда электр майдон ҳосил қилади ва ҳ. к. Шундай қилиб, майдонлар ўзгариши содир бўладиган барча фазода бир вақтнинг ўзида уюрмали электр ва магнит майдонлар (бир-бирини вужудга келтирувчи ва ҳимоя қилувчи) мавжуд бўлади. Бу майдонлар бир-бирига узлуксиз боғлиқ бўлгани учун уларнинг умумий майдонни электромагнит майдон дейишга шартлашдик.

Юқорида айтилгандан кўришиб турибдики, агар фазонинг қандайдир кичик соҳасида электр ва магнит майдонларни даврий равишда ўзгартирилса, у ҳолатда бу ўзгаришлар фазонинг бошқа нуқталарида ҳам даврий равишда такрорланиши керак, бунда ўзгариш ҳар қайси кейинги нуқтада олдинги нуқтадагига қараганда бир оз кейин содир бўлади. Бошқача қилиб айтганда, агар унча катта бўлмаган қандайдир соҳада электромагнит майдон ҳосил қилинса, у ҳолда бу майдондан барча томонга маълум тезликда электромагнит тўлқинлар тарқалиши керак. Шундай қилиб, Максвелл постулатларидан келиб чиқадики, табиатда электромагнит тўлқинлар мавжуд бўлиши керак.

Максвелл яратган назария ёрдамида электромагнит тўлқинларнинг вакуумдаги тарқалиш тезлиги ёруғликнинг тарқалиш тезлиги c га тенг эканлигини исботлади (28.6-§ га қаранг):

$$c \approx 3 \cdot 10^8 \text{ м/с} = 300\,000 \text{ км/с.}$$

Электр ва магнит майдонлар энергияга эга бўлгани учун тўлқинлар тарқаладиган фазода маълум миқдорда электр ва магнит энергия бўлади. Бу энергия тўлқинлар ёрдамида улар тарқалган томонга бир нуқтадан иккинчи нуқтага кўчирилади.

Тажрибалар ва Максвелл назариясининг кейинги ривожланишлари юқорида келтирилган Максвелл постулатларининг тўғрилигини тасдиқлади.

Электромагнит ҳодисалар материянинг алоҳида ҳаракат формасини механик ҳаракат формасидан фарқли бўлган электромагнит формасини характерловчи ўз қонуниятларига бўйсунди. Энди тебраниш контури ёрдамида электромагнит тўлқинларни қандай ҳосил қилиш мумкинлигини тушунтирамиз.

27.6- §. Очiq тебраниш контури. Нурланиш. Электромагнит тебранишлар ҳар доим электромагнит тўлқинлар ҳосил қилиши керак, бироқ амалда бу тўлқинларни ҳар доим ҳам пайқаш ва ундан фойдаланиш мумкин бўлавермайди.

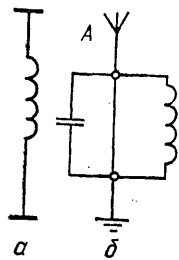
27.1- расмда кўрсатилган тебраниш контурида фақат сифим билан индуктивлик орасида энергия алмашиниш содир бўлади, электромагнит тўлқинларни ҳосил қилиш учун фазода сарф бўладиган энергия жуда кичик бўлади. Шунинг учун бундай тебраниш контурини берк контур дейилади. Ҳақиқатан, берк тебраниш контури шунчалик заиф тўлқинлар яратадики, бунда уларни махсус ўта юқори сезгирликка эга бўлган қурилмалар ёрдамида сезиш мумкин. Электромагнит тўлқинларнинг интенсивлигини ошириш учун нима қилиш керак?

Бу соҳадаги биринчи тажрибани Г. Герц қилган (27.8- § га қаранг) бироқ берилган масаланинг ечими А. С. Попов ишларидан кейин узил-кесил топилган.

Берк тебраниш контури атроф фазода электромагнит тўлқинлар ҳосил қилмайди, шунинг учун бу контурнинг электр ва магнит майдонларининг ўзгариши фазонинг жуда чегараланган соҳасида (конденсатор ва ғалтак ичида) содир бўлади. Интенсив тўлқинларни ҳосил қилиш учун бу тебранишларни очiq фазода шундай ҳосил қилиш керакки, бунда ўзгарувчан майдон контурни барча томондан қамраб олсин.

Маълумки тебраниш контури билан ҳосил қилинувчи электромагнит тўлқинларни электромагнит нурланиш дейилади. Контурнинг нурланишини орттириш учун конденсатор қопламаларини бир-биридан узоқлаштириш мумкин (27.5-а расм). Бундай тебраниш контурига очiq тебраниш контури дейилади. Бироқ, бундай ҳолда ҳам нурланиш интенсивлиги амалий мақсадлар учун етарли бўлмайди.

Попов контур ҳосил қиладиган нурланиш қувватини оширишнинг анча самарали усулини топди. У контурни ўзгартирмасдан, ғалтакнинг бир учини ерга улади, иккинчи учига эса юқориги эркин учи бўш бўлган вертикал сим улади. Бу вертикал А симга (27.5- расм, б) ҳозир тушириш сими деб аташ қабул қилинган. Электромагнит нурланишларнинг қувватини ошириш ва электромагнит тўлқинларни қабул қилиш учун тебраниш контурига уланган барча қурилмани антенна дейилади (1895 йилда А. С. Попов ихтиро қилган).

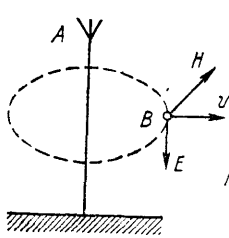


27.5- расм.

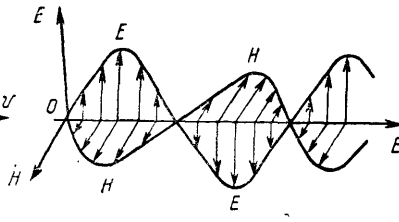
27.7-§. Электромагнит тўлқинлар. Уларнинг тарқалиш тезлиги.

Электромагнит тўлқинлар тарқалганда фазонинг ҳар бир нуқтасида даврий равишда такрорланувчи электр ва магнит майдонларнинг ўзгариши содир бўлади. Бу ўзгаришларни фазонинг ҳар бир нуқтасидаги кучланганлик векторлари H ва E нинг тебраниши кўринишида тасвирлаш қулай.

Максвелл шуни кўрсатдики, бу векторларнинг тебранишлари электромагнит тўлқинларнинг ҳар бир нуқтасида бир хил фазаларда ва иккита ўзаро перпендикуляр йўналишлар бўйича содир бўлади (27.6- расм). Бу йўналишлар ўз навбатида тўлқинларнинг тарқалиш тезлик вектори V га перпендикулярдир. Бу векторларнинг антенна A дан тарқалувчи тўлқинда нисбий жойлашиши мисол тариқасида B нуқтада кўрсатилган. Бу уч векторларнинг югурувчи электромагнит тўлқинларнинг исталган нуқтасида ўзаро жойлашиши ўнг винт қоида сига кўра аниқланади: *агар винт каллигини E ва H векторларнинг текислигига жойлаштириб, уни E дан H га томон (энг қисқа йўл бўйича) буралса, у ҳолда винтнинг илгариланма ҳаракати вектор v нинг йўналишини, яъни тўлқиннинг тарқалиш йўналишини ва у кўчираётган энергия йўналишини кўрсатади.*



27.6- расм.



27.7- расм.

Шундай қилиб, E ва H векторлар v векторга перпендикуляр бўлган текисликда тебранади. Бу шуни билдирадики, *электромагнит тўлқинлар* кўндаланг тўлқинлар ҳисобланади. E ва H векторларнинг вақтнинг бирор моментида тўлқиннинг турли нуқталарида жойлашиши 27.7- расмда кўрсатилган.

Электромагнит тўлқинларнинг тарқалиш тезлиги муҳитнинг электр ва магнит хоссаларига боғлиқ ҳамда Максвелл назариясидан келиб чиқадики, унинг сон қиймати қуйидаги формула орқали ифодаланади:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu_m \epsilon_m}}. \quad (27.6)$$

$\mu_m = \mu_0$ ва $\epsilon_m = \epsilon_0$ бўлгани учун қуйидагига эга бўламиз:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}. \quad (27.7)$$

μ ва ϵ ларнинг вакуумдаги қиймати бирга тенг бўлгани учун электромагнит тўлқинларнинг вакуумдаги тарқалиш тезлиги қуйидаги формула орқали ифодаланади:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}. \quad (27.8)$$

((27.8) формуладан c нинг $3 \cdot 10^8$ м/с га яқин қиймати ҳосил бўлишини кўрсатинг.)

(27.8) ва (27.7) формулаларни таққослаб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\mu\epsilon}} \text{ ёки } \frac{c}{v} = \sqrt{\mu\epsilon}. \quad (27.9)$$

Электромагнит тўлқинларнинг вакуумдаги тарқалиш тезлиги қандайдир бошқа муҳитда тарқалиш тезлигидан неча марта катта эканлигини кўрсатувчи n қийматга шу муҳитнинг абсолют синдириш кўрсаткичи дейилади:

$$n = \frac{c}{v}. \quad (27.10)$$

Тўлқинларнинг синиш ҳодисаси ва n номининг келиб чиқishi 29.6- ва 29.7- § ларга тушунтирилган. Шундай қилиб,

$$n = \sqrt{\mu\epsilon}. \quad (27.11)$$

(27.11) формуладаги муҳитнинг диэлектрик киритувчанлиги электростатикада қараб чиқилган (14.7- § га қаранг) шу муҳитнинг диэлектрик киритувчанлиги $\epsilon_{ст}$ билан мос келмаслигини биламиз, чунки ϵ тебраниш частотасига боғлиқ. Шунинг учун (27.6), (27.7), (27.9), (27.11) формулалар бўйича ҳисоблаганда электростатикада жадвалдан келтирилган ϵ нинг қийматини олиш мумкин эмас. Бироқ, ϵ доимо бирдан катта, электромагнит тўлқинлар тарқалиши мумкин бўлган диэлектриклар учун μ эса амалда бирга тенг деб ҳисоблаш мумкин. Демак, *электромагнит тўлқинларнинг исталган муҳитда тарқалиш тезлиги вакуумдагидан доимо кичик, яъни n доимо бирдан катта бўлар экан.*

Электромагнит тўлқинлар учун (24.23) формула ўринли: $v = \lambda\nu$. Бу формула вакуум учун қуйидаги кўринишни олади:

$$c = \lambda_0\nu, \quad (27.12)$$

бунда, λ_0 — вакуумдаги тўлқин узунлиги.

Маълумки, тўлқин бир муҳитдан иккинчи муҳитга ўтганда тебранишлар частотаси ўзгармай, тўлқин узунлиги ўзгаради. Шуни эсда сақлаш керакки, электромагнит тўлқин узунлиги ҳамма вақт вакуум учун кўрсатилади (агар махсус изоҳ бе-

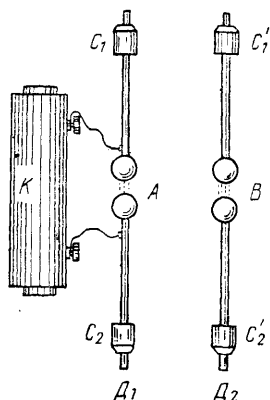
рилмаган бўлса). Амалда, асосан, юқори частотали тебраниш тўлқинларидан фойдаланилади, чунки тўлқинлар ташийдиган энергия частотанинг квадратига пропорционал. Бундан ташқари, тебраниш частотаси қанчалик юқори бўлса, йўналтирилган электромагнит тўлқинлари нурланишини амалга ошириш шунчалик осон бўлади.

Электромагнит тўлқинлар сим бўйича электр энергия узатишда ҳам катта аҳамиятга эга. Бунда сим тўлқинлар учун йўналтирувчи рельслар каби роль ўйнайди. Электр сигналлар симлар бўйича $3 \cdot 10^8$ м/с тезлик билан тарқалади, яъни занжир уланганда амалда бир вақтда бутун занжир бўйича ток ҳосил бўлади, шу вақтда электронларнинг симдаги йўналтирилган ҳаракат тезлиги бир секундда сантиметрнинг ўндан бир улушини ташкил этади.

27.8-§. Герц тажрибалари. Агар электромагнит тўлқинларнинг тарқалиш йўлига тебраниш контури жойлаштирилса, у ҳолда тўлқиннинг электромагнит майдони контурда ўзгарувчан ЭЮК индукциялайди ва унда электромагнит тўлқин частотали мажбурий электромагнит тебраниш ҳосил бўлади (27.2-§ га қаранг). Бу частота контурдаги хусусий тебраниш частотасидан узоқда бўлса, мажбурий тебранишлар амплитудаси ҳисобга олинмайдиган даражада кичик бўлади. Фақат мажбурий тебраниш частотаси контурдаги хусусий тебраниш частотаси билан мос келгандагина, яъни контурни сошлаш вақтида тўлқинларни нурлатувчи манба (вibrator) билан резонанс бўлганда сезиларли даражада электромагнит тебранишлар вужудга келади.

Электромагнит тўлқинларни резонанс ҳодисаси ёрдамида биринчи марта Г. Герц кашф қилган. Герц тебраниш контурлари сифатида ди поль деб аталувчи контурдан фойдаланган (27.8-расм). Д₁ диполь шарчалар билан тугайдиган иккита симдан иборат. Симларнинг қарама-қарши томонларига С₁ ва С₂ қалпоқчалар кийгизилган. Бу қалпоқчаларни силжитиб, контурнинг сифimini ўзгартириш мумкин. Шундай қилиб, диполь ғалтаги линия симлари (ораси ҳаво билан ажратилган) билан алмаштирилган очиқ контурдан иборат (27.5-расм, а). Бундай контурнинг индуктивлиги ва сифими кичик, шунинг учун (27.5) га мувофиқ тебранишлар частотаси жуда катта бўлади (10^8 Гц гача).

Индукцион ғалтак К vibratorни таъминлаш манбаи бўлиб хизмат қилади. Д₁ диполга юқори кучланиш берилганда А оралиқда учқун ҳосил бўлади, Д₁ контурда электромагнит тебраниш вужудга келади, нати-



27.8- расм.

жада вибратор тўлқин нурлатади. Учқун ҳосил бўлганда K ғалтакнинг занжири уланади, натижада унинг қисмларидаги кучланиш тушади; учқун сўнади, контурдаги тебраниш ҳам сўнади. Кучланиш яна ортади, учқун қайта чақнайди ва нурланиш янгиланади ва ҳоказо.

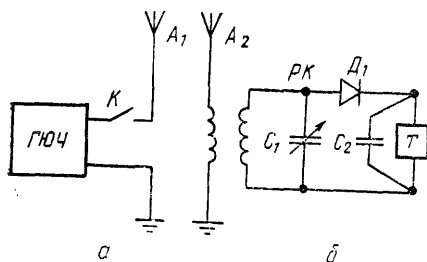
D_1 вибратор билан нурлатилаётган электромагнит тўлқинларни бошқа, D_2 (резонатор) диполь қабул қилади. D_2 диполь ҳам D_1 диполга ўхшаш тузилган бўлиб, унга параллел жойлашган. D_2 нинг контурини D_1 билан резонансга созлаш учун унинг C_1 ва C_2 қалпоқчалари силжитилади. Резонанс вақтида B оралиқда суат учқун ҳосил бўлади.

Герц тажрибалари Максвелл назариясида олдиндан айтилган электромагнит тўлқинларнинг борлигини исботлаб берди. Герц уларнинг хоссаларини тажриба йўли билан текширди, қайтишини ва интерференциясини кузатди. Интерференция ёрдамида Герц тўлқин узунликини аниқлади, частотасини билган ҳолда (24.23) формула бўйича уларнинг тарқалиш тезлигини ҳисоблаб чиқди. Электромагнит тўлқинларнинг тарқалиш тезлиги, ҳақиқатан ҳам ёруғлик тезлиги c га тенг экан. Шундай қилиб, Герц тажрибаларида Максвеллнинг электромагнит майдон назариялари аниқ тасдиқланди.

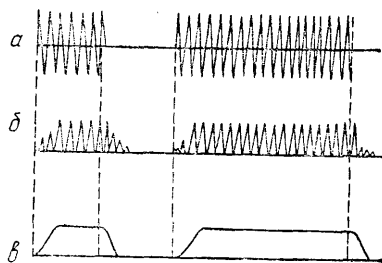
27.9-§. А. С. Поповнинг радиони ихтиро қилиши. Радиотелеграф алоқаси. Г. Герц тажрибаси шуни кўрсатдики, электромагнит нурланиш ёрдамида сигналларни узатиш ва уларни қабул қилиш мумкин, бироқ буларнинг ҳаммаси жуда кичик масофада, лаборатория столи чегарасида бажарилган. А. С. Попов антенна ёрдамида вибраторнинг нурланиш қувватини ва резонаторнинг сезгирлигини бир неча мартага орттирган. Шундай усул билан электромагнит тўлқинлар ёрдамида узоқ алоқа принципини ўрнатган.

Электромагнит тўлқинлар узаткичи ва қабул қилгичларини такомиллаштириб, у сўзларни телеграф Морзе алифбеси ёрдамида узатиш ва қабул қилиб олиш ишларини амалга оширди. Тез орада у бу сигналларни телефон ёрдамида эшитиб қабул қилиш принципини яратди. Бундай усулдаги алоқа радиотелеграфлаш деб номланди. Дастлаб Попов фақат бир неча ўн метрда радиоалоқа ўрнатишга, кейин эса у ахборотларни ўнлаб километрга узатишга эришган. Попов ихтиросининг аҳамияти жуда катта. Ҳозирги вақтда радиоалоқа, телевидение, радиолокация ва бошқалар қандай роль ўйнашини ҳар биримиз яхши биламиз.

Оддий радиотелеграф алоқанинг принципиал схемаси 27.9-расмда тасвирланган. Юқори частотали сўнмас тебраниш генератори ЮЧГ (ГВЧ) узаткич ҳисобланади. У калит K орқали антенна A_1 га уланган. Калит уланганда узаткич электромагнит тўлқинлар нурлата бошлайди. Ундан узоқ масофада резонанс контур PQ билан боғланган антенна A_2 ли қабул қилгич ўрнатилади. Резонанс контурдаги ўзгарувчан сифимли конденсатор C_1 қабул қилгични узаткич билан резонанс ҳосил қилиш-



27.9- расм.



27.10- расм.

га созлаш учун хизмат қилади. Маълумки, амалда бир вақтда бир неча узаткич ишлайди. Улар бир-бирларига халақит бермасликлари учун уларнинг ҳар қайсиси бошқа узаткичларнинг частоталаридан фарқ қилувчи ўз частотасига эга бўлиши керак. Конденсатор C_1 маълум узаткич билан, яъни керакли радиостанция билан резонансга созлашга имкон беради.

Резонанс конгруида тебраниш детектор D орқали телеграф аппаратига (ёки телефон) T га ёки ёзиб олувчи қурилмага узатилади. Детектор (тўғрилагич) юқори частотали ўзгарувчан токни йўналиши бўйича ўзгармас токка айлантиради, яъни ўзгарувчан токни тўғрилайди (21.5- § га қ.). Телеграф аппаратида тўғрилланган токнинг пульсацияланишини силлиқлаш учун унга параллел ҳолда конденсатор C_2 уланади. Бу конденсатор ток импульси ўтганда зарядланади ва импульслар оралиғида қисман зарядсизланади.

Сигналлар қуйидагича узатилади. Агар нуқта ва тирени узатиш керак бўлса, у ҳолда калит бир марта қисқа вақт, иккинчи марта узоқроқ вақт уланади. Бунда, узаткичдан тўлқинларнинг кетма-кет иккита импульси: қисқа ва узун (улар 27.10- расм *а* да кўрсатилган) тарқалади. Ток импульслари қабул қилгичнинг детекторидан ўтиб 27.10- расм *б* да тасвирланган кўринишни олади ва телеграф аппаратига узатади. Ток импульслари конденсатор C_2 билан силлиқланади ва аппаратда графиги 27.10- расм *в* да кўрсатилган ток ҳосил бўлади. Бу графикдаги эгри чизиқни ўр овчи дейилади, чунки уни 27.10- расм *б* даги импульсларнинг барча чуққиларига уринма ўтказиб ҳосил қилиш мумкин.

Қабул қилгичдаги токни албатта тўғрилаш керак, чунки телеграф аппаратининг ёзиб олувчи қурилмаси юқори частотали токка мос ҳолда тебрана олмайди.

Телеграф сигналларини телефон ёрдамида эшитиб қабул қилиш мумкин. Бунинг учун юқори частотали тебранишларни паст частотали тебранишларга айлантириш керак.

27.10- §. Радиотелефон алоқа. Амплитудавий модуляция. Товушни радиоузаткичлар орқали узатиш электрон кучайтир-

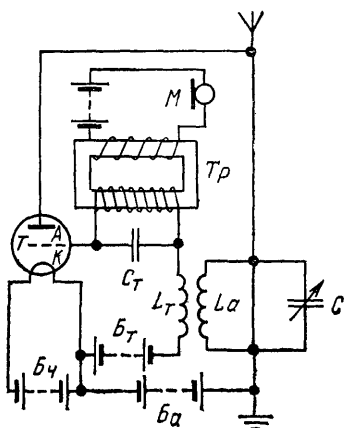
ғичли лампалар ихтиро қилингандан кейингина мумкин бўлиб қолди.

Товушни узатишдаги қийинчилик шундан иборатки, бунда радиоолоқа учун юқори частотали тебраниш керак, товуш тебранишнинг диапазони эса паст частотали тебраниш ҳисобланади. Паст частотали тебранишни нурлатиш учун эффектив бўлган антенналар қуриш мумкин эмас. Шунинг учун товушнинг тебраниш частотасини қандайдир усул билан юқори частотали тебранишга юклаш керак, у эса бу тебранишларни узоқ ма-софага олиб боради.

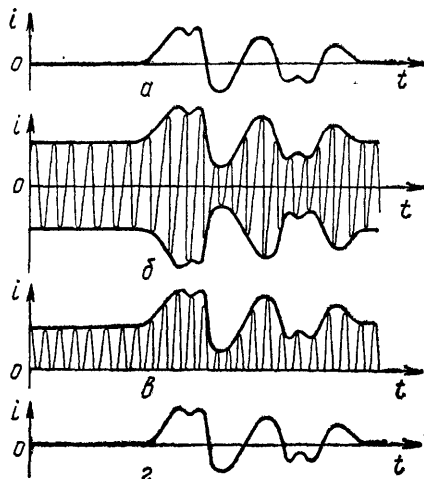
Юқори частотали тебранишларни паст частотали тебранишларга мос ҳолда бошқариш (ўзгартириш) юқори частотали тебранишларни модуляциялаш дейилади. Модуляциялаш шундан иборатки, бунда юқори частотали тебраниш параметрларидан бири паст (товуш) частотаси билан ўзгаради. Юқори частотали тебранишга элтувчи тебранишлар дейилади, улар хизматчи ролини бажаради, яъни товуш частотали тебранишларни элтади. Элтувчи частота қатъий ўзгармас бўлиши, яъни стабиллашган бўлиши керак.

Амплитудавий модуляцияда юқори частотали тебранишлар амплитудасини товуш частотаси билан ўзгартирилади. Амплитудавий модуляцияни қуйидагича амалга ошириш мумкин. Сўнмас тебранишли юқори частотали лампали генераторнинг тўр занжирига товуш частотали электр манбаи уланади. Товуш тебранишлари микрофон M занжирида электр тебранишлар уйғотади (27.11-расм). Бу электр тебранишлар трансформатор Tr орқали электрон лампа тўрининг занжирига узатилади.

Бу трансформаторнинг иккиламчи чулғами юқори частотали тебранишларни ўтказмаганлиги сабабли, унга параллел равиш-



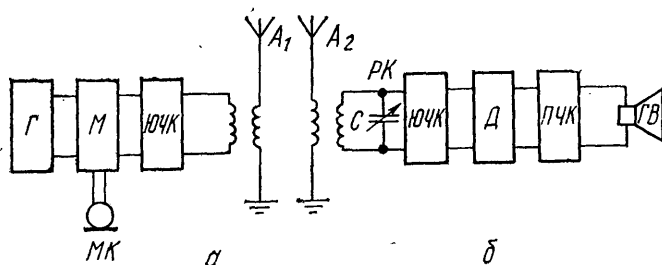
27.11- расм.



27.12- расм.

да конденсатор C_c уланади. Бу конденсатор орқали юқори частотали тебранишлар осон ўтади. Шу вақтнинг ўзида паст частотали тебраниш конденсатор орқали ўтолмайди, чунки конденсатор паст частотали тебранишлар учун катта қаршилик кўрсатади. Тўр занжирига унинг потенциали доимо катодга нисбатан манфийлигича қолиши учун силжиш батареяси B_c уланган.

Агар товуш тебранишлари бўлмаса, қурилма ўзгармас амплитудали юқори частотали сўнмас тебранишли генератор сифатида ишлайди (27.3- § га қ.). Микрофон занжирида электр тебранишлар вужудга келганда (27.12- расм, а) тўрдаги кучланиш $L_a C$ контурдаги тебранишлар билан бир тактда юқори частота билан ўзгаришда давом этади, шу билан бирга товуш частотаси билан ҳам ўзгара бошлайди. Натижада лампанинг анод токи ва контурдаги токнинг тебраниш амплитудаси товуш частотасининг тебранишига мос ҳолда узлуксиз ўзгаради (27.12- расм, б), яъни юқори частотали тебраниш модуляцияси содир бўлади.

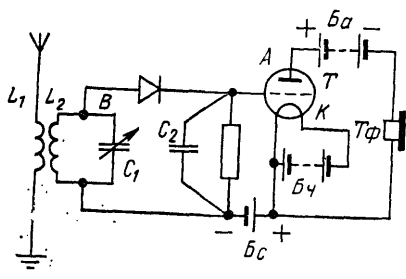


27.13- расм.

Модуляцияланган юқори частотали тебранишлар радиоприёмник антеннаси билан қабул қилиб олинади, кучайтирилади ва детекторланади (27.13- расм в). Телефонда товуш частотасининг тебраниши вужудга келади (27.13- расм г) ва телефон ёки карнайнинг мембранаси узатилган товуш тебранишларини такрорлайди.

27.13- расмда тасвирланган товуш узатувчи радиотелефон алоқанинг принципиал схемасида узаткич ва қабул қилгичлардан иборат бўлган асосий блоklar кўрсатилган. Узаткичнинг биринчи блоки сўнмас тебранишли генератор Γ , иккинчиси микрофон $МК$ ёрдамида тебраниш модуляцияси содир бўлаган модулятор M , учинчиси — юқори частотали тебранишлар кучайтиргичи (УВЧ) ва тўртинчиси — узатувчи антенна A дан иборат.

Қабул қилгичнинг биринчи блоки — антенна A_2 , иккинчи блоки — резонанс контур PK , учинчи блоки — юқори частотали тебранишларни кучайтиргич (УВЧ), тўртинчи блоки — детектор D (бунда тебранишлар тўғриланади), бешинчи блоки —



27.14- расм.

27.11- §. Паст частотали кучайтиргичи бўлган энг содда лампали радиоприёмникнинг тузилиши. Энг оддий лампа радиоприёмникнинг схемаси 27.14- расмда кўрсатилган. Унинг қандай ишлашини тушунтирамиз.

Антенна ёнидан электромагнит тўлқинлар ўтганда антеннада мажбурий тебранишлар вужудга келади. L_1 ва L_2 ғалтаклар орасида индуктив боғланиш бўлганлиги сабабли бу тебранишлар конденсатор C_1 ёрдамида резонансга созланадиган контур B да такрорланади. Контур B даги тебранишлар тўғрилангандан сўнг триод тўри занжирига келади ва унинг анод занжиридаги ток кучининг тўр занжиридаги тебранишлар билан бир тактда ўзгаришига олиб келади. Токнинг кучайган тебранишлари телефон $T\phi$ нинг мембранасини ҳаракатга келтиради, бу ерда электр тебранишлар механик тебранишларга айланади, яъни товуш вужудга келади. Телефондаги товуш жуда заиф бўлса, у ҳолда тебранишларни яна кучайтириш мумкин. Бунинг учун схеманинг анод занжиридаги телефон ўрнига иккинчи триоднинг тўри уланади, телефон эса энди унинг анод занжирига уланади. Кўп лампали приёмникларда юқори частотали тебранишлар детектирлашдан олдин кучайтирилади (27.13- расмга қ). Бу эса радиоприёмникнинг узоқдан берилган эшиттиришларга сезгирлигини оширади.

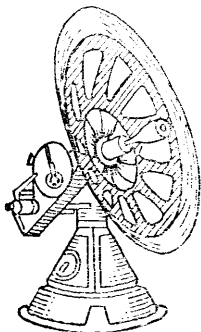
27.12- §. Радиолокация ҳақида тушунча. 25.8- § да ультра-товуш локатори ҳақида айtilган эди. Электромагнит тўлқинлар учун ҳам худди шундай қурилма мавжуд.

1897 йилда А. С. Попов радиоалоқа тажрибасини ўтказаятганда кемадан электромагнит тўлқинлари қайтишини пайқаган. Бу ҳодиса радиолокация учун, яъни электромагнит тўлқинлар қайтарувчи жисмларнинг фазода жойлашинини топиш ва ўрнини аниқлаш учун асос қилиб олинган.

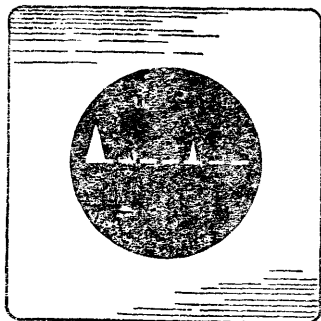
Радиолокацион қурилманинг ишлаши «электромагнит аксадони» ҳосил қилишга асосланган, шунинг учун бундай қурилма электромагнит тўлқинларни нурлагини ва уларни қайтгандан кейин тутиб олиши керак. Унинг нурланиш жисмга қатъий йўналган бўлиши керак. Қурилмада нурланиш импуль-

паст (товуш) частотали тебранишлар кучайтиргичи (УНЧ) ва охириги карнай G_b .

Ҳозирги замон лампали ва ярим ўтказгичли кучайтиргичлар қабул қилинган тебранишларни деярли бузмай кўп карра кучайтиришга имкон беришини биламиз, бу эса жуда узоқдаги радиостанциялардан узатилаётган эшиттиришларни қабул қилиб эшитишга имкон беради.



27.15- расм.



27.16- расм.

сини узатишда унинг объектдан қайтиб келгунга қадар ўтган вақтни аниқ ўлчайдиган асбоб бўлиши керак.

Тўлқин узунлиги қанчалик қисқа бўлса тўлқинлардан йўналтирилган нурланишни амалга ошириш шунча осон бўлади, шунинг учун радиолокация учун қисқа масалан, сантиметрли тўлқинлардан фойдаланилади. Радиолокация қурилмалар марказига қисқа тўлқинлар нурлатгичи жойлаштирилган прожекторни эслатувчи махсус антенна билан жиҳозланади (27.15- расм). Бу антеннанинг ўзи тўсиқдан қайтган нурланиш импульсларини қабул қилиш учун ҳам хизмат қилади.

Радиолокаторда электрон-нурли трубка бор. Унга нурланиш импульслари узатишдаги ва қабул қилишдаги сигналлар узатилади. Бунда экранда ҳосил бўладиган тасвир 27.16- расмда кўрсатилган. Импульсларни узатиш ва қабул қилиш орасидаги ўтган вақтни электрон нурнинг трубка экрани диаметри бўйича ўтиш вақтини аниқлаб билиш мумкин. Тўсиққача бўлган масофани тўлқинларнинг тарқалиш тезлиги $30 \cdot 10^5$ м/с ни импульслар узатиш ва қабул қилиш учун кетган вақтнинг ярмига кўпайтириб ҳосил қилиш мумкин (нима учун ярмига?). Одатда, трубка экранида маълум масштаб бирлигида тўсиққача бўлган тўғри масофа кўрсатилади, бу эса экрандан қайтган импульснинг вазияти бўйича аниқланади.

Радиолокация амалда кенг қўлланилади: самолётларда учиш баландлигини аниқлашда ва ёмон кўринувчанликда қўнишни амалга оширишда, кемаларда тўсиқларни сезиш учун, астрономияда осмон жисмларигача бўлган масофани ўлчашда.

ОПТИКА. НИСБИЙЛИК НАЗАРИЯСИ АСОСЛАРИ

28-БОБ. ЁРУҒЛИҚНИНГ ТАБИАТИ. ЁРУҒЛИҚНИНГ ТАРҚАЛИШИ

28.1-§. Ёруғлиқнинг табиати тўғрисидаги тасаввурлар ривожланишининг қисқача тарихи. Физиканинг ёруғлиқ ҳодисалари қараладиган қисми оптика (грекча «оптикос» — кўриш) дейилиб, ёруғлиқ ҳодисаларининг ўзини эса оптик ҳодисалар дейилади.

Предметларга ёруғлиқ тушганда биз уларни кўрамиз ва фазода ориентирланамиз. Аммо ёруғлиқнинг таъсири бу билан чекланмайди. Масалан, қуёш ёруғлиги тушган жисмларнинг кучли қизишини эслаб кўринг. Демак, ёруғлиқ энергияга эга бўлиб, уни фазода кўчиради. Жисм ёки тўлқин энергия кўчиргани тухайли ёруғлиқнинг табиати тўғрисида икки гипотезани илгари суриш мумкин. Ёруғлиқ нурланиши Ньютон корпускулалар деб атаган жуда майда заррачалар оқимидан ёки бирор муҳитда тарқалаётган тўлқинлардан иборат бўлиши лозим.

Биринчи гипотеза асосида Ньютон ёруғлиқнинг корпускуляр назариясини яратди. Бу назария ёрдамида жуда кўп оптик ҳодисалар тушунтирилган эди. Масалан, нурланишнинг турли хил ранглари уни ташкил қилувчи корпускулаларининг турли шаклда бўлиши билан тушунтирилган эди. Иккинчи гипотеза асосида XVII асрда голландиялик олим Х. Гюйгенс ёруғлиқнинг тўлқин назариясини яратди. Гюйгенс назарияси ёрдамида ёруғлиқ интерференцияси ва дифракцияси каби ҳодисалар яхши тушунтирилган эди.

Бу назарияларнинг бирортаси ҳам алоҳида олганда барча оптик ҳодисаларни тўлиқ тушунтира олмагани сабабли ёруғлиқ нурланишининг ҳақиқий табиати тўғрисидаги масала жумбоқлигича қолаверган эди. XIX аср бошларида О. Френель, Ж. Фуко ва кўпгина бошқа олимларнинг тадқиқотларидан кейин ёруғлиқнинг корпускуляр назариясига қараганда тўлқин назарияси афзаллиги кўринди. Аммо тўлқин назариясида битта катта камчилиги бор эди. Ёруғлиқ нурланиши кўндаланг механик тўлқинлардан иборат, деб фараз қилинган эди. Бинобарин, Қуёш ва Ер орасида муҳит бўлиши лозим, чунки ёруғлиқ Қуёшдан Ерғача эркин ўтади. Шунинг учун жисмлар ва молеку-

лалар орасидаги бутун фазони тўлдирувчи олам эфирни тўғрисида гипотеза яратилган эди. Қаттиқ жисмлардагина кўндаланг тўлқинлар бўлиши мумкинлигини эсласак (27.15- § га қ.), унда эфир эластик қаттиқ жисмнинг хоссаларига эга бўлиши лозим, деб фараз қилишга тўғри келади. Аммо эфирнинг бўлиши олам фазосида Ернинг ҳаракатланишига ҳеч қандай таъсир қилмайди. Демак, эфир ўзини ҳеч нима билан намоён қилмайди, бундан ташқари қаттиқ жисм хоссаларига эга бўлса-да, унда ёруғлик тарқалади. Эфирнинг бундай зиддий хоссалари унинг мавжудлиги тўғрисидаги гипотезани шубҳа остига қўйди.

Ёруғликнинг тўлқин назариясидаги бу зиддиятни асосан Ж. Максвелл бартараф қилди. Электромагнит назария яратилгандан сўнг Максвелл вакуумда ёруғликнинг тарқалиш тезлиги электромагнит тўлқинларнинг тарқалиш тезлиги билан мос келишига диққатни жалб қилди. У шу асосда ёруғликнинг электромагнит табиати тўғрисидаги гипотезани олдинга сурди. Бу гипотеза кейинроқ кўпгина тажрибаларда тасдиқланган эди. Шундай қилиб, XIX аср охирларига келиб ёруғликнинг электромагнит назарияси яратилди. Ундан ҳозирги вақтда ҳам фойдаланилади.

28.2- §. Ёруғликнинг электромагнит назарияси тўғрисида туншунча. Ёруғлик тўлқинлари диапазони. Ёруғликнинг электромагнит назариясига кўра ҳар қандай ёруғлик нурланиши электромагнит тўлқинлар бўлади. Аммо ҳамма электромагнит тўлқинлар ҳам ёруғлик тўлқинлари бўлавермай, фақат одамда кўриш сезгисини уйғотганларигина ёруғлик тўлқинлари бўлади. Тебраниш частотаси $4 \cdot 10^{14}$ дан $7,5 \cdot 10^{14}$ Гц гача бўлган тўлқинлар ёруғлик нурланишига тегишли бўлади. Бу интервалда ҳар қайси частотага ўз нурланиш ранги мос келади. Масалан, $5,4 \cdot 10^{14}$ Гц га яшил ранг мос келади. Нурланиш частотасига кўра (27.12) формуладан унинг вакуумда тўлқин узунлиги нимага тенг бўлишини топиш мумкин.

$$\lambda = \frac{c}{\nu}.$$

Ҳисоблаш шуни кўрсатадики, вакуумда ёруғлик нурланиши 400 нм (бинафша ранг) дан 760 нм (қизил ранг) гача тўлқин узунликка эга бўлади. Ёруғлик нурланиши бир муҳитдан бошқа муҳитга ўтганда унинг частотаси сақлангани учун ранги ҳам сақланишини, ёруғликнинг тарқалиш тезлиги ўзгариши оқибатида тўлқин узунлиги ўзгаришини қайд қилиб ўтамыз. Амалда нурланиш рангини тўлқин узунлиги билан характерлаганда тўлқин узунлиги вакуум учун кўрсатилади.

Максвелл назарий тадқиқотлар ёрдамида ёруғлик нурланиши (бошқа электромагнит тўлқинлар каби) жисмга босим бериши лозимлигини аниқлади. Бу П. Н. Лебедев тажрибаларида тасдиқланди (35.2- § га қ.).

28.3- §. Ёруғликнинг квант назарияси тўғрисида тушунча. Планк доимийси. Шуълаланувчи жисмлар нурланишини унинг тебраниш частоталарига қараб тақсимланишини анализ қилиш ёруғликнинг тўлқин назариясидан келтириб чиқарилган нурланиш қонунлари билан мувофиқ келмаслигини кўрсатди. Бу фактни тушунтиришга ҳаракат қилиб немис физиги М. Планк (1858—1947 й. й.) ёруғлик тўлқин кўринишида эмас, балки муайян ва бўлинмайдиган энергия порцияси кўринишида нурланади деб фараз қилди. Бу энергия порцияларини **квантлар** (лотинча «квантум» — миқдор, масса) деб атади. Ҳозирги вақтда ёруғлик квантларини **фотонлар** деб аталади.

Оптик ҳодисаларни таҳлил қилиш асосида қуйидаги аниқланган эди: бирор муҳитда ёруғлик тарқалиши билан боғлиқ бўлган оптик ҳодисаларни фақат тўлқин назарияси ёрдамида тушунтириш мумкин, ёруғлик чиқарилиши ва ютилиши билан боғлиқ бўлган ҳодисалар эса ёруғлик нурланишининг квант таркиби тўғрисидаги тасаввурлар ёрдамидагина тушунтирилган. Буларнинг ҳаммаси оптик ҳодисаларни тушунтириш учун ёруғликнинг тўлқин ва корпускуляр хоссаларини бирлаштирувчи янги назария зарурлигини билдирар эди. Бу янги назария ёруғликнинг квант назарияси деган ном олди ва дастлабки кўринишида Планк, Эйнштейн, Бор ва бошқа олимларнинг меҳнатлари туфайли яратилди.

Ҳозирги вақтда квант назарияси билан фақат оптик ҳодисаларгина эмас, балки физиканинг барча бўлимларидаги бошқа кўпгина ҳодисалар ҳам тушунтирилади. Бу назария модда ва майдоннинг янги хоссаларини очиб берди, кўпгина янги ҳодисаларни олдиндан айтиб бердики, улар кейин тажриба йўли билан қайд қилинди.

Бу назарияга кўра ёруғликнинг тўлқин ва корпускуляр назариялари орасидаги боғланиш **Планк формуласи** билан ифодаланади:

$$\epsilon = h\nu, \quad (28.1)$$

бу ерда ϵ — квант энергияси, ν — электромагнит нурланишининг тебраниш частотаси ва h — доимий коэффициент бўлиб, ҳамма тўлқин ва квантлар учун бир хил. Уни **Планк доимийси** дейилади. СИ системасида h нинг сон қиймати қуйидагича:

$$h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot \text{с}.$$

Демак, квант назариясига кўра берилган ν частотали ёруғлик нурланиши (28.1) формула билан ифодаланадиган муайян ϵ энергияли фотонлар (квантлар)дан иборат. Бинобарин, **квант энергияси электромагнит нурланишдаги тебранишлар частотасига тўғри пропорционал**, $\epsilon = \nu h$ бўлгани учун (28.1) формуладан

$$\epsilon = \frac{hc}{\lambda} \quad (28.2)$$

ни олампиз, яъни **квантнинг энергияси вакуумда нурланиш тўлқин узунлигига тескари пропорционал**.

Тажриба кўрсатдики, фотон мавжуд экан, у с тезлик билан (вакуумда) ҳаракат қилади ва ҳар қандай шароитда ҳам ўз ҳаракатини секинлаштира олмайди ёки тўхтатмайди. Модда билан тўқнашганда уни модда заррачаси ютиши мумкин. Унда фотоннинг ўзи йўқолади, унинг энергияси эса уни ютган заррачанинг энергиясига тўлиқ ўтади. *Фотон тинчликда массага эга бўлмайди.* Фотонларнинг бу ажойиб ўзгачалиги уларни модда заррачаларидан, масалан, протонлар ёки электронлардан фарқ қилдиради.

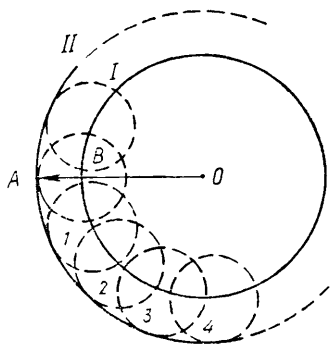
Нима учун баъзи ҳодисаларда ёруғлик аниқ ифодаланган тўлқин хоссаларда, бошқа бир ҳодисаларда эса корпускуляр хоссаларда қайд қилиниши ва қандай тарзда бундай зид хоссалар нурланишда бирлашиши мумкинлиги шу вақтгача аён эмаслигини қайд қилиб ўтамиз. Квант назариясига кўра корпускуляр ва тўлқин хоссаларнинг бирлашиши барча материянинг табиий сифатига, яъни модданинг ҳар бир заррачаси тўлқин хоссаларга ва ҳар бир тўлқин корпускуляр хоссаларга эга.

28.4- §. Ёруғлик манбалари. Молекулалари ва атомлари кўринадиган нурланиш ҳосил қиладиган барча жисмлар ёруғлик манбалари деб аталади. Турли хил ёруғлик манбаларига кўплаб мисоллар келтириш мумкин: чўғланма лампа, ёнаётган гугурт чўпи, газ ёруғлик трубкалари шулар жумласидандир. Уларни ёруғлик чиқараётган заррачаларнинг уйғониш усулига қараб группаларга шартли равишда бўлиш мумкин.

Биринчи группага ҳароратли *ёруғлик манбалари* киради, бу манбаларда шуълаланиш етарлича юқори ҳароратда жисмда заррачаларнинг тартибсиз ҳаракати туфайли атом ва молекулаларнинг уйғониши ҳисобига пайдо бўлади. Бундай ёруғлик манбаларининг нурланиш энергияси уларнинг ички энергиялари ҳисобига бўлади.

Иккинчи группага люминесцент ёруғлик манбалари киради, уларнинг атом ва молекулаларининг уйғониши юқори ҳарорат таъсирида эмас, балки модданинг учаётган заррачалари оқими, масалан, ташқи электромагнит майдон ёки химиявий реакция таъсирида электронлар оқими туфайли юзага келади. Бу ҳолда нурланиш энергияси электр, химиявий ёки механик энергия ҳисобига, яъни бирор ташқи манбанинг энергияси ҳисобига олинади. Электрон-нурли трубка экранининг шуълаланиши, рекламаларда газ ёруғлик трубкаларининг шуълаланиши, бўёқларнинг шуълаланиши ва шунга ўхшашлар люминесцент нурланишларга мисол бўлади. 35.17- § да люминесценция ҳодисаси батафсил ўрганилади.

Учинчи группага В а в и л о в — Ч е р е н к о в эффекти билан боғлиқ бўлган моддадаги шуълаланиш киради. Бу шуълаланиш моддада электронларнинг ҳаракатланиш тезлиги ёруғликнинг тарқалиш тезлигидан ортганда пайдо бўлади (37.5-§ га қ).



28.1- расм.

28.5-§. Гюйгенс принципи. Ёруғлик нурлари. Фазода тўлқин фронтининг кўчишини тўлқин назарияси ёрдамида қандай тушунтирилишини қараб чиқамиз.

О нуқтадан тарқалаётган сферик тўлқин вақтнинг бирор моментида I вазиятни олсин (28.1- расм). Бирор вақт оралигидан кейин у II вазиятни олади. Фазода тўлқин фронтининг кўчишини Г ю й г е н с п р и н ц и п и ёрдамида тушунтирилади: *тўлқин фронтининг элементар тўлқинлар тарқатаётган барча нуқталари* (28.1- расмдаги 1, 2, 3 ва ҳ. к.) *вибратордир; барча бу эле-*

ментар тўлқинларнинг ўровчиси тўлқин фронтининг янги вазиятини беради (II сирт). (Тўлқинларнинг ўровчиси барча элементар тўлқинларга ўтказилган уринма сиртдан иборат.)

Бу ерда О нуқта томонга келаётган тўлқинларнинг қўшилишида тебранишларнинг ўзаро сусайиши рўй бериб мана шу йўналишда тўлқинлар бир-бирини сўндиришини ҳисобга олиш керак.

Тўлқин фронтининг кўчиши йўналиши 28.1- расмда ВА стрелка билан кўрсатилган. Тўлқин fronti кўчадиган чизиқ нур деб аталишини эслатиб ўтамиз (24.16- § га қ.). Изотроп муҳитда ёруғлик тўғри чизиқ бўйича тарқалади, яъни бундай муҳитда ёруғлик нурлари тўғри чизиқлар бўлади. Буни кўпгина ҳодисалар, масалан, ёруғлик нурлари йўлига қўйилган шаффофмас жисмлардан соя пайдо бўлиши ҳам тасдиқлайди. (Ёруғликнинг тўғри чизиқли тарқалишини тасдиқлашга яна иккита мисол келтиринг).

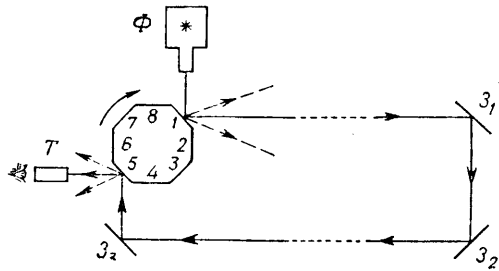
Тўлқин fronti О нуқтадан қанча узоқлаша (28.1- расм), унинг сиртининг эгрилиги шунча камаяди. Шунинг учун ёруғлик манбадан анча катта масофада сферик тўлқин фронтининг кичкина участкасини амалда ясси деб, ёруғлик нурларини эса параллел деб ҳисоблаш мумкин. Масалан, Ер сиртида қуёш нурларини параллел деб ҳисобланади.

Соддалаштириш учун шартли равишда нурнинг энергияси ва ранги тўғрисида гапирилади. Бунда нур йўналиши бўйича кўчириляётган нурланиш энергияси ва ранги назарда тутилади.

28.6-§. Ёруғликнинг вакуумда тарқалиш тезлиги. Майкельсон тажрибаси. Ёруғликнинг тарқалиш тезлиги жуда катта бўлгани сабабли ёруғлик жуда катта масофаларни ўтиши учун сезиларли вақт сарф бўлади, масалан, ёруғлик Қуёшдан Ерга 8 минутда келади.

Вакуумда ёруғлик тезлигини биринчи бўлиб даниялик астроном О. Ремер 1675 йилда Юпитер йўлдошларидан бирининг тутилишини ўрганиш вақтида ўлчаган эди. У Юпитер билан Ер орасидаги масофанинг ортишига қараб йўлдошнинг тутилиши

ҳисобланган вақтга қараганда борган сари кечга қолишини пайқайди. Ремер буни қуйидагича тушунтиради: Юпитердан Ергача масофа l га ортганда ёруғлик бу масофани c тезлик билан ўтиши учун t вақт сарфлаши лозим. У l ва t ни билган ҳолда ёруғлик тезлигини ҳисоблаб чиқарди. Бу тезлик $3 \cdot 10^8$ м/с га яқин бўлиб чиқди.



28.2- расм.

Кейинчалик ёруғлик тезлиги кўп марта ва турли шароитларда ўлчанди. Америкалик физик А. Майкельсон ҳавода ёруғлик тезлигини ўлчашда анча аниқ натижа олишга муяссар бўлди. Унинг тажрибаларидан энг муваффақиятлисини қараб чиқамиз.

У марказдан қочма машинага ён ёқлари кўзгудан ясалган барабан ўрнатди. Ёқлари сонини k билан белгилаймиз (28.2-расм). Бу ёқларнинг бирига Φ фонардан ёруғлик нури йўналтирилди. Сўнгра ундан ва Z_1 , Z_2 , ва Z_3 кўзгулардан қайтгандан кейин ёруғлик нури барабаннинг бошқа ёғига тушди ва ундан қайтиб кузатувчи кўзига тушди. Барабандан Z_1 ва Z_2 кўзгугача масофа $3l$ км га яқин бўлиб, у жуда аниқ ўлчанган эди. Кузатувчи T труба Φ ёруғлик манбаининг тасвири аниқ кўринадиган қилиб созлангандан сўнг барабан айлантирилди. Бунда Φ манбаининг тасвири трубада йўқолиб кетди. (Нима учун?) Барабаннинг айланиш тезлиги аста-секин оширилиб минутига бирор n марта айланишлар сонидан кузатувчи Φ манбаининг тасвири яна аниқ кўрди. Бу деган сўз, ёруғлик кўзгулар орасида боргунга қадар барабан аниқ битта ёққа бурилиб улгурди.

Бу бурилиш вақтини

$$t = \frac{1}{k \cdot n / 60} = \frac{60}{nk}$$

формула билан ифодалаш мумкин. Бундан ёруғлик тезлиги c учун қуйидаги формулани оламиз:

$$c = \frac{2l}{t} = \frac{lnk}{30}$$

(Z_1 ва Z_2 орасидаги масофа l га қараганда анча кичик).

c табиатда сигналларнинг тарқалиш тезлиги бўлгани сабабли ва кўпгина формулаларда учрагани учун унинг қиймати энг муҳим физик константалардан бири ҳисобланади. Кўпгина текширишлардан кейин

$$c = 299.792,5 \pm 0,5 \text{ км/с}$$

экани аниқланган эди.

28.7-§. Ёруғликнинг турли муҳитларда тарқалиш тезлиги. Муҳитнинг оптик зичлиги. Электромагнит тўлқинларнинг тарқалиш тезлиги муҳитнинг турига боғлиқлиги ва ушбу кўринишда ифодаланиши 27.7-§. да гапирилган эди:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} = \frac{c}{n}.$$

Ёруғлик нурланиши тарқала олиши мумкин бўлган ҳамма моддалар, яъни ёруғлик учун шаффоф моддалар учун нисбий магнит сингдирувчанлик μ бирдан кам фарқ қилади: бинобарин, муҳлатда ёруғликнинг тарқалиш тезлиги уларнинг диэлектрик сингдирувчанлиги ϵ билан аниқланади. (ϵ вектор E тебраниш частотасига боғлиқ бўлгани учун диэлектрикларда ёруғликнинг тарқалиш тезлиги ҳам ёруғлик нурланишидаги тебранишлар частотасига боғлиқ эканини эслатиб ўтамиз.)

Ёруғлик тарқалиш тезлигининг муҳитнинг турига боғлиқлигини характерловчи катталик муҳитнинг оптик зичлиги дейилади. У муҳитнинг абсолют синдириш кўрсаткичи n нинг сон қиймати билан ўлчанади (27.7-§ га қ.):

$$n = \frac{c}{v}.$$

Маълумки, вакуумнинг оптик зичлиги бирга тенг. Ҳаво учун n синдириш кўрсаткичи 1,003 га тенг бўлгани учун ҳавода ёруғлик тезлигини кўпинча c деб қабул қилинади.

Ж. Фуко биринчи бўлиб, ёруғликнинг сувда тарқалиш тезлигини ўлчади. У ҳаводаги тезликдан $4/3$ марта кичик, яъни $n = 1,33$ бўлиб чиқди.

Ёруғликнинг тарқалиш тезлигининг ўзгаришига сабаб ёруғликнинг синиши, яъни у бир шаффоф муҳитдан бошқа шаффоф муҳитга ўтишида тарқалиш йўналишининг ўзгаришидир.

29-Б О Б. ЁРУҒЛИҚНИНГ ҚАЙТИШИ ВА СИНИШИ

29.1-§. Икки шаффоф муҳитнинг ажралиш чегарасидаги оптик ҳодисалар. Бир жинсли муҳитда ёруғликнинг тўғри чиқиқли тарқалишини эслайлик. Бу муҳитда ёруғлик тарқалишини тавсифлашда ёруғлик нурларидан фойдаланиш имконини беради.

Ёруғлик тарқалиш йўналишининг ўзгариши икки турли муҳитнинг ажралиш чегарасида рўй беради. Шунинг учун, агар бундай ўзгаришларни аниқ топиш имконини берадиган қонунларни тажрибалардан аниқласак, унда ёруғлик нурланишининг физик табиатини ҳисобга олмаган ҳолда ёруғлик нурлари ёрдамида кўпгина оптик ҳодисаларнинг боришини тавсифлаш

мумкин бўлади. Оптиканинг ҳодисаларни шундай тавсифлаш методи фойдаланиладиган қисми геометрик оптика деб аталади. Бу бобда икки шаффоф муҳитнинг ажралиш чегарасида рўй берадиган оптик ҳодисалар риюя қиладиган қонунларни қараб чиқилади.

Ҳаводан сув сиртига ингичка ёруғлик дастаси тушганда (29.1-расм) O тушиш нуқтасида ёруғликнинг бир қисми қайтганини, бир қисми эса сувга ўтганини ва синишини пайқаш мумкин. i ва α бурчакларни мос равишда тушиш бурчаги ва қайтиш бурчаги деб аталишини биламиз (24.19-§ га қ.). Синган нур ва нурларнинг тушиш нуқтасида икки муҳитнинг ажралиш сиртига ўтказилган перпендикуляр билан ҳосил қилган β бурчакни синиш бурчаги дейилади.

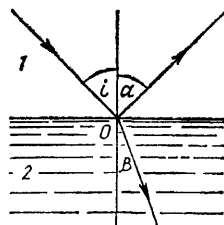
Икки муҳитнинг ажралиш чегарасига нур келтирган энергиянинг қанчасини қайтган нурлар ва қанчасини синган нурлар олиб кетади, деган савол туғилади. Нурланиш бирор вақт оралигида O нуқтага W энергия олиб келган бўлсин. Кейин бу энергия тақсимланади: унинг бир қисмини (W_k) қайтган нурлар, бошқа қисмини (W_c) синган нурлар олиб кетади. Энергиянинг сақланиш қонунидан қуйидаги келиб чиқади:

$$W = W_k + W_c.$$

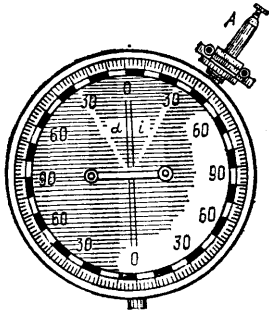
Ҳар қандай муҳит (вакуумдан ташқари) нурланиш энергияси ютгани учун бу тенглик фақат O нуқта яқинидаги энергияни ўлчагандагина ўринли бўлади. Агар ёруғлик нурланиши муҳитда кам кучсизланиб анча катта масофани ўтса, унда бундай муҳитни шаффоф муҳит дейилади (масалан, шиша, сув, спирт ва ш. ў.). Аксинча, металллар ёруғлик нурланишини жуда кучли ютади, яъни металллар улар учун шаффофмас. Металл ўзига тушаётган нурланишнинг кўп қисмини қайтаради.

Денгиз суви ва бошқа электролитлар — электр токини яхши ўтказишини, бироқ кўринувчан нурланишларни кучсиз сундиришини ва шуниси билан металллардан кескин фарқ қилишини эслайлик. Бунга сабаб шуки, электролитларда эркин электронлар йўқ, ионлар эса нисбатан катта массага эга бўлгани учун ёруғлик нуридаги юқори частотали тебранишларига эргашиб улгурмайди.

Шундай қилиб, ҳар қайси муҳит ёруғлик нурланишини маълум даражада қайтаради ва ютади. Жисмга тушаётган нурланишнинг қайтиши ва ютилиши жисм моддасининг турига, сиртнинг ҳолатига, нурланиш таркибига, нурларнинг тушиш бурчагига ва бошқа сабабларга боғлиқ. Нурларнинг тушиш бурчаги i ортганда қайтган нурлар улуши ортади, ўтувчи нурлар улуши эса камаяди.



29.1- расм.



29.2- расм.

Қайтиш ва ютилишнинг тебранишлар частотасига боғлиқлиги кўпроқ танланма характерга эга, яъни модда баъзи частотадаги тебранишларни кучли, баъзиларини эса кучсиз қайтаради ва ютади, масалан, Ернинг атмосфераси кўринувчан спектрнинг қисқа тўлқинларини кучли ютади ва узун тўлқинларини кучсиз ютади.

(Нима учун кўз яшил нурларга энг сезгир бўлишига қарамай хавф сигнали ўрнида қизил ёруғликдан фойдаланилишини ўйлаб кўринг.)

29.2- §. Ёруғликнинг қайтиш қонунлари. Ёруғлик нурланишлари учун қайтиш қонунлари тажриба ёрдамида эрампиздан олдинги III асрда қадимги грек олими Евклид томонидан топилган эди. Ҳозирги шароитларда бу қонунлар оптик шайбалар ёрдамида текширилади (29.2- расм). У *A* ёруғлик манбадан иборат бўлиб, уни даражаларга (градусларга) бўлинган диска атрофида кўчириш мумкин. Ёруғликни қайтарувчи сирт *K* га йўналтириб, *i* ва α бурчаклар ўлчанади.

Ёруғликнинг қайтиш қонунлари тўлқинларнинг тўсиқлардан қайтиш қонунлари билан мос келади (2.19- § га қ.).

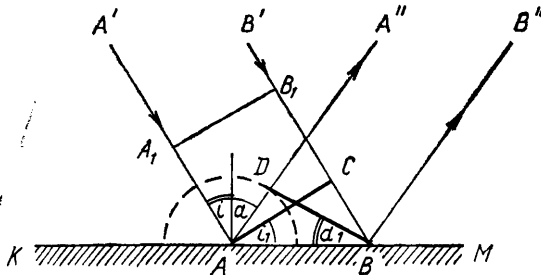
1. *Тушувчи нур ва қайтган нур қайтарувчи сиртнинг нур тушиш нуқтасига ўтказилган перпендикуляр билан бир текисликда ётади.*

2. *Нурнинг қайтиш бурчаги унинг тушиш бурчагига тенг:*

$$\angle \alpha = \angle i$$

Оптик шайба ёрдамида тушувчи ва қайтувчи нурлар қайтувчан эканлигини, яъни тушувчи нурни қайтган нурнинг йўли бўйича йўналтирилса, унда қайтган нур тушаётган нурнинг йўли бўйича кетишини кўрсатиш мумкин.

24.19- § да сферик тўлқин fronti учун қайтиш қонунлари аниқланган эди. Энди улар ясси тўлқин fronti учун ҳам, яъни



29.3- расм.

ясси сиртга параллел нурлар тушган ҳол учун ўринли эканлигини кўрсатамиз.

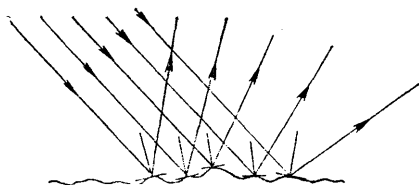
KM силлиқ сиртга (29.3-расм) вақтнинг бирор momentiда fronti A_1B_1 вазиятни эгаллаган ясси тўлқин тушаётган бўлсин. Бирор вақтдан кейин у AC вазиятни эгаллайди. Вақтнинг шу momentiда (уни биз ноль деб қабул қиламиз) A нуқтадан қайтган элементар тўлқин тарқала бошлайди. t вақт ичида тўлқин fronti C нуқтадан B нуқтага кўчгунга қадар, тўлқин A нуқтадан ярим сфера бўйлаб CB га тенг бўлган AD масофага тарқалади, чунки $AD=vt$ ва $CB=vt$ (v — тўлқиннинг тарқалиш тезлиги). Нурлар қайтгандан кейин тўлқин фронтининг янги вазияти B нуқтадан ярим сферага ўтказилган уринма, яъни BD тўғри чизиқ бўлади. Кейин бу фронт AA'' ёки BB'' нурлар йўналиши бўйича ўз-ўзига параллел ҳаракатланади.

ADB ва ACB тўғри бурчакли учбурчаклар умумий AB гипотенузага ва AD ҳамда CB тенг катетларга эга бўлгани учун улар ўзаро тенг бурчаклардир. Шунинг учун $\angle i_1 = \angle \alpha_1$; томонлари ўзаро перпендикуляр бурчаклар бўлгани учун $\angle i_1 = \angle i$ ва $\angle \alpha_1 = \angle \alpha$, у ҳолда $\angle \alpha = \angle i$, яъни тушиш бурчаги қайтиш бурчагига тенг, ана шуни исбот қилиш талаб қилинган эди.

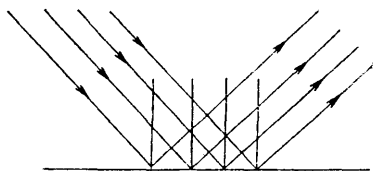
29.3- §. Кўзгу ва диффуз қайтиш. Ясси кўзгу. Еруғлик нотекис сиртдан қайтаётганда унинг ҳар қайси нуқтасида қайтган нурнинг йўли қуйидаги тарзда аниқланади. Нур қайтаётган сиртга уринма қилиб нурнинг тушиш нуқтасида текислик ўтказилади, сўнгра шу текисликка нисбатан тушиш ва қайтиш бурчаклари ясалади.

29.4-расмда сиртнинг турли нуқталарида қайтган нурларнинг йўналиши шундай усул билан аниқланган. Бунда қайтгунга қадар параллел келган нурлар қайтганидан кейин турли йўналишларда кетиши кўриниб турибди. Бундай қайтишни диффуз ёки тарқоқ қайтиш дейилади. Барча ғадир-будур сиртлардан, масалан, уй деворидан ёруғликнинг диффуз қайтиши рўй беради. Турли жисмлар сиртидан келаётган тарқоқ ёруғлик шу жисмларни кўриш имконини беради.

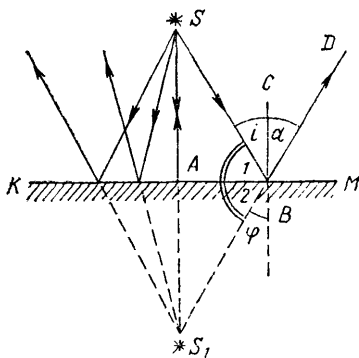
Еруғликни яхши қайтарувчи идеал силлиқ сиртни кўзгу сирт дейилади. Ясси кўзгу сирт ясси кўзгу бўлади (ясси кўзгулардан ташқари сферик, параболик ва бошқа кўзгулар бўлади). Параллел нурлар дастаси ясси кўзгудан қайтганидан кейин параллеллигича қолади, лекин ўз тарқалиш йўналишини ўзгартиради (29.5-расм). Бундай қайтишни кўзгу ёки тўғри қайтиш дейилади. Агар сиртдаги нотекисликлар ёруғликнинг



29.4- расм.



29.5- расм.



29.6- расм.

нурланиш тўлқин узунлигидан ортмаса, амалда кўзгу қайтиш бўлади.

Кучли ёруғлик манбадан чиққан ёруғлик нурлари ясси кўзгудан қайтганидан кейин одам кўзига тушса, кўзни қамаштириб юборади ва кўзда оғриқ пайдо қилади. Шунини қайд қилмаски, *диффуз* қайтиш кўзда нохуш сезги уйғотмайди.

Агар турли жисмлар сиртидан қайтган ёруғлик ясси кўзгуга тушиб, сўнгра, қайтиб, одам кўзига тушса, кўзгуда шу жисмларнинг тасвири кўринади. Улар қандай ҳосил бўлишини қараб

чиқамиз. Дастлаб ясси кўзгуда битта шуълаланувчи нуқтанинг тасвири қандай ҳосил бўлишини кўриб чиқамиз.

KM кўзгу сирти устида (29.6- расм) *S* нуқтавий ёруғлик манбаи турган бўлсин. *S* манбадан кўзгуга перпендикуляр кетаётган *SA* нур қайтганидан кейин ўз йўналишини қарама-қаршисига ўзгартиради, яъни *AS* йўлдан кетади. *S* дан кўзгуга тушаётган нурлар тўпламидан кўзгуга *i* бурчак остида тушаётган *SB* нурни ажратамиз. Қайтгандан кейин у *BD* йўлдан кетади, $\angle \alpha = \angle i$. 29.6- расмдан кўринадики, *A* ва *B* нуқталарга тушаётган нурлар қайтганидан кейин *KM* кўзгуга нисбатан *S* нуқтага симметрик худди битта *S₁* нуқтадан чиққан нурлардек кетади. Шунини исбот қиламиз.

φ бурчак α бурчакка тенг, шунинг учун $\angle i = \angle \varphi$. $CB \perp KM$ бўлгани учун $\angle 1 = 90^\circ - \angle i$ ва $\angle 2 = 90^\circ$, яъни $\angle 1 = \angle 2$. Бу деган сўз, тўғри бурчакли *SAB* ва *S₁AB* учбурчаклар тенг, чунки улар *AB* умумий катетга ва бир хил 1 ва 2 ўткир бурчакларга эга. Бинобарин, *SA* = *S₁A*. Бу тенглик *S* нуқтадан кўзгуга тушаётган ҳамма нурлар учун ўринлилигича қолади.

Шундай қилиб, одам кўзгуга қараб турганида у *S* ёруғлик манбаининг тасвирини *S₁* нуқтада кўради. Ҳақиқатда эса *S₁* нуқтадан чиқиб кўзга тушаётган нурлар мавжуд эмас. Шунинг учун бундай тасвири мавҳум тасвир деб аташ қабул қилинган. Одам шуълаланувчи нуқтани кўраётган жойга, *S₁* нуқтага экран жойлаштирилса, унда *S* нуқтанинг тасвири ҳосил бўлмайди. Бу ҳол мавҳум тасвирнинг характерли хосса-сидир. Бошқа ҳамма ҳолларда кузатувчи учун мавҳум тасвир ҳақиқий тасвирдан ҳеч бир фарқ қилмайди.

Демак, *ясси кўзгуда шуълаланувчи S нуқтанинг мавҳум тасвири ҳосил бўлади, у кўзгуга нисбатан симметрик жойлашган S₁ нуқтада жойлашган бўлади.*

Кўзгу олдида 29.7- расмда шартли равишда *BA* стрелка билан кўрсатилган предмет турибди дейлик. Бу буюмнинг

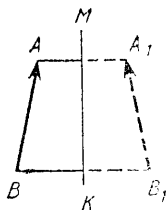
кўзгудаги тасвири вазиятини қуйидаги тарзда топиш мумкин.

Предметнинг чекка нуқталаридан кўзгуга перпендикуляр тушириб ва бу чизиқларни уларнинг узунлигига тенг масофада кўзгуни орқасида давом эттириб, A_1 ва B_1 нуқталарни оламиз. Бу нуқталарни тўғри чизиқ билан туташтириб, BA стрелканинг кўзгудаги тасвирини оламиз. Бу тасвир мавҳум ва натурал (ўшандай) катталиқда бўлади. Бу тасвир уни бошқа тасвирлардан фарқ қилдирувчи қуйидаги хусусиятларга эга: предметнинг ўзи билан солиштирганда тасвирнинг кўзгудаги чап ва ўнг томонлари ўрни алмашган бўлади. Бундай тасвирни кўзгу тасвир деб аташ қабул қилинган.

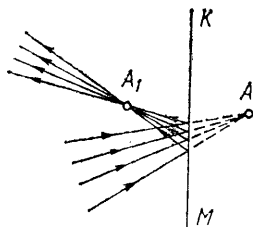
Фақат тасвирларгина эмас, ёруғлик манбалари ҳам мавҳум бўлар экан. A нуқтада учрашадиган нурлар йўлига (бундай нурларни линза ёрдамида олиш мумкин) KM ясси кўзгу жойлаштирилади (29.8-расм). Унда нурлар кўзгудан қайтганидан кейин A_1 нуқтада учрашади. Сўнгра тарқоқ даста тарзида кетади, яъни A_1 нуқтада A ёруғлик манбаининг ҳақиқий тасвири ҳосил бўлади. Бу тасвир KM кўзгуга нисбатан симметрик жойлашган. Ҳақиқатда A нуқтада ёруғлик манбаи йўқ. Бу нуқтада мавҳум ёруғлик манбаи турибди деб шартлашиб олинган.

Демак, ясси кўзгуда ҳақиқий ёруғлик манбаининг тасвири мавҳум ва кўзгу орқасида ҳосил бўлади, мавҳум ёруғлик манбаининг тасвири ҳақиқий ва кўзгу олдида ҳосил бўлади.

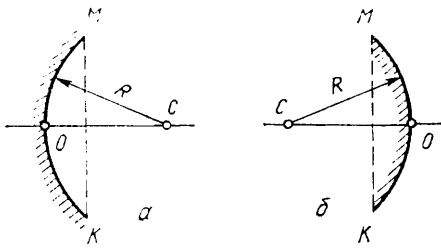
29.4- §. Сферик кўзгулар. Сирти шар сиртининг бир қисмини ташкил қилган кўзгулар сферик кўзгулар дейилади; улар ботик (29.9-а расм) ва қавариқ бўлади (29.9-б расм). Расмда R — кўзгунинг эгрилик радиуси. Кўзгуни чекловчи доиранинг диаметри KM кўзгунинг тешиги, кўзгу сиртининг бу диаметрдан энг узоқлашган нуқтаси O ни кўзгунинг учи дейилади. Кўзгунинг сферик маркази C ва унинг O дан ўтувчи тўғри чизиқ кўзгунинг бош оптик ўқи дейилади. S нуқтадан ва кўзгу сиртидан ўтувчи ҳар қандай тўғри чизиқ эса ёрдамчи оптик ўқ дейилади.



29.7- расм.



29.8- расм.



29.9- расм.

Ёруғлик нури бирор оптик ўқ бўйича келаётган бўлса, унда бу нурнинг кўзгу сиртига тушиш бурчаги нолга тенг бўлади, шунинг учун бундай нур қайтгандан кейин ўша оптик ўқ бўйича тескари томонга кетаверади.

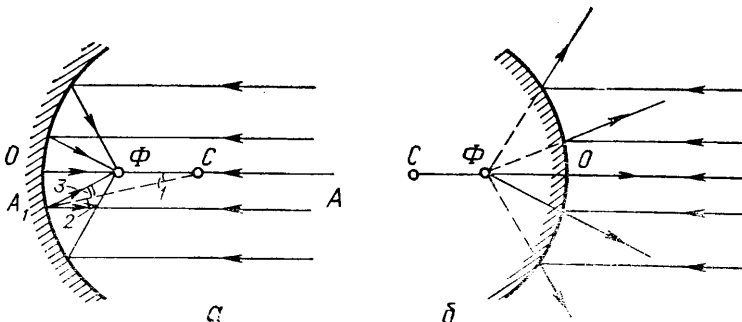
Агар ботиқ кўзгуга унинг бош оптик ўқига параллел бўлган нурлар тушса, кўзгудан қайтганидан кейин бу

нурлар бош оптик ўқда ётган Φ нуқта орқали ўтади (29.10-а расм), бу нуқтани кўзгунинг бош фокуси дейилади.

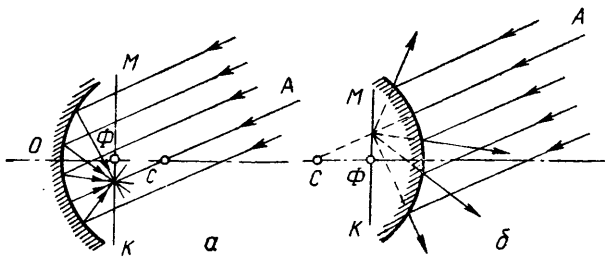
Шундай қилиб, ботиқ кўзгулар йиғувчи бўлади. Уларнинг бош фокуси ҳақиқий бўлади. Қавариқ кўзгуларнинг бош фокуси мавҳум бўлади (29.10-б расм). Бундай кўзгулар тарқатувчи кўзгулардир. Кўзгунинг бош фокусидан унинг учигача бўлган $O\Phi$ масофа кўзгунинг бош фокус масофаси F дейилади.

Нурлар кўзгуга унинг бирор ёрдамчи ўқига, масалан AC га параллел йўналишда тушса (29.11-расм), у ҳолда нурлар кўзгудан қайтгандан сўнг шу ўқнинг ўзида жойлашган бир нуқтада — кўзгунинг фокусида тўпланади. Агар ёрдамчи ўқлар бош оптик ўққа нисбатан бирор бурчакни ташкил этса, кўзгунинг ҳамма фокуслари фокал текислик (KM) да жойлашади, бу текислик бош оптик ўққа перпендикуляр бўлади. Бош фокус масофа F билан кўзгунинг эгрилик радиуси R нинг қандай боғланишини кўриб чиқамиз.

Кўзгунинг бош оптик ўқига параллел бўлган AA_1 нур қайтганидан кейин $A_1\Phi$ йўлдан кетади (29.10-а расм). A_1 нуқтани кўзгунинг сферик маркази C билан туташтирамиз. Қайтиш қонунларидан $\angle 2 = \angle 3$ экани келиб чиқади. $A_1A \parallel OC$ бўлгани учун $\angle 1 = \angle 2$. Бинобарин, $\angle 1 = \angle 3$ ва $\Delta A_1\Phi C$ тенг ёнли бўлади, яъни $A_1\Phi =$



29.10- расм.



29.11- расм.

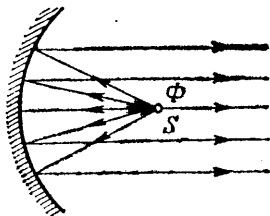
$= \Phi C$. Кўзгунинг сирти доим сферанинг кичик қисмини ташкил қилгани туфайли тақрибан $A_1\Phi \approx O\Phi$ деб ҳисоблаш мумкин. Шундай қилиб, $\Phi C \approx O\Phi$. Бу деган сўз, Φ нуқта радиус [маркази OC ни иккига] бўлади, яъни

$$F = \frac{R}{2}. \quad (29.1)$$

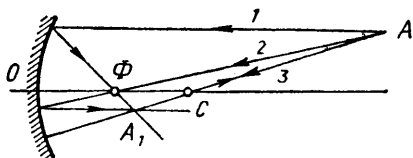
Қайтиш қонунларидан келиб чиқадики, сферик кўзгуларда ҳам тушаётган ва қайтаётган нурлар қайтувчан (айланувчан) бўлади. Шунинг учун ботиқ кўзгунинг бош фокусига ёруғлик манбаи жойлаштирилса, унда нурлар кўзгудан қайтганидан кейин амалда кўзгунинг бош оптик ўқиға параллел кетади (29.12- расм).

Амалда ёруғликнинг параллел нурлар дастасини олиш учун сферик кўзгу ўрнига параболик кўзгу ишлатилади. Бу параболик кўзгунинг қайтарувчи сирти айланиш параболоиди* сиртининг бир қисмидан иборат. Параболик кўзгу анча яхшироқ йўналтирилган ёруғлик дастасини беради. Турли хил прожекторлар ва рефлекторлар (қайтаргичлар) нинг тузилиши кўзгуларнинг худди ана шу хоссасига асосланган.

29.5- §. Сферик кўзгулар ёрдамида олинадиган тасвирларни яшаш. Сферик кўзгу формуласи. Линзалар каби сферик кўзгулар ҳам предметларнинг турли хил тасвирларини бериши

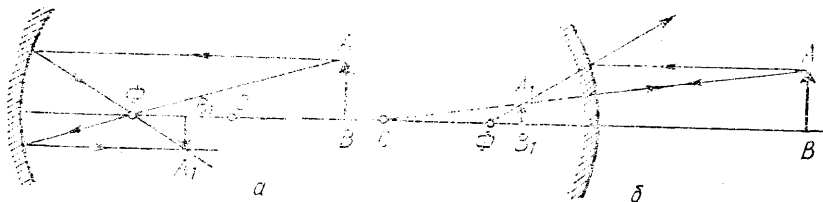


29.12- расм.



29.13- расм.

* Айланиш параболоиди — параболанинг симметрия ўқи атрофида айланишидан ҳосил бўладиган геометрик жисмдир.



29.14- расм.

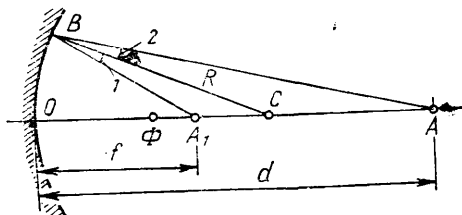
мумкин. Битта A нуқтанинг сферик кўзгу ҳосил қилаётган тасвирини яшаш учун 29.13- расмда кўрсатилган учта нурнинг исталган иккитасидан фойдаланилади. A нуқтадан бош оптик ўққа параллел қилиб 1 нур ўтказилади. Бу нур қайтганидан кейин кўзгунинг бош фокуси Φ орқали ўтади. A нуқтадан бош фокус Φ орқали 2 нур ўтказилади. Бу нур кўзгудан қайтганидан кейин кўзгунинг бош оптик ўқига параллел кетади. 3 нур кўзгунинг сферик маркази орқали ўтказилади. Қайтганидан кейин бу нур ўша тўғри чизиқ бўйича A нуқтага қайтади.

Сферик кўзгулар билан предметларнинг тасвирларини ҳосил қилиш 29.14- расмда кўрсатилган.

Шуни айтиб ўтамизки, қавариқ кўзгулар предметларнинг маъхум тасвирини беради. Шуниси борки, қавариқ кўзгуда худди шундай ўлчамдаги ясси кўзгуга қараганда кўпроқ предметларни кўриш мумкин. Автомобиль ҳайдовчилари қавариқ кўзгулардан автомобилнинг ён ва орқа томонида нималар рўй бераётганини кўришда фойдаланадилар.

Кўзгунинг бош оптик ўқи OC да турган ихтиёрий шуълаланувчи A нуқтанинг тасвири қандай ҳосил бўлишини аниқлаймиз (29.15- расм). Нуқтанинг тасвири худди шу ўқнинг ўзида ётиши маълум (нима учун, тушунтиринг).

A нуқтадан ихтиёрий AB нур ўтказамиз. Бу нур тушадиган B нуқтага CB радиус ўтказамиз. $У$ кўзгу сиртига туширилган нормал (тик чизиқ) вазифасини ўтайди, шунинг учун $\angle 1 = \angle 2$, бу эса қайтган BA , нурнинг вазиятини кўрсатади. A_1 нуқтада A нуқтанинг тасвири ҳосил бўлади. A_1 нуқтанинг вазияти A нуқтанинг вазиятига боғлиқ. Шу сабабли A ва A_1 нуқталар қўшма нуқталар деб аталади.



29.15- расм.

AO масофани d , A_1O масофани f ва OC ни R орқали белгилаймиз. Сферанинг кичик бир қисмидан иборат бўлган кўзгулар учун $BA \approx OA = d$ ва $BA_1 \approx OA_1 = f$ деб олиш мумкин. $\angle 1 = \angle 2$ бўлгани учун BC чизиқ ABA_1 бурчакнинг биссектрисаси бўлади, бу

(AC ва A_1C кесмалар A_1AB) учбурчакнинг томонларига пропорционал эканини билдиради:

$$\frac{A_1C}{AC} = \frac{BA_1}{BA} \quad \text{ёки} \quad \frac{R-f}{d-R} = \frac{f}{d}.$$

Охирги ифодани қуйидагича ўзгартирамиз:

$$Rd - fd = fd - Rf; \quad Rf + Rd = 2fd.$$

Rfd га бўлгандан кейин

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{2}{R}$$

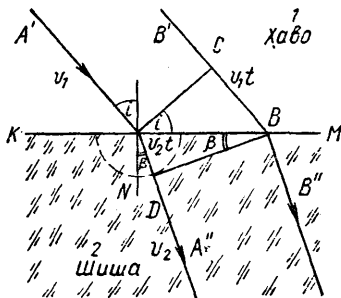
ни оламиз. R ни унинг (29.1) даги қиймати билан алмаштириб, кўзгунинг қўшма нуқталари учун

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{1}{F} \quad (29.2)$$

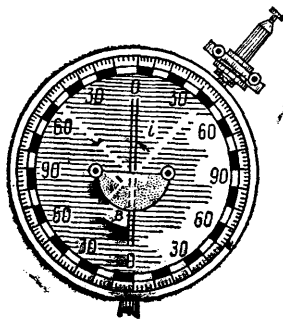
ни оламиз. Бу формула ботиқ кўзгулар учун ҳам, қавариқ кўзгулар учун ҳам ўринлидир, фақат ҳақиқий катталикларнинг сон қийматлари плюс, мавҳум катталиклар — минус ишора билан олиниши керак. Масалан, ботиқ кўзгуларнинг бош фокус масофаси плюс ишора билан, қавариқ кўзгуларда манфий ишора билан олинади. Натижа манфий ишора билан чиқса, унга мавҳум катталик мос келишини англатади.

29.6- §. Ёруғликнинг синиш қонунлари. Юқорида ёруғликнинг синиши нурланишнинг бир муҳитдан бошқа муҳитга ўтишида ёруғлик тарқалиш тезлигининг ўзгариши билан боғлиқлиги гапирилган эди. Ёруғлик синишини тўлқин назарияси қандай тушунтиришини муфассалроқ қараб чиқамиз.

Икки шаффоф муҳитнинг KM ажралиш сиртига (29.16-расм) тўлқин fronti вақтнинг бошланғич моментида AC вазиятини эгаллаган $A'B'$ параллел нурлар дастаси тушади дейлик. Агар нурланишнинг биринчи муҳитдаги тарқалиш тезлиги v_1 , уларнинг иккинчи муҳитдаги тарқалиш тезлиги v_2 дан катта бўлса, унда биринчи муҳитда тўлқин fronti t вақт ичида



29.16- расм.



29.17- расм.

$CB = v_1 t$ масофага кўчишида, иккинчи муҳитда тўлқинлар A нуқтадан $AD = v_2 t$ радиусли ярим сфера бўйича тарқалади. Бинобарин, вақтнинг шу momentiда тўлқин fronti BD вазиятни олади ва давомида AA'' ёки BB'' йўналиш бўйича ўз-ўзига параллел кўчади.

Шундай қилиб, ёруғлик нурлари биринчи муҳитдан иккинчи муҳитга ўтишида шундай синадики, β синиш бурчаги i тушиш бурчагидан кичик бўлади, яъни нурлар AN перпендикулярга яқинлашади.

i ва β бурчаклар орасидаги математик боғланишни топа-миз. ABC тўғри бурчакли учбурчакдан

$$BC = AB \sin i,$$

ABD учбурчакдан эса

$$AD = AB \sin \beta.$$

Бу тенгликларни ҳадма-ҳад бўлиб,

$$\frac{BC}{AD} = \frac{\sin i}{\sin \beta}$$

ни оламиз. Бунда

$$\frac{BC}{AD} = \frac{v_1 t}{v_2 t} = \frac{v_1}{v_2}$$

бўлгани учун

$$\frac{\sin i}{\sin \beta} = \frac{v_1}{v_2}. \quad (29.3)$$

Ёруғлик тезликларининг нисбати икки муҳит учун доимий катталиқ бўлгани учун уни n_{21} билан белгиланади ва биринчи муҳитга нисбатан иккинчи муҳитнинг синдириш кўрсаткичи дейилади:

$$n_{21} = \frac{v_1}{v_2}. \quad (29.4)$$

(29.3) ва (29.4) формулаларни таққослаганда

$$\frac{\sin i}{\sin \beta} = n_{21}. \quad (29.5)$$

(29.5) формуланинг тўғрилигини оптик шайба билан ўтказиладиган тажрибаларда текшириб кўриш мумкин (29.17-расм). Бунда тушаётган ва синган нурлар қайтган нур билан бир текисликда ётишига ишонч ҳосил қилиш мумкин.

Демак, ёруғликнинг синиши икки қонунга бўйсунди:

1. Тушувчи нур ва синган нур нурнинг тушиши нуқтасидан икки муҳит чегараси сиртига ўтказилган перпендикуляр билан бир текисликда ётади.

2. Тушиш бурчаги синусининг синиш бурчаги синусига нисбати берилган икки муҳит учун доимий катталиқдир:

$$\frac{\sin i}{\sin \beta} = n_{21}.$$

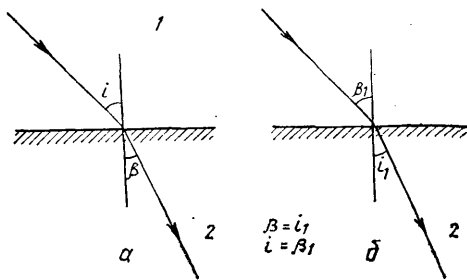
Иккинчи қонундан кўришиб турибдики, тушиш бурчаги ортганда синиш бурчаги ҳам ортади (лекин пропорционал эмас).

Тушувчи ва синган нурлар айланувчандир, яъни 29.18-а расмда тасвирланган биринчи муҳитда тушувчи нурни иккинчи муҳитда синган нур йўналиши бўйича йўналтирсак,

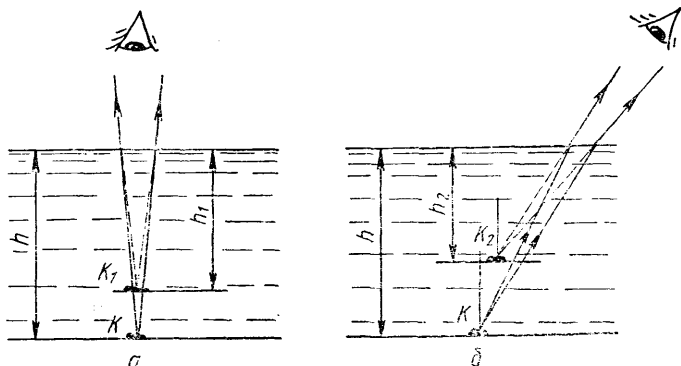
у сингандан кейин тушаётган нурнинг йўли бўйича кетади (29.18-б расм). (Буни ўзингиз исбот қилинг.) Бинобарин, ёруғлик нури оптик зичлиги каттароқ муҳитдан оптик зичлиги кичикроқ муҳитга ўтганида у перпендикулярдан узоқлашади. Бу ҳолда синдириш кўрсаткичининг сон қиймати бирдан кичик бўлиши аён. Одам сувга қараётганда ҳовуз чуқурлигининг туюлма камайиши ёруғлик нурлари синганида перпендикулярдан узоқлашиши билан тушунтирилади (29.19-а расм). Ҳовуз тубида h чуқурликда ётган K тошнинг K_1 мавҳум тасвири h_1 чуқурликда кўринади. ($h : h_1 = n$ эканини кўрсатинг, бунда n — ҳавога нисбатан сувнинг синдириш кўрсаткичи.)

Одам сувга ён томондан қараганда тош кузатувчига горизонтал йўналишда ҳам бир оз кўчганга ўхшаб туюлади, чунки одам тошнинг мавҳум тасвирини кўради (29.19-б расм). Тошнинг вазияти кўзга тушаётган нурларнинг тушиш бурчагига боғлиқ.

Агар ёруғлик нурлари шаффоф муҳитларнинг ажралиш сиртига перпендикуляр тушса, унда бу нурлар бошқа муҳитга синмасдан ўтади.



29.18- расм.



29.19- расм.

29.7- §. Абсолют синдириш кўрсаткичи ва унинг нисбий синдириш кўрсаткичи билан боғланиши. Ёруғлик нури вакуумдан муҳитга ўтганда аниқланган синдириш кўрсаткичи муҳитнинг абсолют синдириш кўрсаткичи дейилади 27.7§ га қ. ва (27.10)

$$n = \frac{c}{v}$$

формула бўйича ҳисобланади.

Ҳисоблашларда абсолют синдириш кўрсаткичини жадвалдан олган қулайроқ, чунки улар тажрибалар ёрдамида етарлича аниқликда топилган. v дан c катта бўлгани учун *абсолют синдириш кўрсаткичи доим бирдан катта бўлади.*

Агар ёруғлик нури вакуумдан муҳитга ўтса, у ҳолда синиш қонунининг иккинчиси учун формула қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$\frac{\sin i}{\sin \beta} = n \quad (29.6)$$

Амалда нурларнинг ҳаводан муҳитга ўтишида ҳам кўпинча (29.6) формуладан фойдаланилади, чунки ёруғликнинг ҳавода тарқалиш тезлиги c дан кам фарқ қилади. Бу ҳавонинг абсолют синдириш кўрсаткичи 1,0029 га тенглигидан кўриниб турибди.

Нур муҳитдан вакуумга (ҳавога) ўтаётганда ёруғлик синишининг иккинчи қонуни формуласи қуйидаги кўринишни олади:

$$\frac{\sin i}{\sin \beta} = \frac{1}{n} \quad (29.7)$$

Бу ҳолда нурлар муҳитдан чиқишида муҳит ва вакуумнинг ажралиш сиртига перпендикулярдан албатта узоқлашади.

Энди абсолют синдириш кўрсаткичига қараб нисбий синдириш кўрсаткичи n_{21} ни қандай топиш мумкинлигини тушунтирамиз. Ёруғлик абсолют кўрсаткичи n_1 бўлган муҳитдан абсолют кўрсаткичи n_2 муҳитга ўтсин. Унда

$$n_1 = \frac{c}{v_1} \text{ ва } n_2 = \frac{c}{v_2}$$

деб ёзиш мумкин, бундан

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{v_1}{v_2} = n_{21} \quad (29.8)$$

Бундай ҳол учун синишнинг иккинчи қонуни формуласи кўпинча қуйидаги тарзда ёзилади:

$$\frac{\sin i}{\sin \beta} = \frac{n_1}{n_2} \quad (29.9)$$

Максвелл назариясига кўра абсолют синдириш кўрсаткичини $n = \sqrt{\mu \epsilon}$ (27.11) ифодадан топиш мумкин. Ёруғлик нурланиши учун шаффоф бўлган моддаларда μ амалда бирга тенг бўлгани сабабли қуйидагича ҳисоблаш мумкин:

$$n = \sqrt{\epsilon} \quad (29.10)$$

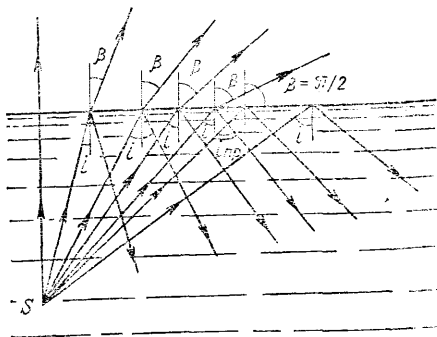
Ёруғлик нурланишида тебраниш частотаси 10^{14} Гц тартибда бўлгани учун диэлектрикда нисбатан катта массага эга бўлган на диполлар ва на ионлар шундай частота билан ўз вазиятини ўзгартириб улгура олмайди, бундай шароитларда моддаларнинг диэлектрик хоссалари унинг атомларининг электрон қутбланиши билан аниқланади ($15 \cdot 10^{-8}$ га қ.). (29.10) даги $\epsilon = n^2$ нинг қиймати билан электростатикадаги $\epsilon_{ст}$ нинг қиймати орасидаги фарқ ҳам шу билан тушунтирилади. Масалан, сув учун $\epsilon = n^2 = 1,77$, $\epsilon_{ст} = 81$; ионли қаттиқ диэлектрик NaCl учун $\epsilon = 2,25$, $\epsilon_{ст} = 5,6$. Модда бир жинсли атомлардан ёки қутбсиз молекула-лардан ташкил топган бўлса, яъни унда ионлар ҳам, табиий диполлар ҳам мавжуд бўлмаса, у фақат электрон қутбланишга эга бўлиши мумкин. Бундай моддалар учун (29.10) даги ϵ ва $\epsilon_{ст}$ бир хил бўлади. Бундай моддаларга фақат углерод атомларидан таркиб топган олмос мисол бўлади.

Эслатиб ўтамикки, абсолют синдириш кўрсаткичининг қиймати модданинг турига ва шу билан бирга нурланиш тўлқинларининг тебраниш частотасига ёки узунлигига боғлиқдир. Одатда, тўлқин узунлиги камайиши билан синдириш кўрсаткичи ортади. 34.3-расмда шиша учун синдириш кўрсаткичининг тўлқин узунлигига боғлиқлиги келтирилган.

29.8 §. Ёруғликнинг тўла қайтиши. Чегаравий бурчак. Ёруғлик манбаини бирор шаффоф муҳитга жойлаштирамиз ва ёруғлик нурини оптик жиҳатдан зичроқ муҳитга, масалан, ҳавога ўтишини кузатамиз (29.20- расм).

Ажралиш сиртида ёруғлик ҳам қайтади, ҳам синади; тушиш бурчаги i нинг катталанишига қараб қайтган ёруғлик энергияси орта боради, синган ёруғлик энергияси эса камая боради. Бундан ташқари, яна шуни пайқаш мумкинки, бирор i_n тушиш бурчагида синган нур муҳитларнинг ажралиш сиртида сирпанади, тушиш бурчаги i_n дан катта бўлганда эса синган нурлар умуман бўлмайди. Бундай ҳодисани ёруғлик оптик зичлиги каттароқ бўлган муҳитдан сиртга тушганда, яъни нурлар синганда перпендикулярдан муҳитларнинг ажралиш сиртига томон узоқлашганда кузатиш мумкин. *Шаффоф муҳитларнинг ажралиш сиртидан ёруғлик нурларининг тўла қайтиши ҳодисаси ёруғликнинг тўла қайтиши дейилади.*

Тўла қайтган нурлардан қисман қайтган нурларни ажратувчи чегара i_n бурчакнинг катталиги билан аниқланади (29.20- расмга қ.). Нурларнинг β синиш бурчаги $\pi/2$ га тенг бўлгандаги тушиш бурчаги i_n ни чегаравий тушиш бурчаги дейилади. Шунини қайд қилиб ўтамикки, ажралиш сиртига тушаётган нурларнинг тушиш бурчаги i чегаравий бурчак i_n дан катта бўлган нурлардагина тўла қайтиш ҳодисаси рўй беради. Ҳар бир ҳол учун чегаравий бурчак катталиги икки муҳитнинг нисбий синдириш кўрсаткичига қараб аниқланади.



29.20- расм.

Ҳақиқатан ҳам, i_n бурчак учун $\beta = \pi/2$ бўлганидан (29.9) формуладан қуйидагига эга бўламиз:

$$\frac{\sin i_n}{\sin(\pi/2)} = \frac{n_2}{n_1}.$$

$\sin(\pi/2) = 1$ эканини ҳисобга олиб узил-кесил қуйидагига эга бўламиз:

$$\sin i_n = \frac{n_2}{n_1}. \quad (29.11)$$

Ёруғлик нури бирор муҳитдан вакуумга (ҳавога) ўтишида (32.10) нисбат қуйидаги кўринишни олади:

$$\sin i_n = \frac{1}{n}. \quad (29.11 a)$$

(Нурлар оптик зичлиги камроқ муҳитдан оптик зичлиги каттароқ муҳитга ўтишида тўла қайтиш рўй бермаслигини ўзингиз тушунтиринг).

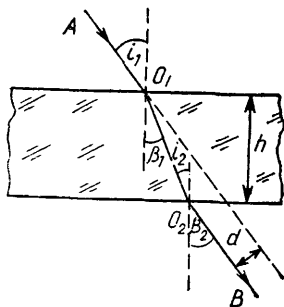
Сувга туширилган ичи бўш пробирка ва сувдаги газ пуфаклари баъзан худди кумушлаб қўйилгандек ялтираб кўринади. Бу ҳодиса нурларнинг суюқлик ёки газли муҳит бўлган қаттиқ жисм чегарасида тўла қайтиши билан тушунтирилади. Ёруғликнинг тўла қайтиши ёруғлик ўтказувчи толаларнинг тузилишида фойдаланилади. Шаффоф томони толанинг ичига бир учи орқали ёруғлик йўналтирилади, бу ёруғлик иккинчи учи орқали толанинг деворларидан кўп марта қайтиб сўнг чиқади.

Ёруғлик ўтказгичлар оптик алоқада қўлланилади. Ёруғликни модуляциялаш йўли билан ёруғлик ўтказгич бўйича оддий юқори частотали кабелдагига нисбатан жуда кўп ахборот оқимини узатиш мумкин.

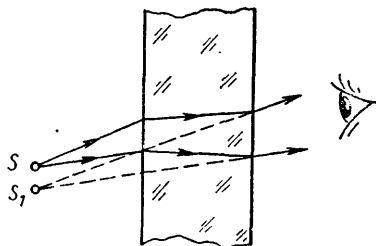
Ёруғлик ўтказувчи оптик толалар дастаси бўйича даста учи томонида жойлашган буюмнинг тасвирини узатиш мумкин. Бу ҳодисадан тиббиётда, беморнинг ички аъзоларини кузатишда қўлланилади (бунда толаларнинг бир қисмидан ички аъзоларни ёритиш учун фойдаланилади).

29.9-§. Ёруғликнинг параллел ёқли пластинка орқали ва уч ёқли призма орқали ўтиши. Тўла қайтарувчи призма. Ёруғлик нурлари йўлини текис ва ёқлари параллел бўлган шаффоф пластинка қандай ўзгартиришини кўриб чиқамиз. Яхши дераза ойнаси бундай пластинкага мисол бўла олади.

Синдириш кўрсаткичи n бўлган моддадан қилинган пластинкага ҳаводан i бурчак остида ингичка ёруғлик дастаси AO_1 тушаётган бўлсин (29.21-расм). Бу даста юқори ёқда сингандан кейин пластинка ичида O_1O_2 йўлдан боради, пастки ёқда иккинчи марта синади ва ҳавода O_2B йўлдан боради. i_1 ва β_2 бурчакларни таққослаб кўрамиз. Юқори ёқ учун синишнинг иккинчи қонуни формуласи қараб чиқиляётган ҳолда қуйидаги кўринишни олади:



29.21- расм.



29.22- расм.

$$\frac{\sin i_1}{\sin \beta_1} = n,$$

пастки ёқ учун эса

$$\frac{\sin i_2}{\sin \beta_2} = \frac{1}{n}.$$

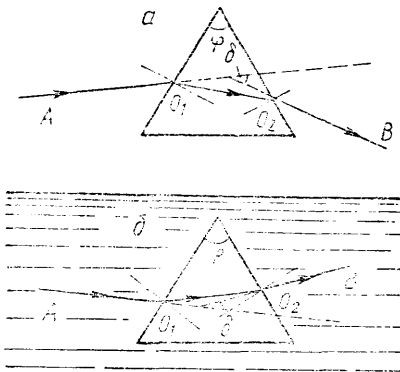
$\angle \beta_1$ ва $\angle i_2$ лар ўзаро тенг бўлгани учун бу тенгликларни ҳад-ма-ҳад кўпайтириб,

$$\frac{\sin i_1}{\sin \beta_2} = 1$$

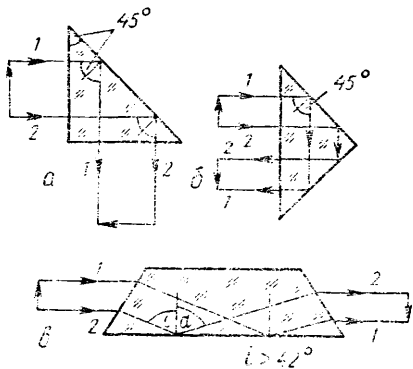
ни олиб, бундан $\sin i_1 = \sin \beta_2$ ва $\angle i_1 = \angle \beta_2$. Бу AO_1 нур O_2B нурга параллел эканлигини билдиради. Бинобарин, ёруғлик нурлари текис ва параллел ёқли пластинкадан ўтганда ўзига нисбатан параллел силжийди. Пластинкадан ўтган нурнинг силжиш масофаси пластинканинг қалинлигига ва у ясалган модданинг синдириш кўрсаткичига боғлиқ бўлади. Бундан ташқари, силжиш d нурларнинг тушиш бурчаги i_1 га ҳам боғлиқ. Шунинг учун предметга йўғон шаффоф пластинка орқали қараганда худди у бир оз силжигандек бўлиб туюлади (29.22- расм).

Амалий оптикада кўпинча уч ёқли шаффоф призмадан фойдаланилади. Призманинг нурлар призмага кирадиган ва ундан чиқадиган икки ёғини синдирувчи ёқлар, бу ёқлардан тузилган икки ёқли бурчак ф ни эса призманинг синдириш бурчаги дейилади.

Синдириш кўрсаткичи n бўлган призмага ҳаводан бирор аниқ рангли ингичка ёруғлик дастаси AO_1 тушмоқда. Бу нур призмада O_1O_2 йўлдан боради. Нур призмадан чиқишида перпендикулярдан ёқ томон узоқлашади ва O_2B йўлдан кетади. Демак, ёруғлик дастаси призмадан ўтиши натижасида призманинг кенг қисми томонга оғади. Призмага қадар ёруғлик AO_1 йўналишда келгани, призмадан кейин эса O_2B йўналишда кетгани сабабли даста δ бурчакка силжийди (29.23-а расмга қ.). Бу бурчакни оғиш бурчаги дейилади. Призма ясалган модданинг синдириш кўрсаткичи n ва унинг синдириш бурчаги



29.23- расм.



29.24- расм.

ф қанчалик катта бўлса, оғиш бурчаги ҳам шунчалик катта бўлади.

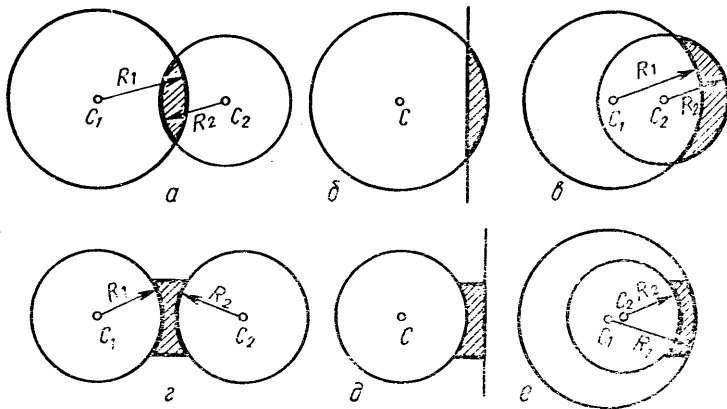
Яна қуйидагини қайд қилиб ўтамиз. Синдириш кўрсаткичи n ёруғликнинг тўлқин узунлиги λ га боғлиқ бўлгани учун призмада нурларнинг оғиши ҳам уларнинг рангига боғлиқ. Масалан, қизил нурлар бинафша нурларга қараганда камроқ оғади. Бу масала кейинроқ (34.2- § га қ.) батафсил кўриб чиқилади.

Агар уч ёқли призmani шу призма ясалган модданинг синдириш кўрсаткичига қараганда бирдан кичик бўлган муҳитга жойлаштирилса, унда призмадан ўтиб AO_1 нур призманинг кенг қисмига, яъни σ бурчакка оғмай, балки синдирувчи бурчак ϕ томонга оғади (29.23- б расмга қ). (Призмага тушаётган параллел нурлар призмадан чиққанида ҳам параллеллигича қолишини ўзингиз тушунтиринг.)

Ҳисоблаш шиша учун чегаравий бурчак 42° га яқин эканини кўрсатади. Шунинг учун бурчаклари 45° дан бўлган тўғри бурчакли шиша призмада ёруғликнинг тўла қайтишини кузатиш осонроқ. 29.24- а расмда шундай призмада нурларни 90° га буриш, 29.24- б расмда эса шундай призмада тасвирнинг қандай бурилиши кўрсатилган. 29.24- в расмда тўғри кўриш призмаси ва унда нурларнинг йўли тасвирланган. Бунда юқори ва пастки нурлар ўрин алмашади, аммо ўша дастлабки йўналишда тарқалиши кўриниб турибди.

30- Б О Б. ЛИНЗАЛАР. ЛИНЗАЛАР ЁРДАМИДА ТАСВИР ОЛИШ

30.1- §. Йиғувчи ва тарқатувчи линзалар. Оптик ўқлар. Линзанинг оптик маркази. Оптик асбобларда тасвирлар олишда кўпинча линзалардан фойдаланилади.

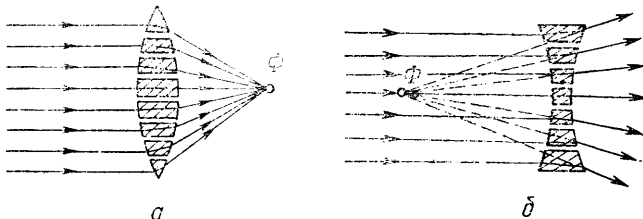


30.1- расм.

Линза шаффоф жисмдан иборат бўлиб, иккита силлиқ, қавариқ ёки ботиқ сирт билан чегараланган бўлади (баъзида бу сиртларнинг бири ясси бўлиши ҳам мумкин). Кўпинча линза сиртлари сферик қилинади, линза эса махсус нав шишалардан, масалан, флитгласдан ёки синдириш кўрсаткичлари тегишлича бўлган моддалардан тайёрланади. Линзалар икки хил бўлади: қавариқ линзалар — улар ўртасига борган сари қалинлашиб боради (30.1-а, б, в, расм) ва ботиқ линзалар — улар ўртасига борган сари юққалашиб боради (30.1-г, д, е, расм).

Линза эгри сиртларининг сферик марказлари C_1 ва C_2 орқали ўтадиган тўғри чизиқни линзанинг бош оптик ўқи дейилади. Оптик ўқ бўйича йўналтирилган ёруғлик нури линзадан синмай ўтади (нима учун?).

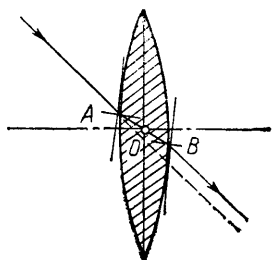
Нурлар йўлида линзалар ҳосил қиладиган ўзгаришларни призмалардан тузилган моделда тушунтириш осон (30.2-расм.) Бунда призмаларни шундай танлаб олиш керакки, параллел нурлар бу призмалардан ўтиб ҳаммаси деярли бир Φ нуқтада йиғилади (30.2-а расм). Агар шу призмалар бири-бирига зич қилиб қўшилса, унда бу призмалар шакли жиҳатидан қавариқ линзага яқин бўлган жисм ҳосил қилади. Қава-



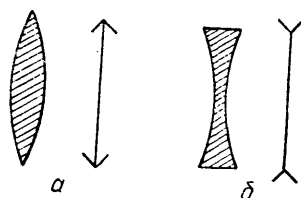
30.2- расм.

риқ линза параллел нурларни бир нуқтада йиғиш хоссасига эга. Шунинг учун ҳам қавариқ линзаларни йиғувчи линзалар деб аталади. Ботиқ линзанинг ишлаш модели 30.2-б расмда тасвирланган. (Нима учун ботиқ линзаларни тарқатувчи линзалар деб аталишини тушунтиринг.)

Ҳар қандай линзанинг ичида бош оптик ўқда O нуқта бор (30.3-расм), бу нуқтанинг ажойиблиги шундаки, шу нуқта орқали ўтаётган нур линзадан чиққанидан кейин ҳам ўз йўналишини ўзгартирмайди. O нуқта линзанинг оптик маркази дейилади.

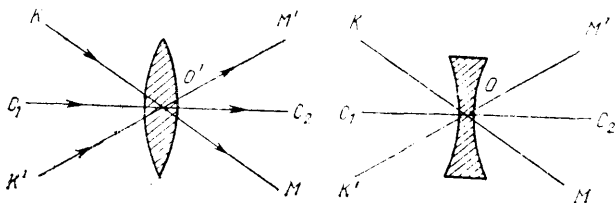


30.3- расм.

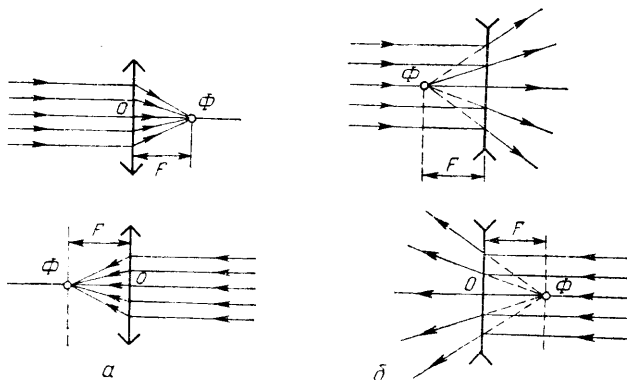


30.4- расм.

A ва B нуқталар орқали ўтказилган текисликлар параллел бўлади. Бинобарин, O нуқта орқали ўтувчи нур линзада худди ясси параллел пластинкадаги каби ўтади, яъни ўз йўналишини ўзгартирмай ўз-ўзига параллел силжийди. Пластинка қанчалик юққа бўлса, нурнинг силжиши ҳам шунчалик кичик бўлади, шунинг учун жуда юққа линзаларда бу силжишни назарга олмаса ҳам бўлади, айниқса нур линзанинг бош оптик ўқи билан кичик бурчак ташкил қилганда назарга олмаса бўлади. Бундан кейин ўлчамлари унча катта бўлмаган, линзанинг бош оптик ўқи билан кичик бурчак ташкил қилувчи нурлар тушадиган юққа линзалар билан иш кўраимиз. Юққа линзаларнинг шартли тасвирланиши 30.4- расмда кўрсатилган. Юққа линзаларнинг оптик марказлари орқали ўтувчи нурлар синмайди деб ҳисоблаш мумкин. Линзанинг оптик маркази O орқали (бош оптик ўқдан ташқари) ўтган ҳар қандай тўғри



30.5- расм.



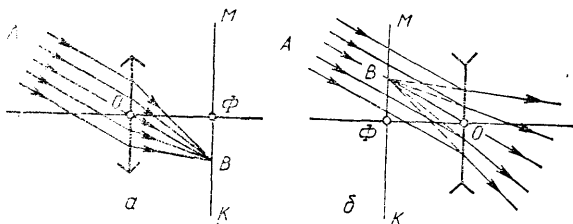
30.6- расм.

чизиқни ёрдамчи оптик ўқ дейилади (30.5- расмда км, $\text{к}^1\text{м}^1$).

30.2- §. Линзанинг бош фокуслари ва фокал текисликлари. Йиғувчи линзанинг бош оптик ўқиға параллел қилиб нурлар дастаси йўналтирилса, бу нурлар линзанинг иккинчи томонида Φ нуқтада йиғилади (30.6- *a* расм). Тарқатувчи линзаларда бундай нурлар линзадан чиққанидан кейин тарқалувчи даста бўлиб кетади (30.6- *б* расм), лекин улар давом эттирилса, битта Φ нуқтада учрашади. Линзанинг бош оптик ўқидаги линзада сингунга қадар унинг бош оптик ўқиға параллел бўлган нурлар учрашадиган Φ нуқта линзанинг бош фокуси дейилади. Юқорида айтилганлардан, *йиғувчи линзаларда бош фокус ҳақиқий, тарқатувчи линзаларда эса мавҳум* бўлиши келиб чиқади. Ҳар қайси линзада унинг оптик маркази O га нисбатан симметрик жойлашган иккита бош фокус бор. Линзанинг бош фокуси ва унинг оптик маркази орасидаги F масофа бош фокус масофа дейилади. Агар бош фокус ҳақиқий бўлса, унда F мусбат ҳисобланади, агар мавҳум бўлса, у манфий ҳисобланади.

Нурлар линзанинг ён ўқларига параллел ҳолда линзага тушса, масалан AO нур (30.7- расм), линзада синганидан кейин бу нурлар шу ўқда битта B нуқтада йиғилади. Бу нуқта линзанинг фокуси дейилади. Равшанки, линзанинг фокуслари жуда кўп бўлиб, тажрибанинг кўрсатишича, уларнинг ҳаммаси KM фокал текисликда жойлашган бўлади. *Линзанинг бош оптик ўқиға перпендикуляр бўлиб, унинг бош фокуси орқали ўтадиган текислик фокал текислик дейилади.* Ҳар қайси линзанинг иккита фокал текислиги бўлади.

Шундай қилиб, линзанинг исталган оптик ўқиға параллел бўлган нурлар синганидан кейин мана шу оптик ўқ билан линзанинг фокал текислиги кесишган нуқтада йиғилади (30.7- расмга қ.). Йиғувчи линзаларда фокал текислик ҳақиқий, тарқатувчи линзаларда эса мавҳум бўлади (30.7- *б* расмга қ.).



30.7- расм.

30.3- §. Линзанинг оптик кучи ва унинг ўлчов бирлиги. Бош фокуснинг жойлашиши линза ёрдамида олинган тасвирларнинг ўлчамларига ва уларнинг кўринишига муҳим таъсир қилади.

Линзанинг оптик ўқида унинг бош фокусининг жойлашиши билан аниқланадиган D катталики линзанинг оптик кучи дейилади. Бу катталиқ линзанинг оптик хоссаларини характерлайди. *Линзанинг оптик кучи шу линзанинг бош фокус масофаси F га тескари бўлган сон билан ўлчанади:*

$$D = \frac{1}{F}. \quad (30.1)$$

(30.1) формуладан оптик кучнинг ўлчов бирлиги:

$$D = \frac{1}{1 \text{ м}} = 1 \text{ м}^{-1} = 1 \text{ дптр}.$$

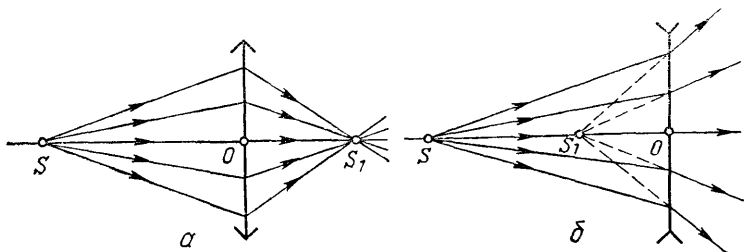
СИ системасида оптик кучнинг ўлчов бирлиги қилиб диоптрия (дптр) қабул қилинган. Диоптрия бош фокус масофаси 1 метрга тенг бўлган линзанинг оптик кучидир. Йиғувчи линзаларнинг оптик кучини (худди фокус масофаси F каби) мусбат, тарқатувчи линзаларнинг оптик кучини эса манфий деб ҳисоблашга келишилган.

Линзанинг оптик кучи унинг сиртларининг эгрилигидан, шунингдек, аτροφ-муҳитга нисбатан унинг моддасининг синдириш кўрсаткичи билан аниқланади ва қўйидаги формула билан ҳисоблаб чиқариш мумкин:

$$D = (n - 1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right), \quad (30.2)$$

бунда R_1 ва R_2 — линзалар сферик сиртларининг радиуслари, n — линза турган муҳитга нисбатан линза моддасининг синдириш кўрсаткичи. Ҳисоблашларда линзанинг қавариқ сирти учун R нинг сон қийматини мусбат деб, ботиқ сирти учун эса манфий деб олиш лозим. Шуни қайд қилиб ўтамизки, $n < 1$ да, яъни линза ясалган модданинг оптик зичлиги уни ўраб олган аτροφ-муҳитнинг оптик зичлигидан камроқ бўлганда қавариқ линзалар тарқатувчи, ботиқ линзалар йиғувчи бўлади.

30.4- §. Линзанинг бош оптик ўқида жойлашган шуълаланувчи нуқтанинг тасвирини яшаш. Линза ёрдамида параллел-

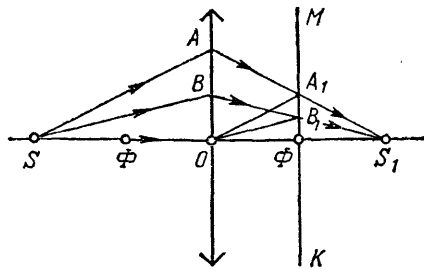


30.8- расм.

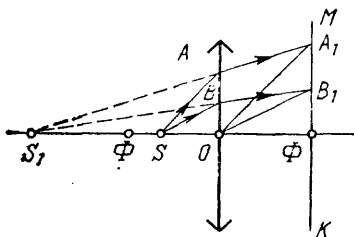
мас нурларни ҳам битта нуқтага йиғиш мумкин. Тажриба кўрсатадики, бир S нуқтадан чиқиб йиғувчи линзага тушувчи нурлар линзадан кейин ҳам бир S_1 нуқтада йиғилади (30.8- а расм), яъни линза шуълаланувчи S нуқтанинг ҳақиқий тасвири S_1 нуқтада ҳосил қилади. Бу тасвир маъхум ҳам бўлиши мумкин. 30.8- б расмда S нуқтадан чиқаётган ва тарқатувчи линзага тушаётган нурларнинг йўли кўрсатилган. Линзадан кейин бу нурлар тарқалувчи даста каби кетади, аммо уларни тескари томонга давом эттирилса, S_1 нуқталар учрашади. Линзанинг бош оптик ўқида жойлашган шуълаланувчи нуқтанинг линза ҳосил қилаётган тасвири қандай ясалишини қараб чиқамиз.

Биринчи ҳол: S нуқта линзанинг бош фокуси Φ нинг орқасида турибди (30.9- расм). Барча нурлар линзада синганидан кейин S_1 нуқтада учрашгани туфайли S_1 нуқтанинг вазиятини аниқлаш учун иккита шундай нурларнинг қаерда кесишишини билиш етарли бўлади.

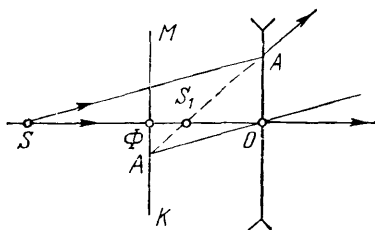
ΦO тўғри чизиқ йиғувчи линзанинг бош оптик ўқи, KM эса шу линзанинг фокал текислиги бўлсин. S нуқтадан чиқиб бош оптик ўқ бўйича келаётган нур линзадан синмай ўтади. Шунинг учун нуқтанинг тасвири бош оптик ўқ ΦO да бўлади. S нуқтанинг тасвири аниқ қаерда бўлишини билиш учун ихтиёрий SA нурнинг линзадан кейинги йўлини топамиз. Бунинг учун SA нурга параллел қилиб ёрдамчи оптик ўқ ўтказамиз. Бу ёрдамчи оптик ўқ KM фокал текислики A_1 нуқтада кесиб ўтсин. A ва A_1 нуқталар орқали ўтказилган тўғри чизиқ SA нурнинг линзада синганидан кейинги йўлини кўрсатади. AA_1 тўғри чизиқни бош оптик ўқ билан кесишгунча давом эттириб, S_1 нуқтани оламиз. Бу нуқта линза ҳосил қилаётган S нуқтанинг тасвири вазиятини аниқлайди. Шу нарса тушунарлики, бошқа ҳар қандай SB нур линзада синганидан кейин у ҳам S_1 нуқта орқали ўтади (30.9- расмга қ.),



30.9- расм.



30.10- расм.



30.11- расм.

OB_1 ёрдамчи оптик ўқ SB нурга параллел бўлади.

Иккинчи ҳол: S нуқта линзанинг бош фокуси ва оптик маркази орасида турибди (30.10- расм). Биринчи ҳолдаги каби бунда ҳам S нуқтанинг тасвири оптик ўқда бўлади. Тасвир оптик ўқнинг аниқ қаерида бўлишини билиш учун линзага тушадиган ихтиёрий SA нурни ажратиб оламиз. SA га параллел бўлган OA ёрдамчи оптик ўқ ўтказамиз, сўнгра бош оптик ўқ билан S_1 нуқтада кесишгунга қадар AA_1 тўғри чизиқни давом эттирамиз. Бу нуқта қаралаётган ҳол учун S нуқтанинг мавҳум тасвири вазиятини аниқлайди.

Учинчи ҳол: шуълаланувчи нуқта тарқатувчи линзанинг бош оптик ўқида турибди (30.11- расм). Бу ҳолда тасвир ясашда фокал текисликни линзанинг S нуқта турган томонидан олиш лозим. Шуълаланувчи S нуқтанинг тасвири бу ҳолда ҳам линзанинг бош оптик ўқида бўлиши лозим. Ихтиёрий SA нурни ажратиб оламиз ва унга параллел қилиб OA_1 ёрдамчи ўқ ўтказамиз. AA_1 тўғри чизиқнинг бош оптик ўқ билан кесишиш нуқтаси S_1 мавҳум тасвирнинг вазиятини белгилайди. Шунни қайд қилиб ўтамызки, тарқатувчи линзада нуқтавий ёруғлик манбаининг тасвири мавҳум бўлади.

30.5- §. Юпқа линзанинг қўшма нуқталари учун формула келтириб чиқариш. S_1 тасвирнинг вазияти шуълаланувчи S нуқтанинг линзага нисбатан вазиятига қараб бир ҳолда аниқланиши олдинги параграфда тушунтирилган эди. Шунинг учун ҳам S ва S_1 нуқталарни линзанинг қўшма нуқталари дейилади. S_1 тасвирнинг вазиятини ҳисоблашлар ёрдамида чиқаришга имкон берадиган линзанинг қўшма нуқталари формуласини келтириб чиқарамиз. Оптик маркази O ва фокуслари F_2 ҳамда F_1 бўлган йиғувчи линзанинг бош оптик ўқида шуълаланувчи S нуқта турган бўлсин (30.12- расм), унинг тасвири S_1 нуқтада ҳосил бўлди. Шунни эслатиб ўтамызки, KM — линзанинг фокал текислиги, $OA_1 \parallel SA$. Шуълаланувчи S нуқтадан оптик марказ O гача масофани d ($OS = d$) орқали, S_1 тасвирдан оптик марказ O гача, масофани эса f ($SO_1 = f$) орқали ва бош фокус масофани F ($OF_1 = F$) орқали белгилаймиз. SAS_1 ва OA_1S_1 ($OA_1 \parallel SA$) учбурчакларнинг ўхшашлигидан қуйидагига эга бўламиз:

$$\frac{SS_1}{OS_1} = \frac{AS_1}{A_1S_1} \text{ ёки } \frac{d+f}{f} = \frac{AS_1}{A_1S_1}$$

OAS_1 ва $\Phi_1A_1S_1$ учбурчакларнинг ўхшашлигидан қуйидагини ёзиш мумкин:

$$\frac{OS_1}{\Phi_1S_1} = \frac{AS_1}{A_1S_1} \text{ ёки } \frac{f}{f-F} = \frac{AS_1}{A_1S_1}$$

Топилган пропорцияларнинг ўнг қисмлари тенг бўлгани учун

$$\frac{d+f}{f} = \frac{f}{f-F},$$

бундан

$$fF + dF = dF.$$

Бу тенгликнинг иккала қисмини dfF га бўлишдан кейин линзанинг қўшма нуқталари формуласини оламиз:

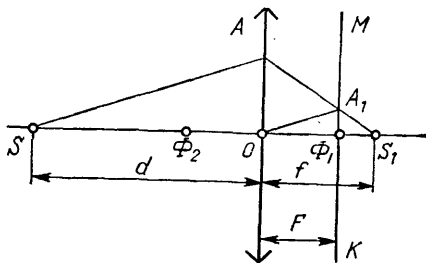
$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{1}{F}. \quad (30.3)$$

(30.3) нинг ўнг томонида линзанинг оптик кучи тургани туфайли қуйидагига эга бўламиз:

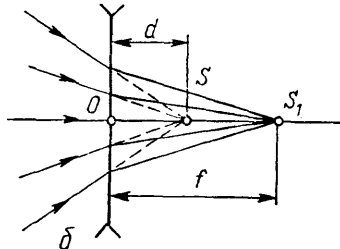
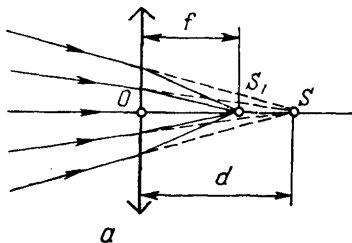
$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = D. \quad (30.4)$$

(30.3) дан кўришиб турибдики, d ва f нинг жойларини алмаштириш билан формула ўзгармайди. Бу деган сўз, *шуълаланувчи нуқта ва унинг линзадаги тасвирининг ўринларини алмаштириш мумкин*, яъни агар шуълаланувчи нуқтани унинг тасвири турган жойга жойлаштирилса, унда тасвир энди шуълаланувчи нуқта турган жойда ҳосил бўлади. Шунинг учун ҳам S ва S_1 нуқталарни қўшма нуқталар деб аталади.

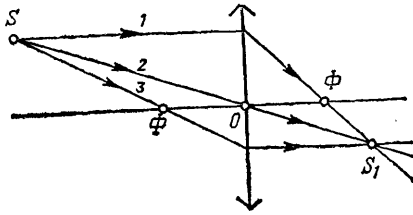
Шуни эсда тутиш лозимки, (30.3) ва (30.4) ифодаларни йиғувчи линзаларга ҳам, тарқатувчи линзаларга ҳам қўлласа бўлади. Ҳисоблашларда ҳақиқий миқдорларнинг сон қийматларини бу формулага плюс ишора билан, мавҳум миқдорларни минус ишора билан қўйилади. Масалан, тарқатувчи линза учун



30.12- расм.



30.13- расм.



30.14- расм.

(30.3) ифодадан фойдаланишда F нинг ўрнига минус ишорали сон қўйилади. Ҳисоблашлар натижасида олинган манфий жавоб унга тегишли миқдорнинг мавҳум эканини кўрсатади.

Шуни эслатиб ўтамизки, шуълаланувчи S нуқта ҳам мавҳум бўлиши мумкин. 30.13- а расмда

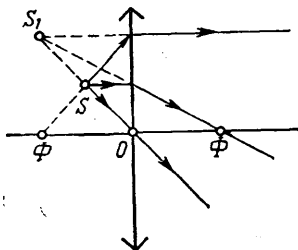
мавҳум ёруғлик манбаи ва унинг йиғувчи линзадаги ҳақиқий тасвири S_1 кўрсатилган, 30.13- б расмда эса мавҳум ёруғлик манбаи S ва унинг тарқатувчи линзадаги ҳақиқий тасвири S_1 кўрсатилган.

30.6- §. Линзанинг ёрдамчи оптик ўқида жойлашган шуълаланувчи нуқтанинг тасвирини ясаш. Шуълаланувчи S нуқта линзанинг ёрдамчи оптик ўқида турганда, линза унинг тасвирини ҳам ўша ўқида ҳосил қилади.

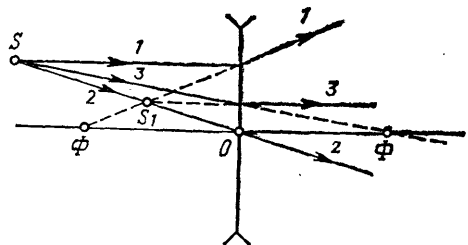
Биринчи ҳол: S нуқта йиғувчи линзанинг фокал текислигидан орқада турибди (30.14- расм). S_1 тасвирнинг вазиятини аниқлаш учун 30.14- расмда кўрсатилган учта нурнинг исталган иккитасидан фойдаланиш мумкин. 1 нур S нуқтадан бош оптик ўққа параллел қилиб ўтказилади. Бу нур линзада синганидан кейин бош фокус орқали ўтади. 2 нур эса ёрдамчи ўқ бўйича, яъни линзанинг оптик маркази орқали ўтказилади. Бу нур линзадан синмасдан ўтади. 3 нур бош фокус F орқали ўтказилади. Бу нур линзада синганидан кейин бош оптик ўққа параллел кетади. Линзада сингандан кейин бу нурларнинг кесишиш нуқтаси, S_1 ушбу қаралаётган ҳол учун S нуқтанинг ҳақиқий тасвири вазиятини аниқлайди.

Иккинчи ҳол: S нуқта йиғувчи линзанинг фокал текислиги билан линза орасига жойлашган (30.15- расм). Худди биринчи ҳолдаги каби бу ҳолда ҳам S нуқтадан учта шундай нур ўтказиш мумкин. Бу нурларнинг исталган иккитасининг кесишиш нуқтаси S_1 қаралаётган ҳолда линза ҳосил қилаётган S нуқтанинг мавҳум тасвири вазиятини аниқлайди.

Учинчи ҳол: S нуқта тарқатувчи линзанинг ёрдамчи ўқида турибди (30.16- расм). Бу ҳолда ҳам S нуқтадан (худди



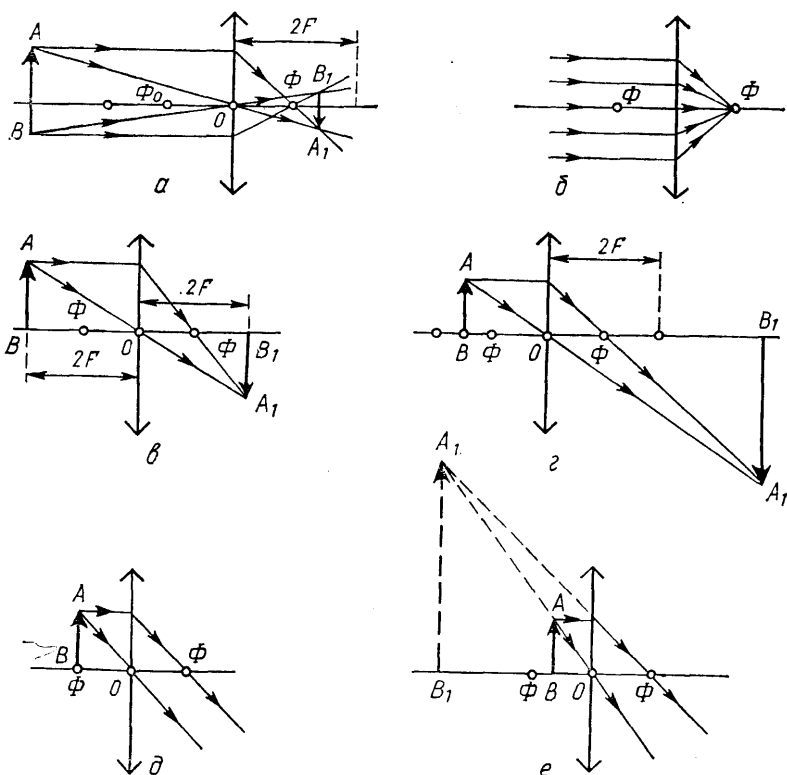
30.15- расм.



30.16- расм.

биринчи ҳолдаги каби) учта ўшандай нур ўтказиш мумкин, лекин бунда шунини эсда тутиш лозимки, 1 нур линзада сингандан кейин уни давом эттирилганда линзанинг S нуқта турган томонидаги фокус орқали ўтиши керак. 3 нурни давом эттирилганда линзанинг бошқа томонидаги фокус орқали ўтадиган қилиб ўтказиш лозим, шунда нур линзада сингандан кейин бош оптик ўққа параллел кетади. Шунини қайд қилиб ўтамизки, шуълаланувчи S нуқтанинг тарқатувчи линза ҳосил қилаётган ҳақиқий тасвири доим маъхум бўлади.

30.7-§. Предметнинг линзалар ҳосил қилаётган тасвирларини яшаш. Предмет линзанинг олдида жойлашган бўлсин. Бундан кейин биз бу предмети шартли равишда линзанинг бош оптик ўқиға перпендикуляр жойлашган стрелка билан тасвирлаймиз. Бу предметнинг линза ҳосил қилаётган тасвири унинг алоҳида нуқталари тасвирларининг йиғиндисидан (тўпламидан) иборат, шунинг учун предмет тасвири яшада унинг четки нуқталарининг тасвири қаерда жойлашишини топиш кифоя қилади.



30.17- расм.

30.17- расмда AB предметнинг йиғувчи линзалар ҳосил қилаётган тасвирларини яшашнинг турли типик ҳоллари кўрсатилган. Тасвир қуйидаги тарзда ясалади. Дастлаб A нуқтанинг тасвири, сўнгра B нуқтанинг тасвири ясалади. Шундай усул билан олинган A_1 ва B_1 нуқталарни A_1B_1 тўғри чизиқ билан туташтирилади. У AB предметнинг тасвири бўлади.

Биринчи ҳол: предметдан линзагача бўлган d масофа $2F$ дан катта (30.17-*a* расм). Бу ҳолда предмет ва унинг тасвири линзанинг турли томонларида бўлади, линзадан f тасвиргача бўлган масофа F дан катта, лекин $2F$ дан кичик. Тасвир ҳақиқий, тўнкарилган ва кичрайган бўлади. Жумладан, шуълаланувчи нуқта линзадан чексиз катта масофада турганда ($d = \infty$), унинг тасвири линзанинг бош фокусидида шуълаланувчи нуқта кўринишида ҳосил бўлади (30.17-*b* расм).

Иккинчи ҳол: предметдан линзагача бўлган d масофа $2F$ га тенг (30.17-*v* расм). Бу ҳолда предмет ва унинг тасвири линзанинг турли томонларида бўлади, линзадан тасвиргача масофа эса $f = d = 2F$. Тасвир ҳақиқий, тўнкарилган ва натурал катталиқда ҳосил бўлади.

Учинчи ҳол: предметдан линзагача бўлган d масофа F дан катта, лекин $2F$ дан кичик (30.17-*g* расм). Бу ҳолда предмет ва унинг тасвири линзанинг турли томонларида бўлади, линзадан тасвиргача f масофа эса $2F$ дан катта. Тасвир ҳақиқий, тўнкарилган ва катталашган бўлади.

Тўртинчи ҳол: предмет линзанинг бош фокусидида турибди, яъни предметдан линзагача масофа $d = F$ (30.17-*d* расм). Бу ҳолда предметнинг ҳар қайси нуқтасидан чиқаётган нурлар линзада синганидан кейин параллел даста бўлиб кетади. Бу деган сўз, тасвир чексиз катта бўлиб, линзадан чексиз катта масофада ҳосил бўлиши керак, амалда бу тасвир йўқ демакдир.

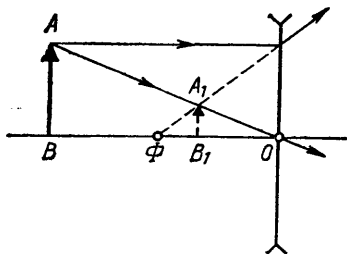
Бешинчи ҳол: предметдан линзагача бўлган d масофа бош фокус масофа F дан кичик (30.17-*e* расм). Бу ҳолда предмет ва унинг тасвири линзанинг бир томонида бўлади, линзадан тасвиргача бўлган f масофа d дан катта. Тасвир мавҳум, тўғри ва катталашган бўлади.

Предметни чексизликдан линзага томон сурганда унинг тасвири ва жойлашиши қандай ўзгаришини қараб чиқамиз.

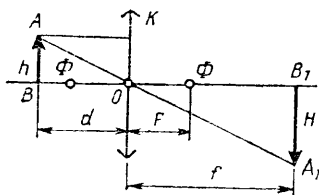
Предметни чексизликдан линзадан $2F$ масофага сурилганда унинг тўнкарилган ва ҳақиқий линзадан ҳаракатланиб F дан $2F$ гача масофа ўтади. Бунда тасвир аста-секин катталашади, аммо предметнинг ўзидан кичиклигича қолади. Предмет линзадан $2F$ масофада бўлганда унинг натурал катталиқдаги тўнкарилган тасвири ҳам линзадан $2F$ масофада бўлиб қолади. Предметни линзага янада яқинлаштирганимизда, яъни линзадан F масофагача яқинлаштирганимизда предметнинг ўз катталигидан катта бўлган тасвири аста-секин катталашиб, чексизликка ғойиб бўлади.

Ниҳоят, предмет бош фокусдан линзагача ҳаракатланганда

нида унинг мавҳум катталашган тасвири (бу тасвир предметнинг орқасида бўлади) аста-секин кичиклашиб, линза томон ҳаракатланади. Предмет линзага келиб текканида унинг мавҳум тасвири натурал катталikka эга бўлади ва предмет билан мос келади. Шунини қайд қилиб ўтамизки, тасвирнинг линзанинг бир томонидан иккинчи томонига ўтиши предметнинг линзанинг фокал текислиги орқали силжиш momentiда рўй беради. Шундай қилиб, предмет ва унинг тасвири доим бир йўналишда ҳаракатланади. Предметнинг тарқатувчи линза ҳосил қилаётган тасвирини яшаш 30.18-расмда кўрсатилган. *Тарқатувчи линза предметнинг доим мавҳум, кичрайган ва тўғри тасвирини беради, у бош фокус ва линза орасида бўлади.* Бу тасвирдан линзагача бўлган j масофа предметдан линзагача бўлган d масофадан доим кичик бўлади. Бу ҳолда предмет ва унинг тасвири ҳам доим бир йўналишда ҳаракатланади, предмет линза билан учрашганда эса унинг тасвири улар билан мос тушади ва натурал катталikka эга бўлади.



30.18- расм.



30.19- расм.

30.8- §. Линза ёрдамида олинган чизиқли катталаштириш. Олдинги параграфда линза ёрдамида предметларнинг катталаштирилган тасвирини олиш мумкинлиги аниқланган эди. Амалда худди ана шундай тасвирлар олишда кўпинча линзалардан фойдаланилади.

Чизиқли катталаштириш β деб предмет баландлиги (кенглиги) нинг ўша предметнинг ҳақиқий баландлигига (кенглигига) нисбатига айтилади. Агар предмет баландлигини h , тасвир баландлигини H орқали белгиласак, унда

$$\beta = H/h. \quad (30.5)$$

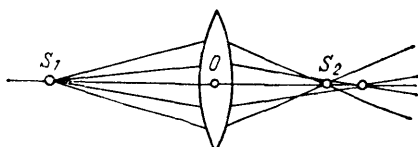
Чизиқли катталаштириш β нинг линзадан предметгача масофа ва унинг тасвиригача масофа d га қандай боғланганлигини кўриб чиқамиз. 30.19-расмда AB предметнинг ва унинг тасвири A_1B_1 нинг линзага нисбатан вазияти кўрсатилган. $\triangle AOB$ ва $\triangle A_1OB_1$ нинг ўхшашлигидан $A_1B_1 : AB = OB_1 : OB$ келиб чиқади. $A_1B_1 = H$, $AB = h$, $OB_1 = f$ ва $OB = d$ бўлганидан линза ҳосил қиладиган чизиқли катталаштиришни ҳисоблаш формуласини оламиз:

$$H/h = f/d \text{ ёки } \beta = f/d. \quad (30.6)$$

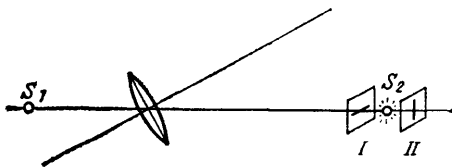
Бу ифодалар тасвир линзадан предметга қараганда узоқроқда бўлган ҳоллардагина йиғувчи линза катталаштириши мумкинлиги кўриниб турибди. (Тарқатувчи линза бирдан катта катталаштиришга эга бўлиши мумкинми, шуни ўйлаб кўринг.)

30.9- §. Оптик системаларнинг камчиликлари. Линзаларда қандай муҳим камчиликлар учрашини кўриб чиқамиз.

Биринчи камчилиги шундан иборатки, бош оптик ўқда ётган битта S_1 нуқтадан чиқаётган нурлар бир эмас, балки турли нуқталарда кесиб ўтади (30.20- расм). Нурлар оптик маркази O дан қанчалик узоқдаги S_1 нуқтадан линзага тушса, уларнинг кесишиш нуқтаси S_2 линзага шунчалик яқин туради. Бундай ҳодиса сферик абберация деб аталади (лотинча «абберация» — оғиш). Бу камчиликни диафрагма ёрдамида қисман тўғрилаш мумкин. Диафрагма линзага тушаётган нурлар дастасини чеклайди. Диафрагма линзага ёруғлик тушаётган тирқишни ўзгартира оладиган қилиб ўрнатилади. Бир-бирига зич қилиб қўйилган махсус танланган иккита линзани бирлаштириш билан сферик абберация йўқотилади. Сферик абберация йўқ қилинган мураккаб линза ёки система а п л а н а т деб аталади.



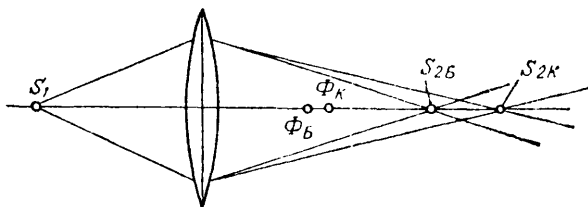
30.20- расм.



30.21- расм.

Иккинчи камчилиги ёрдамчи оптик ўқда жойлашган шуълаланувчи S_1 нуқтанинг тасвирига тегишли (30.21- расм). Бу ҳолда I ва II текисликларда бир-бирига перпендикуляр жойлашган тўғри чизик кесмалари кўринишидаги иккита тасвир ҳосил бўлади. S_1 нуқтанинг тасвирини I ва II текисликлар орасида ёйилиб кетган S_2 ёруғ доира кўринишида олиш мумкин. Бу ҳодиса астигматизм дейилади. Бу камчилик йўқотилган линза ёки оптик система анастигмат деб аталади.

29.7- § да синдириш кўрсаткичи тебранишлар частотасига, яъни нурларнинг рангига боғлиқлиги ҳақида гапирилган эди. Бинафша нурлар учун фокус Φ_6 қизил нурлар учун фокус Φ_K га қараганда линзага яқинроқ бўлади (30.22- расм). Шунинг учун нуқтавий оқ ёруғлик манбаининг тасвири ёйилиб кетган ва четлари бўялган бўлади. Бу ҳодиса хроматик абберация дейилади. Иккита ранг учун бу камчиликлар бартараф қилинган линзалар ва оптик системалар а х р о м а т и к деб аталади, учта ранг учун тасвирлар бир-бирига тушса, системани апохромат деб аталади.



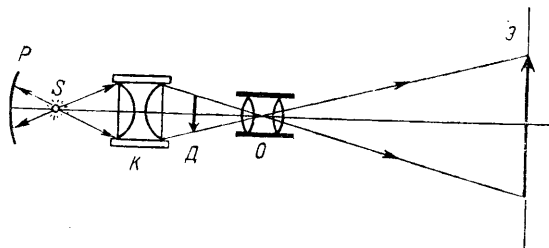
30.22- расм.

31.1-§. Проекцион аппарат. Геометрик оптика қонунлари ўрганилгандан сўнг турли хил оптик асбобларни яратиш имкони туғилди. Ношаффоф материалга масалан, қоғозга чизилган расмлар ёки суратлар ва чизмаларнинг катталашган аниқ тасвирини экранда томошабинга кўрсатишда проекцион аппарат ишлатилади. Проекцион аппарат ёрдамида экранда кўрсатиш учун мўлжалланган шиша ёки шаффоф плёнкадаги расм диапозитив, аппаратнинг ўзи эса диаскоп дейилади («скопео» юнонча сўз бўлиб, кўряпман ва «диа»—орқали деган маънони англатади). Агар аппарат ношаффоф расмлар ва чизмаларни кўрсатиш учун мўлжалланган бўлса, уни эпископ дейилади (юнонча «эпи»—га). Экранда шаффоф расмларни ҳам, ношаффоф расмларни ҳам кўрсатиши мумкин бўлган аппаратларни эпидиаскоплар дейилади. Проекцион аппаратнинг ишлаш принципини кўриб чиқамиз.

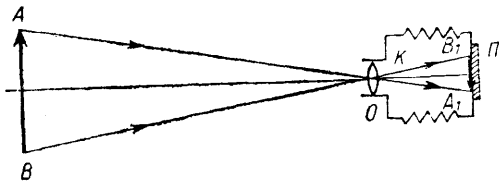
Олдида турган предметнинг тасвирини ҳосил қиладиган линзани объектив дейилади. Объектив шундай оптик системаки, унда баъзи линзаларга хос бўлган муҳим камчиликлар йўқотилган бўлади. Экранда предметнинг тасвири томошабинларга яхши кўриниши учун предмет яхши ёритилган бўлиши лозим.

31.1-расмда проекцион аппаратнинг тузилиш схемаси тасвирланган. S ёруғлик манбаи A ботиқ кўзгу (рефлектор) нинг фокусига жойлаштирилади. S ёруғлик манбаидан бевосита келаётган A рефлектордан қайтган ёруғлик K конденсорга тушади. Конденсор иккита ясси-қавариқ линзалардан иборат. Конденсор ёруғлик нурларини O объективда йиғади, сўнгра уларни E экранга йўналтиради, у ерда D диапозитивнинг тасвири ҳосил бўлади. Диапозитивнинг ўзи эса объективнинг бош фокуси ва объективдан $2F$ масофада бўлган нуқта орасига жойлаштирилади. Объективни у ёқ-бу ёққа суриб, экранда тасвирнинг кескин бўлишига эришилади. Буни кўпинча фокусга тўғрилаш деб аталади.

31.2-§. Фотографик аппарат. Олдида турган предметларнинг фотографик суратини олиш учун мўлжалланган оптик ас-



31.1- расм.



31.2- расм.

боб фотографик аппарат дейилади. Унинг ёруғлик ўтмайдиган K камерасининг суриладиган олдинги деворига O объектив ўрнатилади. AB предметнинг фотографиясини олишда объективни силжитиш ёрдами

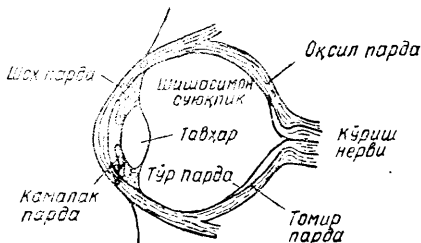
да аппаратнинг орқа деворида предметнинг кескин тасвири A_1B_1 ҳосил қилинади. Сўнгра объектив ёпиб қўйилади ва фотоаппаратнинг орқа деворига ёруғликсезгир қатлам қопланган пластинка ёки плёнка Π қўйилади. Кейин объектив маълум вақтга очилади. Бунда ёруғликсезгир қатламда химиявий реакция рўй беради ва предметнинг яширин тасвири ҳосил бўлади.

Махсус таркиблар билан очилтирилган ва мустаҳкамлангандан кейин пластинка ёки плёнкадаги тасвир кўринадиган бўлиб қолади. Олинган тасвирда буюмнинг ёруғ жойлари қора, қора жойлари ёруғ ва тиниқ бўлиб қолади, шунинг учун бундай тасвири негатив дейилади. Позитив деб аталадиган оддий фоторасмни олиш учун негативга ёруғликсезгир қоғоз қўйилади ва уни нурлар қоғозга негативдан ўтиб тушадиган қилиб ёруғликка қўйилади. Бирор вақтдан кейин қоғозда предметнинг яширин тасвири пайдо бўлади. Очилтириб мустаҳкамлангандан кейин унда предметнинг оддий фотографияси олинади. Битта негативдан жуда кўп позитив, яъни фоторасмлар олиш мумкин.

31.3- §. Кўз — оптик система. Кўз одамнинг кўриш органи бўлиб, кўз кўп жиҳатдан жуда такомиллашган оптик системадан иборат. Бу системанинг ишлашини қараб чиқамиз.

Одам кўзи — диаметри 2,5 см га яқин бўлган шарсимон жисм бўлиб, уни кўз соққа с и дейилади (31.3- расм). Кўзнинг тиниқмас ва қаттиқ ташқи қобиғи склера, унинг тиниқ ва қавариқроқ олд қисми шох парда деб аталади. Склеранинг ички томонидан томир парда билан қопланган бўлиб, томир парда кўзни қон билан таъминлаб турадиган қон томирларидан иборат. Томир парда шох парда олдида камалак пардага айланади. Камалак парда турли одамларда турлича рангда бўлади. Камалак парда шох пардадан тиниқ сувсимон массали камера билан ажралган.

Камалак парданинг ўртасида кўз қорачиғи деб аталадиган доиравий тирқиш бор. Кўз қорачиғининг диамет-



31.3- расм.

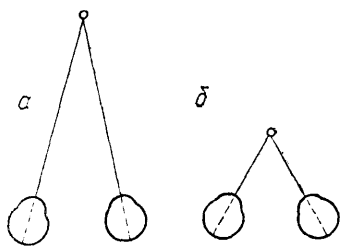
ри ўзгариши мумкин. Шундай қилиб, камалак парда диафрагма релини ўйнайди, у кўзга тушаётган ёруғлик оқимининг киришини бошқариб туради. Ёритилганлик равшан бўлганда кўз қорачиғи қисқаради, хира ёритилганда эса катталашади. Кўз соққасининг ичида камалак парданинг орқасида кўз гавҳари жойлашган бўлади. Кўз гавҳари синдириш кўрсаткичи 1,4 га яқинроқ бўлган шаффоф моддадан иборат иккиёқлама қавариқ линзадир. Шунини қайд қилиб ўтамизки, кўз гавҳарининг ички сиртининг эгрилик радиуси кўзнинг камалак пардасига келиб қўшилган ташқи сиртиникига қараганда кичикроқ. Кўз гавҳарини ҳалқасимон мушаклар ўраб олган бўлиб, унинг сиртлари эгрилигини ўзгартира олади, демак, унинг оптик кучини ҳам ўзгартира олади.

Томир парда кўзнинг ички томонидан ёруғлик сезгир нерв томирлар билан қопланган бўлиб, кўз қорачиғи қаршисида жуда ҳам зич бўлади. Улар тўр парда ёки ретинни ҳосил қилади. Предметларнинг кўзнинг бутун оптик системаси, шу билан бирга кўз гавҳари ҳосил қилаётган ҳақиқий тасвири тўр пардада ҳосил бўлади. Тўр парда ва кўз гавҳари орасидаги бўшлиқ (фазо) тиниқ модда — ш и ш а с и м о н ж и с м билан тўлган бўлади. Шунини қайд қилиб ўтамизки, предметларнинг тасвири кўз тўрида тўнкарилган вайишда ҳосил бўлади. Аммо ёруғлик сезгир нервлардан сигнал олаётган миянинг фаолияти барча предметларни ҳақиқий вазиятда кўриш имконини беради.

Кўзнинг ҳалқасимон мушаклари бўшашганда узоқдаги предметларнинг тасвири тўрда ҳосил бўлади. Умуман кўзнинг тузилиши шундайки, одам ҳеч қандай зўриқишларсиз кўздан 6 метрдан яқин бўлмаган масофадаги ҳамма предметларни кўра олади. Бу ҳолда анча яқинроқдаги предметларнинг тасвири кўз тўрпардасининг орқасида ҳосил бўлади. Бундай предметнинг аниқ тасвирини ҳосил қилиш учун предмет тасвири тўрпардада ҳосил бўлгунга қадар ҳалқасимон мушаклар кўз гавҳарини кучлироқ сиқиб боради ва кўз гавҳарини ана шу сиқилган ҳолатда тутиб туради.

Шундай қилиб, одам кўзида фокусга тўғрилаш ҳалқасимон мушаклар ёрдамида кўз гавҳарининг оптик кучини ўзгартириш билан амалга оширилади. Шунини айтиб ўтамизки, ҳалқасимон мушаклар бўшашиб турган ҳолатда одам кўзининг оптик кучи энг кичик бўлиб, 58 диоптрияга яқинроқ бўлади. Одамнинг истагига қараб, кўзнинг оптик системаси кўздан турли масофада турган предметларнинг аниқ тасвирини ҳосил қилиш қобилияти аккомодация деб аталади (лотинча «аккомодация» — мослашиш). Жуда узоқдаги предметларга қараганимизда кўзга параллел нурлар тушади. Бу ҳолда кўз чексизликка мослашган деб гапирилади. Шунини айтиб ўтамизки, бу ҳолда кўз камроқ чарчайди (шунинг учун хаёл суриб қолган кишининг кўзи кўпинча беихтиёр чексизликка мослашади).

Кўзнинг аккомодацияси чексиз эмас. Ҳалқасимон мушаклар ёрдамида кўзнинг оптик кучи 12 дптр дан ортмайди. Яқин



31.4- расм.

яқинроқдаги предметларни эса нисбатан аниқроқ кўради. Кўзнинг ёруғликсезгир нервлар учининг кўз тўрига келиб турли даражада уйғотишига мослашиш қобилияти, яъни кузатилаётган предметларнинг турлича равшанлик даражасига мослашиш қобилияти а д а п т а ц и я деб аталади (лотинча «адаптацио» — адаптация, мослашиш). Тунда кўзга тушаётган ёруғлик нурланишига кўзнинг сезгирлиги кундузига қараганда бир неча миллиард марта катта бўлади.

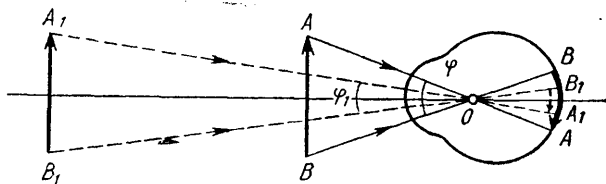
Фазода бир-бирига нисбатан жойлашган предметларнинг вазиятини кўриш билан аниқлаш қобилияти одам учун муҳим аҳамиятга эга. Бу ҳодиса қуйидагича тушунтирилади. Одам бирор предметга қараётганида у кўзининг кўриш ўқларини шундай жойлаштирадики, бу ўқлар предметда кесишади (31.4-расм). Бу предмет одамга қанчалик яқин бўлса, предметда кўзнинг кўриш ўқларини учраштириш учун мушакларнинг зўриқиши шунчалик кучлироқ бўлиши лозим. Шу зўриқиш катталигига қараб предметга бўлган масофа белгиланади. Муайян нуқтада кўзнинг кўриш ўқларининг учрашиши *к о н в е р г е н ц и я* деб аталади (лотинча «конвергенцио» — учрашиш). Предметлар одамдан анча масофада жойлашганда бир предметдан иккинчи предметга нигоҳимизни кўчирганимизда кўз ўқлари орасидаги бурчак амалда ўзгармайди, одам предметлар вазиятини тўғри аниқлаш қобилиятини йўқотмайди. Предметлар жуда узоқда турганда кўзнинг ўқлари тўғри жойлашади ва одам қараётган предметнинг ҳаракат қилаётган ёки ҳаракат қилмаётганини аниқлай олмайди. Шунини айтиб ўтамизки, жисмларнинг вазиятини аниқлашда ҳалқасимон мушакларнинг зўриқиши ҳам роль ўйнайди. Ҳалқасимон мушаклар унча узоқда бўлмаган предметларга қараганимизда кўз гавҳарини сиқади.

31.4- §. Кўриш сезгисининг давомийлиги. Агар учи чўғлиниб турган тарашани жуда тез айлантирсак (масалан, уни айлана бўйлаб ҳаракатлантирсак) нарироқда кузатиб турган одам шуълаланувчи ҳалқани кўради. Шунга ўхшаш ҳодисаларни ўрганиш қуйидагини кўрсатади: агар одам бирор предметни қараётган бўлса, шу предмет олиб қўйилгандан кейин одам уни яна 0,1 с давомида кўради. Бу ҳодиса ўзига хос кўриш инерцияси бўлиб, у катта амалий аҳамиятга эга.

Агар одам ёғочдан қилинган тор тирқишии девор ёнидан

предметларга узоқ вақт қараб турсак кўз чарчайди, ҳалқасимон мушаклар эса бўшаши ва предмет тасвири чаплашиб кетади.

Одам кўзи буюмларни фақат кундузи яхши кўришгагина имкон бериб қолмай, балки кечқурун ва ҳатто тунда ҳам кўриш имконини беради. Одам қоронғида бир оз вақт ўтирганидан кейин узоқроқдаги предметларнинг қиёфасини,



31.5- расм.

тез югуриб ўтса, бунда деворнинг орқасида нималар бўлаётганини аниқ кўради. Бундай ҳодиса стробоскопик эффект деб аталади (юнонча «стробос» — уюрма).

Стробоскопик эффект ҳозирги замон киносининг асосидир. Ундан телевиденида телевизор трубкаси экранида ҳаракат эффекти олишда фойдаланилади. Кинотеатр экранида ҳар секундига 20 га яқин тасвир (кадр) кетма-кет ўтиб туради. Тасвир алмашинаётган вақтда киноаппарат объективи ёпиқ ва экран ёритилмаган бўлади. Аммо буни томошабинлар сезишмайди, экранда тасвирлар кетма-кет бир-биридан кейин кўринаётганини кўрадилар. Экранда жисмларнинг ҳаракатлиниш эффекти ана шу усулда ҳосил қилинади.

31.5-§. Кўриш бурчаги. Узоқдаги телеграф столбаларига қараганимизда биздан узоқдаги столбалар ўз ўлчамларига кўра яқинроқдаги столбаларга қараганда қисқароқ бўлиб туюлади. Бу қуйидагича тушунтирилади: барча столбаларнинг ўлчами бир хил бўлишига қарамай, кўз тўр пардасида ҳосил бўлаётган яқиндаги столбанинг тасвири узоқдаги столба тасвирига қараганда каттароқдир. Кўз тўр пардасида предмет тасвирининг ўлчами кўриш бурчаги φ билан тўла аниқланади (31.5 расм).

Кўзнинг оптик марказидан предметнинг четки нуқталарига ўтказилган тўғри чизиқлар ҳосил қилган бурчак кўриш бурчаги дейилади. Кўриш бурчаги φ қанчалик катта бўлса, кўз тўр пардасида шунчалик кўп сонли ёруғликсезгир нерв учларини тасвир ёпади, шунинг учун одам қаралаётган предметда жуда кўп деталларни кузатади. Равшанки, тасвирининг катталиги (кўриш бурчагининг катталиги) қаралаётган предметнинг ўлчамларига ва унгача бўлган масофага боғлиқ.

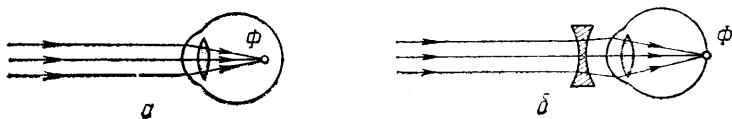
Қаралаётган предмет кўздан узоқлашаётганда унинг кўз тўр пардасида ҳосил бўлаётган тасвири кичрая боради, агар тасвир яна ҳам кичиклаша бориб биргина ёруғликсезгир нервда ҳосил бўлса, одам предметнинг ҳеч қандай деталларини кўрмайди ва унинг тасвири бир нуқтадек кўринади. Кўриш бурчаги $30''$ га яқин бўлганда шундай бўлади. Амалда одам кўриш бурчаги $1'$ дан кичикроқ бўлганидаёқ предмет деталларини фарқ қилмай қўяди. Шунинг учун ҳисоблашларда предмет нуқта бўлиб кўринадиган энг катта кўриш бурчагини $1'$ га тенг деб ҳисоблаш мумкин. Уни баъзан чегаравий кўриш бурчаги деб аталади.

Узоқ ёки яқиндаги жуда майда предметларни қарашда оптик асбоблардан фойдаланилади. Бу асбоблар шундай ҳолларда кўриш бурчагини анча катталаштириш имконини беради.

31.6- §. Энг яхши кўриш масофаси. Кўзнинг оптик дефектлари. Кўриш бурчагини ошириш учун предметни кўзга яқинлаштириш лозимлиги олдинги параграфда гапирилган эди. Аммо предмет жуда яқин турса, унга қараётган кўз тез толиқиб қолади, 20 см дан қисқароқ масофада эса нормал кўз предметни умуман яхши кўрмайди.

Кўз унча толиқмай предметларни аниқ кўрадиган энг қисқа масофа энг яхши кўриш масофаси (L) дейилади. Кўриши нормал бўлган одамлар учун $L=25$ см дейиш қабул қилинган. Одам китоб ўқиётганида кўздан шунча масофада китобни тутиб туради.

Кузатишлар баъзи одамларда энг яхши кўриш масофаси 25 см дан камроқ эканлигини кўрсатади. Бундай одамларни яқиндан кўрадиган одамлар дейилади. Баъзи одамларда энг яхши кўриш масофаси 25 см дан каттароқ бўлади. Уларни узоқдан кўрадиган одамлар дейилади. Яқиндан кўрадиган одамлар узоқдаги предметларни яхши кўра олмайдилар, узоқдан кўрадиган одамлар эса яқинда жойлашган предметларни яхши кўра олмайдилар. Шунинг учун яқиндан кўрадиган одам предметни диққат билан қараётганида уни кўзларига яқинроқ олиб келишга, узоқдан кўрадиган одам эса узоқроққа суришга ҳаракат қилади.



31.6- расм.

Одамлар кўришида шунга ўхшаш камчиликлар бўлганда кўзойнакдан фойдаланадилар. Яқиндан кўрадиган одамларга кўз оптик системасининг бош фокуси Φ кўз тўрпардасининг олдида туради (31.6-а расм). Бундай одамларга тарқатувчи линзали кўзойнаклар ёрдам беради. Бунда системанинг бош фокуси кўз тўр пардасида бўладиган қилиб линзалар танланади (31.6-б расм). Узоқдан кўрадиган одамларда бош фокус Φ кўз тўрпардасининг орқасида туради (31.7-а расм). Уларга йиғувчи линзали кўзойнаклар ёрдам беради (31.7-б) расм).

Назария шуни кўрсатадики, кўзойнак бутун системанинг оптик кучини ўзгартирмай туриб системанинг бош фокуси вазиятини кўз тўрпардасига кўчиради.

31.7- §. Оптик асбобнинг катталаштириши. Лупа. Оптик асбобнинг катталаштириши деб асбобда предмет тасвирини кўриши бурчаги ϕ предметнинг асбобсиз кўриниш бурчаги ϕ_0 дан неча марта катталигини кўрсатадиган сонга айтилади:



31.7- расм.

$$\Gamma = \frac{\Psi}{\Phi_0} \quad (31.1)$$

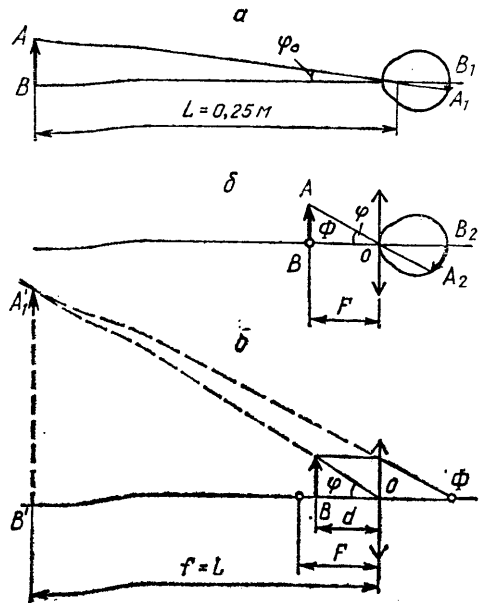
Одатда φ ва φ_0 бурчаклар жуда кичик бўлгани учун оптик асбобнинг катталаштириши кўпинча қуйидаги формуладан тақрибан топилади:

$$\Gamma = \frac{\operatorname{tg} \varphi}{\operatorname{tg} \varphi_0} \quad (31.2)$$

Энг содда оптик асбоблардан бири — лупа, у йиғувчи линзадан иборат бўлиб, кичкина объектларнинг катталашган тасвирини қарашга мўлжалланган.

Лупада қараладиган предмет одатда линзанинг фокал текислигига ёки линзага бир оз яқинроқда жойлаштирилади. 31.8-а расмда AB кичик предмет ва унинг кўздаги тасвири A_1B_1 кўрсатилган. Агар AB предмет кўздан энг яхши кўриш масофаси L да жойлашган бўлса, у φ_0 кўриш бурчаги остида кўринади.

Энди кўз олдида лупа жойлаштирамиз ва AB предметни у фокал текисликда бўлиб қолгунга қадар сурамиз (31.8-б расм). Бунда AB предметнинг ҳар қайси нуқтасидан лупадан кейин кўзга параллел нурлар дастаси тушади. Кўзнинг оптик системаси уларни кўз тўрпардасида йнғади. Шу жойда A_2B_2 тасвир ҳосил бўлади. Бу ҳолда AB предмет бурчак остида кўрингани туфайли, φ бурчак φ_0 бурчакдан катта, A_2B_2 тасвир A_1B_1 дан катта бўлади, энди одам қуролланмаган кўз билан қараганда AB предметда кўринмаган деталларни кўра олади. Бунда лупанинг катталаштириши (31.2) формула билан ифодаланади:



31.8- расм.

$$\Gamma = \frac{\operatorname{tg} \varphi}{\operatorname{tg} \varphi_0} = \frac{AB}{F} : \frac{AB}{L} = \frac{L}{F}.$$

Кўриши нормал бўлган одамлар учун $L = 0,25$ м. Бунда лупанинг катталаштириши:

$$\Gamma = \frac{0,25}{F}. \quad (31.3)$$

Баён этилган бу ҳолда кўз чексизликка аккомодацияланган. Шунинг учун одам AB предметни лупа орқали зўриқмай, узоқ вақт толиқмай кўради.

Агар AB предметни фокал текисликдан лупага яқинроққа сурсак (31.8- в расм), унда энг яхши кўриш масофаси L да предметнинг $A' B'$ мавҳум тасвирини олиш мумкин. Шу шароитда лупанинг катталаштиришини топамиз. Бу охириги ҳолда кўриш бурчаги олдинги ҳолдагига қараганда каттароқ бўлгани туйфайли катталаштириши ҳам каттароқ бўлади:

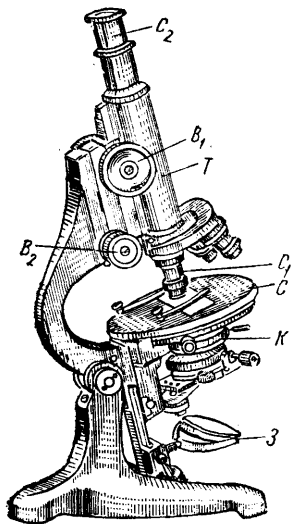
$$\Gamma = \frac{L}{F} + 1 \quad (31.4)$$

31.8- расмдан $\operatorname{tg} \varphi = AB/d$ экани кўриниб турибди:

$$\Gamma = \frac{\operatorname{tg} \varphi}{\operatorname{tg} \varphi_0} = \frac{AB}{d} : \frac{AB}{L} = \frac{L}{d} = \frac{1}{d} L.$$

Мазкур ҳолда $A' B'$ тасвир мавҳум бўлгани учун ($f = -L$) деб олиб, (30.3) дан: $\frac{1}{d} - \frac{1}{L} = \frac{1}{F}$ ни олампиз, бундан $\frac{1}{d} = \frac{L+F}{LF}$. Шундай қилиб,

$$\Gamma = \frac{(L+F)L}{LF} = \frac{L+F}{F} \text{ ёки } \Gamma = \frac{L}{F} + 1.$$



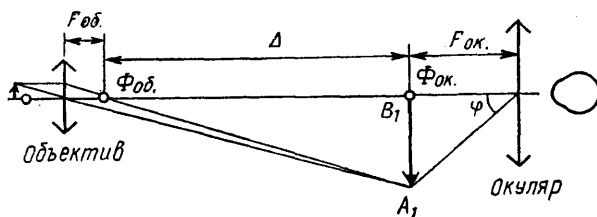
31.9- расм.

Шундай қилиб, агар кўз энг яхши кўриш масофасига аккомодацияланган бўлса, унда лупанинг катталаштириши кўз чексизликка аккомодациялангандагига қараганда бир бирликка катта бўлади. Аммо кўз биринчи ҳолда зўриққан ҳолатда бўлиб, чарчайди. Шунинг учун одам лупага қараганида кўзи ўз-ўзидан чексизликка жуда тез аккомодацияланиб қолади. Бу лупанинг катталаштириши амалда (31.3) формуладан аниқланади деган сўз.

31.8- §. Микроскоп. Жуда кичик предметларни жуда катталаштириб кўрсатишга имкон берадиган асбоб микроскоп деб аталади (31.9- расм). У оптик кучи катта бўлган

иккита йиғувчи линзадан иборат. Микроскопнинг қаралаётган предмет (объект) томондаги линзасини объектив (O_1), кўз билан қараладиган (кузатувчи томондаги) линзасини эса окуляр (O_2) деб аталади.

Микроскопнинг объективи ва окуляри мустақил оптик система бўлиб, алоҳида гардишларга ўрнатилган. Улар микроскопнинг металл трубкаси — тубуси (T) ичига қўйилади. Қаралаётган предмет S столчага жойлаштирилади ва остидан Q кўзгу ҳамда линзалар системаси K билан ёритилади. Аниқ тасвир олиш учун тубусни B_1 ёки B_2 винтлар ёрдамида сурилади.



31.10- расм.

Микроскопда нурларнинг йўли 31.10- расмда кўрсатилган. AB предмет объективнинг бош фокусидан орқада, деярли бош фокусда жойлаштирилади. Окулярни предметнинг тўнкарилган ва ҳақиқий A_1B_1 тасвирини унинг бош фокусида ҳосил қиладиган ва лупа каби ишлайдиган қилиб жойлаштирилади.

Энди микроскопнинг катталаштириши қандай аниқланишини қараб чиқамиз. Окуляр орқали қараётган одам A_1B_1 тасвирини φ бурчак остида кўради. Чизмадан кўринадики,

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{A_1B_1}{F_{\text{ок}}} \quad \text{ва} \quad A_1B_1 = (a - F_{\text{ок}}) \operatorname{tg} \varphi_1$$

$$\operatorname{tg} \varphi \approx \frac{AB}{F_{\text{об}}} \quad \text{бўлгани учун} \quad A_1B_1 = (a - F_{\text{ок}}) \frac{AB}{F_{\text{об}}}$$

Бундан $\operatorname{tg} \varphi = \frac{A_1B_1}{F_{\text{ок}}} = \frac{(a - F_{\text{ок}}) AB}{F_{\text{ок}} F_{\text{об}}}$. $\operatorname{tg} \varphi_0 = \frac{AB}{L}$ (бунда L — энг ях-

ши кўриш масофаси) бўлгани учун микроскопнинг катталаштириши

$$\Gamma = \frac{\operatorname{tg} \varphi}{\operatorname{tg} \varphi_0} = \frac{(a - F_{\text{ок}}) AB \cdot L}{F_{\text{ок}} F_{\text{об}} \cdot AB} = \frac{(a - F_{\text{ок}}) L}{F_{\text{ок}} F_{\text{об}}}$$

Объективнинг фокус масофаси жуда кичиклигини ҳисобга олиб, $(a - F_{\text{ок}})$ катталикини объектив ва окулярнинг фокуслари орасидаги масофага тақрибан тенг деб ҳисоблаш мумкин. Объектив ва окулярнинг фокуслари орасидаги масофа Δ билан белгиланади ва микроскоп тубусининг узунлиги деб аталади. Унда микроскопнинг катталаштириши қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$\Gamma = \frac{0,25}{F_{\text{ок}}} \cdot \frac{\Delta}{F_{\text{об}}} \quad (31.5)$$

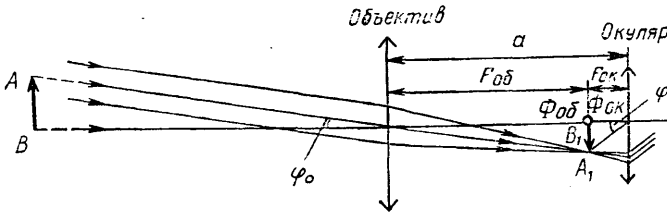
$\Gamma_{\text{ок}} = 0,25/F_{\text{ок}}$ — окулярнинг катталаштириши, $\Gamma_{\text{об}} = \Delta/F_{\text{об}}$ объективнинг катталаштириши бўлгани туфайли, *микроскопнинг катталаштириши объектив ва окуляр катталаштиришларининг кўпайтмасига тенг*, деб айтиш мумкин.

$$\Gamma = \Gamma_{\text{об}} \cdot \Gamma_{\text{ок}} \quad (31.6)$$

Одам микроскоп орқали қараётган предметнинг маъхум тўнқарилган ва катталашган тасвирини кўради. Оптик микроскопларнинг катталаштириши 1000 каррадан ортмайди.

31.9-§. Кеплер трубаси. Телескоплар. Кўзга яқинлаштириб олиб келиш мумкин бўлмаган узоқдаги объектларни кузатиш учун мўлжалланган оптик асбоб астрономик труба деб аталади. Биринчи астрономик трубаларни 1609 йилда италиялик олим Г. Галилей ва немис олими И. Кеплер ясадилар.

Кўриш бурчаги линзалар ёрдамида катталаштириладиган астрономик труба рефрактор деб аталади (лотинча «рефрактус» — синган). Сферик кўзгулар ёрдамида шундай эффектга эришиладиган труба рефлектор деб аталади.



31.11- расм.

Кеплер трубаси иккита йиғувчи линза: объектив ва окулярдан иборат. Кеплер трубасида нурларнинг йўли 31.11-расмда кўрсатилган. Одатда объективнинг ўлчамлари катта бўлиб, оптик кучи кичик, окуляр эса лупа каби ишлайди. Окулярдан объектив ҳосил қилаётган тасвирга қаралади. Амалда AB объектнинг тасвири объективнинг бош фокуси $\Phi_{\text{об}}$ да ҳосил бўлади, окуляр эса бу тасвир унинг бош фокуси $\Phi_{\text{ок}}$ да ҳам турадиган қилиб жойлаштирилади. Бинобарин, бу асбобда объектив ва окуляр орасидаги a масофа $F_{\text{об}}$ ва $F_{\text{ок}}$ фокус масофаларнинг йиғиндисига тенг, яъни Кеплер трубасининг узунлиги қуйидагига тенг:

$$a = F_{\text{об}} + F_{\text{ок}} \quad (31.7)$$

Кеплер трубасининг катталаштиришини топамиз. 31.11-расмда қурулланмаган кўз билан қараганда ϕ_0 бурчак остида кўринаётган жуда узоқдаги объектдан келаётган нурлар кўрсатилган. Одам шу объектга Кеплер трубаси орқали қараса, окулярда унинг A_1B_1 тас-

вириини φ бурчак остида кўради. $\operatorname{tg} \varphi = A_1 B_1 / F_{\text{ок}}$ ва $\operatorname{tg} \varphi_0 = A_1 B_1 / F_{\text{об}}$ бўлгани учун Кеплер трубасининг катталаштириши

$$\Gamma = \frac{\operatorname{tg} \varphi}{\operatorname{tg} \varphi_0} = \frac{A_1 B_1}{F_{\text{ск}}} : \frac{A_1 B_1}{F_{\text{об}}}, \text{ яъни } \Gamma = \frac{F_{\text{об}}}{F_{\text{ок}}}. \quad (31.8)$$

(31.8) дан жуда катта катталаштириш олиш учун Кеплер трубасида объективни катта фокуслисини, окулярни эса қисқа фокуслисини олиш кераклиги келиб чиқади. (Оптик асбобнинг катталаштириши N ни чизиқли катталаштириш β билан (30.8-§ га қ.) чалкаштириб юбормаслик лозим.)

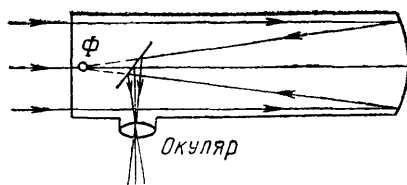
Осмон объектларини кузатиш учун мўлжалланган астрономик труба телескоп деб аталади. Ҳозирги замон рефракторларида объективнинг диаметри бир метрдан ортиқ, уларнинг фокус масофаси 20 м га яқин.

31.12-расмда фокуси Φ нуқтада бўлган рефлекторнинг тузилиш схемаси тасвирланган. Окуляр ён томонда жойлашган. Нурлар ясси кўзгудан қайтганидан кейин окулярга тушди. Телескоп кўзгуси тирқишининг диаметри 5 м гача етади.

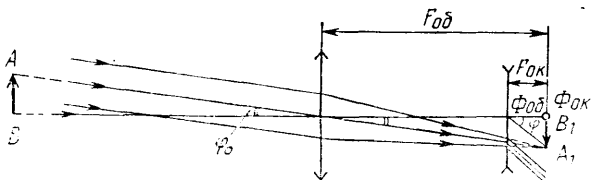
Телескоп бир-бирига яқин бурчак масофада жойлашган объектларни бир-бирдан ажратиш (фарқ қилиш) учунгина ёрдам бериб қолмай, балки жуда кучсиз ёруғлик манбаларини кузатишга ҳам имкон беради, чунки объектив кенг нурлар дастасини йиғади (бу қуролланмаган кўз қорачиғи йиғадиган нурлар дастасига қараганда беқиёс катта).

31.10-§. Галилей трубаси. Бинокуляр. Кеплер трубасида объективнинг тўнкарилган тасвири ҳосил бўлади. Осмон jismlarini кузатиш учун бунинг аҳамияти йўқ, лекин Ер сиртидаги объектларни кузатишда ноқулай бўлади. Шунинг учун Ердаги кузатишлар учун мўлжалланган кўриш трубаларида объектив ва окуляр орасига қўшимча линза жойлаштирилади. Бу линза тасвири ағдартиш (тўнкариш) учун хизмат қилади, холос. Бу ҳолда трубанинг узунлиги $4F$ га ортади, бунда F — қўшимча киритилган линзанинг фокус масофаси. (Нима учун $4F$ бўлишини тушунтириб беринг.)

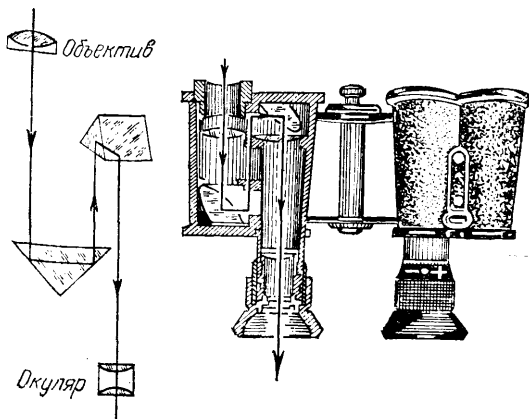
Бундай труба жуда катта бўлиб кетади, шунинг учун амалда Галилей трубасидан фойдаланилади. У йиғувчи (объектив) ва тарқатувчи (окуляр) линзалардан иборат. Галилей трубасининг схемаси 31.13-расмда кўрсатилган. Бу трубада объектив ва окулярларни фокуслари 31.9-§ да айтилганларга мос келадиган қилиб жойлаштирилади. (31.7) формула F нинг ишораси манфий эканлигини ҳисобга олган ҳолда ўришли бўлиб қолаверади. Галилей трубасининг катталаштириши (31.8) формуладан топилади, у Кеплер трубасининг катталаштириши-



31.12-рasm.



31.13- расм.



31.14- расм.

га қараганда кичик экан, Галилей труба- шидан иккитасини бир- лаштириб ишланган би- нокль театр бинок- лидир, у ўлчамлари кичик бўлгани учун анча қулай.

Призматик бинокль- нинг катталаштири- ши кучлироқ (31.14- расм). У Кеплер тру- басидан иккитасини би- риктиришдан ҳосил бў- лади. Бу биноклда тас- вир линзалар ёрдамида эмас, балки тўла қайта-

рувчи иккита призма ёрдамида тўнқарилади. Бу призмалар Кеп- лер трубасининг ҳар бирида бўлади. Бу қаралаётган предметлар- ни анча катталаштиргани ҳолда призматик бинокльнинг ўлчам- ларини анча ихчамлаштиради.

32- БОБ. ЁРУҒЛИКНИНГ ТЎЛҚИН ХОССАЛАРИ БИЛАН ТУШУНТИРИЛАДИГАН ҲОДИСАЛАР

32.1- §. Ёруғлик интерференцияси. Френель бипризмаси. Бу бобда ёруғликнинг корпускуляр назарияси билан тушунти- риб бўлмайдиган ҳодисалар қараб чиқилади. Бундай ҳодисалар ёруғлик интерференцияси, дифракцияси ва қутбланишидир. Худ- ди мана шу ҳодисаларни ўрганиш ёруғликнинг тўлқин табиати- ни аниқлади ва ёруғлик нурланиши кўндаланг тўлқинлардан иборатлигини кўрсатди.

Когерент манбалардан чиқаётган тўлқинларгина интерфе- ренциялана олгани туфайли Френель биринчи навбатда коге- рент ёруғлик манбалари олиш методларини ишлаб чиқди. Таж- риба шуни кўрсатадики, ҳатто бир-бирининг аниқ нусхаси бўл- ган икки ёруғлик манбаидан ёруғлик нурланганда ҳам интер- ференция рўй бермайди. Бинобарин, бундай ёруғлик манбаларни

когерент эмас. Биргина ёруғлик манбаининг ўзи ҳосил қилаётган нурлар когерент бўлиши мумкин.

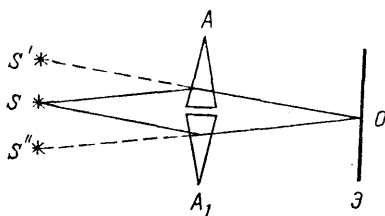
Ёруғлик интерференцияси олиш учун бир ёруғлик манбадан турли йўналишда келаётган нурларни бирор оптик қурилма ёрдамида бир-бирига қўшиш лозим, Френель бунинг учун кўзгу ва призмадан фойдаланди. 32.1-расмда Френель би-призмасининг тузилиш схемаси тасвирланган.

Унинг ёрдамида когерент ёруғлик манбалари олинади.

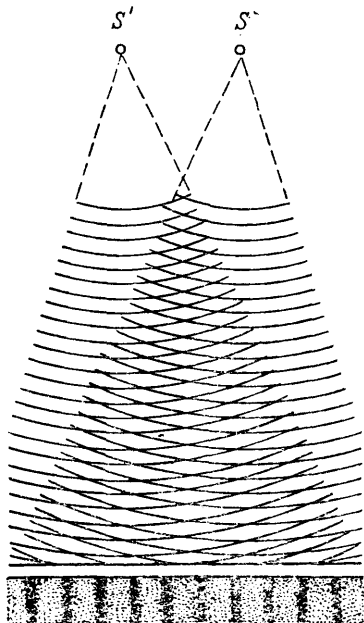
А ва A_1 бурчаклари жуда кичик бўлган иккита бир хил шиша призма энг кичик сиртлари билан сиқилиб, елимланади. Агар би-призманинг бир томонига S ёруғлик манбаи, иккинчи томонига D экран жойлаштирилса, экранда ёруғлик интерференциясини кузатиш мумкин. Бу A призмага тушган барча нурлар унда синганидан кейин S нуқтадан чиққандек бўлиб кўриниши билан тушунтирилади. Шунга ўхшаш, нурлар A_1 призмада синганидан кейин худди бу нурлар S'' нуқтадан чиққандек бўлиб туюлади. Шундай қилиб, D экраннинг бутун юзида худди иккита мавҳум S' ва S'' когерент ёруғлик манбаидан келаётгандек когерент нурларнинг қўшилиши рўй беради (32.2-расм).

S ёруғлик манбаи монохроматик нурланиш ҳосил қилганда, яъни қатъий бир аниқ тебраниш частотаси билан нурланиш бўлганда экранда аниқроқ интерференцион манзара ҳосил қилинади (32.1-расмга қ.). Бир хил рангли ёруғликни, аниқроғи бир хил тебраниш частотали ёруғликни ўтказадиган махсус шишалар — ёруғлик филтрлари ёрдамида шундай нурланиш олиш мумкин.

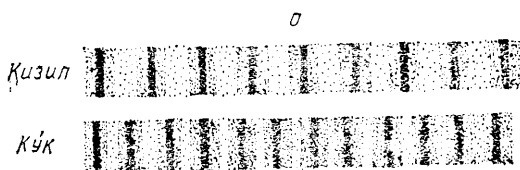
Агар ёруғлик манбаини 32.1-расм текислигига перпендикуляр бўлган шуълаланувчи тор тирқиш кўринишида олсак, D экранда галма-гал алмашилиб келувчи қоронғи ва ёруғлик йўллари ҳосил бўлади. Бунда S ёруғлик манбаининг D экрандаги O нуқ-



32.1- расм.



32.2- расм.



32.3- расм.

тада ёруғ полоса кўринади, чунки экраннинг шу жойида бир хил фазали когерент нурлар бир-бирининг устига тушади (қўшилади). (Нима учун шундай бўлади?). Мар-

казий ёруғ полоса O дан узоқлашганда экранда тўлқин йўлларининг фарқи ортади ва бу фарқ $\lambda/2$ га етганда экранда марказий полосанинг ҳар икки томонида қоронғи полосалар ҳосил бўлади (24.21- § га қ.). Тўлқин йўлларининг фарқи λ га етганда экранда ёруғ полоса ҳосил бўлади ва ҳоказо. Шундай қилиб, экрандаги интерференцион манзара алмашилиб келадиган ёруғ ва қоронғи полосалардан иборат бўлиб, улар орасидаги масофани тақрибан бир хил деб ҳисоблаш мумкин.

Қурилма вазиятини ҳеч қандай ўзгартирмаганда иккита кўшни ёруғ (ёки қоронғи) полосалар орасидаги масофа тўлқин узунлиги λ га боғлиқ бўлганлигини фаҳмлаш қийин эмас: *λ қанчалик кичик бўлса, экран сиртида нурларнинг йўл фарқи яхлит битта тўлқинга ўзгарадиган масофа шунчалик кичик бўлади, яъни экранда интерференцион полосалар шунчалик зичроқ (кўпроқ) жойлашади.* Масалан, бипризма қизил ёруғлик билан ёритилганда полосалар орасидаги масофа u кўк ёруғлик билан ёритилгандагига қараганда каттароқ бўлади (32.3- расм). Бу расмда қуюқ штрихлар ёруғ полосани, сийрақроғи — қоронғи полосаларни билдиради, O нуқта билан марказий ёруғ полоса белгиланган, бу нуқта учун тўлқин йўллари фарқи нолга тенг.

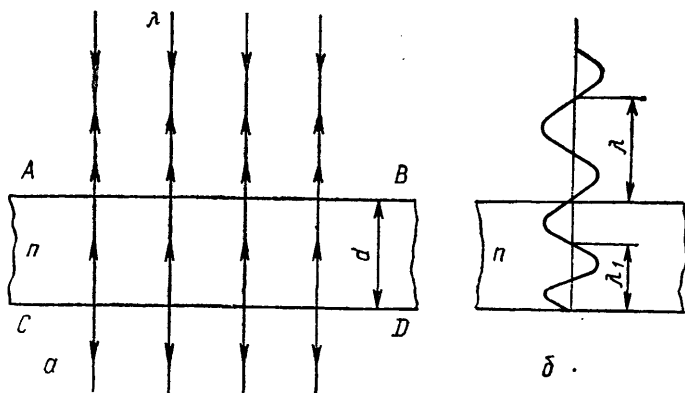
Бундай тажрибалар шуни кўрсатадики, ҳар бир тўлқин узунликка маълум рангли нурланиш мос келар экан, яъни ранг ёруғлик нурланишидаги тебранишлар частотаси билан аниқлакади. Тўлқин узунликларининг ортиши тартибига қараб монохроматик нурларнинг ранглари қуйидаги тарзда жойлашади: бинафша, кўк, ҳаво ранг, яшил, сариқ, зарғалдоқ ранг ва қизил.

Агар бипризма оқ ёруғлик билан ёритилса, унда O нуқтада (32.2- расм) оқ полоса, унинг ҳар иккала томонида камалакнинг ҳамма ранглари билан бўялган рангли полосалар ҳосил бўлади. Бу тажриба оқ ёруғликнинг мураккаб, яъни кўринадиган ёруғликнинг ҳамма тўлқин узунликларига мос келадиган нурлар бирикмасидан иборатлигини исбот қилади.

32.2- §. Юпқа плёнкалар (пардалар) нинг ранглари. Совун пуфагининг деворлари вақт ўтиши билан узлуксиз ўзгарадиган жуда чиройли тусга эга бўлади. Бу ҳодиса юпқа шаффоф (тиник) пардаларда ёруғликнинг интерференцияланиши билан

боғлиқ бўлиб, пардаларнинг қалинлиги бир неча микрометрдан (микрондан) ошмайди.

Интерференция ясси-параллел пластинкада қандай пайдо бўлишини кўрайлик. (Ясси сиртлари бир-бирига параллел бўлган пластинкалар ясси-параллел пластинкалар дейилади.) Дераза ойнаси ёки кўзгу ойнаси бундай пластинкага мисол бўла олади.



32.4- расм.

Қалинлиги d бўлган жуда юпқа ясси-параллел пластинкага унинг сиртига перпендикуляр равишда параллел монохроматик нурлар дастаси тушмоқда (32.4- a расм). Ёруғлик нурлари AB сиртдан қисман қайтади ва қисман пластинка ичига ўтади. CO сиртда бу жараён такрорланади. CD сиртдан қайтган нур пластинкадан чиққанидан кейин AB сиртдан қайтган нур билан бир йўлда кетгани учун улар интерференциялашади, чунки улар когерент нурлардир.

Баён қилинган ҳолда нурлар учун интерференция шартлари пластинканинг ҳамма сирти бўйича бир хил. Шунинг учун, агар интерференциялашувчи нурлар қарама-қарши фазада қўшилса, унда пластинканинг ҳаммаси қоронғи бўлиб туюлади, агар нурлар бир хил фазада қўшилса, унда пластинканинг ҳаммаси монохроматик нурларнинг тўлқин узунлигига мос келган ранг билан бўялган бўлиб кўринади.

Нурлар интерференцияси уларнинг оптик йўллари фарқи га боғлиқ, оптик йўллар фарқи эса геометрик йўллар айирмаси билан фарқ қилади. Интерференция қайтган ёруғликда кузатилган ҳолни, яъни кузатувчи пластинкага юқоридан қараётгандаги ҳолни қараб чиқамиз (32.4-расм). Интерференцияланаётган нурлар йўлининг геометрик фарқи $2d$ га тенг, чунки пластинканинг остки сиртидан қайтган нур ортиқча йўл ўтади. Бу йўл пластинка қалинлигининг иккиланганига тенг, чунки нур аввал пастга, сўнгра юқорига

ҳаракат қилади. Аммо ёруғлик нурларининг ҳаводаги тўлқин узунлиги λ , пластинкада эса ёруғлик тарқалиш тезлигининг ўзгариши туфайли унга пропорционал равишда тўлқин узунлиги ҳам ўзгаради, яъни

$$\frac{c}{v} = \frac{\lambda v}{\lambda_1 v} = \frac{\lambda}{\lambda_1},$$

бунда v ва λ_1 — мос равишда пластинка моддасида ёруғликнинг тарқалиш тезлиги ва тўлқин узунлиги $c/v = n$ бўлгани учун $\lambda/\lambda_1 = n$ ва

$$\lambda_1 = \frac{\lambda}{n}. \quad (32.1)$$

n бирдан катта бўлгани учун пластинкада тўлқин узунлик камаяди (32.4-б расмга қ.). Бинобарин, интерференцияланувчи нурларнинг йўл фарқи $2d$ эмас, $2dn$ бўлади. Механикадаги сингари (24.19-§ га қ.) оптикада ҳам нурлар оптик жиҳатдан зичроқ муҳитдан қайтганида ярим тўлқин йўқолиши рўй беради, оптик зичлиги кичикроқ муҳитдан қайтганида ярим тўлқин йўқолиши бўлмайди. Қаралаётган бўлган бу ҳолда юқори сиртдан қайтганда ярим тўлқин йўқолиши рўй беради. Бу биз қаратган ҳолда оптик йўл фарқи Δ қуйидагича бўлади:

$$\Delta = 2dn - \frac{\lambda}{2}.$$

Тўлқин йўллари фарқида, яъни оптик йўллари фарқида жуфт сондаги ярим тўлқинлар жойлашганда максимал кучайиш бўлади. Шундай қилиб, пластинка учун интерференцияланувчи нурларнинг максимал кучайиш шартини (кузатиш қайтган ёруғликда ўтказилаётганда) қуйидагича ифодаланади:

$$\Delta = 2dn - \frac{\lambda}{2} = 2k \frac{\lambda}{2}$$

ёки

$$2dn = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (32.2)$$

бунда k — бутун сон (1, 2, 3, ...).

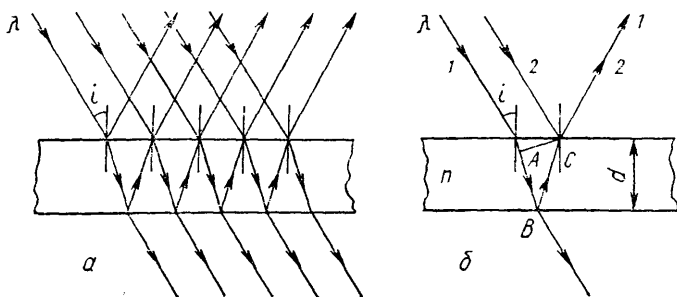
Максимал сусайиш шартини қуйидаги муносабат билан ифодаланишини фаҳмлаш қийин эмас:

$$\Delta = 2dn - \frac{\lambda}{2} = (2k - 1) \frac{\lambda}{2}$$

ёки

$$2dn = 2k \frac{\lambda}{2} = k\lambda. \quad (32.3)$$

Агар пластинкага ўтувчи ёруғликда, яъни остидан қарасак, унда бу шартларнинг ўрни алмашади: (32.3) муносабат ёруғликнинг максимал кучайиш шартини, (32.2) муносабат эса максимал сусайиш шартини ифодалайди.



32.5- расм.

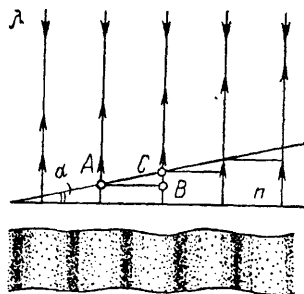
Монохроматик нурлар пластинка сиртига i бурчак остида тушганда (32.5-а расм), интерференцияланувчи нурлар орасидаги йўл фарқи ўзгаради. 1 ва 2 нурлар учун у $(AB + BC)n - (\lambda/2)$ га тенг (32.5-б расм). Бунда шу нарсани назарда тутиш лозимки, 2 нур C ($AC \perp AB$) нуқтадан қайтган моментда тўлқин фронтининг вазияти AC бўлади. i тушиш бурчаги ортганда оптик йўл фарқи камайар экан. Бу, пластинкани нурга нисбатан бурганда пластинка навбатма-навбат гоҳ қоронғи, гоҳ ёруғ бўлиб кўринишини билдиради.

Агар пластинка оқ ёруғлик билан ёритилса, унда нурлар интерференциясида бир тўлқин узунликлар учун кучайиш, бошқа бир тўлқин узунликлар учун сусайиш бўлади. Шунинг учун кузатувчига пластинка бир-бирини максимал кучайтираётган нурларнинг рангига яқинроқ рангда бўялгандек кўринади.

Пластинкани нурларга нисбатан бурганимизда унинг ранги (бўялганлиги) ўзгариши, равшан. Шуни қайд қилиб ўтамизки, бу баён қилинганлар пластинкага параллел нурлар тушаётган ҳолда тегишлидир.

32.3- §. Понасимон пардадаги интерференция. Ньютон ҳалқалари. α бурчаги жуда кичик бўлган понасимон пардада ёруғлик интерференциясининг хусусиятларини кўриб чиқамиз. Модданинг синдириш кўрсаткичи n . Бундай парда понанинг ёқларидан бирига перпендикуляр бўлган параллел монохроматик нурлар билан ёритилаётганда ёқнинг сиртида пона қиррасига параллел бўлган қоронғи ва ёруғ полосалар кўринади. Бу полосалар қандай ҳосил бўлишини қараб чиқамиз:

32.6-б расмда понада интерференцияланувчи нурларнинг йўли кўрсатилган бўлиб, унда пона қиррасидан узоқлашган сари уларнинг



32.6- расм.

йўл фарқи орта бориши кўриниб турибди. A нуқтада ёруғликнинг максимал кучайиши ҳосил бўлсин. Унда A нуқтадан бирор a масофада шундай B нуқта топамизки, пона қалинлигининг ортиши туфайли ёруғликнинг яна максимал кучайиши ҳосил бўлади. Бунда йўллар фарқи λ_1 га ортиши лозим, унда $2BC = \lambda_1$. $\lambda_1 = \lambda/n$ бўлгани учун

$$2BC = \frac{\lambda}{n},$$

$\triangle ABC$ дан $BC = a \operatorname{tg} \alpha$, шунинг учун

$$2a \operatorname{tg} \alpha = \frac{\lambda}{n}.$$

Тригонометриядан маълумки, кичик бурчаклар учун бурчак тангенсини радианларда ифодаланган бурчакнинг ўзига тенг деб ҳисоблаш мумкин; шунинг учун

$$2a\alpha = \frac{\lambda}{n}$$

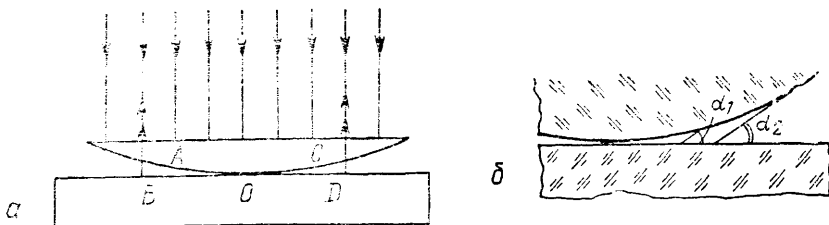
бундан

$$a = \frac{\lambda}{2n\alpha}. \quad (32.4)$$

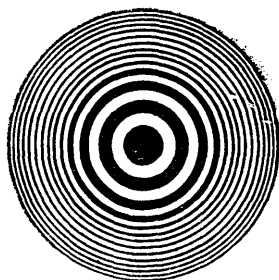
Кейинги ёруғ доғ C нуқтадан a масофада бўлишини фаҳмлаш қийин эмас. Бу баён қилинган ушбу ҳолда интерференцион полосалар бир-бирдан бир хил масофаларда жойлашишини билдиради (32.6- расмга қ. пастда).

α бурчак ортганида ёруғлик (қоронғи) полосалар орасидаги масофа камайиши (32.4) ифодадан кўриниб турибди. Агар пардадаги α бурчак аста-секин камайтирилса, унда интерференцион полосалар сурилади ва парда қирраси (ёқлари) параллел бўлиб қолганда полосалар бутунлай йўқолиб кетади. Аксинча, α бурчак катталаштирилса, полосалар яқинлашади ва бурчак 1° га яқинроқ бўлиб қолганда полосалар бир-бирини ёпади, яъни интерференцион манзара йўқолади.

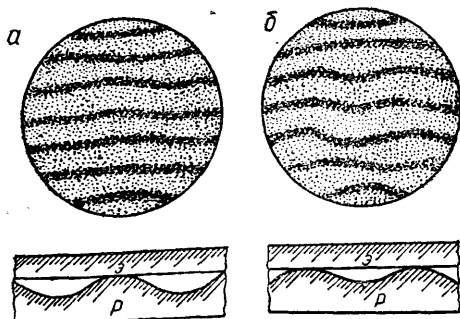
Понасимон парда оқ ёруғлик билан ёритилганда камалакнинг ҳамма рангларида бўялган полосалар ҳосил бўлади.



32.7- расм.



32.8- расм.



32.9- расм.

Совун пардаси оқ ёруғлик билан ёритилганда шундай ҳодиса рўй беради. Парда рангининг ўзгариши сув парданинг пастки қисмига оқиб тушгани туфайли унинг деворларининг қалинлиги ўзгариши билан тушунтирилади.

Ёруғлик интерференциясини кузатиш учун қулай асбоб олиш мумкин. Бунинг учун ясси-параллел пластинкага ясси қавариқ линза шундай қўйиладики, пластинка ва линза орасида понасимон ҳаво оралиғи ҳосил бўлсин. Интерференция аниқ кўриниши учун линза сиртининг эгрилик радиуси етарлича катта бўлиши лозим. Агар бу асбоб параллел монохроматик нурлар билан улар линзанинг ясси сиртига перпендикуляр тушадиган қилиб ёритилса (32.7- *a* расм), унда қайтган нурда қоронғи ва ёруғ интерференцион ҳалқалар яхши кўринади. Бу ҳалқалар Ньютон ҳалқалари деб аталади. (32.8- расм). Бу ҳолда линзанинг эгри сирти ва пластинканинг сиртидан қайтган нурлар интерференцияланади. Масалан, *1* нур (32.7- *a* расм) *A* ва *B* нуқтадан қайтган нурлар билан интерференцияланади.

AB га тенг бўлган қалинликдаги бир хил ҳаво оралиғи *OB* радиусли айлана бўлгани учун интерференцион манзара ҳалқа кўринишига эга бўлади. *O* нуқтадан линзанинг четига йўналишда ҳалқалар яқинлашади, чунки бу йўналишда ҳаво понасининг α бурчаги орта боради (32.7- *b* расм).

Бундай асбоб оқ ёруғлик билан ёритилганда камалакнинг ҳамма рангларидаги рангда ҳалқалар ҳосил бўлади. (Шу асбоб аввал қизил, сўнгра ҳаво ранг ёруғлик билан ёритилса, интерференцион манзара рангдан ташқари, яна нимаси билан фарқ қилишини ўйлаб кўринг.)

32.4- §. Табиатда ва техникада ёруғлик интерференцияси. Табиий шароитларда ёруғлик интерференцияси ҳодисаси сув ёки асфальт юзида нефть ва ёғнинг юпқа пардаларининг ҳамда баъзи ҳашаротлар, масалан, ниначи, капалак ва бошқаларнинг қанотлари турли рангларда бўялган бўлиб, кўриниши билан кузатилади. Бу ҳолларда пардаларнинг ҳар хил рангда кўри-

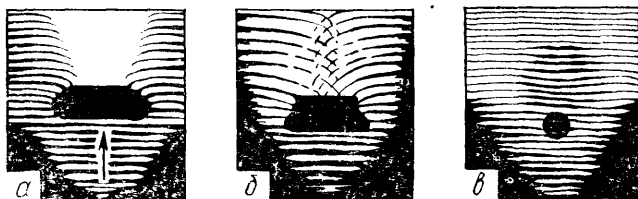
ниши уларнинг ҳар хил қалинликларда бўлиши билан тушунтирилади.

Ҳозирги замон фани ва техникасида ёруғлик интерференциясидан аниқ ўлчашларда, ишлов берилган сиртлар сифатини аниқлашда кенг фойдаланилади. Асбоблар учун оптик шишалар тайёрлашда ва бошқа кўпгина ҳолларда ёруғлик интерференциясининг аҳамияти жуда каттадир. Ёруғлик нурланишининг тўлқин узунлигини интерференция усули билан ўлчаш уни 7—8 қийматдор рақамигача аниқликда топишга имкон беради. Метр эталонининг узунлиги ҳам ана шу усулда ўлчанган эди, бу эса метрни янги ча таърифлаш имконини берди: *вакуумда криптон атоми чиқараётган зарғалдоқ ранг нурларининг тўлқин узунлиги бир метрда 1650 763, 73 марта жойлашади.*

Муҳим ҳолларда сиртларнинг жилвирланганлик (сайқаланганлик) сифати қуйидаги тарзда текширилади (32.9- расм). Текшириляётган p сиртга эталон пластинка э қўйилади ва уни монохроматик ёруғлик билан ёритиб, интерференцион манзара кузатилади. Жилвирланиш сифати юқори бўлганда параллел интерференцион полосалар кўринади. Агар сиртда нотекисликлар бўлса, унда интерференцион полосалар эгриланади.

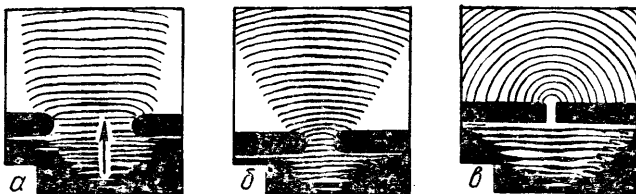
Интерференция ёрдамида юққа пластинкаларнинг қалинлигини, жуда ингичка толаларнинг йўғонлигини ва жуда ҳам кичик бурчакларни ўлчаш мумкин. Бу келтирилган мисоллар билан ҳозирги замон техникасида интерференциянинг қўлланилиш соҳаси чекланмайди, албатта.

32.5- §. Ёруғлик дифракцияси. Ёруғликнинг тўлқин табиатли эканлигининг иккинчи белгиси д и ф р а к ц и я ҳодисасидир (лотинча «д и ф р а к ц и я» — айланиб ўтиш). *Тўлқинларнинг*



32.10- расм.

тўсиқлардан айланиб ўтиши дифракция деб аталади. Тўсиқлар тўлқин фронтининг тўғри чизиқли кўчишини бузади. Сув сиртида тарқалаётган тўлқинлар учун дифракция ҳодисаси 32.10- расмда кўрсатилган. Тўсиқ катта бўлганда (тўлқин узунлигига қиёсан), унда тўсиқ орқасида тўлқинлар бўлмайди (32.10- *a* расм). Тўсиқнинг ўлчамлари кичик бўлганда, тўлқинлар унинг четларидан ўтади (32.10- *b* расм), жуда ҳам кичкина тўсиқ тўлқинларни деярли оғдирмайди, тўсиқ орқасида



32.11- расм.

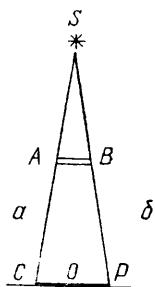
тўлқин фронтида ҳеч қандай ўзгариш рўй бермайди (32.10-в расм).

32.11- расмда тўсиқдаги тирқиш орқали тўлқиннинг ўтиши кўрсатилган. Тирқиш кенг бўлганда тўлқинлар деярли тирқиш четига ўтмайди (32.11-а расм). Тирқиш кичик бўлганда тўлқинлар тирқиш четларига сезиларли даражада ўтади (32.11-б расм). Тирқиш жуда ҳам кичик бўлганда тўлқинлар тирқиш орқасидаги сиртни бутунлай қоплайди (32.11-в расм). Бу ҳолда тирқиш худди мустақил тўлқин манбандек бўлиб, бу тўлқинлар тўсиқ орқасида ҳамма томонга тарқалади.

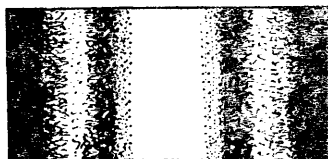
Бу ҳодисалар тўсиқ югурувчи тўлқин фронтининг бир қисмини кесиб қўйиши билан тушунтирилади. Гюйгенс принциpidан (28.5- § га қ.) қуйидагича хулоса чиқариш мумкин: дифракция ҳодисаси — тўсиқ тўлқин фронтини кесиши чегарасида элементар тўлқинларнинг интерференцияланишидир. Дифракция сезиларли бўлган тўсиқ ёки тирқишнинг катталиги тўлқин узунлигига боғлиқ, тўлқин узунлигига нисбатан тўсиқнинг ўлчамлари қанчалик кичик бўлса, дифракция ҳодисаси шунчалик сезиларли бўлади.

Тўсиқларнинг (тирқишларнинг) ўлчами тўлқин узунлиги билан ўлчовдош бўлганда дифракция тўсиққа бевосита яқин бўлади (32.10-в расм, 32.11-в расм). Тўсиқ тўлқин узунлигига қараганда катта бўлганда ҳам дифракция ҳодисасини кузатиш мумкин, лекин у тўсиқдан анча узоқ масофада бўлади. Бу тўсиқ таъсирида тўлқин фронтининг ўзгаришлари тўсиқдан узоқлашган сари сезиларли бўлиб бориши билан тушунтирилади. Шундай қилиб, тўсиқларнинг ўлчами қанчалик катта бўлса, дифракция ҳодисаси ундан шунчалик узоқ масофада кузатилади. Аммо бунда тўлқинлар дифракцияси сезиларли бўлиши учун уларнинг энергияси анча катта бўлиши керак.

Энди ёруғлик дифракциясини кўриб чиқамиз. Ёруғлик нурланишининг тўлқин узунликлари жуда кичик бўлгани учун ёруғлик дифракциясини тўсиқ ёки тирқишдан анча масофада туриб кузатиш мумкин. Нуқтавий монохроматик ёруғлик манбаи S дан келаётган нурлар йўлига диаметри AB бўлган жуда кичкина диск қўйилган бўлса (32.12-а расм). CD экранда дифракция кузатилади. Агар ёруғлик тўғри чизиқли тарқалса эди, унда экранда CD диаметри сон ҳосил бўлар эди. Аммо дискдан экрангача масофа етарлича катта бўлганда экранда



32.12- расм.



32.13- расм.

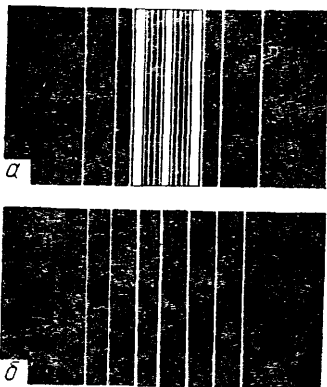
қоронғи ва ёруғ ҳалқалардан иборат дифракцион манзара ҳосил бўлади (32.12- б расм), экран марказида эса, яъни O нуқтада ёруғ доира бўлади.

Ҳисоблашқа шуни кўрсатадики, O нуқтага тўлқин сиртининг AB дискка бевосита ёндош бўлган қисмидаги тебранишларнинг энергияси келади. Тўлқин сиртининг бошқа участкалари ҳосил қилган O нуқтадаги барча қолган тўлқинлар интерференция туфайли бир-бирини сўндиради. 32.12- а расмдан кўринадики, AB дискни қуршаб олган тўлқин сиртининг барча нуқталари O нуқтадан бир хил масофада бўлади. Бу O нуқтада тўлқин сиртининг барча нуқталари ҳосил қилган тебранишлар тўлқин ўша O нуқтага бориб етганда бир хил фазага эга бўлишини, яъни бир-бирини кучайтиришини билдиради. Шунинг учун ҳам O нуқтада ёруғ доира ҳосил бўлади.

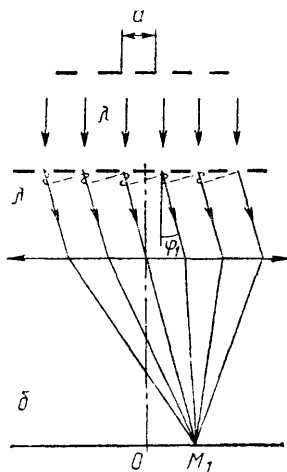
Тор тирқишда дифракцияни кузатиш учун қуйидагича тажриба қилинади. Параллел монохроматик нурлар йўлига тор тирқишли ношаффоф экран қўйилади, ундан бирор масофада иккинчи экран қўйилиб, шу экранда дифракция манзараси кузатилади (32.13- расм). Бунда тирқиш қаршисида ёруғ полоса кўринади, тирқиш қанчалик тор бўлса, бу ёруғ полосанинг кенглиги шунчалик катта бўлади (нима учун?), ёруғ полосадан кейин қоронғи ва ёруғ полосалар жойлашади.

Тўсиқ ва тирқишлар оқ ёруғлик билан ёритилгандаги дифракцион манзара юқорида баён қилинган ҳолларга қараганда унча кескин бўлмайти ва камалак рангда бўлади.

32.6- §. Дифракцион панжара ва дифракцион спектр. Ёруғлик тўлқини узунлигини ўлчаш. Амалда битта тирқишдан (битта тешиқдан) бўлаётган дифракцияни кузатиш қийин, чунки тор тирқишдан жуда кам ёруғлик ўтади. Дифракцион манзара етарлича аён бўлиши учун ёруғлик бир нечта параллел тирқишлардан ўтиши лозим (32.14- расм). Барча тирқишлардан келаётган нурлар когерент бўлгани учун бу ҳолда дифракция ҳодисасидан ташқари интерференция ҳодисаси ҳам рўй беради. Экранда барча тирқишлардан бир фазали нурлар келадиган жойларда монохроматик ёруғлик равшанлиги энг кўп кучайиши равшан.



32.14- расм.



32.15- расм.

Шундай қилиб, ёритилган тирқишлар сони кўп бўлганда экранда қора фонда ёруғ ва ингичка шуълаланувчи чизиқлар кўринади. Тирқишларнинг умумий сони қанчалик кўп ва улар бир-бирига қанчалик яқин жойлашган бўлса, экранда бир хил фазали нурлар устма-уст тушадиган жойлар шунчалик ёруғ ва ингичка бўлади. Тирқишларни бир-бирига яқинлаштириш экрандаги ёруғ чизиқлар орасидаги масофанинг ортишига олиб келади. Дифракцион панжаранинг тузилиши мана шу юқорида тасвирланган ҳодисаларга асосланган.

Ёруғлик ўтказадиган ёки қайтарадиган жуда кўп ва жуда яқин жойлашган тор (ингичка) параллел тирқишлар д и ф р а к ц и о н п а н ж а р а деб аталади. Панжаралар шаффоф қаттиқ моддалардан ёки металл кўзгулардан ясалади. Иккала ҳолда ҳам сиртга олмос кескич билан бир-бирига параллел қилиб штрихлар тортилади. Кескич ўтган жойда нурларни тарқатувчи ғадир-будур сирт ҳосил бўлади, штрихлар ораси эса шаффофлигича ёки силлиқ жилвирланганлигича қолади, яъни улар тирқишлар вазифасини ўтайди. Кўзгуда қилинган панжаралар баъзан қ а й т а р у в ч и панжаралар деб аталади. Ҳозирги вақтда бир миллиметрда мингдан ортиқ штрих (чизиқ) бўлган, штрихларнинг умумий сони эса юз мингтагача етадиган панжаралар тайёрланмоқда.

Панжаранинг муҳим характеристикаси п а н ж а р а д о и м и й с и ёки унинг даври d — бир тирқишнинг бошланишидан иккинчи тирқишнинг бошланишигача бўлган масофадир (32.15- а расм).

Панжарага панжара текислигига перпендикуляр бўлган параллел монохроматик нурлар дастаси тушмоқда дейлик (32.15- б расм). Унда дифракция панжаранинг бошқа томонида (орқасида)

ёруғлик тўлқинларини ҳамма йўналишларда тарқалишига олиб келади, интерференция эса бу тўлқинларни фақат муайян йўналишларда кучайишини таъминлайди, экранда ингичка ва ёруғ чизиқлар қатори ҳосил бўлади. Бу йўналишларни қандай топшни аниқлаймиз.

32.15- б расмда панжарага ўтказилган перпендикуляр билан φ бурчак ҳосил қилган нурлар тасвирланган. Бу нурнинг йўналиши шундай танланганки, қўшни тирқишлардан ўтган нурлар йўли фарқига битта тўлқин узунлиги жойлашади. Бу йўналишдаги ҳамма нурлар линза ёрдамида M_1 нуқтада тўпланиб, экранда ёруғ чизиқни ҳосил қилади.

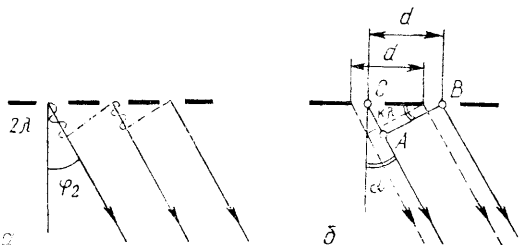
Нурлар йўли фарқига икки (32.16- а расм), уч ва ҳоказо тўлқин узунлиги жойлашганда навбатдаги чизиқлар пайдо бўлади. Шундай қилиб, экранда ёруғ полосаларни ҳосил қилувчи нурлар келаётган йўналишлар қўшни тирқишлардан ўтган нурларнинг йўл айирмасида доим k сондаги λ тўлқин узунликлар жойлашиши билан фарқ қилади, бунда k — бутун сон. 32.16- б расмда AB тўлқин fronti бўлиб ($AB \perp AC$), кўрсатилган йўналишлар учун эса нурларнинг йўл айирмаси $k\lambda$ га тенг. $\triangle ABC$ да B бурчак φ бўлгани, гипотенуза $BC = d$ бўлгани учун қуйидаги дифракцион панжара формуласига эга бўламиз:

$$k\lambda = d \sin\varphi \quad (32.5)$$

32.15, 32.16- а расмларда ҳар бир тирқишнинг марказидан чиқиб интерференцияланувчи нурлар кўрсатилган. Тирқишнинг бошқа исталган нуқтасидан чиққан нурлар (масалан, тирқишнинг бошланиш нуқтасидан, 32.16- б расмга қ.) бошқа тирқишлардан чиққан шундай нурлар билан интерференцияланади.

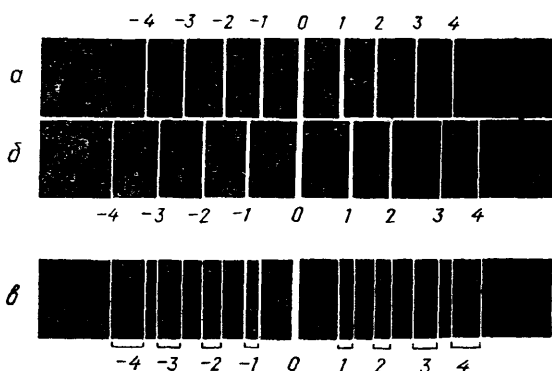
$k=0$ да ҳам (32.5) формула ўринлидир, чунки экранда панжара маркази қаршисида ҳам ёруғ полоса ҳосил бўлади. Экранда ҳар қайси ёруғ чизиқни максимум, унга тўғри келган k нинг қийматини унинг тартиби деб аталади. Шундай қилиб, панжаранинг маркази қаршисида экранда нолинчи тартибли энг ёруғ максимум кўринади, унинг ҳар иккала томонида тенг масофаларда биринчи тартибли равшанлиги ундан камроқ

максимумлар кўринади, сўнгра иккинчи тартибли равшанлиги ундан ҳам камроқ максимумлар кўринади ва ҳоказо. Тажрибалар бу максимумлар бир-биридан тенг масофаларда жойлашишини кўрсатади (32.17- а расм).



32.16- расм.

Шу панжаранинг ўзига тўлқин узунлиги катта-роқ бўлган монохроматик ёруғлик йўналтирамиз. Унда максимумлар сийракроқ жойлашади (32.17-б расм), аммо иккала λ учун нолинчи максимум экраннинг бир жойида бўлади. Шундай қилиб, нолинчи максимумнинг ва-



32.17- расм.

зияти λ га боғлиқ бўлмайди, яъни барча тўлқин узунликлар учун экраннинг бир жойида ҳосил бўлади.

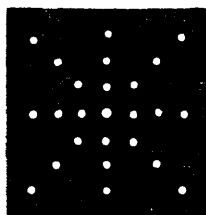
32.17- расмда дифракцион панжарага параллел бинафша (а), кўк (б) нурлар туширилгандай бир вақтда кўк ва бинафша (в) нурлар туширилганда экранда ҳосил бўладиган манзара тасвирланган.

(32.5) формуладан кўринишича, дифракцион панжара ёрдамида ёруғлик тўлқини узунлигини ўлчаш учун фақат ω бурчакни ўлчаш лозим, чунки d ва k ҳар доим маълум. Бурчакни катта аниқлик даражаси билан ўлчаш мумкин бўлгани туфайли тўлқин узунлиги λ ни аниқлашда ҳам аниқлик жуда катта бўлади. Панжара доимийси d қанчалик кичик бўлса, λ ни ўлчаш натижасида шунчалик аниқроқ бўлади.

Дифракцион панжарадан ёруғликнинг нурланиш таркибини аниқлашда фойдаланиш мумкин, чунки турли тўлқин узунликларига тўғри келган ёруғлик экраннинг турли жойларида максимум беради. Панжарада штрихлар умумий сонини кўпайтириш экранда максимумлар кенглигини камайтиради, бу эса нурларнинг тўлқин узунликлари фарқи кам бўлганда экранда нурлар максимумларини алоҳида-алоҳида кўриш имконини беради. Бу панжарада штрихларнинг умумий сонини кўпайтириш унинг ажратилиш кучини оширишини англатади.

32.17- в расмдан кўринишича, тўлқин узунликлари фарқи бир хил бўлганда уларнинг тартиби k қанча катта бўлса, максимумлар шунча сийрак жойлашади. Бинобарин, k қанча катта бўлса, панжаранинг ажратиш кучи ҳам шунча катта бўлади, аммо экранда кўриниш унча аниқ бўлмайди.

Нурланишнинг частоталар (тўлқин узунликлар) бўйича тақсимланиши шу нурланишнинг спектри деб аталади (лотинча «спектр» — кўринадиган). Панжарага оқ ёруғлик тушириб унинг спектрини олиш мумкин. Юқорида айтиб ўтганимиздек,



32.18- расм.

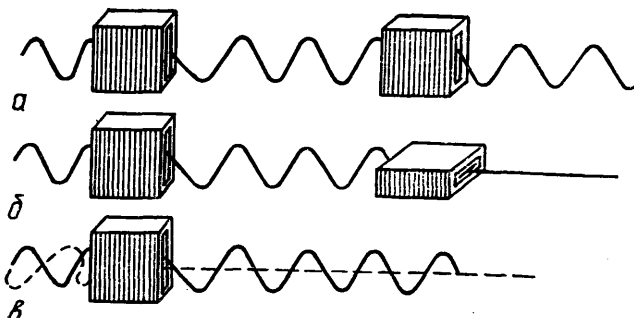
камалакдаги барча ранглардан иборат (рангли расмнинг b сига қ.) O чизиқдан ҳар икки томонга жойлашган максимумлар тўлқин узунликларининг ортиш тартибида бўлади ва битта спектрнинг ўзида рангли чизиқлар орасидаги масофа уларнинг тўлқин узунликлари фарқига пропорционал, яъни дифракцион спектр ҳамма соҳада бир текис чўзилган (уни нормал спектр деб аталади). Рангли расмдан кўринишича, кўринадиган нурлар орасида бинафша нурларнинг тўлқин узунли-

ги энг қисқа, қизил нурларники энг катта экан, k си катта бўлган спектрлар бир-бирини қоплаши мумкин, бу эса уларни кузатишда кўпинча халақит беради.

Агар ёруғлик нурлари йўлига иккита бир хил панжара айкаш, яъни уларнинг тирқишлари ўзаро перпендикуляр ҳолда жойлаштириб қўйилса, экранда ажойиб манзара кузатиш мумкин. Бу манзара 32.18- расмда кўрсатилган. У алоҳида-алоҳида жойлашган ёруғ доғлардан иборат. Панжараларнинг даври турлича бўлиб, улар зич жойлаштирилмаганда экранда мураккаб доғлар системаси ҳосил бўлади. Шунга ўхшаш ҳолларда экрандаги доғларнинг жойлашишини анализ қилиб, панжаралар орасидаги масофани аниқлаш ва уларнинг даврларини топиш мумкин. Бу кўпгина қаттиқ жисмларнинг кристалл панжарасида атомларнинг жойлашишини билишга имкон беради (34.15- § га қ.).

32.7- §. Тўлқинларнинг қутбланиши. Ёруғликнинг тўлқин табиатли эканлигининг учинчи белгиси бўлиб қутбланиш ҳодисаси хизмат қилади, бу ҳодиса фақат кўндаланг тўлқинларда бўлиши мумкин. Бу ҳодисанинг моҳиятини кўндаланг механик тўлқинларда тушунтириш энг осон.

Шнурда кўндаланг тўлқин ҳосил қиламиз, бу тўлқин тор тирқиши бўлган яшиқдан ўтсин (32.19- *a* расм). Бундай тўлқин яшиқ тирқишига параллел йўналишда тебранган ҳолдагига у яшиқ орқали ўтади. Бири иккинчисининг орқасида кўндаланг тўлқинларнинг тарқалиш йўналиши бўйича жойлаштирилган



32.19- расм.

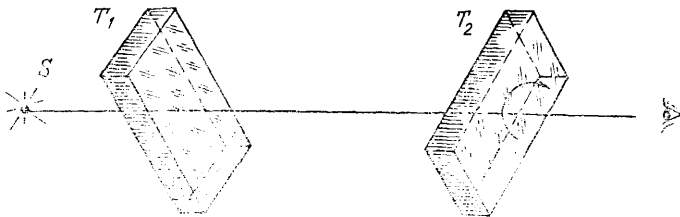
иккита яшиқдан фойдаланамиз. Агар яшиқларнинг тирқишлари бир-бирига параллел қилиб жойлаштирилса, унда кўндаланг тўлқин ҳар иккала яшиқ орқали ўтади ва тўлқиннинг тебраниши яшиқлардаги тирқишларга параллел бўлгандагина унинг давомида тарқалади (32.19-а расм). Агар яшиқлар айқаш жойлаштирилса, уларнинг тирқишлари ўзаро перпендикуляр бўлиб қолса (32.19-б расм), унда кўндаланг тўлқин ҳеч қандай ҳолда ҳам бу яшиқлар орқали ўтмайди. Равшанки, бу гапларнинг ҳаммаси фақат кўндаланг тўлқинларга тегишли, чунки яшиқлардаги тирқишларни ҳар қанча бурганимизда ҳам бўйлама тўлқин яшиқлар орқали ўтиб кетаверади.

Шундай қилиб, тўлқиннинг тарқалиш йўлига бир-биридан кейин жойлаштирилган иккита яшиқ ёрдамида яшиқлардан бирини нур атрофида буриб кўндаланг тўлқинни ҳар доим сўндириш мумкин, бўйлама тўлқинни эса сўндириб бўлмайди. Нима учун иккита яшиқ керак бўлади, деган савол туғилади. Агар яшиқлардан бири нур атрофида бурилса, унда бу яшиқ перпендикуляр тўлқинни иккинчи яшиқсиз ҳам сўндирадиган вазиятни топиш мумкин.

Бу саволга жавоб бериш учун яшиқ орқали иккита шнур ўтказиб уларда ўзаро перпендикуляр бўлган тебранишли тўлқинлар ҳосил қиламиз (32.19-в расм). Унда яшиқ фақат бир шнурдаги тўлқинни сўндиреди, иккинчи шнурдаги тўлқин эса яшиқ орқали ўтади. Бу ҳолда иккинчи тўлқинни сўндириш учун яна битта яшиқ керак бўлади.

Шундай қилиб, агар кўндаланг тўлқинларда нурга перпендикуляр бўлган текисликда бир вақтнинг ўзиде турли йўналишларда тебранишлар рўй бераётган бўлса, унда уларни фақат иккита яшиқ ёрдамида бутунлай сўндириш мумкин. Бунда биринчи яшиқ ўзининг тирқишига параллел бўлган тебранишдаги тўлқинларни ўтказеди, иккинчи яшиқни нур атрофида буриш билан бу тўлқинни ҳам сўндириш мумкин экан.

Бир нурда жойлашган кўндаланг тўлқиндаги барча нуқталарнинг тебраниши битта текисликда рўй бераётган бўлса, унда бу тўлқинни ясси қутбланган тўлқин деб аталади. Бу текислик тебранишлар текислиги деб, тебранишлар йўналишига перпендикуляр бўлган текисликни эса қ у т б л а н и ш текислиги деб аталади. 32.19-а, б расмда ясси қутбланган тўлқинлар тасвирланган бўлиб, улар учун қутбланиш текислиги



32.20- расм.

расм текислигига перпендикуляр. Ясси қутбланган тўлқинни битта яшик билан сўндириш мумкин. Тўлқиннинг қутбланган ёки қутбланмаганлигини аниқлаш учун мўлжалланган асбобни (иккинчи яшикни) анализатор деб аталади. Қутбланмаган тўлқинни қутбланган тўлқинга айлантирадиган асбобни (биринчи яшикни) поляризатор деб аталади.

Юқорида айтилганлардан, поляризатор ҳам, анализатор ҳам ўз тузилиши жиҳатидан бир-биридан фарқ қилмайди. Бир асбобнинг ўзи қандай мақсадда қўлланилишига қараб ҳам поляризатор, ҳам анализатор бўлиб хизмат қилиши мумкин. Шуни таъкидлаб ўтамуҳим, бўйлама тўлқинлар учун қутбланиш тушунчаси реал маънога эга эмас. *Фақат кўндаланг тўлқинларгина қутбланган бўлиши мумкин.*

32.8- §. Ёруғликнинг қутбланиши. Поляроидлар. Ёруғлик нурларини қутблаш мумкинлигини тажриба кўрсатди. Ёруғлик нурланишлари учун биринчи поляризаторлар турмалин (табiiй минерал) кристалларидан қилинган эди. Бу кристаллардан бир хил усулда иккита пластинка кесиб олинади ва уларни олдинма-кейин қилиб ёруғлик нури йўлига қўйилади (32.20- расм).

T_1 пластинка поляризатор, T_2 пластинка анализатор бўлади. Анализаторни буриб, дастлаб ёруғлик минимумгача сусайишини (пластинкалар айқаш жойлаштирилган вазиятда), сўнг яна кучайишини кўриш мумкин (32.21- расм). Агар T_1 поляризатор олиб қўйилса, унда анализаторни айлантириш кузатувчи кўзига тушаётган ёруғликни ўзгартирмайди.

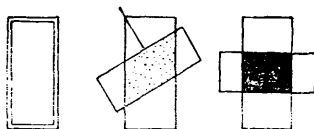
Шундай қилиб, ёруғлик нурланиши билан ўтказилган тажрибалаб қўйидагиларни кўрсатди:

1) *ёруғлик нуридаги тебранишлар кўндаланг тебранишлардир;*

2) *табiiй ёруғлик нурида унга перпендикуляр бўлган текисликда тебранишлар барча йўналишларда рўй беради ва бу тебранишларнинг бирортаси ҳам бошқасига нисбатан ҳеч қандай афзалликка эга бўлмайди.*

Электромагнит тўлқинда E ва H векторларнинг тебранишлари ўзаро перпендикуляр йўналишларда бўлишини эслайлик (27.7- расм). Ёруғликнинг қутбланишини тавсифлашда фақат E векторнинг йўналишинигина белгилаб олишга шартлашган эдик.

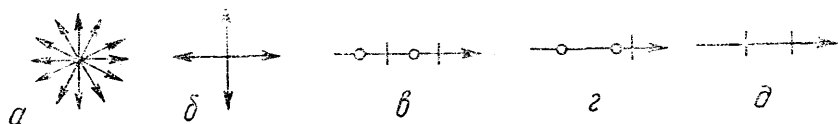
Табiiй монохроматик нур қутбланмаган бўлади, чунки у E вектори нурга перпендикуляр текисликда турли йўналишларда тебранадиغان электрмагнит тўлқинлар тўпламидан таркиб топгандир (32.22- а расм).



32.21- расм.

Амалда ёруғликнинг қутбланиши ҳодисасини тавсифлашда модель нурдан фойдаланилади, бу нурда E вектор тебранишлари ўзаро перпендикуляр икки йўналишдагина содир бўлади (32.22- б расм), яъни табiiй нур икки ўзаро

перпендикуляр текисликда қутбланган нурларнинг қўшилишидан иборатдир. 32.22-в расмда модель нур тасвирланган: доирачалар билан чизмага перпендикуляр тебранишлар, вертикал чизиқчалар билан чизма текислиги бўйича тебранишлар тасвирланган. 32.22-г расмда чизма текислиги бўйича қутбланган нур, 32.22-д расмда эса чизма текислигига перпендикуляр йўналишда қутбланган нур тасвирланган.



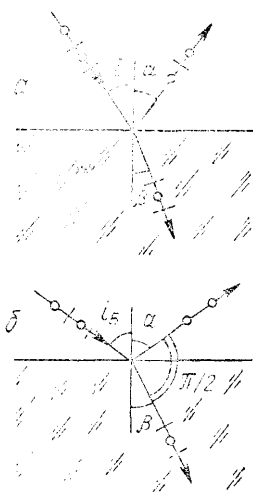
32.22- расм.

Энди нима учун турмалин ёруғлик қутблагичи бўлиб хизмат қилишини кўриб чиқамиз. Кристаллар анизотропияга эга эканлигини эслайлик (11.2-§). Турмалинда анизотропия пайдо бўлишига сабаб шуки, у муайян бир йўналишдаги E вектор тебранишларини кучли ютади, перпендикуляр йўналишдаги тебранишли нурларни деярли ютмайди. Кристалларнинг бундай хусусияти дихроизм деб аталади. Бир хил йўналишдаги тебранишларни бутунлай ютадиган қилиб шундай қалинликдаги турмалин пластинка танланадими, унда тўла қутбланган нур олинади. Юпқароқ пластинка олганда нурда ўзаро перпендикуляр бўлган тебранишлар қолади, лекин улардан бирининг амплитудаси бошқасиникига қараганда каттароқ бўлади. Бундай нур қисман қутбланган нур деб аталади.

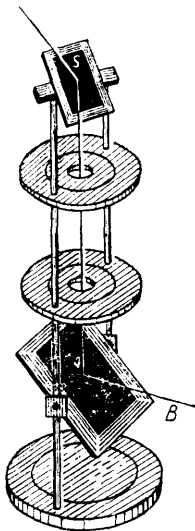
Хинин йодсульфатининг жуда майда кристалларида дихроизм қайд қилинган эди. Поляризатор тайёрлашда целлюлоид плёнкага маълум тарзда ориентирланган шундай кристаллардан юпқа қилиб суркалади. Бу плёнка ташқи томонидан шиша билан қопланади ва сирти катта бўлган поляризатор ҳосил қилинади. Бундай поляризаторларни полярOIDлар деб аталади.

Тажрибалар баъзи моддалар жуда ажойиб хусусиятларга эга эканлигини кўрсатди. Агар шу моддаларга қутбланган нур тушса, бу нурдаги E векторнинг тебранишлар текислиги моддада нур ўтган йўлга пропорционал равишда бурилади. Нурнинг қутбланиш текислигини айлантирувчи моддалар оптик жиҳатдан актив моддалар деб аталади. Булар кварц, қанднинг сувдаги эритмаси ва бошқа моддалардир.

Магнит майдонда нурлар қутбланиш текислигининг айланиши ёруғлик нурланишининг элек-



32.23- расм.



32.24- расм.

тромагнит табиатли эканини тасдиқлайди. Буни Фарадей топган. Қутбланган нур магнит майдонининг индукция чизиги бўйича тарқалганда унинг қутбланиш текислиги бурилади.

32.9- §. Еруғликнинг қайтганда ва синганда қутбланиши. Иккита шаффоф муҳитнинг ажралиш чегарасида нурлар қайтишида ва синишида қайтган нур ҳам, синган нур ҳам қисман қутбланар экан.

32.23-а расмда ҳаво ва суюқликнинг ажралиш чегарасига i бурчак остида тушаётган модель нур схематик тарзда тасвирланган. Қайтган нурда ажратиш сиртига параллел бўлган тебранишлар кўпроқ (доиралар билан тасвирланган), синган нурда эса уларга перпендикуляр бўлган тебранишлар кўп (чизикчалар билан кўрсатилган). Бу нурларнинг қутбланиш даражаси i тушиш бурчагига ва n синдириш кўрсаткичига боғлиқ.

Бу ҳодисани ўрганиш шаффоф моддалар бўлган ҳолда синган нур ҳар доим қисман қутбланишини, қайтган нур учун эса у бутунлай қутбланадиган биргина йўналиш борлигини кўрсатди (32.23-б расм). Қайтган ва синган нурлар орасидаги бурчак $\pi/2$ га тенг бўлганда қайтган нур бутунлай қутбланар экан. Бинобарин,

$$\alpha + \beta = \frac{\pi}{2} \text{ ва } \beta = \frac{\pi}{2} - \alpha.$$

Бу ҳол учун тушиш бурчагини i_T (расмда i_B) орқали белгилаймиз. $\angle \alpha = \angle i_T$ эканини ҳисобга олиб, синишнинг иккинчи қонунидан қуйидагига эга бўламиз:

$$\frac{\sin i_T}{\sin(\pi/2 - i_T)} = \frac{\sin i_T}{\cos i_T} = n.$$

Бу ифодадан Брюстер қонунини оламиз: *қайтган нурнинг тўлиқ қутбланишида тушиш бурчаги (i_T) нинг тангенци синдириш кўрсаткичига тенг бўлади:*

$$\operatorname{tg} i_T = n.$$

i_T тушиш бурчагида синган нурнинг қутбланиш даражаси бошқа тушиш бурчаклари i га қараганда энг катта бўлар экан.

Нурлар қайтишида уларнинг қутбланиш хоссасидан поляризаторлар ва анализаторларда фойдаланилади. Бундай асбоб иккита кўзгудан иборат бўлиб (33.24- расм), бу кўзгуларнинг остки сиртлари қорайтирилган бўлади ва синган нурларни ютади. Кўзгулардан бири, масалан, остки поляризатор бўлсин. У остки сиртидан қайтган нур тўлиқ қутбланадиган ва иккинчи кўзгуга тушадиган қилиб жойлаштирилади.

Иккинчи кўзгуни вертикал ўқ ва горизонтал ўқ атрофида айлантириб, бу кўзгунинг шундай вазиятини топиш мумкинки, бунда ундан қайтган нур йўқолиб кетади. Шундай қилиб, иккинчи кўзгу анализатор бўлади.

33- БОБ. ФОТОМЕТРИЯ

33.1- §. НУРЛАНИШ ЭНЕРГИЯСИ ОҚИМИ

Фазовий бурчак. Ҳар қандай тўлқинлар каби электромагнит нурланиш ҳам бирор муҳитда тарқалаётганида бир нуқтадан бошқа нуқтага энергия олиб ўтади. Агар электромагнит тўлқинлар манбаидан бирор масофада сиртни ундан тўлқинлар ўтиб

кетадиган қилиб фикран ажратсак, у ҳолда бирлик вақтда сирт орқали бу тўлқинлар олиб ўтадиган энергияни ажратиб олинган сирт орқали нурланиш оқими ёки нур оқими дейилади; нурланиш оқими қувватнинг ўлчамига эга бўлиб, у ҳам вақт ҳисобида ўлчанади.

Электромагнит нурланиш манбаидан ажратилган сиртгача масофа манбанинг ўлчамларига караганда жуда катта бўлганда бу манбани нуқтавий манба деб аташ мумкин. Кўпинча шартли равишда нуқтавий манбанинг нурланиши йўналишига боғлиқ бўлмайди, яъни нурланиш барча томонга текис тарқалади деб ҳисобланади.

Бирор сиртга тушаётган нурланиш оқими шу сиртнинг S юзига, унинг фазодаги вазиятига ва нурланиш манбаигача бўлган масофага боғлиқ.

Кўпгина ҳолларда фазонинг чегараланган қисмида тарқалаётган нурланиш оқимини қарашга тўғри келади. Масалан, агар чизиқли ўлчамлари r га қараганда кичик бўлган O нурланиш манбаи (36.1-а расм) нурланишнинг тарқалиш йўналишига перпендикуляр бўлган S юзга нурланиш юборса, унда бу юзга учи O нуқтада бўлган штрихланган конуссимон сирт билан чегараланган нурларгина тушади.

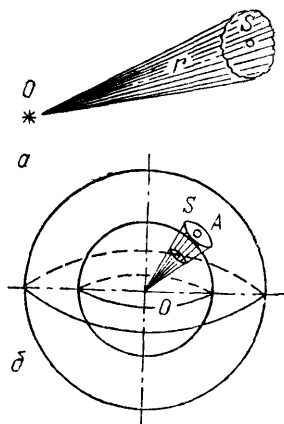
Фазонинг конус сирт билан чегараланган қисми Ω фазовий бурчак деб аталади. 33.1-расмда O нуқта фазовий бурчакнинг учи деб аталади. Фазовий бурчакнинг учи шар марказида бўлганда, бурчакни марказий бурчак деб аталади. Агар O нуқтадан (33.1-б расм) турли r радиусли шар сиртлар ўтказсак, у ҳолда геометриядан маълумки, берилган фазовий бурчак учун S нинг r^2 га нисбати барча сиртлар учун бир хил бўлади ва шар сиртини S юз билан кесувчи Ω фазовий бурчакнинг ўлчови бўлиб хизмат қилади, яъни

$$\Omega = \frac{S}{r^2}. \quad (33.1)$$

Ω нинг ўлчов бирлигини топамиз:

$$\Omega = \frac{1 \text{ м}^2}{1 \text{ м}^2} = 1 \text{ ср (стерадиан)}.$$

Шар сиртидан шу шар радиусининг квадратига тенг юзни кесувчи марказий фазовий бурчак стерадиан деб аталади. Сферик сиртнинг юзи $S_{\text{ш}} = 4\pi r^2$ формула билан ифодаланганидан шарнинг бутун сиртида унинг радиуси квадратидан 4π та бўлади. Бу эса бутун фазони қамраб олган тўлиқ Ω_r фазовий бурчакда 4π ср борлигини, яъни



33.1- расм.

$$\Omega_r = 4 \pi \text{ ср} \quad (33.2)$$

эканлигини билдиради. O манбадан берилган OA йўналишда тарқалаётган нурланишни (33.1-б расмга қ.) баҳолаш лозим бўлганда жуда кичик Ω бурчакдаги нур оқими қараб чиқилади. Бу Ω бурчак шар сиртида маркази A нуқтада бўлган S юзни кесади. Бутун шар сиртининг тенг S юзларга бўлиб чиқиб ва уларнинг ҳар бирига тушаётган оқимларни ўлчаб, қайси йўналишда нурланиш оқими кўпроқ, қайси йўналишда камроқ чиқаётганини билиш мумкин.

33.2-§. Ёруғлик оқими. Одамда ёруғлик сезгисини вакуумда тўлқин узунлиги тахминан 400 дан 760 нм гача бўлган диапазондаги электромагнит нурланиш ҳосил қилади, шу билан бирга бу диапазондаги ҳар қайси тўлқин узунлигига ўзига хос ранг мос келади (28.2-§ га қ.).

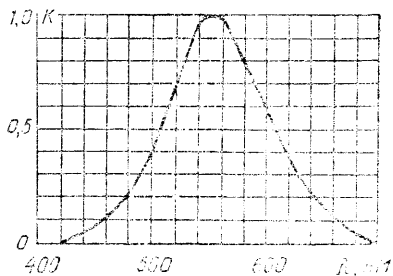
Тажрибалар кўрсатадики, тўлқин узунлиги турлича, аммо бирдай нур оқимлари кўз тўридаги ёруғлик сезадиган нерв учларини бир хилда уйғотмайди, шунинг учун улар фақат ранги билангина эмас, балки интенсивлиги билан ҳам фарқ қиладиган ёруғлик сезгиси уйғотади. Бизнинг кўзимиз 355 нм тўлқин узунлигидаги нурланишга (яшил рангга) жуда сезгир. Тўлқин узунлиги 555 нм дан катта ёки кичик бўлган бирдай нур оқимлари ёруғлик сезгисини анча кучсиз уйғотади. Бу фарқни миқдорий жиҳатдан баҳолаш учун қуйидагича иш тутамиз.

Турли рангли, лекин қувватлари бир хил (масалан, 1 Вт дан) бўлган монохроматик нурланиш манбалари оламиз ва уларни бир хил шароитларда қувватини ростлаш мумкин бўлган 555 нм тўлқин узунликли нурланиш берадиган манба билан навбатма-навбат таққослаймиз. Унда ҳар қайси монохроматик манба учун $\lambda = 555$ нм тўлқин узунликли нурланиш берадиган эталон манбанинг шундай қувватини танлай оламизки, бунда ушбу манбалар ҳосил қиладиган ёруғлик сезгилари интенсивлигига кўра бир хил бўлади. Манбаларни таққослашда, масалан, улар билан айна бир матннинг қўшни участкаларини бир хил аниқликка эришган ҳолда ўқиш қулай бўладиган қилиб ёритиш мумкин.

Шундай тажрибалардан топилган $\lambda = 555$ нм тўлқин узунликли эталон манба қувватининг u билан таққосланаётган монохроматик манба қувватига нисбатини нисбий кўриниш коэффициентини деб атаймиз. Масалан, қуввати 1 Вт бўлган зарғалдоқ нурларнинг ($\lambda = 610$ нм) нур оқими қуввати 0,5 Вт бўлган яшил нурларнинг ($\lambda = 555$ нм) интенсивлигидек интенсивликдаги ёруғлик сезгиси ҳосил қилар экан. Демак, $\lambda = 610$ нм тўлқин узунлик учун нисбий кўриниш коэффициенти $K = 0,5$.

33.2-расмда кўриниш коэффициентининг вакуумдаги нурланиш тўлқин узунлигига боғлиқлик графиги кўрсатилган. ($\lambda = 555$ нм учун $K = 1$ экани кўриниб турибди.) Бу графикни нисбий кўриниш эгри чизиги ёки кўзнинг спектрал сезгирлик эгри чизиги деб аталади. Шунинг айтиб ўтамизки, қоронғида кўзнинг спектрал эгри чизиги бир оз қисқа тўлқинлар томонга, яъни чапга сурилади.

Юқорида баён қилинганлардан, одамларда ёруғлик сезгисини уйғотадиган нур оқимини ваттларда ифодалаш ноқулай эканлиги келиб чиқади. Шунинг учун нурланишнинг кўзга таъсирини баҳолашда Φ ёруғлик оқими дан фойдаланилади. *Нурланиш оқимининг кўзда ёруғлик сезгиси уйғотадиган ва ёруғлик сезгиси билан баҳоланадиган қисми ёруғлик оқими деб аталади.*



33.2- расм.

Оптиканинг ёруғлик оқимини ўлчаш, ёруғлик манбаларининг характеристикаларини ва предметларнинг ёритилганлигини ўрганиш билан шуғулланувчи бўлими фотометрия деб аталади (грекча «фотос»—ёруғлик). Электромагнит нурланишнинг ёруғлик сезгиларини уйғотувчи қисми кўпинча ёруғлик нурланиши деб аталишини эслатиб ўтамиз. Унинг миқдорий ифодаси ҳам Φ ёруғлик оқимидан иборатдир.

33.3- §. Ёруғлик кучи. Ёруғлик кучи ва ёруғлик оқимининг ўлчов бирликлари. Ёруғлик оқими (Φ) ҳар доим бирор ёруғлик манбаи билан ҳосил қилинади. Реал ёруғлик манбалари турли йўналишларда турлича ёруғлик оқими тарқатади.

Ёруғлик манбаи чиқараётган ёруғлик оқимининг нурланиш йўналишига боғлиқлигини характерловчи катталиқ J ёруғлик кучи деб аталади. Ўлчамлари кичик бўлган манбанинг ёруғлик кучи шу манбанинг берилган йўналишда бирлик фазовий бурчак ичида чиқараётган ёруғлик оқими билан ўлчанади:

$$J = \frac{\Phi}{\Omega}. \quad (33.3)$$

Реал ёруғлик манбаининг бирор йўналишдаги ёруғлик кучини аниқлашда Ω кичик бурчакдаги Φ ёруғлик оқими ўлчанади ва сўнгра (33.3) формуладан J топилади. Агар манбанинг ёруғлик кучи йўналишга унча боғлиқ бўлмаса, унда (33.3) формула Ω катта бурчаклар учун ҳам ўринли бўлади. Бундан кейин нуқтавий ёруғлик манбаининг ёруғлик кучи барча йўналишларда бир хил деб ҳисоблаймиз.

СИ системада ёруғлик кучининг бирлиги кандела (лотинча «кандела»—шам) олтинчи асосий бирлик бўлиб ҳисобланади. *Эриган платинанинг* қотиш ҳароратида (2046 К) 1 см² ясси сирти шу сиртга перпендикуляр йўналишда ҳосил қилаётган ёруғлик кучининг 1/60 бўлагига кандела (кд) деб аталади.*

* Аниқроғи, платинанинг қотиш ҳароратида мавҳум қора жисмнинг (34.10- § га қ.) 1 см² сирти.

Ёруғлик кучи йўналишга боғлиқ бўлган ёруғлик манбалари учун баъзан ёруғликнинг $J_{\text{ўрт}}$ ўртача сферик кучидан фойдаланилади. У қуйидаги ифодадан топилади:

$$J_{\text{ўрт}} = \frac{\Phi_r}{4\pi}, \quad (33.4)$$

бунда Φ_r — лампанинг тўлиқ ёруғлик оқими.

Ёруғлик оқимининг ўлчов бирлигини келтириб чиқарамиз:

$$\Phi = J\Omega; \quad \Phi = 1 \text{ кд} \cdot 1 \text{ ср} = 1 \text{ лм (люмен)}.$$

СИ системада ёруғлик оқимининг ўлчов бирлиги қилиб люмен қабул қилинган. Ёруғлик кучи 1 кд га тенг бўлган нуқтавий ёруғлик манбаи 1 ср га тенг фазовий бурчак ичида нурлайдиган ёруғлик оқими люмен деб аталади.

Тўла фазовий бурчак 4π стерадианга тенг бўлгани учун нуқтавий ёруғлик манбаи нурлайдиган тўла оқим

$$\Phi_r = 4\pi J \quad (33.5)$$

формула билан ифодаланади.

Ўлчашлар тўлқин узунлиги 555 нм бўлган 1 Вт монохроматик ёруғлик оқимига 683 нм ни ташкил қилишини кўрсатади.

Электр лампаларга татбиқ қилганда лампадаги бир ватт электр қуввати P га тўғри келадиган люменлар ҳисобидаги Φ ёруғлик оқими лампанинг ёруғлик бериши (k) дейилади:

$$k = \frac{\Phi}{P}. \quad (33.6)$$

Масалан, 100 Вт қувватли чўғланма лампа 100 кд га яқин ўртача сферик ёруғлик кучига эга. Бундай лампанинг тўла ёруғлик оқимини (33.5) формула бўйича ҳисоблаганда: $\Phi_r = 4 \cdot 3,14 \cdot 100 \text{ кд} = \epsilon = 1256 \text{ лм}$, ёруғлик бериши эса 12,6 лм/Вт га тенг бўлади.

Кундузги ёруғлик лампаларининг ёруғлик бериши чўғланма лампаларниқидан бир неча карра юқоридир.

33.4- §. Ғиритилганлик. Қоронғида ёки ғорда теварак-атрофдаги буюмлар бизга кўринмайди. Аммо бундай ҳолларда ёнаётган гугурт ва унга яқин жойлашган предметлар аниқ кўринадди. Бу эса ёруғлик манбаидан, ушбу ҳолда гугуртдан, ёруғлик оқими тарқалиши билан тушунтирилади. Ёруғлик оқимининг бошқа жисмларга тушаётган қисми қайтади ва одамнинг кўзига тушиб, уларни кўришга имкон беради. Қаралаётган жисмларга қанчалик кўп ёруғлик оқими тушса, қайтган ёруғлик оқими ҳам шунчалик кўп бўлади ва одам бу жисмларни шунчалик аниқроқ кўради.

Алоҳида жисмларнинг турлича кўринишини характерловчи ва уларга тушаётган ёруғлик оқими билан белгиланадиган E катталик ёритилганлик дейилади. Сиртга тушаётган ёруғлик оқими текис тақсимланганда, сиртнинг ёритилганлиги шу сиртнинг бирлик юзига тўғри келган ёруғлик оқими билан ўлчанади, яъни

$$E = \frac{\Phi}{S}. \quad (33.7)$$

Агар сиртнинг турли қисмларининг ёритилганлиги бир хил бўлмаса, у ҳолда шундай кичик S юз олиш лозимки, бунда ушбу юзда оқим текис тақсимланади, дейиш мумкин бўлсин. Агар Φ ёруғлик оқими S юзга текис тақсимланмаса, (33.7) формуладан фойдаланилганда шу сиртнинг ўртача ёритилганлиги олинади.

E ёритилганликнинг ўлчов бирлигини келтириб чиқарамиз:

$$\dot{E} = \frac{1 \text{ лм}}{1 \text{ м}^2} = 1 \frac{\text{лм}}{\text{м}^2} = 1 \text{ лк (люкс)}.$$

СИ системада ёритилганликнинг ўлчов бирлиги люкс (лотинча «люкс» ёруғлик) қабул қилинган. Люкс деб шундай сиртнинг ёритилганлигига айтиладики, унинг ҳар бир квадрат метрига 1 люмен ёруғлик оқими текис тушади.

Бир неча мисол келтирамиз. Туш пайтида (ўрта кенгликларда) қуёш нурлари тахминан 100 000 лк ёритилганликни ҳосил қилади, тўлиной эса 0,2 лк га яқин ёритилганлик беради. Столдан 1 м баландликда осилган 100 Вт қувватли чўғланма лампа остида стол сиртида 100 лк ёритилганликни ҳосил қилади.

33.5-§. Равшанлик. Китоб ёки оқ қоғозга ёзилган хатни ўқиётганимизда қоғознинг оқ фонидаги ҳарфларни аниқ кўрамиз (қоғознинг ёритилганлиги ҳамма жойида бир хил деб ҳисобланади). Бу ҳол оқ қоғоз ва ундаги ҳарфлар уларга тушаётган ёруғлик оқимини турлича қайтариши билан тушунтирилади.

Қоғоздан ёруғлик оқими тарқалгани туфайли қоғозни ёруғлик манбаи деб ҳисоблаш мумкин. Шуни қайд қилиб ўтамик, қоғоздан унинг хусусий ёруғлиги тарқалмай, балки ундан қайтган ёруғлик тарқалади, шунинг учун қоғозни иккиламчи ёруғлик манбаи деб аташ қулай. Умуман олганда, бирламчи ёруғлик манбаидан, шунингдек, иккиламчи ёруғлик манбаидан тарқалаётган ёруғлик оқимининг катталиги йўналишга боғлиқ. Бу бирламчи ёруғлик манбалари сингари иккиламчи ёруғлик манбаларини ҳам ёруғлик кучи билан характерлаш мумкинлигини билдиради. Қоғознинг оқ сирти ундаги ҳарфга қараганда бизга равшанроқ бўлиб туюлади, шунинг учун биринчи ҳолда бирлик юздан чиқаётган ёруғлик кучи иккинчи ҳолдагига қараганда каттароқ бўлади.

Демак, маълум йўналиш бўйича қаралаётган реал ёруғлик манбалари (бирламчи ва иккиламчи) сиртларининг турли соҳалари равшанлиги жиҳатидан бир-биридан анча фарқ қилиши мумкин, масалан, электр иситкич тармоғига уланган спиралнинг баъзи чулғамлари бошқаларига қараганда равшанроқ кўринади.

Ёруғлик оқимига боғлиқ ҳолда берилган йўналишда ёруғлик тарқатаётган сиртнинг айрим участкаларининг турлича кўринишини характерловчи В катталик равшанлик дейилади. Танлаб

олинган йўналишда сиртнинг барча участкаларидан ёруғлик оқими бир хил тарқалганда равшанлик шу сиртнинг бирлик юзидан чиқаётган ёруғлик кучи билан йлчанади. Агар ёруғлик кучи сиртга ўтказилган перпендикуляр йўналиши бўйича аниқланаётган бўлса, унда сиртнинг равшанлиги қуйидаги формуладан аниқланади:

$$B = \frac{J}{S}. \quad (33.8)$$

Равшанликнинг СИ даги ўлчов бирлигини келтириб чиқарамиз:

$$B = \frac{1 \text{ кд}}{1 \text{ м}^2} = 1 \frac{\text{кд}}{\text{м}^2}.$$

СИ системада равшанлик бирлиги қилиб кд/м² олинади, у шундай текис ёритилган ясси сиртнинг равшанлигики, бунда унинг ҳар бир квадрат метридан унга перпендикуляр йўналишда 1 кд га тенг ёруғлик кучи олинади.

Одам кўзи қайд қиладиган энг кам равшанлик 10⁻⁶ кд/м² га яқин, равшанлик 10⁵ кд/м² дан ортиқ бўлса, кўзда оғриқ сезилади ва кўриш органларини зарарлаши мумкин. Қуёш гардиши сиртнинг равшанлиги 1,5·10⁹ кд/м², Ой сиртнинг равшанлиги 2,5·10³ кд/м² га тенг. Чўғланма лампа толасининг равшанлиги (1,5—2)·10⁶ кд/м².

33.6- §. Ёритилганлик қонунлари. Нуқтавий ёруғлик манбаи ҳосил қиладиган ёритилганлик J ёруғлик кучига ва манбадан сиртгача бўлган r масофага боғлиқ.

Ёруғлик кучи J бўлган нуқтавий ёруғлик манбаи атрофида r радиусли сферик сирт чизамиз. Унда бу сиртнинг ички томонининг ёритилганлиги ҳамма жойда бир хил бўлади (ва нурлар радиуслар бўйича, яъни сфера сиртига перпендикуляр равишда кетади. Бинобарин, ёруғлик нурларининг сиртга тушиш бурчаги нолга тенг бўлади. Агар бу шароитларда сфера ички сиртнинг ёритилганлигини E_0 , бутун ички сиртнинг юзини $S_{ш}$ ва манбанинг тўла ёруғлик оқимини Φ , билан белгиласак, унда (33.7) дан қуйидагини оламиз:

$$E = \frac{\Phi_r}{S_{ш}}.$$

$\Phi_r = 4 \pi J$, $S_{ш} = 4 \pi r^2$ бўлгани туфайли $E = \frac{4 \pi J}{4 \pi r^2}$, яъни:

$$E_0 = \frac{J}{r^2}. \quad (33.9)$$

Бу муносабат ёритилганликнинг биринчи қонунининг математик ифодасидир: *нурлар перпендикуляр тушаётганда нуқтавий ёруғлик кучига тўғри пропорционал ва манбадан ёритилаётган сиртгача бўлган масофанинг квадратига тескари пропорционал бўлади.*

Энди ёритилганлик нурларнинг тушиш бурчагига қандай боғлиқлигини қараб чиқамиз: Айтайлик, $ABCD$ ясси сиртга

параллел ёруғлик нурлари i бурчак остида тушсин (33.3-расм). Шу сиртдаги ёритилганлик қуйидаги формула билан аниқланади:

$$\dot{E} = \frac{\Phi}{S} = \frac{\Phi}{AB \cdot AD},$$

бу ерда Φ — $ABCD$ сиртга тушаётган ёруғлик оқими.

Агар $ABCD$ сиртни олиб ташласак, унда ёруғлик оқими $MNCD$ сиртга тушади. Бу сирт шундай жойлашган бўлсинки, унга тушаётган нурларнинг тушиш бурчаги нолга тенг бўлсин. У ҳолда $ABCD$ ва $MNCD$ сиртлар орасидаги бурчак i га тенг бўлади. $MNCD$ сиртнинг ёритилганлигини E_0 орқали белгилаймиз; унда

$$E_0 = \frac{\Phi}{MN \cdot MD}.$$

\dot{E} ва E_0 ёритилганликлар нисбатини топамиз:

$$\frac{E}{E_0} = \frac{\Phi \cdot MN \cdot MD}{\Phi \cdot AB \cdot AD}.$$

$AB = MN$ бўлгани учун

$$\frac{E}{E_0} = \frac{MD}{AD} = \cos i.$$

Шундай қилиб,

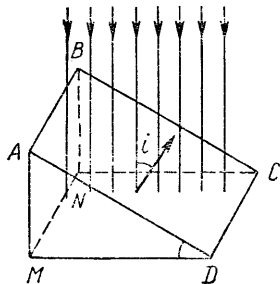
$$E = E_0 \cos i. \quad (33.10)$$

Бу муносабат ёритилганликнинг иккинчи қонунининг математик ифодасидир: *параллел нурлар билан ёритилганда сиртнинг ёритилганлиги шу сиртга тушаётган нурларнинг тушиш бурчаги косинусига тўғри пропорционал бўлади.*

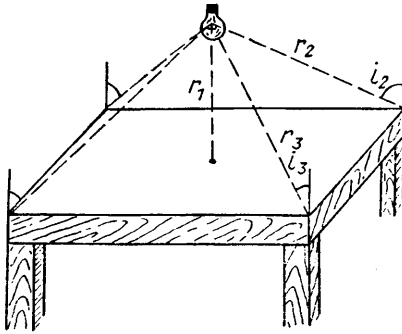
Ёритилганликнинг иккинчи қонунидан тушиш бурчаги катталашганда сиртнинг ёритилганлиги камайиши лозимлиги келиб чиқади. Ерда йил фаслларининг алмашилиши унинг сиртига тушаётган қуёш нурларининг тушиш бурчаги ўзгариши билан тушунтирилади. Шимолий ярим шарда ер сиртига нурларнинг тушиш бурчаги энг кичик бўладиган вақт ёзда июнь ойининг охирига, тушиш бурчаги энг катта бўладиган вақт қишда декабрь ойининг охирига тўғри келади. (Ернинг жанубий ярим шарида декабрь ёз ойи, июнь эса қиш ойи бўлишини тушунтириб беринг.)

Нуқтавий ёруғлик манбаи учун (33.10) формуладаги E_0 нининг (33.9) даги қиймати билан алмаштириш мумкин, у ҳолда ёритилганликни ҳисоблаш учун умумлашган формула оламиз:

$$\dot{E} = \frac{J^2}{r^2} \cos i. \quad (33.11)$$



33.3- расм.



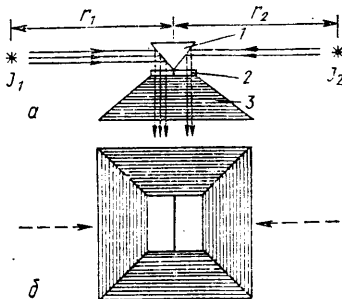
33.4- расм.

Бу формулага кўра, электр лампочка сиртнинг турли участкаларида (масалан, столнинг турли нуқталарининг) ҳосил қиладиган ёритилганликни ҳисоблаб чиқариш мумкин (33.4- расм). Ҳисоблашда шуни эсда тутиш лозимки, сиртнинг бирор нуқтасида бир нечта ёруғлик манбаи ҳосил қиладиган ёритилганлик қиладиган ёритилганликларнинг йиғиндисига тенг

33.7- §. Иккита манбанинг ёруғлик кучини таққослаш. Фотометр. Люксметр. Ёруғлик манбанинг кучини билган ҳолда бошқа фотометрик катталикларни топиш осон. Ёруғлик кучини ўлчашда фотометр деб аталадиган асбобдан фойдаланилади. Оддий фотометрда номаълум ёруғлик кучи уни ёруғлик кучи маълум бўлган эталон манбага бу ёруғлик манбаларидан бир хил ёритилганлик олиш орқали таққослаш методи билан аниқланади.

Одам бир-бирига жуда яқин жойлашган сиртларнинг бирдай ёритилганлигини анча аниқ аниқлай олишини эслатиб ўтамиз. Аммо ёритилганлик турлича бўлганда одам бу сиртларнинг ёритилганлиги неча марта фарқ қилишини баҳолай олмайди.

Фотометрларнинг биттаси схематик равишда 33.5- расмда тасвирланган: а) юқоридан кўриниши; б) олдидан кўриниши: У уч ёқли 1 призмадан иборат бўлиб, ёруғликни яхши қайтарадиган оқ бўёқ билан қопланган. Ёруғлик манбалари призманинг чап ва ўнг томонларига жойлаштирилади. Призмадан қайтган нурлар 2 хира шишага тушади ва 3 қоронғи экран ичидан ўтиб, кўзга йўналади. Ёруғлик манбаларидан бири, масалан, эталон манбаи фотометрдан маълум r_1 масофада қўйилади, иккинчи манбаи чап ёки ўнг томонга 2 шишанинг иккала ярми бир хил ёритилмагунга қадар сурилади. Шундан кейин иккинчи манбадан фотометргача бўлган r_2 масофа ўлчанади. Ёритилганликнинг биринчи қонунига кўра,



33.5- расм.

$$E_1 = \frac{J_1}{r_1^2} \text{ ва } E_2 = \frac{J_2}{r_2^2}.$$

E_1 ва E_2 ёритилганликлар бир хил бўлгани учун

$$\frac{J_1}{r_1^2} = \frac{J_2}{r_2^2},$$

бундан

$$\frac{J_1}{J_2} = \frac{r_1^2}{r_2^2}. \quad (33.12)$$

Бу формуладан изланаётган ёруғлик кучи J_2 ни аниқлаш мумкин. Анча такомиллашган фотометр ва люксметрларда фотоэлементлар ишлатилади (35.13-§ га қ.). Ёритилганликни ва фотосуратга олишларда видержка вақтини аниқлаш учун мўлжалланган фотоэкспонометр бундай асбобга мисол бўла олади.

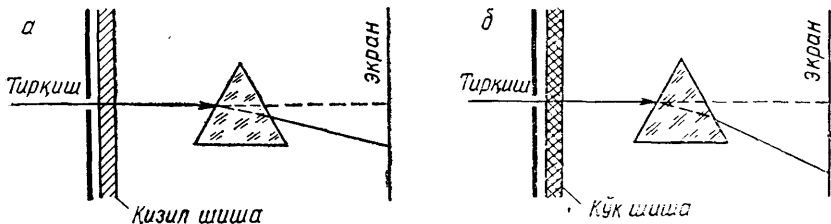
34- Б О Б. НУРЛАНИШ ВА СПЕКТРЛАР. РЕНТГЕН НУРЛАРИ

34.1-§. Ёруғлик дисперсияси тўғрисида тушунча. Уч ёқли шиша призма оламиз ва уни тирқиш кўринишига эга бўлган ёруғлик манбаи билан экран орасига жойлаштирамиз. Агар тирқиш орқали призмага даставвал қизил ёруғлик (34.1-а расм), сўнгра эса кўк ёруғлик (34.1-б расм) юборилса, унда кўк ёруғлик призма орқали ўтгач дастлабки йўналишидан қизил ёруғликка қараганда кўпроқ оғади. Бу қизил нурлар учун шишанинг абсолют синдириш кўрсаткичи $n_{\text{к}}$ кўк нурлар учун абсолют синдириш кўрсаткичи $n_{\text{к}}$ га қараганда кичикроқ эканлигини билдиради. $n_{\text{к}} = c/v_{\text{к}}$ ва $n_{\text{к}} = c/v_{\text{к}}$ бўлгани учун қуйидагига эга бўламиз:

$$\frac{c}{v_{\text{к}}} > \frac{c}{v_{\text{к}}}, \text{ яъни } v_{\text{к}} > v_{\text{к}}.$$

Демак, қизил нурлар шишада кўк нурларга қараганда тезроқ тарқалади. Ёруғлик нурларининг тебраниш частотаси қанчалик катта бўлса ёки уларнинг тўлқин узунликлари қанчалик кичик бўлса, ёруғлик нурларининг шишада тарқалиш тезлиги шунчалик кичик бўлади. Бундай ҳодиса бошқа шаффоф моддаларда ҳам кузатилади.

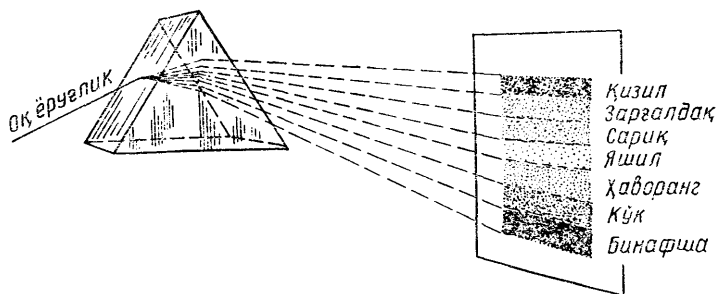
Муҳитда тўлқинлар тарқалиш тезлигининг уларнинг узунли-



34.1- расм.

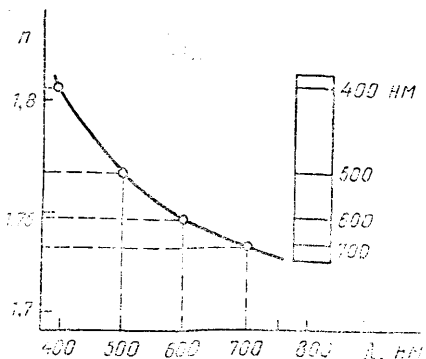
гига (частотасига) боғлиқлиги дисперсия дейилади. Амалда модданинг дисперсияси шу модда учун синдириш кўрсаткичининг частотага ёки тўлқин узунлигига боғлиқлиги билан ифодаланади. Кўпгина ҳолларда тўлқин узунлиги ортиши билан синдириш кўрсаткичи камаяр экан. Бундай дисперсия нормал дисперсия дейилади.

34.2- §. Призмада оқ ёруғликнинг ажралиши. Туташ спектр.
1666 йилда И. Ньютон биринчи бўлиб уч ёқли шиша призма ёрдамида оқ ёруғлик туташ спектрга эга эканлигини аниқлади (32.6- § га қ.). Оқ ёруғликнинг спектри шуниси билан ажойибки, унда монохроматик нурлар узлуксиз кетма-кет келади. Шунинг учун бундай спектр туташ спектр ёки узлуксиз спектр деб аталади.



34.2- расм.

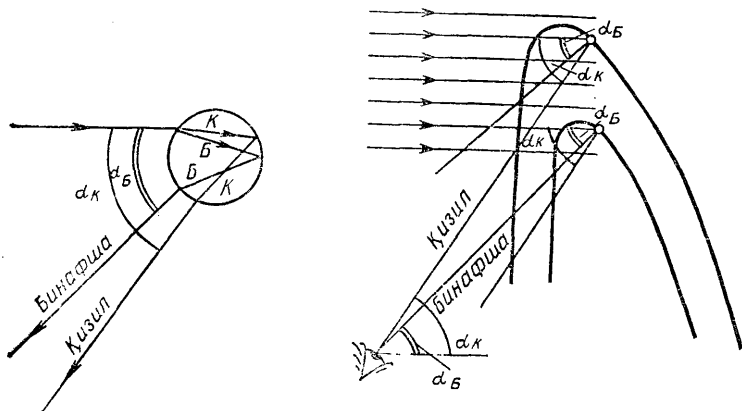
Ньютон оқ ёруғликнинг туташ спектрини шартли равишда турли рангдаги етита соҳага; қизил, зарғалдоқ ранг, сариқ, яшил, ҳаворанг, кўк ва бинафша ранга ажратадики, улар призмадан чиққанидан кейин тўлқин узунликларининг камайиши тартибда жойлашади (34.2- расм). Дифракцион панжара ёрдамида ҳам оқ ёруғлик спектри олиш мумкинлигини эслайлик. Бундай спектрни дифракцион спектр ёки нормал спектр дейилади.



34.3- расм.

Шиша учун дисперсия эгри чизигида (34.3- расм) нурланиш тўлқин узунлигини қисқа тўлқинлар соҳасида ўзгартирганда шишанинг синдириш кўрсаткичи тез ўзгариши, узун тўлқинлар соҳасида эса секин ўзгариши кўриниб турибди. Шунинг учун оқ ёруғликнинг дисперсион (призматик) спектри қизил қисмида сиқик бўлиб, бинафша қисмида анча ёйилган бўлади.

Оқ ёруғликнинг нормал спектри (рангли расмга қ.) призматик (дисперсион) спектрдан, биринчидан, унда ранглар тўлқин узунликларининг ортиши тартибида жойлашиши билан, иккинчидан, спектр бутун соҳаларда текис чўзилганлиги билан фарқ қилади (32.6- § га қ.).



34.4- расм.

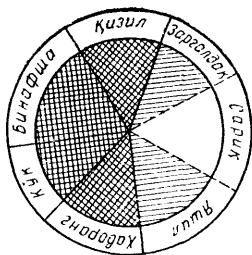
Камалак пайдо бўлиши ёруғлик дисперсияси билан тушунтирилади. Қузатувчи қуёшдан келаётган йўналиш бўйича қараганда ва ҳавода сув томчилари бўлганда камалак кўринади. Нурлар маълум бурчак остида тушганда томчи ичида тўла ички қайтиш рўй беради (34.4- расм). Ҳаво — сув чегарасида нурларнинг синиши рўй беради ва бинафша нурлар қизил нурларга қараганда кучлироқ сингани учун томчидан чиққанидан кейин улар тарқалиб кетади: қизил нурлар тушаётган нур билан 43° га яқин бурчак, бинафша нурлар эса 41° га яқин бурчак ташкил қилади (34.4- расм).

Қуёш нурларини параллел деб ҳисобласа бўлади. Шунинг учун училаги бурчаги $\alpha_k = 43^\circ$ бўлган конус сиртда турган жуда кўп томчилардан қузатувчининг кўзига қизил нурлар, училаги бурчаги $\alpha_b = 41^\circ$ бўлган конус сиртдаги томчилардан эса бинафша нурлар тушади. Камалакнинг бошқа ранглари шу ранглар орасида жойлашади.

34.3- §. Спектрал ранглари қўшиш. Қўшимча ранглар. Оқ ёруғлик спектрини ташкил қилган рангли нурларни битта нур қилиб қўшсак, у ҳолда яна оқ ёруғлик ҳосил бўлади.

Спектрлари еттига асосий рангга бўялган Ньютон доираси (34.5- расм) ёрдамида рангли нурларни қўшиш мумкин. Дискни айлантираётган вақтда одам унга қараса, одамнинг кўзига дискнинг бўялган спектрларидан қайтаётган барча етти хил рангдаги нурлар навбатма-навбат тушади. Одам кўзи кўриш сезгисини 0,1 с га яқин тутиб тургани учун дискни тез айлантирганда одамга у кул ранг бўлиб кўринади. Оқ рангдан бундай фарқ қилиши орқали рангларнинг йўқлиги ва буёқларнинг унча такомиллашмаганлиги билан тушунтирилади.

Монохроматик нурланишга мос келган ранглари баъзан спектрал ранглар деб аталади. Одатда, иккита монохроматик нурнинг қўшилиши бўялган ёруғликни беради. Масалан,



34.5- расм.

қизил ва яшил рангдаги ёруғликни беради. Масалан, қизил ва яшил рангдаги ёруғликлар қўшилганда сариқ рангдаги ёруғликни беради, яшил ва бинафша рангдаги ёруғликлар қўшилганда күк рангдаги ёруғликни беради (рангли расмга қ.). Бу ҳар бир монохроматик нурга муайян ранг тўғри келади (32.1- § га қ.), аммо ҳар қайси рангга монохроматик нур мос келиши шарт эмас деган сўздир.

Тажрибалар кўрсатадики, учта асосий ранг (қизил, яшил ва бинафша) даги нурланишда турли пропорцияда қўшиб исталган тусдаги нурларни олиш мумкин (рангли расмга қ.). Шуниси қизиқки, баъзи ҳолларда икки хил рангдаги нурларнинг қўшилишидан оқ ёруғлик олиш мумкин. Бундай ранглар қўшимча ранглар деб аталади. Сариқ ва күк нурлар қўшимча рангларга мисол бўла олади. Таркибига камалакнинг ҳамма ранглари кирган икки рангдаги нурланишни қўшганда оқ ёруғлик ҳосил бўлиши равшан. Бинобарин, бундай ранглар доим қўшимча ранглар бўлади.

34.4- §. Жисмларнинг ранги. Мустақил ёруғлик манбаи бўлган жисмларнинг ранги унинг таркиби, тузилиши, ташқи шароитлар ва шу жисмда ўтадиган процесслар билан аниқланади.

Бундай жисмнинг ранги ундан тарқалаётган нурланишнинг таркибига боғлиқ бўлгани туфайли унинг спектри хусусиятларини ўрганиб, у ҳақда жуда кўп муҳим маълумотлар олиш мумкин. Иккиламчи ёруғлик манбаларининг ранги унга тушаётган нурларнинг таркибига ҳам боғлиқ.

Шаффоф жисмнинг ранги шу жисм орқали ўтаётган ёруғликнинг таркиби билан аниқланишини эслайлик. Турли хил шаффоф жисмларни оқ ёруғлик билан ёритиб, ўтаётган ёруғликларнинг баъзилари рангсиз, бошқалари эса рангли бўлишини пайқаш мумкин. Агар призма ёрдамида жисм орқали ўтадиган нурланиш спектрини олсак, унда рангсиз жисм спектрида камалакнинг ҳамма рангларидagi нурлар бўлади, бўялган жисмнинг спектрлари эса бир неча рангдаги кенг ёки ингичка бўялган полосалардан, баъзан эса деярли бир хил рангдаги бўялган полосалардан иборат бўлиб кўринади. Деярли бир хил рангдаги ингичка полоса бир хил рангдаги нурларни ўтказувчи рангли шишалар — ёруғлик филтрларида ҳосил бўлади. Бу ҳол кўпгина шаффоф жисмлар турли рангдаги нурланишларни бир хилда ютмаслигини билдиради. Масалан, қизил ёруғлик филтри қизилдан бошқа ҳамма рангдаги нурланишларни кучли ютади, сариқ ёруғлик филтри эса фақат қизил ва бинафша нурларни ютади.

Ҳар қайси шаффоф жисм ўзининг ютиш спектрига эга. Агар шаффоф модда барча рангдаги нурларни текис ютса, унда оқ

ёруғлик билан ёритилганда ўтувчи ёруғликда модда рангсиз бўлади, рангли ёруғлик билан ёритилганда эса модда ўзи ёритилаётган нурларнинг рангига эга бўлади. Барча рангдаги нурларни жисм кучли ютганда, у бизга қора бўлиб кўринади. Жисм танлаб ютиш қобилиятига эга бўлса, унда жисмни ўтказиб юборадиган нурлардан бири билан ёритганимизда, у ўша рангга бўялган бўлиб кўринади. Агар бу жисм у ютадиган нурлар билан ёритилса, унда жисм қора бўлиб қолади, яъни шаффоф бўлмай қолади.

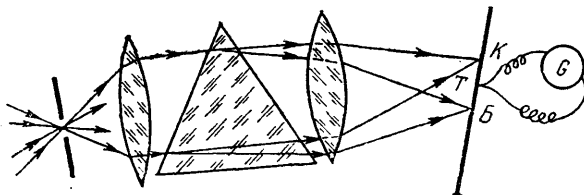
Қайтган ёруғликда ношаффоф жисмнинг ранги у қайтарган рангдаги нурларнинг қўшилишидан аниқланади. Агар жисм камалакнинг барча рангларидаги нурлари текис қайтарса, унда оқ ёруғлик билан ёритилганда у оқ бўлиб, рангли қилиб ёритилганда эса унга тушаётган нурларнинг рангига бўялган бўлиб кўринади.

Кўпгина ношаффоф жисмлар кўринадиган нурланишларнинг маълум қисмини кўпроқ ютади. Шунинг учун жисмлар оқ ёруғлик билан ёритилганида, улар бўялган бўлиб кўринади. Агар шу жисмлар улар ютадиган нурлар билан ёритилса, унда қайтган ёруғликда бу жисмлар қора бўлиб кўринади. Кўпинча жисм сиртининг бўялганлиги унинг рангини белгилайди. Маълум рангдаги нурларни қўшганда ҳосил бўладиган ранг ўша рангдаги бўёқларни қўшганда ҳосил бўладиган рангдан фарқ қилади. Сарик ва кўк нурларнинг қўшилиши оқ ёруғлик беришини, сарик ва кўк бўёқларнинг қўшилиши сиртни яшил рангда кўрсатишини (рангли расмга қ.) эслайлик. Бу ҳол сарик бўёқ фақат сарик ва яшил нурларни қайтариши, кўк бўёқ эса кўк ва яшил нурларни қайтариши билан тушунтирилади. Шундай қилиб, бу ҳар иккала бўёқ биргаликда фақат яшил нурларни қайтаради.

Уч хил (сарик кўк ва қирмизи) бўёқни қўшиб, сиртни исталган рангга бўяш мумкин. Шунинг учун рангли босма учун сарик, кўк ва қирмизи бўёқлар асосий бўёқ ҳисобланади.

Юқорида баён қилинганлардан, ўтувчи ва қайтган ёруғликда шаффоф жисмнинг ранги бутунлай бошқача бўлиши мумкинлиги келиб чиқади. Жисмларнинг ранги уларга тушаётган нурланишнинг таркибига кучли боғлиқ бўлгани учун бўялган нарсаларни, масалан, газмолни кундузги ёруғликда танлаш лозим.

34.5- §. Спектрнинг ультрабинафша ва инфрақизил қисмлари. Линзалар ёрдамида спектрнинг равшанлигини ошириш мумкин. 34.6- расмда чаптаги линза спектри текширилатган ёруғлик



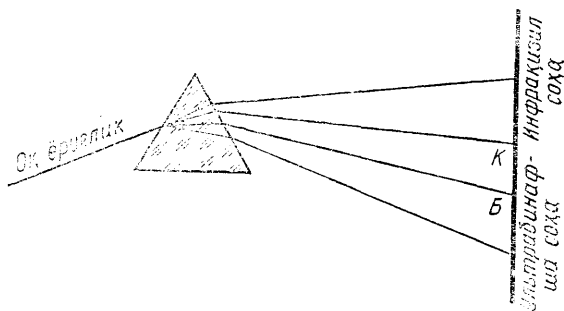
34.6- расм.

манбаидан келаётган нурларни тўплайди, ўнгдаги линза эса бир хил рангдаги нурларни экраннинг муайян нуқтасига тўплайди.

Қайси нурлар экранга кўпроқ энергия олиб келаётганини, қайси нурлар камроқ энергия олиб келаётганини аниқлаш учун қоракуя билан қопланган кавшарли термопара T дан фойдаланилади. Кавшар ўзига тушаётган нурланишни ютади ва исийди. Бунда ҳосил бўладиган ЭЮК гальванометр билан ўлчанади. Нурланиш қанчалик кўп энергия олиб келса, термопарада шунчалик катта ЭЮК ҳосил бўлади.

Оқ ёруғлик спектрини текшириш спектрнинг қизил қисмидан кейин термопара кавшарининг исиганини кўрсатди. Шиша четки қизил нурларни анча кучли ютади, шунинг учун спектрнинг узун тўлқинли қисмини текширганда қизил нурлар учун шаффоф бўлган тош туздан қилинган линзалар ва призмалар ишлатилади. Бу ҳолда термопаранинг кавшари, ҳатто у кўринадиган спектрнинг қизил қисмидан анча узоқда кўз ҳеч нарса кўрмайдиган жойда бўлганда ҳам, кучли қизийди. Бу оқ ёруғликнинг спектрида қизил нурлардан кейин кўринмайдиган нурлар борлигини билдиради. Бу нурларнинг тўлқин узунлиги қизил нурларникига қараганда каттароқ.

Спектрда қизил нурлардан кейин жойлашадиган кўринмайдиган нурлар инфракизил (лотинча «инфра» — остида) деб аталади. Улар иссиқлик таъсирига эга, шунинг учун уларни кўпинча иссиқлик нурлари деб ҳам аталади. Инфракизил нурлар қизил нурларга қараганда кучсизроқ синади (34.7-расм) ва 0,76 дан 1 мм гача тўлқин узунлигига эга.



34.7- расм.

Тажрибалар шиша спектрнинг қисқа тўлқинли қисмини ҳам кучли ютишини кўрсатди. Шунинг учун уни текшираётганда бундай нурланиш учун шаффоф бўлган кварц линзалар ва призмалар қўлланила бошланди. Бунда шу нарса аён бўлдики, қисқа тўлқинлар химиявий таъсирга эга, масалан, ёруғлик сезгир қоғозни қорайтирар экан. Бу қоғоз спектрнинг бинафша нурларининг четига, одам кўзи ҳеч нарсани кўрмайдиган жойга жойлаштирилганда ҳам қораяр экан. Спектрнинг бинафша қисмининг четига жойлашган, кўзга кўринмайдиган нурлар ультр а-

бинафша нурлар (лотинча «ультра»— ўта юқори) деб аталади. Бу нурлар бинафша нурларга қараганда кучлироқ синади (34.7- расмга қ.), уларнинг тўлқин узунликлари қисқароқ бўлади ва химиявий таъсирга эга. Ультрабинафша нурларнинг тўлқин узунликлари 0,4 дан 0,01 мкм гача бўлади.

34.6- §. Табиатда ультрабинафша ва инфрақизил нурларнинг роли. Уларнинг техникада қўлланилиши. Табиатдаги барча жисмлар инфрақизил нурлар чиқаради, чунки уларнинг пайдо бўлиши ҳар қандай моддада молекула ва атомларнинг тартибсиз ҳаракатланиши билан боғлиқ. Температура ортганда жисмнинг инфрақизил нурланиш энергияси тез ортади.

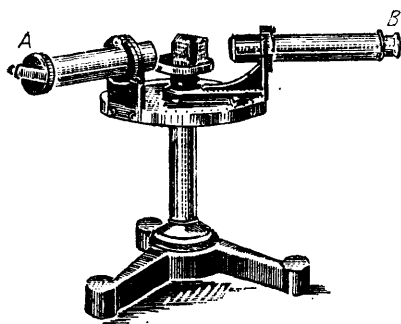
Турли хил температурага эга бўлган жисмлар бир-бирига яқин турган бўлса, у ҳолда уларнинг ҳар бири ўз нурланишини ҳосил қилади ва бир вақтда бошқа жисмларнинг нурланишини ютади. Температураси энг юқори бўлган жисм олиб кетилган нурланиш энергиясига қараганда камроқ энергия олади, шунинг учун бундай жисмнинг температураси пасаяди. Аксинча, температураси паст бўлган жисм нурланишни ютиб олиб кетилган хусусий нурланиш энергиясига қараганда кўпроқ энергия олади, шунинг учун у исийди. Шундай қилиб, табиатда ҳамма жисмлар ўртасида энергия алмашинуви рўй берадики, бу уларнинг температураларининг тенглашишига кўмаклашади.

Нурланиш ёрдамида Ер Қуёшдан энергия олади. Тажриба Қуёш нурланиши жуда кўп инфрақизил ва ультрабинафша нурлардан иборат эканлигини кўрсатди. Қуёш нурланиши энергияси ҳисобига Ер сиртининг турли нуқталари орасида температуралар фарқи ҳосил бўлади.

Ернинг инфрақизил нурланиши олам фазосига энергия олиб кетади, бу эса Ер сиртининг совишига олиб келади. Худди мана шунинг учун атмосфера шаффоф бўлган саҳроларда кундузи жуда иссиқ бўлишига қарамай, тунда совуқ бўлади. Агар булутлар бўлса, Ер сиртидан инфрақизил нурланишлар булутлардан қайтади ва олам фазосига бўлган энергия йўқотиш камаяди. Шунинг учун қишда булут қуюқ бўлганда Ер юзи анча иссиқ бўлади.

Қуёш нурланишидаги ультрабинафша нурларни атмосфера анча кучли ютади, шунинг учун Ер сиртида ультрабинафша нурлар нисбатан кўп бўлмайди. Баланд тоғларда қуёш нурланишида ультрабинафша нурлар анча кўп бўлади. Ультрабинафша нурлар бактерияларни ўлдиради, яъни яхши дезинфектор бўлади. Унча катта бўлмаган дозалари одамга фойдалидир, улар одам терисини қорайтиради.

Техникада инфрақизил нурлардан турли хил материалларни қуритишда, масалан, озиқ-овқат маҳсулотларини қуритишда, кўриниш ёмон бўлган ҳолларда сигнал беришда, қоронғида фотосурат олишда ва бошқа ҳолларда фойдаланилади. Ҳарбий ишда бу нарсалардан снаряд ва ракета­ларни мўлжалга аниқ йўналтиришда, душманининг ниқобланган объектларини пайқашда ва шунга ўхшашларда фойдаланилади. Фонда инфрақизил

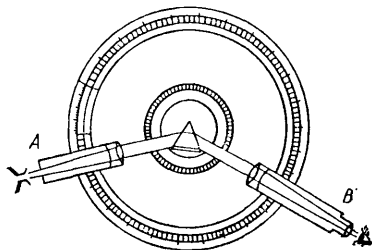


34.8- расм.

лик чиқара бошлайди. Бу ҳодиса кундузги ёруғлик лампаларида, шунингдек, кўпгина бошқа ҳолларда ишлатилади. Ультрабинафша нурлар атомнинг ташқи электрон қобиқлари тузилишини ўрганишда ишлатилади. Тиббиётда улар баъзи касалликларни даволашда ишлатилади.

34.7- §. Спектрлар олиш ва ўрганишда ишлатиладиган асбоблар. Спектрларни кузатишда спектроскоплардан фойдаланилади.

Энг кўп тарқалган призматик спектроскоп орасига уч ёқли призма жойлаштирилган иккита трубадан иборат (34.8- расм). Коллиматор деб аталувчи *A* трубада тор тирқиш бўлиб, унинг энини винтни бураш билан ростлаш мумкин. Тирқиш олдига спектри текширилиши лозим бўлган ёруғлик манбаи жойлаштирилади. Тирқиш коллиматор линзасининг фокал текислигига жойлаштирилади, шунинг учун ҳам коллиматордан ёруғлик нурлари параллел даста кўринишида чиқади. Ёруғлик нурлари призма орқали ўтиб *B* трубага йўналади (34.8, 34.9- расмларга қ.). *B* труба орқали спектр кузатилади. Агар спектроскоп ўлчашлар учун мўлжалланган бўлса, унда спектр тасвирига махсус қурилма ёрдамида шкаланинг бўлимларга ажратилган тасвири туширилади. Бу эса спектрдаги рангли чизиқли вазиятини аниқ белгилаш имконини беради.

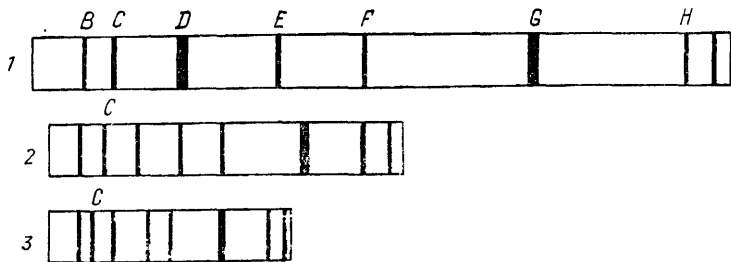


34.9- расм.

нурлар планеталар, масалан, Марс сирти турли қисмларининг температуралар фарқини, модда молекулалари ва шунга ўхшашларнинг тузилиш хусусиятларини аниқлашга имкон беради.

Ультрабинафша нурлар фототграфияда кўзга кўринмайдиган ёзувлар ёки ўчиб кетган текстларни аниқлашда ишлатилади, чунки кўпгина моддалар ультрабинафша нурлар ютганида кўзга кўринадиган ёруғлик

Дисперсияси катта бўлган модда, яъни кенг спектр берадиган модда призма учун материал бўлиб хизмат қилиши лозим. 34.10- расмда сув ёрдамида (3), оддий шиша (енгил крон) (2) ва таркибида қўрғошин (оғир флинт) бўлган шиша (1) ёрдамида олинган спектрлар кўрсатилган. Қора чизиқларнинг ҳосил бўлиши 34.12- § да тушунтирилган. Расмдан кў-



34.10- расм.

ринишича, кўринадиган спектр олиш учун энг қулай материал — оғир флинтдир.

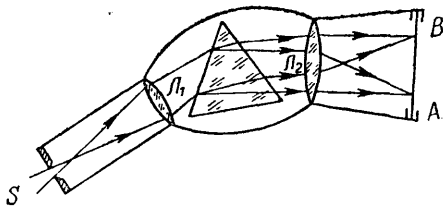
Спектрни текширишда кўпинча уни фотосуратини олиш, сўнгра микроскоп ёрдамида ўрганиш мақсадга мувофиқ бўлади. Спектрларни фотосуратга оладиган асбоб спектрограф деб аталади. Спектрографнинг схемаси 34.11- расмда кўрсатилган. L_2 линза ёрдамида нурланиш спектри AB хира шишага фокусланади. Фотосуратга олишда бу AB шиша фотопластинка билан алмаштирилади.

34.8- §. Спектрларнинг турлари. Ўз-ўзидан нурланувчи жисмлардан олинадиган спектрлар чиқариш спектрлари дейилади. Спектрларни бевосита кузатишлар ва фотосуратга олишлар шуни кўрсатадики, чиқариш спектрлари уч турда бўлар экан: туташ спектрлар, чизиқли спектрлар ва полосали спектрлар.

Туташ спектрлар (рангли расмга қаранг, *г*) шуълаланувчи қаттиқ ва суёқ жисмларни қиздириш натижасида олинади.

Чизиқли спектрлар (рангли расмга қаранг, *д*) бир-биридан қора оралиқлар билан ажралган турли рангдаги айрим-айрим ингичка чизиқлардан иборат. Кўпинча бундай спектрлар шуълаланувчи газ ёки буғлардан олинади. Газлардан электр ток ўтказиб, уларни шуълалантириш мумкин. Текшириляётган газ солинган шиша найчани спектроскоп тирқиши олдига жойлаштирилади ва газ орқали электр ток юбориб, уни шуълалантирилади, сўнгра газнинг чиқариш спектри текширилади.

Буғ ва газларни лампа алангасида қиздириб ҳам уларнинг чизиқли спектрларини олиш мумкин. Оддий шароитда қаттиқ ёки суёқ ҳолатда бўладиган моддаларнинг чизиқли спектрларини ҳам шундай йўл билан олиш мумкин. Бунинг учун қаттиқ моддалар зарраларини ёки суёқлик билан ҳўлланган асбестни газ лампа алангасига тутиш керак. Алангада буғланаётган моддалар чизиқли спектр



34.11- расм.

беради. Баъзан бундай моддаларни электр ёйга жойлаштирилади ва қизиган кўмир учларини диафрагма билан ёпиб, ёйнинг кучсиз туташ спектри фонида равшан чизиқлар кузатилади. Кўпинча шуълаланувчи спектрал чизиқларни эмиссион чизиқлар деб аталади.

Турли моддаларнинг чизиқли спектрларини ўрганиш шуни кўрсатдики, ҳар бир химиявий элемент ўзининг чизиқли спектрига эга бўлиб, бошқа элементларнинг спектрлари билан мос келмайди. Химиявий элементларнинг чизиқли спектрлари ўзининг шуълаланувчи чизиқларининг ранги, ҳолати ва сони билан бир-бирдан фарқ қилади. Ҳар қайси химиявий элемент учун характерли бўлган чизиқлар спектрнинг инфрақизил ва ультрабинафша соҳаларида ҳам бўлади. Чизиқли спектрларни биринчи бўлиб немис олимлари Г. Кирхгоф ва Р. Бунзен 1854—1859 йилларда текширган эдилар.

Чизиқли спектрлар химиявий элементларнинг молекулаларга бирикмаган алоҳида атомларининг нурланишидан ҳосил бўлади. Бу нурланиш атом ичида рўй бераётган жараёнлар билан боғлиқ. Чизиқли спектрларни текшириш турли химиявий элементлар атомларининг қобиқлари тузилишини ўргатишга имкон беради.

Йўл-йўл спектрлар қоронғи оралиқлар билан ажралган қатор ёруғ йўллардан ташкил топган бўлади (37.12-расм ва рангли



34.12- расм.

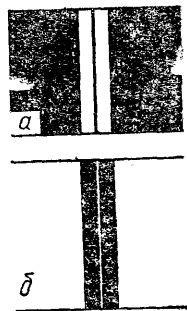
вклейкага қаранг, ж). Йўл-йўл спектрлар молекулаларнинг нурланишидан ҳосил бўлади. Ажрата олиш қобилияти катта бўлган спектроскоп орқали қараганимизда йўллар қатор чизиқларга ажралган бўлади.

34.9- §. Газларнинг ютилиш спектрлари. Кирхгоф тажрибала-ри. Шаффоф моддалар ўзларига тушаётган нурланишнинг бир қисмини ютиши ва оқ ёруғлик бундай моддалардан ўтганидан кейин олинган спектрда баъзи ранглар йўқолиши, яъни қора чизиқлар ёки ютилиш йўллари пайдо бўлиши тўғрисида юқорида гапирилган эди. Бундай спектрни ютилиш спектри деб аталади.

Чизиқли чиқариш спектрига эга бўлган бир атомли газларнинг ютилиш спектрларини ўрганиш катта қизиқиш уйғотади. Агар бундай газ орқали оқ ёруғлик ўтказилса, у қандай нурларни ютади?

Биринчи бўлиб бундай тадқиқотни 1854 йилда Г. Кирхгоф ўтказди. У газ горелкаси алангасига натрий буғи манбаи (кичкинагина тигелга солинган металл натрий) ёки ош тузи эритмаси

билан ҳўлланган асбестни киритди. Бунда горелка алангаси натрий буғи нурланишига мос келувчи сариқ тус олади, бу нурланиш спектрида эса бир-бирига яқин жойлашган иккита сариқ чизиқ ҳосил бўлди (34.13-а расм). Сўнгра горелка олдига ёй лампа шундай жойлаштирилдики, бунда ёйдан келаётган ёруғлик спектроскоп тирқишига горелка алангасидан ўтиб тушди. Ушбу ҳолда электр ёйдан чиқаётган оқ ёруғлик спектрида натрий буғи, спектрининг худди сариқ чизиқ турадиган ўрнида қора чизиқлар ҳосил бўлди (34.13-б расм).



34.13- расм.

Бу чизиқларнинг пайдо бўлиши натрий атомлари ўтаётган ҳамма нурларнинг ўзлари нурлантиришлари мумкин бўлганларининггина ютиши билан тушунтирилади. Газ атомларининг нурларни бундай танилаб ютиш сабаби 35.16- § да батафсил тушунтирилган. Натрий буғлари ёй ёруғлигидан сариқ нурларни ютиб, албатта, сариқ ёруғликни чиқаришда давом этади. Аммо ёйнинг температураси горелка алангасининг ҳароратига қараганда анча юқори бўлади ва ёй анча равшан спектр беради, бу спектр фонда натрий буғининг сариқ чизиқлари қорароқ бўлиб кўринади. Шундай қилиб, бундай спектрда сариқ ёруғлик ҳали ҳам бўлади: агар электр ёй ўчирилса, экранда қорароқ чизиқлар кўринган жойда натрий буғининг спектри аниқ кўринади.

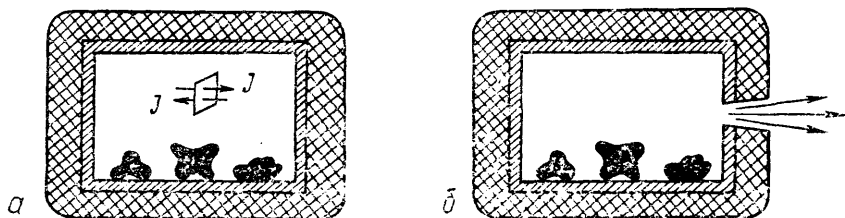
Спектрал чизиқларнинг бундай айланиш ҳодисаси бошқа кўпгина химиявий элементларнинг газ ва буғларининг чиқариш ва ютилиш спектрларида ҳам кузатилади ҳамда Кирхгоф қонуни билан ифодаланади (34.10- § га қ.); *ҳар қандай модда асосан ўзи чиқариши мумкин бўлган нурларни ютади.*

34.10- §. Кирхгофнинг иссиқлик нурланиш қонуни. Қиздирилган ҳар қандай жисм — қаттиқ, суюқ, газсимон жисмлар нурланиш чиқаради. Бу нурланиш жисм зарраларининг хаотик иссиқлик ҳаракатида атом ва молекулаларнинг уйғониш ҳисобига ҳосил бўлади, яъни бу нурланишнинг энергияси жисмнинг ички энергияси ҳисобига ҳосил бўлади. Жисмнинг ҳарорати билан боғлиқ бўлган нурланиш **и с с и қ л и к н у р л а н и ш и** деб аталади.

Турли жисмларнинг иссиқлик нурланиш хоссалари уларнинг ҳарорати билан аниқланади ва жисмларнинг табиатига боғлиқ бўлади. Турли жисмлар айни бир ҳароратнинг ўзида турлича нурланиш чиқаради. Масалан, газ горелкаси алангасига қўйилган металл стержень кварц стерженга қараганда равшанроқ шуълаланади, горелка алангасининг ўзи эса жуда кучсиз шуълаланади. Жисмнинг берилган ҳароратдаги иссиқлик нурланиши унинг нурлантириш қобилияти билан аниқланади (*уни е ҳарфи билан белгиланади*). *Жисмнинг нурлантириш қобилияти жисм сиртининг бирлик юзидан вақт бирлигида чиқаётган нурланиш энергияси билан ўлчанади.*

Ҳамма жисм ўзига тушаётган нурланишни ютиш қобилиятига эга. Нурланиш энергияси ютиш вақтида жисмнинг ички энергиясига айланади. Тажрибадан маълумки, баъзи жисмлар нурланишни кучли ютади, баъзилари эса кучсизроқ ютади. Шунинг учун ҳар қандай жисм ютиш қобилияти билан характерланади (уни a ҳарфи билан белгиланади). Ютиш қобилияти жисм ўзига тушаётган нурланишнинг қандай улушини ютишини кўрсатади. Ютиш қобилияти жисмнинг табиатига, сиртининг ҳолатига, шунингдек, нурланишнинг тўлқин узунлигига боғлиқ. Агар жисм ўзига тушаётган ҳамма нурланишни бутунлай ютса, бундай жисм абсолют қора жисм деб аталишини эслатиб ўтайлик. Абсолют қора жисмнинг ютиш қобилияти $a=1$ га тенг, бошқа жисмларники эса $a<1$; идеал кўзгуда $a=0$. Спектрнинг кўринадиган қисми учун қоракуч — абсолют қора жисмга яқинроқ.

Жисмнинг ютиш ва нурлантириш қобилиятлари орасидаги боғланишни топамиз. Ташқаридан яхшилаб иссиқликдан изоляцияланган бирорта берк бўшлиқ ичига қиздирилган турли хил жисмлар жойлашган бўлиб (34.14-а расм), улар нурланиш воситасида энергияларини бир-бирига бериши мумкин.



34.14- расм.

Агар бу системадаги жисмларнинг дастлабки ҳароратлари турлича бўлса, унда кучлироқ қизиган жисмлар ютишга қараганда кўпроқ энергия нурлантиради, натижада совийди, камроқ қизиган жисмлар эса қизийди. Бирор вақтдан кейин барча жисмлар ва идиш деворларининг ҳарорати бир хил бўлиб қолади ва системада жисмлар ҳамда нурланиш ўртасида термодинамик мувозанат вужудга келадики, бунда ҳар қайси жисм, шу жумладан идиш деворлари қанча энергия ютса, шунча энергия чиқаради. Идиш ичидаги фазо берк ҳажмдаги газ молекулалари сингари ҳамма йўналишлари хаотик ҳаракатланадиган турли узунликдаги ва интенсивликдаги электромагнит тўлқинлар билан бир текисда тўла бошлайди. Системада энергиянинг ҳеч қандай йўналтирилган кўчиши кузатилмайди, ҳамма йўналишлар тенг қийматли бўлиб қолади ва идиш ичида ихтиёрий 1 м^2 юзга (34.14-а расмга қ.) 1 с ичида бир хил J нурланиш тушади, шу билан бирга шундай нурланиш энергияси шу юзнинг орқа томонига ҳам тушади.

Бу J энергия l с ичида системадаги исталган жисмнинг l м² сиртига ҳам тушади. Ҳар қайси жисм бу энергиянинг ютиш қобилияти: $a_1 J$, $a_2 J$ ва ҳоказолар билан аниқланадиган қисмини ютади. Мувозанат вақтида ҳар қайси жисм l м² сиртидан қанча энергия нурлантирса, шунча энергияни ютади ҳам. Агар жисмларнинг нурлантириш қобилиятини, e_1 , e_2 ва ҳоказолар билан белгиласак, унда $e_1 = a_1 J$, $e_2 = a_2 J$ ва ҳоказо.

Бундан

$$\frac{e_1}{a_1} = \frac{e_2}{a_2} = \dots = J.$$

Бу жисмлардан бирини абсолют қора деб фараз қилайлик. Унда бу жисм учун $e_k/a_k = J$ ва $e_k = J$, чунки $a_k = 1$. Шунинг учун

$$\frac{e_1}{a_1} = \frac{e_2}{a_2} = \dots = e_k. \quad (34.1)$$

Бу муҳим муносабат Кирхгофнинг иссиқлик нурланиш қонунини ифодалайди. Кирхгоф бу қонунни 1860 йили назарий йўл билан келтириб чиқарган эди: *ҳар қандай жисмнинг нурлантириш ва ютиш қобилиятларининг нисбати берилган ҳароратда жисмнинг табиатига боғлиқ бўлмайди ва у абсолют қора жисмнинг нурлантириш қобилиятига тенг.*

Шундай қилиб, жисмнинг ютиш қобилияти қанчалик катта бўлса, унинг нурлантириш қобилияти ҳам шунчалик катта бўлади. *Берилган ҳароратда абсолют қора жисмнинг нурлантириш қобилияти энг катта бўлади.* Шунинг учун бир хил юқори ҳароратда қора жисм бошқа жисмларга қараганда равшанроқ шуълланади.

Юқорида баён қилинганлардан яна қуйидаги муҳим хулоса келиб чиқади: *мувозанат нурланишида ҳар қандай жисм сиртининг бирлик юзлари вақт бирлиги ичида қанча энергия нурланса, абсолют қора жисмдан ҳам ўшанча энергия нурланади.* Ҳақиқатан ҳам, жисмга тушаётган нурланиш энергияси J нинг aJ га тенг қисми ютилади, қолган $(1-a) J$ қисми қайтади ва унга жисм нурлантираётган e энергия қўшилади (бу энергия ютилган aJ энергияга тенг).

$$(1 - a) J + e = (1 - a) J + aJ = J = e_k.$$

Демак, абсолют қора жисмдан қандай нурланиш чиқса, бўшлиқ ичида ҳамма жойдан худди шундай нурланиши чиқади. Шунинг учун, агар бўшлиқда етарлича кичкина тирқиш қилинса (бунда иссиқлик мувозанати сезиларли даражада бузилмаслиги лозим), унда бу тирқиш ҳам абсолют қора жисм каби нурланади (34.14-б расм). Шундай қилиб, *бир текис қиздирилган бўшлиқдаги тирқиш абсолют қора жисмнинг яхши модели бўлиб хизмат қилади.* Бундай тирқиш ташқаридан тушаётган нурланишни бутунлай ютишини тушуниш қийин эмас: ёруғлик нури тирқиш

орқали ўтиб бўшлиқ ичида кўп марта қайтади ва ниҳоят бутунлай ютилади (ҳақиқатан ҳам бирор ёпиқ қутидаги кичкина тирқиш ҳатто қоракуядан ҳам қорароқ бўлиб туюлади).

Ёпиқ печдаги жисмларнинг нурланиши мувозанат нурланишга яқин. Шунинг учун, агар печга кичкина тирқиш орқали қарасак, масалан, графит металл, кварцдан қилинган турли жисмлар печка ичида деярли фарқ қилмай бир хил равшанликда шуълаланиб кўринади. Агар бу жисмларни печка ичидан чиқариб олсак, унда уларнинг нурланиши бир хил бўлмайди ва жисмларнинг шуълаланиши уларнинг нурлантириш қобилияти билан аниқланади. Дастлабки моментда ҳарорат бир хил бўлишига қарамай, графитдан қилинган деталь бошқа деталларга қараганда равшанроқ шуълаланиб туради.

Равшанки, ютиш қобилияти анча юқори бўлган жисмлар нурланишдан тезроқ қизийди, шу билан бирга тезроқ совийди ҳам, чунки нурланишни кучсизроқ ютадиган жисмларга қараганда бу жисмлар кўпроқ нурланиш ҳосил қилади. (Термос колбасининг сирти нима учун кўзгусимон қилинишини тушунтириб беринг.)

Кирхгоф қонуни барча узунликлардаги нурланишларнинг йинди энергияси учунгина бажарилиб қолмай, балки ҳар қандай диапазондаги тўлқин узунликлар учун ҳам бажарилади. Ҳақиқатан ҳам ёпиқ бўшлиқ (34.14-а расм) фақат маълум тўлқин узунликлар диапазонидаги нурланишларни ўтказувчи жуда кўп светофильтр билан ўралган деб фараз қилиб, Кирхгоф қонунини келтириб чиқаришда юритилган барча фикр-мулоҳазаларни такрорлаш мумкин. Натижада мана шу диапазондаги тўлқин узунликларда жисмларнинг нурлантириш ва ютиш қобилиятлари (e_λ ва a_λ) учун ҳам худди (37.1) даги каби ифодани оламиз.

$$\frac{e_{\lambda_1}}{a_{\lambda_1}} = \frac{e_{\lambda_2}}{a_{\lambda_2}} = \dots = e_{\lambda_k}. \quad (34.1a)$$

Шундай қилиб, агар бирор жисм спектрнинг бирор қисмидаги нурланишни кучли ютса, унда бу жисм спектрнинг мана шу қисмидаги нурлантиришини чиқаради. Шунинг учун Кирхгоф қонуни яна қуйидагича ифодаланади: *ҳар қандай жисм ўзи чиқариши мумкин бўлган нурларни кўпроқ ютади (34.9-§ га қ.) ва ютиш ҳамда чиқариш спектрларида тегишли чизиқларнинг вазияти мос тушади.*

34.11-§. Стефан — Больцман, Вин, Планкнинг иссиқлик нурланиш қонунлари. Абсолют қора жисмдан стандарт нурлантиригич сифатида фойдаланиш қулай (амалда қора платина ёки бир текис қиздирилган ичи ҳавол жисмдаги тешикдан фойдаланилади), чунки бу абсолют қора жисмнинг нурланиш қобилияти фақат ўзининг ҳарорати билан аниқланади. Бу боғланиш **С т е ф а н — Б о л ь ц м а н** қонунини ифодаланган: *абсолют қора жисмнинг нурланиш қобилияти унинг ҳароратининг тўртинчи даражасига тўғри пропорционал:*

$$e_k = \sigma T^4, \quad (34.2)$$

бунда $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}^4}$ — Стефан — Больцман доимийси.

Нурланиш энергияси тўлқин узунлигига қараб қандай тақсимланишини на термодинамик методлар ёрдамида ва нурланишнинг тўлқин назарияси ёрдамида аниқлаб бўлмайди. Тўлқин назариясига кўра қиздирилган жисмнинг турли частоталарга мос нурланиш энергияси частота ортиши билан ортиши лозим. Демак, чўғланма лампанинг нурланишида ультрабинафша нурлар жуда кўп бўлиши керак.

Аммо тажрибалар шуни кўрсатдики, частота ортиши билан нурланиш энергияси дастлаб ҳақиқатан ҳам ортади, лекин максимумдан ўтгандан кейин камаё бошлайди, юқори частоталарда эса нолга интилади. 1900 йилда М. Планк назария билан тажриба ўртасидаги бундай кескин қарама-қаршиликни йўқотди. У нурланишнинг квант табиати тўғрисидаги тасаввурни киритди. Планк модданинг энергия нурлантириши узлуксиз бўлмай, балки нурланиш частотасига пропорционал бўлган маълум порциялар (квантлар) кўринишида нурлантиради деб фараз қилди. Квантларнинг энергия катталиги қуйидаги Планк формуласи билан аниқланади: $\epsilon = h\nu$ (28.3-§ га қ.), бунда ν — тебранишлар частотаси h — Планк доимийси. Тебранишлар частотаси қанчалик катта бўлса, нурланаётган энергия кванти ҳам шунчалик кўп бўлади.

Паст ҳароратларда жисм зарраларининг иссиқлик ҳаракати энергияси катта энергияли квантлар ҳосил қилиш учун етарли бўлмайди. Жисмнинг ҳарорати қанчалик юқори бўлса, бу жисмнинг нурланишида катта энергияли квантларнинг пайдо бўлиш эҳтимлиги ҳам шунчалик катта, нурланиш шунчалик интенсив ва турли-туман бўлади ва нурланиш спектри юқори частотали (қисқа тўлқинлар) томонга шунчалик узоқроқ тарқалади.

Абсолют қора жисм нурланиш энергиясининг тўлқин узунликларга қараб тақсимланиши 34.15-расмда кўрсатилган. Бу тақсимланиш бир неча ҳароратлар учун олинган. Бунинг Планк олган, шунинг учун ҳам Планк эгри чизиклари деб аталади. Расмдан кўринишича, нурланаётган жисмнинг ҳарорати қанчалик юқори бўлса, энг катта нурланиш энергиясига тўғри келган тўлқин узунлик шунчалик кичик бўлади. Бу боғланиш 1893 йилда В. Вин томонидан аниқланган эди ва Вин қонуни деб юритилади: *абсолют қора жисм спектрида максимум нурланишга тўғри келадиган тўлқин узунлигини унинг абсолют ҳароратига кўпайтмаси доимий катталиқдир:*

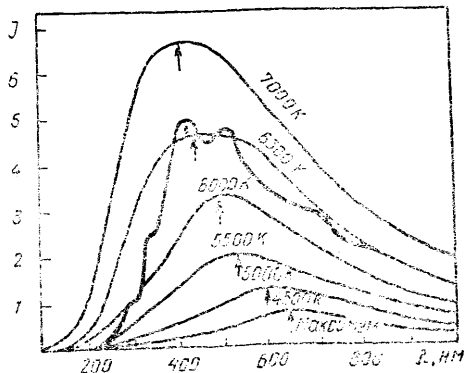
$$\lambda_{\text{макс}} T = b, \quad (34.3)$$

бунда $b = 0,002892 \text{ м} \cdot \text{К}$ — Вин доимийси.

Бирор реал жисмнинг иссиқлик нурланиш энергиясининг спектрал тақсимоти ўшандай ҳароратдаги қора жисмнинг нурланиши учун кўрсатилган спектрал тақсимотидан сезиларли даражада фарқ қилади. Лекин барибир бирдай характерга эга бўлади.

Жисмнинг нурланиш спектрида қандай тўлқин узунликка энг кўп энергия тўғри келишини тажриба ёрдамида белгилаб, унинг ҳароратини аниқлаш мумкин. Шундай йўл билан эриган металлнинг, чўғланма лампа толасининг ва бошқаларнинг ҳароратини аниқлаш мумкин. Нурланиш манбаи ҳароратни аниқлашнинг бундай усули оптик пирометрия деб аталади.

Планкнинг иссиқлик нурланиш назарияси тажриба маълумотлари билан яхши мос келади, жумладан, Стефан — Больцман ва Вин қонуни билан Планк қонунининг натижаси си-



34.15-расм.

фатида олинади. Бу нурланишнинг квант табиатли эканининг биринчи исботи бўлиб хизмат қилди.

34.12- §. Қуёш ва юлдузлар спектрлари. Уларнинг ҳарорат билан боғланиши. Кирхгоф қонуни қуёш нурланиши спектрида қора чизиқларнинг пайдо бўлиш сабабларини тушунтириш имконини берди (рангли вклейкадаги e га қ.). Спектр олишда дифракцион панжарани биринчи бўлиб қўллаган И. Фраунгофер 1817 йилда бу қора чизиқларни пайқаган ва тавсифлаган эди.

Фраунгофер чизиқлари деб номланган қора чизиқлар қуёш нурланиши спектрида қатъий аниқ вазиятни эгаллайди. Улардан энг сезиларлироқлари A, B, C, D ва ҳ. к. латин ҳарфлари билан белгиланган эди (34.10- расмга қ.) Фраунгофер чизиқлари фотосферанинг ички қатламларига қараганда анча совуқроқ бўлган ташқи қатламларининг буғ ва газларининг ютилиш чизиқларидан иборат экан (Кирхгоф тажрибаси билан таққосланг). Масалан D чизиқ натрий буғининг сариқ чизигидан, C ва F чизиқлар эса водороднинг ютилиш чизиқларидан ва ҳ. к. лардан иборат. Шунга ўхшаш ютилиш чизиқлари юлдузлар спектрида ҳам пайқаган.

Юқорида айтиб ўтилганидек, амалда Қуёшнинг барча кўринадиган нурланишларини фотосфера чиқаради. Ичкарироқ қатламларнинг нурланиши ютилади ва ташқарига чиқмайди. Атмосферанинг ташқи қатламлари (хромосфера ва тож) фотосферага қараганда иссиқроқ бўлишига қарамай, улар жуда сийраклашган ва шунинг учун Қуёшнинг кўринадиган нурланишига сезиларли таъсир кўрсатмайди (хромосферанинг равшанлиги фотосферанинг равшанлигига қараганда юз марта, тожнинг равшанлиги эса миллион марта кичик).

Фотосфера нурланишининг асосий қисмини унинг ички, анча иссиқроқ қатламлари чиқаради. Бу қатламлар атроф-муҳитдан ташқи қатламлар билан анча яхши иссиқлик изоляциясига эга, шунинг учун уларнинг нурланиши мувозанатли нурланишга яқин. Бинобарин, Қуёш тахминан абсолют қора жисм каби нурланиши керак.

34.15- расмда бир неча ҳарорат учун Планк эгри чизиқлари ва Қуёш спектрида энергиянинг реал тақсимланиши кўрсатилган; расмдан кўринишича, у ҳарорати 6000—6500 К бўлган абсолют қора жисмнинг нурланишига мос келади. Қуёш нурланиши спектрнинг кўк яшил қисмида, 430—500 нм тўлқин узунлик интервалида энг катта интенсивликка эришади.

Демак, иссиқлик нурланиши қонунларидан Қуёш ва бошқа юлдузларнинг ҳароратини баҳолашда фойдаланиш мумкин. Уларнинг ҳароратини Стефан-Больцман қонуни ёрдамида аниқлаш мумкин. Бунинг учун нурланаётган сиртнинг ўлчамлари ва тўлқин нурланиш энергияси маълум бўлиши лозим. Шунингдек, юлдуз спектрида энергиянинг тақсимланишига яқинроқ бўлган Планк эгри чизигини танлаш ёки Вин қонуни ёрдамида максимум нурланишга мос келган тўлқин узунли-

гига қараб ҳароратини баҳолаш мумкин. Қуёш фотосферасининг турли усуллар билан аниқланган ҳарорати 6000 К га яқин.

Юлдузларнинг ҳарорати ҳар хил. Буни тунги осмонга қараб оқ, сариқ, ҳаво ранг, қизил юлдузларнинг рангига қараб ҳам пайқаш мумкин. Равшанки, уларнинг орасида энг иссиқ юлдузлар ҳаво ранг юлдузлар (уларнинг ҳарорати 30000 К дан юқори), энг совуқ юлдузлар қизил юлдузлар (3000 К га яқин). Қуёш сариқ юлдузлар туркумига киради. Оддий (қуролланмаган) кўз билан энг равшан юлдузларнинг рангинигина фарқ қилиш мумкин.

Юлдузлар спектрларини ўрганишда уларнинг ҳароратлари фарқ турли химиявий элементлар ҳамда бирикмаларнинг интенсивлик чизиқлари сониди ҳам намоён бўлади. Масалан, жуда иссиқ юлдузлар спектрларида гелий, азот нурланишларнинг чизиқлари, жуда совуқ юлдузлар спектрларида эса турли молекуляр бирикмаларнинг кучли ютилиш полосалари ажралиб туради.

Қуёш спектр узун тўлқинли ва қисқа тўлқинли соҳаларга ёйилади. Қисқа тўлқинли соҳада узлуксиз спектрнинг интенсивлиги тез пасаяди ва қора фраунгофер чизиқлари эмиссион чизиқларга алмашинади. Бу чизиқлар бир неча минглаб бўлади.

Ҳарорати 6000 К га яқин бўлган абсолют қора жисм спектрининг интенсивлигига қараганда Қуёш спектрининг интенсивлиги узун тўлқинли соҳада секинроқ пасаяди. Радио тўлқинлар соҳасида Қуёш худди 10^6 К гача қиздирилган қора жисм каби нурланади. Кўринадиган нурланишдан фарқли ўлароқ, Қуёш радионурланиши ўз интенсивлигини кучли ўзгартиради. Масалан, чақнаш вақтида радионурланишнинг шовиллаши бирор частотада радионурланиш кувватининг кучли ошиши (баъзан миллион марта) кузатилади.

34.13-§. Спектрал анализ. Ҳар қайси химиявий элементнинг ўзининг характерли нурланиш спектри бор, шунинг учун бирор модда буғининг чизиқли спектрига қараб унинг таркибига қандай химиявий элементлар кирганини аниқлаш мумкин. Модданинг химиявий таркибини аниқлашнинг бундай методи сифатий спектрал анализ деб аталади.

Спектрал анализдан фанда ва техникада кенг фойдаланилади. Бу усул турли химиявий бирикмаларнинг таркибини аниқлашнинг энг тез ва содда усулларидан биридир. Бу анализ жуда юқори сезгирликка эга бўлиб, жуда кам миқдор химиявий элементларнинг ҳам борлигини пайқаш имконини беради, шу билан бирга спектрал анализ ўтказиш учун зарур бўлган текширилаётган модданинг миқдори ҳам унча кўп бўлмайди (кўпинча 10^{-8} — 10^{-9} г етарли бўлади).

Спектрал анализ ихтиёрий узоқ масофада бўлган буғ ва газлар таркибини аниқлаш имконини беради, бунда улардан келаётган нурлар спектрал асбобга тушса бас. Шунинг учун

бу методдан астрономияда Қуёш ва юлдузларнинг химиявий таркибини, уларнинг ҳароратини, фазода ҳаракатланишини ва ҳоказоларни аниқлашда кенг фойдаланилади.

Спектрал анализнинг биринчи ажойиб ютуғи янги химиявий элементларнинг кашф қилиниши бўлди. Спектрал анализнинг асосчилари Р. Бунзен ва Г. Кирхгоф шу метод ёрдамида янги ишқорий металллар — рубидий ва цезийни кашф қилдилар. Кейинчалик бошқа баъзи металллар, масалан, индий ва таллий кашф қилинди. Гелийнинг кашф қилиниш тарихи жуда қизиқ. Дастлаб гелий 1868 йилда Қуёш протуберанцида унинг спектрини анализ қилганда топилган эди, бу элементнинг гелий деб аталиши ҳам ана шундан келиб чиққан (грекча «гелиос» — Қуёш) Гелий чизиқлари 1881 йилда Везувий гази спектрида, сўнгра баъзи минералларда ва жуда кам миқдорда Ер атмосферасида пайқаган эди. 1905 йилдагина унча кўп бўлмаган миқдорда гелий олинди.

Кирхгоф қонунига кўра газ ва буғларнинг спектрал анализини ютилиш спектрига қараб ҳам ўтказиш мумкин. Масалан, Қуёш спектрида фраунгофер чизиқлари вазиятини текшириш натижасида Қуёш ҳам Ерда бор элементлардан таркиб топганлиги аниқланди.

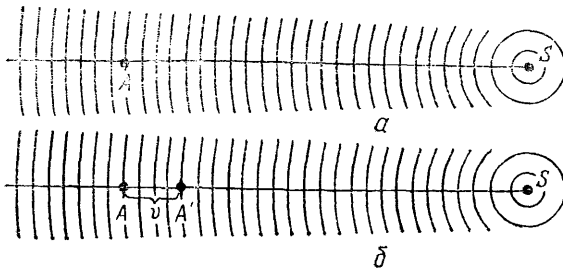
Спектрал анализ ўтказишда махсус жадваллар ёки спектрал чизиқлар атласларидан фойдаланилади.

Бу жадваллар ёки атласларда ҳар қайси химиявий элемент ёки уларга мос келган тўлқин узунликлар спектр чизиқларининг аниқ жойлашиши келтирилади. Баъзи ҳолларда текширилаётган материалнинг спектрларини химиявий элементлари маълум бўлган эталон спектр намунасига таққослаш йўли билан ҳам спектрал анализ ўтказилади.

Ҳозирги вақтда миқдорий спектрал анализ методни ишлаб чиқилган. Бу метод химиявий элементнинг нурланиш чизиқларининг интенсивлигига қараб текширилаётган намунада шу элементнинг процент ифодасини топишга имкон беради.

Спектрал анализнинг асосий афзалликлари сезгирлигининг юқорилиги, анализ ўтказишнинг соддалиги ва тез бўлиши, ундан металлургия ва машинасозликда, химия ва геологияда, медицина ва биологияда, шунигдек, фан ва техниканинг бошқа кўпгина соҳаларида фойдаланишда жуда ҳам қулайликлар яратади.

34.14- §. Доплер принципи ҳақида тушунча. 1842 йилда австриялик физик Доплер тебранишлар манбаининг кузатувчи томон ҳаракатланиши у қабул қиладиган тебранишлар частотасининг ортишига, манбаининг узоқлашиши эса частотанинг камайишига олиб келишини аниқлайди. **Д о п л е р э ф ф е к т и** деб аталадиган бу ҳодисани сигнал бераётган поезд ёки автомобиль ёнимиздан ўтиб кетаётганда кузатиш мумкин. Поезд бизга яқинлашиб келаётганда юқори тонли гудок товушини



34.16- расм.

эшитамиз, узоқлашиб бораётганда эса қўзғалмас товуш манбаига қараганда пастроқ тонли гудок товушини эшитамиз.

Кузатувчи билан тўлқинлар манбаи бир-бирига яқинлашаётганда

ёки бир-биридан узоқлашаётганда кузатувчи қайд қиладиган тўлқинда тебранишлар частотасининг ўзгариши Доплер эффекти дейилади.

Доплер эффекти ҳар қандай тўлқинлар, шу билан бирга электромагнит тўлқинлар учун ҳам характерлидир.

S манба $\nu_0 = c/\lambda_0$ частота билан вакуумда электромагнит тўлқинлар тарқатаётган бўлсин. c — ёруғлик тезлиги, λ_0 — тўлқин узунлиги, S манбадан тарқалаётган тўлқинлар бир секундда c га тенг масофа ўтади ва бирор A нуқта орқали (34.16-*a* расм) бир секундда c/λ_0 тўлқинлар ўтади. Шунинг учун шу нуқтада турган қўзғалмас кузатувчи $\nu = c/\lambda_0 = \nu_0$ частотали тўлқинларни қабул қилади.

Энди кузатувчи манба томон v тезлик билан ҳаракатланмоқда дейлик. Унда бу кузатувчи бир секунд ичида манбага AA' масофага яқинлашиб қолади, у сон жиҳатдан v га тенг (34.16-*b* расм). Шу 1 с ичида кузатувчининг ёнидан u қўзғалмай турганидагига қараганда v/λ_0 га кўп бўлган тўлқин ўтади. Шунинг учун кузатувчи қабул қилаётган (қайд қилаётган) ν_k тўлқинлар частотаси ν_0 га қараганда u/λ_0 га кўп бўлади:

$$\nu_k - \nu_0 = \Delta \nu = \frac{v}{\lambda_0}. \quad (34.4)$$

Агар кузатувчи манбадан v тезлик билан узоқлашаётган бўлса, унда u қайд қилаётган ν_k частота ν_0 га қараганда v/λ_0 га, [кам бўлишини] [тушуниш қийин эмас. Бунда

$$\nu_0 - \nu_k = \Delta \nu = \frac{v}{\lambda_0}. \quad (34.5)$$

$\lambda_0 = c/\nu_0$ бўлгани туфайли $\Delta \nu = \nu_0 \frac{v}{\lambda_0}$ ёки

$$\frac{\Delta \nu}{\nu_0} = \frac{v}{c}. \quad (34.6)$$

Атрофдаги муҳитда муайян тебранишлар частотасига муайян тўлқин узунлик тўғри келади, шунинг учун Доплер эффектини кузатувчи қайд қилаётган тўлқин узунлигининг ўзгариш натижаси каби қараш мумкин. $\nu_k = c/\lambda_k$ ва $\nu_0 = c/\lambda_0$ ифодалардан фойдаланиб, (34.4) ёки (34.5) дан қуйидагини олиш мумкин.

$$v \ll c \text{ да } \Delta \lambda \ll \lambda_k \text{ ва } \Delta \lambda/\lambda_k \approx \Delta \lambda/\lambda_0;$$

у ҳолда

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda_0} = \frac{v}{c}. \quad (34.7)$$

Агар кузатувчи манбага яқинлашаётган бўлса (у тўлқинларга қарши ҳаракатланиб, бу тўлқинларни худди сиқилгандек қайд қилади), бунда λ_k тўлқин узунлиги λ_0 га қараганда $\Delta \lambda$ кичик бўлади, агар кузатувчи манбадан узоқлашаётган бўлса (унда кузатувчи тўлқинларни бир оз чўзиқроқ қайд қилади), бунда λ_k тўлқин узунлиги λ_0 га қараганда $\Delta \lambda$ га катта бўлади. Кузатувчи қайд қилаётган тўлқин узунлигининг (ёки $\Delta \nu$ частотанинг) ўзгариш катталигига қараб тўлқинлар манбаи ва кузатувчи бир-бирига қандай тезлик билан яқинлашаётганини ёки бир-биридан узоқлашаётганини аниқлаш мумкин.

Шуни айтиб ўтиш лозимки, (34.4) — (34.7) формулалар ҳаракатланиш тезлиги v ёруғлик тезлиги c дан анча кичик ҳоллардагина ўриналиди. Доплер силжишлари учун қатъий формулаларни келтириб чиқариш нисбийлик назариясини татиқ этишни талаб қилади (36-бобга қ.).

Турли юлдузларнинг спектрлари текширилганда юлдузлар Қуёш системасига нисбатан ҳаракатланиши қайд қилинган эди, чунки уларнинг спектрларида маълум элементларнинг спектрал чизиқлари лабораториядаги (қўзғалмас) нурланиш манбаи спектридаги чизиқларнинг вазиятига қараганда силжиган бўлади. Спектрал чизиқларнинг Доплер силжишларига қараб юлдузларнинг яқинлашиш ёки узоқлашиш тезликларини аниқланади.

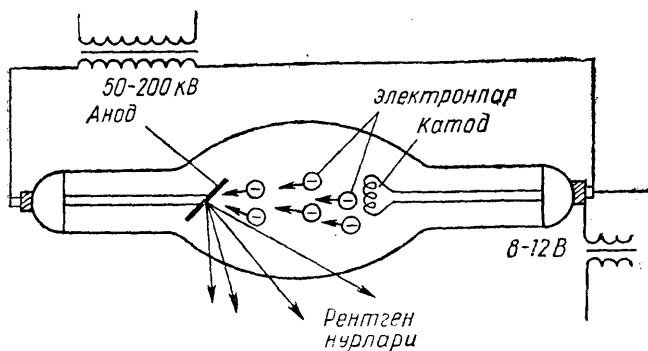
Узоқ юлдуз системалари — галактикаларнинг спектрлари олинганда чизиқларнинг узун тўлқинлар томонга (спектрнинг қизил қисми томонга) силжиган (кўчгани) пайқалган эди. Бу силжиш «қизил силжиш» деб ном олди. Галактика қанчалик узоқда бўлса, «қизил силжиши» ҳам ва галактиканинг унга мос келган узоқлашиш тезлиги ҳам катта бўлади. Бу галактикаларнинг бир-биридан узоқлашаётгани тўғрисида фарқ қилишга имкон берди.

34.15- §. Рентген нурлари ва уларнинг амалий татиқи. 1895 йилда немис физиги В. Рентген ичида катод нурлари ҳосил бўладиган трубкадан шиша, ҳаво, шунингдек, оддий ёруғлик учун шаффоф бўлмаган жуда кўп жисмлар орқали паррон ўтиб кетадиган номаълум нурлар ҳам чиқишини пайқайди. Кейинчалик бу нурлар Рентген нурлари деб аталди.

Рентген нурлари кўпга кўринмайдиган бўлиб, кўпгина моддаларни шуълалантиради ва фотосезгир материалларга кучли таъсир қилади. Шунинг учун уларни текширишда Рентген нурлари таъсир қилганда шуълаланадиган махсус экранлардан фойдаланилади.

Рентген нурлари тез учиб бораётган электронларни тормозлашда ҳосил бўлади. Электр токи электронлар ҳаракатидан иборат бўлгани учун учиб бораётган электронлар атрофида электр майдон мавжуд. Электрон тўсиққа урилиши momentiда кескин тормозланганда электроннинг магнит майдони тез ўзгаради ва фазога электромагнит тўлқинлар тарқалади. Электроннинг тўсиққа урилгунга қадар тезлиги қанчалик катта бўлса, бу тўлқиннинг узунлиги шунчалик қисқа бўлади.

Рентген нурлари махсус икки электродли лампалар ёрдамида олинади (34.17-расм). Бу лампаларга 50—200 кВ тартибда юқори кучланиш берилади. Рентген трубкасининг қизи-



34.17- расм.

ган катода чиқараётган электронлар анод ва катод орасидаги фазода кучли электр майдон билан тезлаштирилади ва катта тезлик билан анодга урилади. Бунда рентген нурлари анод сиртидан чиқади, у нурлар трубка шишасидан паррон ўтиб ташқарига чиқади.

Анодни бомбардимон қилаётган электронлар ҳар хил тезликка эга бўлгани учун уларнинг тормозланишида турли тўлқин узунликидаги рентген нурлари ҳосил бўлади. Шунинг учун рентген трубкасининг нурланиши туташ спектрга эга.

Қизиган катодли рентген нурлари тўғрилагич бўлади, шунинг учун уларни ўзгарувчан ток билан таъминлаш мумкин.

Агар электронлар тезлаштирувчи майдонда анод атоми ичига кириб унинг ички қатламидаги электронлардан бирортасини уриб чиқариш учун етарли бўлган катта тезлик олса, унда унинг ўрнига катта энергия квант нурланиб анча узоқроқдаги қатламдан бошқа электрон ўтади. Бундай рентген нурлари муайян химиявий элемент учун характерли бўлган қатъий аниқ тўлқин узунлигига эга. Шунинг учун ҳам уни характеристик нурланиш деб аталади.

Характеристик нурланиш тормозланиш нурланишининг туташ спектрига тушадиган чизиқли спектрга эга. Менделеев жадвалида элементнинг тартиб номери ортиб борганда унинг атомлари нурланишининг рентген спектри қисқа тўлқин узунлик томон силжийди. Енгил элементлар (масалан, алюминий) умуман характеристик рентген нурланиш бермайди.

Рентген нурларини уларнинг қ а т т и қ л и г и г а қараб фарқ қилиш қабул қилинган: рентген нурларининг тўлқин узунлиги қанчалик қисқа бўлса, у шунчалик қаттиқ бўлади. Оғир атомлар энг қаттиқ рентген нурлари чиқаради.

Рентген нурларининг муҳим хусусияти кўринадиган ёруғлик учун шаффоф бўлмаган кўпгина моддаларга нисбатан уларнинг ўтиш қобилиятининг юқорилигидир. Рентген нурлари қанчалик қаттиқ бўлса, улар шунчалик кучсиз ютилади ва

уларнинг ўтиш қобилияти шунчалик юқори бўлади. Моддада рентген нурларининг ютилиши унинг атом таркибига боғлиқ: ҳар қандай химиявий моддалар таркибига оғир элементларнинг атомлари кирган бўлса, улар рентген нурларини кучли ютади.

Ҳар қандай электромагнит тўлқинлар каби рентген нурлар ҳам электр ва магнит майдонларда оғмайди. Рентген нурларининг синдириш кўрсаткичи бирдан жуда кам фарқ қилади ва улар бир муҳитдан бошқа муҳитга ўтишида синмайди. Рентген нурларининг бу хусусияти билан уларнинг ўтиш қобилиятининг юқорилиги амалда кенг қўлланилади.

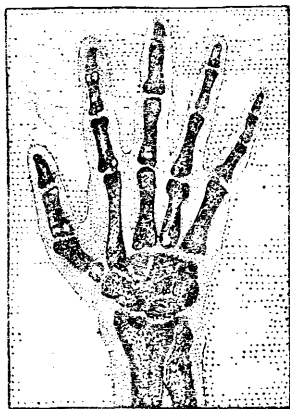
Агар рентген нурлари манбаи билан уларнинг таъсирида шуълаланувчи экран орасига бирор жисм жойлаштирилса, экранда жисмнинг қора тасвири ҳосил бўлади. Агар бир жинсли жисмнинг ичида бўшлиқ бўлса, унда экранда ана шу тегишли жой ёруғроқ бўлиб кўринади. Бу ҳодисада маҳсулотлар ичидаги дефектларни топишда (дефектоскопияда) фойдаланилади.

Молекуляр таркиби бўйича бир жинсли бўлмаган жисмни ёритганимизда унинг турли қисмлари рентген нурларини бир хилда ютмайди ва экранда биз ана шу қисмларнинг қиёфасини кўрамиз. Масалан, қўлимизни ёритиб, шуълаланувчи экранда суякларнинг қора тасвирини кўрамиз (34.18-расм).

Кўпгина ҳолларда шуълаланувчи экран ўрнида рентген нурлари билан суратга олиш қулайроқ. Бунинг учун текширилаётган жисмни берк кассетадаги фотоплёнка билан рентген трубкаси орасига қўямиз ва қисқа вақт давомида фотоплёнка орқали рентген нурлари ўтказамиз. Суратга олингандан кейин фотоплёнка оддий усул билан очилтирилади. Рентген нурлари медицинада: турли касалликлар (сил касаллиги ва бошқалар) ни диагностикада, суякнинг синиш характерини аниқлашда, танада ёт предметлар (масалан, кириб қолган ўқ) ни пайқашда ва бошқаларда кенг қўлланилади.

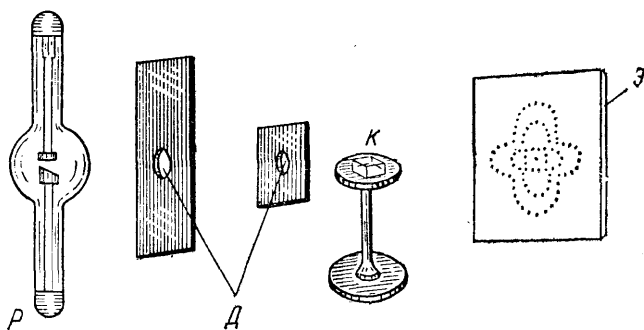
Рентген нурлари ҳужайраларнинг ривожланишига салбий таъсир кўрсатади. Бундан заррали шишларни даволашда фойдаланилади. Аммо инсон организмга рентген нурлари хусусан қаттиқ рентген нурлари, узоқ вақт ва жуда интенсив таъсир қилиб туриши оғир касалликларни келтириб чиқаради.

Рентген нурлари кашф қилингандан кейин узоқ вақтгача уларнинг тўлқин хоссаларини пайқаш, уларнинг дифракциясини кузатиш ва тўлқин узунлигини ўлчаш имкони бўлмади. Ёруғлик тўлқин узунлигини ўлчаш учун мўлжалланган дифракцион панжаралардан фойдаланишга уриниш-



34.18- расм.

лар ҳеч қандай натижалар бермади. Немис физиги М. Лауэ 1912 йилда рентген нурлари дифракцияси олиш учун табиий кристалл панжаралардан фойдаланишни таклиф қилди. Тажрибалар шуни кўрсатдики, рентген нурларининг ингичка дастаси кристалл орқали ўтиб, экранда ёки фотоплёнкада доғлар кўринишидаги мураккаб дифракцион манзара беради (34.19-расм), бунда: *P* — рентген трубкаси, *D* — диафрагмалар, *K* — кристалл, Э — экран).



34.19- расм.

Рентген нурларининг тош тузи кристали орқали ўтишида олинган дифракцион манзарани ўрганиш бу нурларнинг тўлқин узунликларини аниқлаш имконини берди, чунки бу кристалл панжаранинг тугунлари орасидаги масофа маълум эди. Бу тажрибада фойдаланилган рентген нурларининг тўлқин узунлиги бир манометрнинг ўндан бир неча улушига тенг бўлиб чиқди. Бундан кейинги текширишлар кўрсатдики, рентген нурларининг тўлқин узунлиги 10 дан 0,01 нм гача экан. Шундай қилиб, ҳатто юмшоқ рентген нурлари ҳам кўринадиган ёруғликнинг тўлқин узунлигига қараганда бир неча юз ва минг марта қисқа бўлган тўлқин узунлигига эга. Нима учун дифракцион панжаралардан фойдаланиб бўлмаслиги энди тушунарли бўлса керак: рентген нурларининг тўлқин узунликлари бу панжаралар учун жуда ҳам кичик, дифракция ҳам рўй бермайди. Табиий кристаллар панжаранинг тугунлари орасидаги масофа рентген нурларининг тўлқин узунликлари билан ўлчовдошдир, яъни рентген нурлари учун кристаллар «тайёр» дифракцион панжара бўлиб хизмат қилади.

Лауэ тадқиқотлари рентген нурлари электромагнит тўлқинлардан иборатлигини кўрсатди. Рентген нурларининг дифракцияси уларнинг тўлқин узунликларини аниқлашда фойдаланилади (рентген спектрал анализи) ва аксинча, тўлқин узунлиги маълум бўлган рентген нурларини текшири-

лаётган кристалл орқали ўтказиб, дифракцион манзарага қараб атомларнинг ўзаро жойлашишини ва кристалл панжарада улар орасидаги масофани аниқлаш мумкин (рентгеноструктуравий анализ).

34.16- §. Электромагнит тўлқинлар шкаласи. Ж. Максвелл электромагнит ҳодисалар назариясини ишлаб чиқди ва табиатда электромагнит тўлқинлар мавжудлигини кўрсатди. Г. Герц эса уларни ҳосил қилиб, экспериментал равишда текширди.

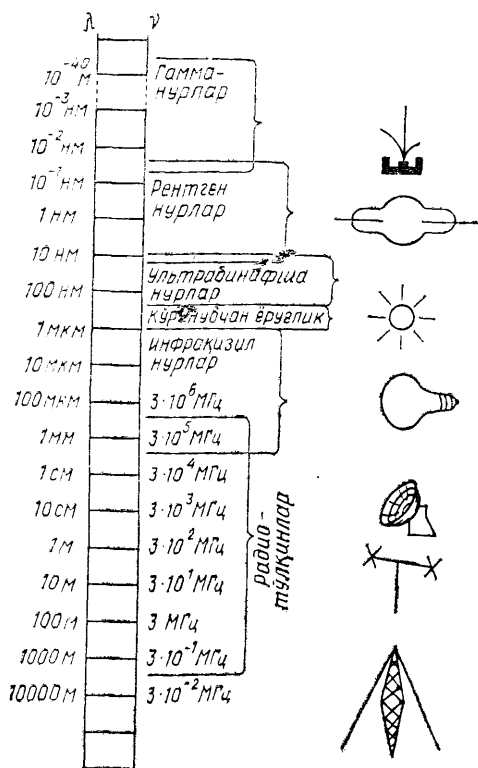
Герц, Попов, Лебедев тадқиқотлари Максвелл назариясини тасдиқлади ва бу тадқиқотлар тебраниш контури ёрдамида тўлқин узунлиги бир неча километрдан 6 мм гача бўлган электромагнит тўлқинлар олиш мумкинлигини кўрсатди. Максвелл назариясидан, ёруғлик нурланиши табиий вибраторлар — атомлар ва молекулалар ҳосил қилувчи жуда қисқа электромагнит тўлқинлардан иборат эканлиги келиб чиқади.

Шундай қилиб, ўтган асрнинг охирларида тўлқин узунлиги бир неча километрдан 6 мм гача ва 0,3 мм (инфракизил нурланиш) дан 0,1 мкм (ультрабинафша) электромагнит тўлқинлар маълум эди. Кейинроқ рентген нурлари кашф қилинди. Бу нурлар жуда қисқа электромагнит тўлқинлар эди.

Радиоактив ҳодисаларни ўрганиш тўлқин узунлиги рентген нурларининг тўлқин узунлигидан ҳам қисқа бўлган электромагнит нурланишларни қайд қилишга имкон берди. Бу нурланиш деб аталди.

Яна; ҳам кейинроқ экспериментал равишда электромагнит тўлқинлар олинди, улар электромагнит тўлқинлар спектридаги бўш жойларни тўлдирди.

Маълум электромагнит тўлқинлар шкаласи 34.20- расмда тасвирланган. Электромагнит тўлқинлар уларнинг ўйғотилиш усулларига қараб типларга тақсимланган. Шкалада турли типдаги



34.20- расм.

тўлқинлар диапазонининг устма-уст тушиши бундай узунликдаги тўлқинларни икки хил усулда олиш мумкинлигини кўрсатади. Масалан, 0,1 мм узунликдаги тўлқинни сунъий вибратор ёрдамида ва иссиқлик нурланишида олиш мумкин. Бу тўлқинларнинг физик хоссалари бутунлай бир хил, чунки улар тўлқинларни уйғотиш методи билан эмас, балки тўлқин узунлиги билан аниқланади.

34.20- расмдан кўринадиган ёруғлик диапазони электромагнит тўлқинлар спектрининг жуда кичик қисмини ташкил қилиши кўришиб турибди.

Электромагнит нурланишларни текшириш модданинг тузилиши тўғрисидаги тасавурларимизни аниқлаштиришда катта аҳамиятга эга. Масалан, инфрақизил, кўзга кўринадиган ва ультрабинафша нурланишларни текшириш молекулаларнинг ва атомларнинг ташқи электрон қобиқларининг тузилишини аниқлашда ёрдам берди; рентген нурларини ўрганиш атомларнинг ички электрон қобиқларининг тузилишини ва кристалларнинг структурасини аниқлаш имконини берди, гамма-нурларни ўрганиш атом ядроларининг тузилиши тўғрисида жуда кўп қимматли маълумотлар берди.

34.17- §. Космик нурланишларнинг турлари. Яшаётган асризмизнинг 40- йилларига қадар осмон жисмлари тўғрисидаги ҳамма маълумотлар текширишнинг оптик методи ёрдамида олинган эди. Гап шундаки, Ер атмосфераси фақат узунлиги 0,3 мкм дан бир неча микрометргача бўлган электромагнит тўлқинларни ва бир неча сантиметрдан ўнларча метргача бўлган радиотўлқинларни ўтказди. Электромагнит тўлқинлар шкаласининг қолган қисми учун атмосфера шаффофмас. Шу билан бирга Коинотда радиотўлқинлардан гамма-нурланишгача бўлган барча диапазондаги электромагнит тўлқинлар нурланади.

Космик радионурланиш биринчи бор 30- йилларда момақалдироқни ўрганишда пайқалган эди. 40—50- йилларда космик радионурланишлар манбаларини излаш ва ўрганиш бошланди. Бу мақсадлар учун радиолокаторлардан фойдаланилди, сўнгра улкан идишсимон антеннали ва сезгир нурланиш приёмниклари бўлган радиотелескоплар қурила бошланди. Радио астрономиянинг тез ривожланиши қатор муҳим кашфиётларга олиб келди.

Юлдузлараро газнинг асосий масаласини ташкил қилувчи, аммо оптик диапазонда кўринмайдиган нейтрал совуқ водород тўлқин узунлиги 21 см бўлган монохроматик радионурланиш чиқариши пайқалган эди. Бу юлдузлар системасида — Галактикада (радиотўлқинлар учун шаффоф бўлган чанг булутлари билан қопланган жуда узоқдаги соҳаларни ҳам кўшганда) водороднинг тақсимланишини ўрганишга ёрдам берди.

Кейинроқ шундай галактикалар кашф қилиндикки, уларнинг радионурланишлар қуввати бизнинг Галактикага қараганда миллионлаб марта катта. (Бундай галактикаларни радио г а л а к т и к а л а р деб аталади). Бундай қудратли радио-

нурланиш иссиқлик нурланишидан ўзгача (ноиссиқлик) табиатга эга экан. Улар улкан портлашлар вақтида Қуёшнинг массасидан миллионлаб марта кўп бўлган массаси жуда ҳам катта бўлган моддалар чиқариб ташланади. Портлаш вақтида чиқариб ташланган юлдузлараро магнит майдонда тез учаётган зарядланган заррачалар эгри чизиқли траектория бўйича, яъни тезланувчи ҳаракат қилади. Заряднинг тезланувчан ҳаракат қилишини электромагнит тўлқинлар нурлантиради. Бу ноиссиқлик нурланиш магнитотормозли ёки синхротрон нурланиш деб аталади. У зарядланган заррачаларни тезлаткичлар — синхротронларда кузатилгани учун шундай деб аталади. Синхротрон нурланишларни ўрганиш космик заррачалар оқимларининг ҳаракати тўғрисида ва юлдузлараро магнит майдонлар тўғрисида қимматли маълумотлар беради. Одатда радиотўлқинлар нурланади, аммо агар заррачалар жуда катта тезликлар билан ёки етарлича кучли магнит майдонда ҳаракатланса, ундан улар кўринадиган, ультрабинафша ва ҳатто рентген нурлари чиқаради.

Инфрақизил нурланишдан рентген нурланишигача бўлган космик нурланишларни қайд қилишда фотография методи жуда ҳам кенг қўлланилади. Бундан ташқари, нурланиш приёми сифатида термопаралар, термоқаршиликлар, шунингдек, фотоэлектрик қурилмалар қўлланилади. Уларнинг ишлаш принципи кейинги бобда қараб чиқилади.

Атмосфера қисқа тўлқинли нурланишларни кучли ютиши юқорида айтиб ўтилган эди. Ер сиртига ультрабинафша нурланишга яқинроқ нурланишлар етиб келади. Бу нурланишлар жуда ҳам кучсиз бўлади. Шунинг учун қисқа тўлқинли космик нурланишларни фақат ракеталар ва йўлдошлар ёрдамида ўрганиш мумкин. Бундай текширишлар Қуёш спектрининг ультрабинафша қисмини ўрганиш, шунингдек, температураси 30 000 К гача бўлган ультрабинафша соҳада нурлантирувчи жуда ҳам иссиқ юлдузларни текшириш имконини берди.

Қуёш тожининг температураси 10^6 К га яқин бўлгани учун (6.13-§ га қ.), иссиқлик нурланиши қонунларига кўра, тож рентген нурланиши манбаи бўлиши лозим. Ракеталар ёрдамида қилинган дастлабки тажрибалар буни тасдиқлади. Қуёшнинг рентген нурланиши доимиймас Хромосферавий чақнашлар вақтида рентген нурланишларининг шовуллаши рўй беради. Бу чақнаш вақтида чиқариб ташланган тез учувчи электронлар Қуёш атмосферасининг бошқа заррачалари билан тўқнашишда шунингдек, актив соҳаларнинг кучли магнит майдонда тормозланишида (синхротрон нурланишлар) рентген нурлари чиқаради. Қуёшнинг рентген нур тарқатиши Ер атмосфераси юқори қатлами — ионосфера учун муҳим ионланишида манба ҳисобланади.

Узоқдаги турли объектлар (галактикалар ядроси, нейтрон юлдузлар ва бошқалар)нинг рентген нурланиши космик аппаратлар ёрдамида пайқалган.

35- БОБ. НУРЛАНИШНИНГ КВАНТ ХОССАЛАРИ БИЛАН ТУШУНТИРИЛАДИГАН ҲОДИСАЛАР

35.1- §. Нурланишнинг тўлқин ва квант хоссалари ҳақида тушунча. Бу бобда нурланиш энергиясининг турлича айланишлари билан боғлиқ бўлган ҳодисалар қаралади.

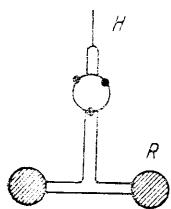
Нурланишнинг модда билан ўзаро таъсирлашишида баъзи ҳолларда нурланишнинг тўлқин хоссалари биринчи планда бўлса, бошқа ҳолларда эса нурланишнинг квант хоссалари биринчи планга ўтади, (28.1) формуладан, кичик частоталардан энергия кванти миқдори жуда кичик бўлади, шунинг учун нурланиш чиқараётган модда билан ўзаро таъсирнинг квант характерини пайқаш қийин. Радиотўлқинларнинг ютилиши ва нурланиши каби ҳодисаларда нурланишнинг тўлқин характерини аниқ кўринади, шунинг учун ҳам улар тўлқин назарияси билан яхши тушунтирилади. Радиотўлқинлар квант хоссаларига умуман эга эмас деб ўйламаслик керак: атом ва молекулаларнинг радиотўлқинлар чиқариши ва ютиши квант характерига эга, бу тажрибаларда тасдиқланган эди.

Аксинча, квантлари радиотўлқинларнинг квантларига қараганда бир неча миллион марта катта бўлган рентген нурлари чиқаришда ва ютишда уларнинг квант табиати муҳим роль ўйнайди. Рентген нурларининг тўлқин хоссаларини узоқ вақтларгача пайқаб бўлмайди.

Инфракизил, кўринадиган, ультрабинафша нурларнинг модда билан ўзаро таъсирлашувида нурланишнинг тўлқин хоссалари ҳам, квант хоссалари ҳам кўринади. Масалан, ёруғлик нурларининг қайтиши ва синиши тўлқин назарияси билан тавсифланади, ёруғлик нурланиши энергиясининг электр энергияга айланиши (фотозэффект) квант назарияси ёрдамида тушунтирилади.

Демак, *ҳар қандай нурланишга бир вақтнинг ўзида тўлқин ва квант хоссалар хосдир.* Бироқ аниқ ҳодисани тушунтиришда нурланишнинг шундай хоссасидан фойдаланиш лозимки, бу ҳодисанинг боришига муҳимроқ таъсир кўрсатсин ва унинг ёрдамида бу ҳодисани соддароқ ва аёнроқ қилиб тушунтириш мумкин бўлсин.

35.2- §. Ёруғлик нурларининг босими. П. Н. Лебедев тажрибалари. Максвеллнинг электромагнит назариясидан тушаётган ёруғлик унга босим кўрсатиши келиб чиқади. Шунинг учун анча енгил бўлган жисмга ёруғликнинг босим кучини таъсир эттириб уни ҳаракатга келтириш мумкин. Аммо бу куч жуда ҳам кичик. Максвелл ҳисоблашлари Ерда нурларга перпендикуляр жойлашган бир квадрат метр қора сиртга қуёш ёруғлиги $4,5 \cdot 10^{-6}$ Н куч билан босишини кўрсатди. Тажрибада бундай кучни пайқаш ва ўлчаш жуда қийин, чунки нурлар таъсирида жисм сиртининг бир томонлама қизиши атрофдаги ҳаво босимининг бу сиртга босимини оширади, бу уруғлик босимидан бир неча марта катта бўлади.

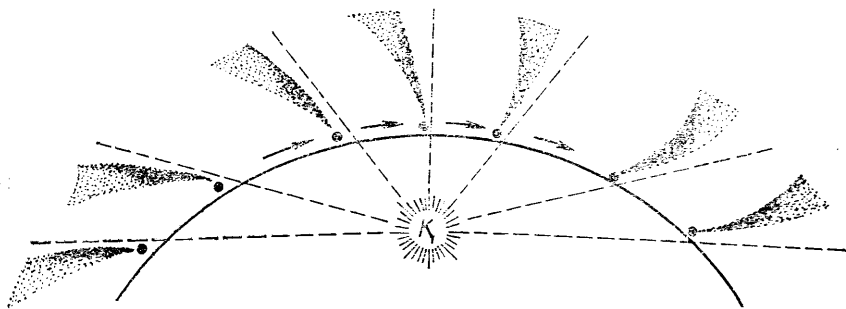


35.1- расм.

Рус физиги П. Н. Лебедев 1900 йилда биринчи бўлиб бундай экспериментдаги қийинчиликларни бартараф этди. У ясаган қурилма 35.1-расмда тасвирланган. S манбадан келаётган ёруғлик бир неча марта қайтгандан кейин осмага (шокилдага) маҳкамланган ингичка енгил R доирачага тушади. Шокилда (35.2-расм) жуда ингичка кварц тола билан камера ичига осиб қўйилади. Бу камера ичида юқори вакуум ҳосил қилинади. Шокилданнинг бурилиш бурчагига қараб доирага ёруғликнинг кўрсатган босим кучи аниқланади. Нурланиш энергиясини ўлчаш учун

термоэлементдан фойдаланилади. Кўзгуларни суриш билан ёруғлик нурларини доиранинг бошқа томонига йўналтириб ёруғлик нурлари босим кучи османинг буралиш бурчагига қараб аниқланади.

Лебедев ўтказган тажрибалар Максвеллнинг ёруғлик электромагнит назариясини тўла-тўқис тасдиқлади. Кейинроқ Лебедев ёруғликнинг газларга босимини ўлчади. Бу босим ёруғликнинг қаттиқ кўрсатадиган босимиغا қараганда анча кичик. Лебедев тажрибалари нозик физик экспериментнинг классик намунасидир.



35.2- расм.

Зарраларнинг ўлчамлари жуда кичик бўлганда уларга таъсир қилувчи ёруғлик босимининг кучи уларнинг оғирлик кучидан катта бўлиши мумкин. Кометаларни кузатишда шу нарса аниқланадиги, комета Қуёшга яқинлашган сари унда кўпинча дум пайдо бўлади. Бу дум доимо Қуёшда йўналган бўлади (35.2- расм). Кеплер комета думининг ҳосил бўлиши сабаби Қуёш ёруғлигининг босимидир деб ҳисоблаган эди. Бу тушунтириш Лебедев ишларида экспериментал равишда тасдиқланди. (Кометалар думларининг ҳосил бўлишида қуёш шамоллари ҳам катта роль ўйнайди (6.13- § га қ.).

Максвелл жисмга ёруғликнинг босимини электромагнит назарияси ёрдамида тушунтирди. Аммо уни нурлантирилаётган

сиртни бомбардимон қилувчи фотонлар оқими зарбаларининг тўплами таъсири билан соддароқ ва аёнроқ қилиб тушунтириш мумкин.

Жисмга таъсир қилаётган кучнинг катталиги вақт бирлиги (ичида импульс (ҳаракат миқдори)нинг ўзгариши билан аниқланади. Агар бирор жисмга, масалан, Лебедев тажрибасидаги доирачага Δt вақт ичида m массага эга бўлган нурланиш тушса, унда бу нурланиш шу вақт ичида доирачага $\Delta (mc)$ импульс беради. Бу деган сўз, нурланиш доирачага катталиги жиҳатидан қуйидагига тенг бўлган F_d куч билан таъсир қилади:

$$F_d = \frac{\Delta (mc)}{\Delta t}. \quad (35.1)$$

Агар жисм сирти ўзига тушаётган нурланишни бутунлай ютса (абсолют қора жисм бўлса), унда $\Delta (mc)$ ёруғлик нурланиши импульсининг ўзгариши тўғридан-тўғри mc га тенг, яъни $F_d = mc/\Delta t$.

Бунда ёруғлик босими

$$p_a = \frac{F_d}{S} = \frac{mc}{S \Delta t}, \quad (35.2)$$

бу ерда S — нурлантирилаётган сиртнинг юзи.

Нурланиш энергияси унинг массаси билан Эйнштейн ифодаси ($E = mc^2$) орқали боғланган (36-§ га қ.). Бундан ёруғлик нурланиши импульсининг бу қийматини (35.2) га қўйиб,

$$p = \frac{E}{c S \Delta t} \quad (35.3)$$

ни оламиз. Бунда E жисмга Δt вақт ичида тушаётган нурланиш энергиясини ифодалагани учун унда $E / (S \Delta t)$ жисм сиртининг юз бирлигига вақт бирлиги ичида тушаётган нурланиш энергияси бўлади. Уни тўлқин интенсивлиги деб аталади. Тўлқин интенсивлигини J ҳарфи билан белгилаб, (35.3) дан электромагнит тўлқинларни тўла ютадиган жисм сиртига бериладиган электромагнит тўлқинлар босимини ҳисоблаш учун Максвелл формуласини оламиз:

$$p = \frac{J}{c}. \quad (35.4)$$

Бу муносабатнинг тўғрилигини Лебедев тажрибалари тасдиқлади.

35.3-§. Ёруғликнинг иссиқлик таъсири. Жисм нурланишни ютганда нурланиш энергияси жисмнинг ички энергиясига айланади. Радиотўлқинлардан гамма-нурларгача бўлган ҳар қандай электромагнит тўлқинларнинг энергияси иссиқлик энергиясига айланиши мумкин.

Нурланишнинг иссиқлик таъсирини тажрибада пайқаш осон. Бунинг учун қуёш нурларини линза ёрдамида қоғозга, ёғоч сиртига ёки бир бўлак кинолентага фокуслаш лозим. Бунда қоғозда ва ёғоч сиртида куйган доғ пайдо бўлади, кинолента эса ёниб кетади. Кучли лазер нурларида нурланиш энергияси концентрацияси шунчалик улканки (35.18-§ га қ.), фокусланган нурда энг қийин суюқланадиган материаллар ҳам буғланиб кетади. Шундай йўл билан олмос каби жуда қаттиқ материалларда жуда ҳам нозик тешиклар қилинади.

Ерда рўй бераётган ҳодисаларда Қуёш нурланишининг ис-
сиқлик таъсирининг роли жуда катта. Ерга нурланиш орқали
келаётган энергия Ер шаригаги барча саноатда фойдаланаёт-
ган энергиядан анча катта Қуёш нурлари Ернинг ҳар бир
квадрат метр кўндаланг кесимига 1370 Ж энергия келтиради.
Бу катталик Қуёш доимийси деб аталади:

$$J_k = 1370 \frac{\text{Ж}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}} = 1370 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}.$$

35.4- §. Ёруғликнинг химиявий таъсири. Нурланиш таъсири
остида бўладиган химиявий процесслар табиатда, фанда ва
техникада катта аҳамиятга эга.

Табиатдаги энг муҳим фотохимиявий процесслардан бири
ёруғлик таъсири остида ўсимликларнинг ҳаводан карбонат
ангидрид газини ўзлаштиришидир. Буни фотосинтез деб
аталади. Ўсимлик барглари хлорофилл ёрдамида (баргларга
яшил ранг беради) ёруғлик таъсири остида карбонат ангидрид
газини ютиб, кислород чиқаради. Бу реакция табиатда углерод
ва кислороднинг айланишини таъминлайди: ҳайвонлар нафас
олганда кислород ютиб, карбонат ангидрид гази чиқаради,
ўсимлик баргларида эса ёруғлик таъсирида тескари процесс
бўлади.

Кўпгина химиявий моддалар ёруғлик таъсири остида ажра-
лади. Бундай турдаги реакция одам ва ҳайвонларда кўриш
сезгисини уйғотишда жуда катта аҳамиятга эга. Кўз тўрида
120 млн. га яқин ёруғлик сезгир ҳужайралар (тўр) бўлиб,
уларни «таёқчалар» деб аталади. Бу тўрни тўлдирувчи модда
ёруғлик таъсирида парчаланаяди ва унинг парчаланиш маҳсу-
лотлари нерв учларини таъсирлайди ва кўриш сезгисини уй-
ғотади. Кўз тўр пардасида таёқчалардан ташқари 6 млн. га
яқин «колбачалар» ҳам бор. Улар асосий ранглар — қизил,
яшил ва кўк ранглardan бирига сезгир бўлган уч турдаги ёруғ-
лик сезгир ҳужайралардан иборат. Бу ҳужайраларнинг нерв
учларидан келаётган кўриш сезгилари қўшилиб, рангларни
бир-биридан фарқ қилиш имконини беради.

**35.5- §. Фотосуратга олишда ёруғликнинг химиявий таъси-
ридан фойдаланиш.** Нурланишнинг химиявий таъсирининг квант
табиати ҳақида тушунча. Фотосуратга олишда фото пластинка-
нинг таркибида кумуш бромид AgBr бўлган ёруғлик сезгир
қатламга ёруғлик тушганда уни AgBr молекулаларига парча-
лаб, соф кумуш заррачаларини ажратиб чиқаради. Ҳосил бўл-
ган соф кумуш заррачалари сони фотопластинкани нурлатиш
давомийлиги ва нурланиш (ёруғлик) интенсивлигига боғлиқ.
Пластинканинг ёруғлик кўпроқ тушган жойларида кумуш
бромид кристаллчаларининг кўпчилигида AgBr нинг баъзи
молекулалари соф кумушгача тикланади, шунинг учун пла-
стинкада фотосуратга олинаётган предметнинг кўзга кўринмай-
диган (яширин) тасвири ҳосил бўлади.

Очилтиргич таъсирида ҳеч бўлмаганда битта AgBr моле-

куласи соф кумушга айланган кумуш бромид кристалларининг ҳар қайсиси бутунлай соф кумушга айланади. Фақат $AgBr$ молекулалари бўлган кристаллар очилтиргич билан реакцияга киришмайди. Бу деган сўз, фотосуратга олиш вақтида пластинканинг қайси жойига ёруғлик кўп тушган бўлса, ўша жойи кучлироқ қораяди. Шу усул билан негатив тасвир олинади.

Фотосурат олишда негатив остига ёруғлик сезгир қоғоз қўйилади ва унга ёруғлик туширилади. Сўнгра қоғоздаги тасвир очилтирилади ва мустақкамланади. Шундай тарзда позитив тасвир олинади.

Нурланишнинг химиявий таъсири ёруғликнинг квант назарияси билан яхши тушунтирилади. Моддада фотонлар (квантлар)нинг ютилиши молекулалар энергиясини оширади (уларни активлаштиради), бу эса моддада химиявий жараёнларни вужудга келтиради. Агар квантларнинг энергияси кам бўлса, улар молекулаларни активлаштира олмайди ва химиявий процесслар бўлмайди; улар ютилганда моддалар исийди, холос. Нурланиш квантларининг энергияси қанчалик катта бўлса, уларнинг химиявий активлиги шунчалик юқори бўлади. Бинобарин, нурланишнинг тўлқин узунлиги қанчалик қисқа бўлса, унинг химиявий таъсири ҳам шунчалик катта бўлади. Масалан, ультрабинафша нурлар фотопластинкага кучли химиявий таъсир қилади, қизил нурлар эса оддий фотопластинкага таъсир қилмайди. Шунинг учун ҳам қизил ёруғликда очилтириш мумкин.

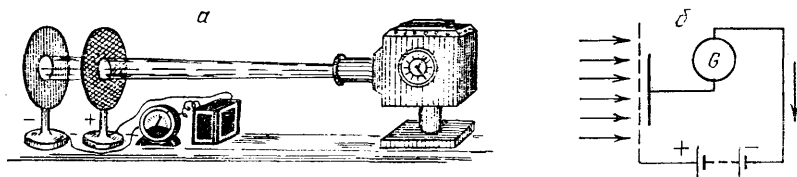
35.6- §. Ташқи фотоэлектрик эффект. Столетов тажрибалари. 1887 йилда Г. Герц юқори кучланиш остида турган учқун оралиқни ультрабинафша нурлар билан нурлантирилганда ҳаво орқали разряд осонлашувини, яъни оралиқ нурлантирилмаганда электродлар орасидаги масофа шундай бўлганда ҳам разряд рўй бермаслигини пайқаган эди. Нурланишнинг электр ҳодисаларга таъсирини фотоэлектрик эффект ёки қисқача, фотоэффект деб аталадиган бўлинди.

Фотоэффектни қуйидаги тажрибада кузатиш мумкин. Агар шарчаси рух пластинка билан алмаштирилган электроскоп манфий зарядланса, у ҳолда электроскоп ультрабинафша нурлар билан нурлантирилганда тез разрядланади. Агар электроскоп мусбат зарядланган бўлса, уни нурлантирилганда заряди ўзгармайди. Зарядланмаган электроскоп пластинкасини нурлантириб, пластинкада унча кўп бўлмаган мусбат заряд ҳосил қилинади.

Мана шунга ўхшаш тажрибалар асосида, нурланиш таъсири остида металлдан манфий зарядлар учиб чиқади. Бундай фотоэффект ташқи фотоэффект деб аталадиган бўлинди. Кейинроқ эса металлдан учиб чиқаётган зарядлар электронлардан иборатлиги ва фақат металлларни эмас, балки бошқа қаттиқ jismlar, шунингдек, суюқликлар ва газларни ҳам нурлантирилганда фотоэффект кузатилиши аниқланди. Демак, *моддага тушаётган нурланишлар таъсири остида ундан электронларнинг*

учиб чиқиш ҳодисаси ташқи фотоэффект дейилади. (Юқорида баён қилинган тажриба нима учун мусбат зарядланган электроскоп пластинкаси нурлантирилганда унинг заряди ўзгармаслигини тушунтириб беринг.)

Фотоэффект қонунларини текширишда рус олими А. Г. Столетовнинг хизматлари катта, 1888 йилда у Г. Герц тажрибаларини такрорлади ва фотоэффект учун юқори кучланиш муҳим эмаслигини қайд қилди, чунки фотоэффект электродлар орасидаги кучланиш унча катта бўлмаганда ҳам рўй беради.



35.3- расм.

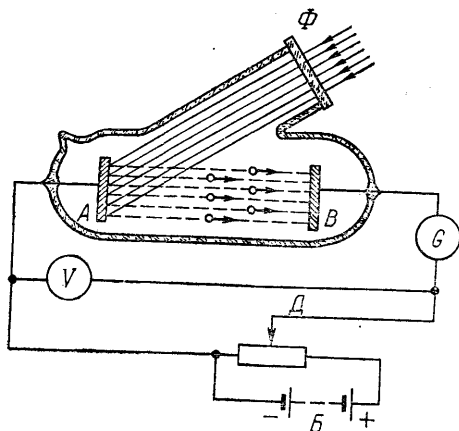
Столетов ташқи фотоэффект ёрдамида электр токи (фототок) олишга ва токнинг нурланиш интенсивлигига ҳамда тўлқин узунлигига боғлиқлигини текширишга имкон берадиган қурилма яратди. Столетов тажрибасининг схемаси 35.3- расмда тасвирланган. Электр ёйидан келаётган нурланишлар мусбат тўр электрод орқали бемалол ўтиб, манфий зарядланган рух пластинкага (манфий электродга) тушиб, ундан электронларни уриб чиқаради. Бу электронлар тўр томон ҳаракатланиб, фототок ҳосил қилади. Фототок сезгир гальванометр билан ўлчанади.

Столетов фотоэффектни ультрабинафша нурлар ҳосил қилишини, фототок эса бу нурлар оқимининг интенсивлигига тўғри пропорционал равишда ўзгаришини аниқлади.

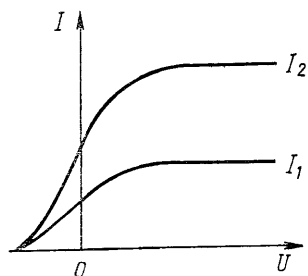
35.7- §. Ташқи фотоэффект қонунлари. Ташқи фотоэффектни ўрганишда аниқ натижалар олиш учун химиявий жиҳатдан тоза бўлган материаллардан қилинган электродлардан фойдаланиш лозим. Ҳавонинг фототокка таъсирини йўқотиш учун бу электродларни юқори вакуумга жойлаштириш ва монохроматик нурланишдан фойдаланиш лозим. Бундай қурилманинг схемаси 35.4- расмда тасвирланган.

Электродлардаги кучланиш V вольтметр билан ўлчанади ва D сирпанувчи контактни силжитиб ростланади. Манфий зарядланган A электродга монохроматик ёруғлик йўналтириб, ҳосил бўладиган фототок G гальванометр билан ўлчанади.

Агар Φ ёруғлик оқимини ўзгартирмаган ҳолда кучланишни аста-секин оширсак, дастлаб фототок ортади, сўнгра ўзгармай қолади, яъни фототок кучланишга боғлиқ бўлмай қолади (35.5- расм). Ёруғлик оқими ўзгармаганда ҳосил бўладиган энг катта фототок t ўй и н и ш ф о т о т о к и дейилади. Равшанки, ёруғлик оқими таъсирида A электроддан учиб чиққан



35.4- расм.



35.5- расм.

электронларнинг ҳаммаси B электродгача етиб боргандаги кучланишларда тўйиниш фототоки ҳосил бўлади. Бинобарин, тўйиниш фототоки фотоэффектнинг миқдорий ўлчови бўлиб хизмат қилиши мумкин. A электродга тушаётган ёруғлик оқимини аста-секин ошира бориб ва тўйиниш фототокини ўлчаб, ташқи фотоэффектнинг биринчи қонунини аниқлаш мумкин: *тўйиниш фототоки электродга тушаётган ёруғлик оқими га тўғри пропорционал.*

Агар ёруғлик оқимини ўзгартирмаган ҳолда кучланиш камайтирилса, кучланишнинг етарлича кичик қийматларида фототок камая бошлайди, аммо кучланиш ҳатто нолга тенг бўлиб қолганда ҳам занжирда ток йўқолмайди. Бу деган сўз, электродга тушаётган нурлар ундан электронларни уриб чиқариб, уларга кинетик энергия беради, демакдир.

Бу энергия катталигини қуйидагича топиш мумкин. B батарея қутбларининг жойларини алмаштирамиз. Бунда A ва B электродлар орасидаги электр майдон электронларнинг A дан B га ҳаракатланишини тормозлайди. Тормозловчи майдонни аста-секин кучайтириб, фототокни бутунлай йўқ қилиш мумкин (35.5- расмга. қ). Бу ҳолда ҳатто максимал тезлик билан учиб чиққан электронлар электр майдоннинг тормозловчи таъсирини енга олмайди ва B электродга учиб етиб бора олмайди. Агар фототок бўлмагандаги тормозловчи (тўхтатувчи) энг кичик кучланишни U_T орқали, уриб чиқарилган электронларнинг максимал тезлигини v_m орқали, электрон заряди ва массасини мос равишда e ва m орқали белгиласак,

$$\frac{mv_m^2}{2} = eU_T \quad (35.5)$$

ни ёзиш мумкин, чунки бу ҳолда электронларнинг энг катта кинетик энергияси A электроддан B электродга бориш йўлида

электр майдон кучини енгишда бажарилган ишга тенг бўлиши керак. Бинобарин, фототок йўқоладиган U_T тормозловчи кучланишни ўлчаб, нурланиш билан уриб чиқарилаётган электронларнинг максимал кинетик энергиясини аниқлаш мумкин.

Бу ўлчашлар ташқи фотоэффектнинг иккинчи қонунини аниқлашга имкон беради: *уриб чиқарилаётган электронларнинг максимал кинетик энергияси нурланиш интенсивлигига боғлиқ бўлмай, балки унинг частотасига (ёки λ тўлқин узунлигига) ва электроднинг материалига боғлиқ.*

— Агар электродга навбат билан турли монохроматик нурлар йўналтирилса, у ҳолда қуйидагини пайқаш мумкин: нурланишнинг тўлқин узунлиги ортиши билан уриб чиқарилган электронларнинг кинетик энергияси камаяди, тўлқин узунлиги етарлича катта бўлганда фототок йўқолади. Фотоэффектни кузатиш мумкин бўлган энг катта тўлқин узунликни мазкур материал учун фотоэффектнинг қизил чегараси дейилади.

Турли материаллардан ясалган электродлар билан ўтказилган тажрибалар ташқи фотоэффектнинг учинчи қонунини аниқлаш имконини берди: *фотоэффектнинг қизил чегараси электрод материалига боғлиқ ва нурланиш интенсивлигига эса боғлиқ бўлмайди.*

35.8- §. Фотоэффект ҳодисасини квант назарияси асосида тушунтириш. Агар ташқи фотоэффектнинг биринчи қонунини нурланишнинг тўлқин назарияси ёрдамида тушунтириш мумкин бўлса, ташқи фотоэффектнинг иккинчи ва учинчи қонунлари бу назарияга зиддир.

Ҳақиқатан ҳам тўлқин назариясига кўра, электродга тушаётган нурланишнинг интенсивлиги ортиши билан тўлқин узунлигига боғлиқ бўлмаган ҳолда уриб чиқарилаётган электронларнинг энергияси ҳам, фототок кучи ҳам ортиши керак, ҳақиқатда эса фақат фототок ортади. Бундан ташқари, тўлқин назариясидан шу келиб чиқадики, агар нурланиш интенсивлиги етарлича катта бўлса, металлдан электронларни уриб чиқариш учун зарур бўлган энергияни исталган тўлқин узунликдаги нурланишдан олиш мумкин. Аммо рух пластинкани исталган интенсивликдаги сариқ нурлар билан ёритганда фотоэффект ҳосил бўлмайди, жуда кам интенсивликдаги ультрабинафша нурлар билан ёритилса, фотоэффект ҳосил бўлади. Фотоэффектнинг бу хусусиятларини тўлқин назарияси асосида тушунтиришга қилинган ҳар қандай уринишлар муваффақиятсиз бўлади. А. Эйнштейн 1905 йилда фотоэффект қонунларини квант назарияси ёрдамида тушунтириш мумкинлигини кўрсатди.

Электроннинг кинетик энергияси A чиқиш ишига тенг ёки ундан катта бўлгандагина (18.1- § га қ.) у бирор жисмнинг масалан, металлнинг сиртига чиқа олишини эслайлик. Металлга тушаётган монохроматик нурлар $h\nu$ энергияли фотонлардан иборат бўлсин. Металлдаги унинг сиртидан унча узоқда бўлмаган электронлар металлга кираётган фотонларни ютиб, уларнинг энергиясини ўзлаштириб олади. Бу ҳолда нурланиш-

нинг модда билан ўзаро таъсирлашиши жуда кўп элементар процесслар тўпламидан иборат бўлиб, процессларнинг ҳар бирида бир электрон яхлит битта квантни ютади. Агар квантларнинг миқдори чиқиш ишидан катта бўлса, электронлар металлдан учиб чиқа олади. Бунда ютилган квант энергиясининг бир қисми чиқиш ишини бажаришга сарф бўлади, қолган қисми эса электроннинг кинетик энергиясини ташкил қилади.

Равшанки, квантларни ютган металл сиртига яқин бўлган электронларнинг кинетик энергияси энг кўп бўлади ва металлнинг бошқа заррачалари билан тўқнашганда энергиясини йўқотиб улгурмай ундан учиб чиқади. Ташқи фотоэффект учун Эйнштейн тенгламаси математик тарзда қуйидагича ифодаланади:

$$h\nu = A_{\text{ч}} + \frac{mv_{\text{м}}^2}{2} \quad (35.6)$$

$$\frac{hc}{\lambda} = A_{\text{ч}} + \frac{mv_{\text{м}}^2}{2}. \quad (35.6a)$$

Квант назарияси фотоэффект қонунларини қуйидагича тushунтиради. Монохроматик нурланиш интенсивлиги ортганда металл ютган квантлар сони ҳам ортади, бинобарин, ундан учиб чиқаётган электронлар ҳам ортади, шунинг учун фототок нурланиш интенсивлигига тўғри пропорционал (биринчи қонун).

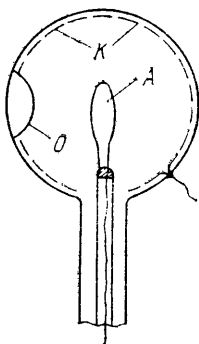
(35.6) муносабатдан, учиб чиқаётган электронларнинг кинетик энергияси фақат металлнинг турига боғлиқ (A) ва ν частотага (ёки нурланишнинг тўлқин узунлиги λ га), яъни квантларнинг миқдорига боғлиқ, нурланиш интенсивлигига боғлиқ эмас (иккинчи қонун).

Агар квантларнинг миқдори чиқиш ишидан кам бўлса, унда нурланиш интенсивлиги исталганча бўлганда ҳам электронлар металлдан учиб чиқмайди (учинчи қонун). Бирор металл учун фотоэффектнинг қизил чегарасига мос келувчи тўлқин узунликни электронларнинг кинетик энергияси нолга тенг деб, (35.6 a) формуладан топиш мумкин:

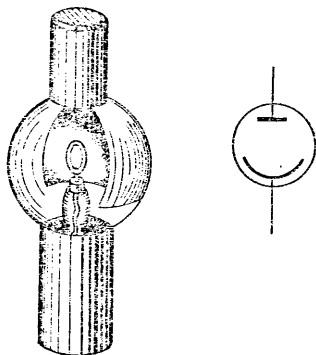
$$\frac{hc}{\lambda_{\text{к}}} = A_{\text{ч}} \text{ ёки } \lambda_{\text{к}} = \frac{hc}{A_{\text{ч}}}. \quad (35.7)$$

Фотоэффектнинг қизил чегарасига тўғри келувчи (35.7) формула бўйича ҳисобланган ҳамда тажрибада ўлчанган тўлқин узунликлар бир-бирига мос келади. Шунингдек, электронларнинг кинетик энергияси нурланиш частотаси ортиши билан Эйнштейн тенгламаси (35.6) га тўлиқ мос келган ҳолда орта боришини тажриба тасдиқлади. Нурланишнинг квант назарияси, фақат ёруғлик билан эмас, балки рентген нурлари ва гамма нурлар билан фотоэффектга доир ўтказилган тажрибаларда ҳам ажойиб равишда тасдиқланди.

35.9- §. Ташқи фотоэффектли фотоэлементлар. Нурланиш энергиясини электр энергияга айлантиришда фотоэффектдан



35.6- расм.



35.7- расм.

фойдаланиш мумкин. Энергиянинг бундай ўзгаришини амалга оширадиган асбобни фотоэлемент деб аталади. Ташқи фотоэффектга асосланиб ишлайдиган фотоэлементлар қуйидагича тузилган.

Ичидан ҳавоси сўриб олинган шиша баллон сирти *K* ёруғлик — сезгир қатлам билан қопланади. Баллон ичида ёруғлик ўта олиши учун унча катта бўлмаган *O* «дарча» қолдирилади (35.6- расм). Баллон марказидан *A* металл ҳалқа жойлаштирилади. *K* ёруғликсезгир қатламдан ва *A* ҳалқадан электр тармоққа улаш учун чиққичлар (улаш учлари) чиқарилади. Бундай фотоэлементнинг ташқи кўриниши 35.7- расмда кўрсатилган.

Ёруғликсезгир қатлам олишда кўпинча ишқорий металллардан фойдаланилади. Бундай металлларнинг чиқиш иши анча паст, шунинг учун ҳам улар кўринувчан, ёруғликка сезгир бўлади. Шунингдек, фақат ультрабинафша нурларга сезгир бўлган фотоэлементлар ҳам тайёрланади.

Ташқи фотоэффектли фотоэлементларда нурланиш энергиясининг унча кўп бўлмаган қисмигина электр энергияга айланади, шунинг учун улар электр энергия манбаи сифатида қўлланилмайди. Бу фотоэлементлар кўринадиган ва ультрабинафша нурланишлар ҳосил қиладиган сигналлар ёрдамида электр занжирларни автоматик бошқаришда ишлатилади.

Бундай фотоэлементларнинг афзалликлари уларнинг ноинерциаллиги ва фототок кучининг нурланиш интенсивлигига пропорционаллигидир. Бу улардан фотометрияда фойдаланиш имконини беради. Бундай фотоэлементларнинг камчиликлари фотоэлемент занжиридаги токнинг кучсиз бўлиши (аммо бу токни электрон лампалар ёрдамида кучайтириш мумкин), узун тўлқинли нурланишларга етарлича сезгир бўлмаслиги, мўрт бўлиши ва тайёрлашнинг нисбатан мураккаблигидир.

Фотоэлементдаги токни кучайтириш учун баъзан уни сийраклантирилган газ билан тўлдирилади. Бу газ учаётган элек-

тронлар билан ионлашади. Бундай элементларда ток катталлиги ёритилганликка пропорционал бўлмайди. Фотоэлементларнинг амалда қўлланилиши 35.13-§ да баён қилинган.

35.10-§. Ички фотоэффekt. 1873 йилда англиялик электриклар Мей ва Смит сув ости кабелини синаётганда изоляция сифатида селенни қўладилар. Синаш жараёнида Мей, селен ёритилганда унинг қаршилиги камайишини пайқади.

Селен ҳам яримўтказгич эканлигини эслайлик. Оддий шароитларда яримўтказгичларда эркин заряд ташувчилар (электронлар ва тешиклар) жуда кам бўлгани учун яримўтказгичларнинг солиштирма қаршилиги катта бўлади. Аммо яримўтказгичларда валент электронлари атомлар билан нисбатан кучсиз боғланган, улар ортиқча энергия олиб, атомлардан узилиши ва эркин ҳолатга ўтиши мумкин. Ярим ўтказгич нурлантирилганда боғланган электронлар унга (яримўтказгичга) кириб борган фотонларни ютиб, эркин ҳолатга ўтади.

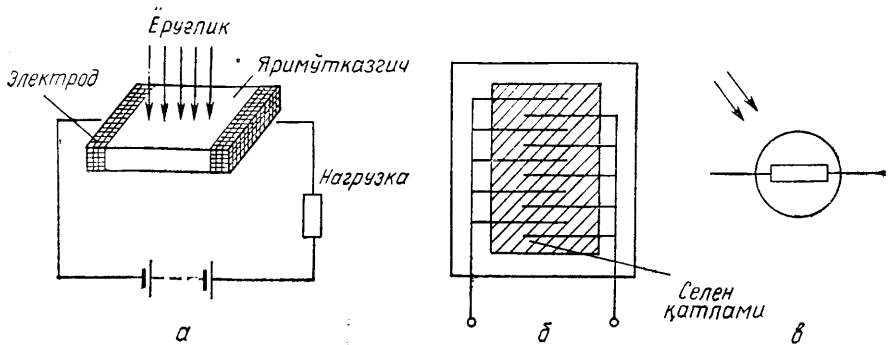
Шундай қилиб, ярим ўтказгич нурлантирилганда эркин заряд ташувчилар концентрацияси ортади, бинобарин, унинг ўтказувчанлиги ортади. *Яримўтказгичларни нурлантириш натижасида яримўтказгичда эркин заряд ташувчиларнинг ҳосил бўлиши (генерацияси) ички фотоэффekt деб аталади.*

Ташқи ва ички фотоэффektлар ўртасидаги принципал фарқи белгилаймиз: ташқи фотоэффektда электронлар моддадан узилиб чиқади, ички фотоэффektда эса унинг ичида қолади. Ички фотоэффektда моддадан электронларни узиб чиқишга қараганда ярим ўтказгичда эркин заряд ташувчиларни ҳосил қилишда камроқ энергия сарф бўлгани туфайли, ташқи фотоэффektга қараганда ички фотоэффektни тўлқин узунлиги нисбатан каттароқ бўлган нурланиш билан ҳам ҳосил қилиш мумкин. Баъзи ярим ўтказгичларда инфрақизил нурлар билан ички фотоэффekt ҳосил бўлади. Бу амалда катта аҳамиятга эга. Яримўтказгични нурлантириш билан боғлиқ бўлган қўшимча ўтказувчанлик фотоўтказувчанлик дейилади.

Ички фотоэффektдан фотоқаршилиқлар ва фотоэлементларнинг тузилишида фойдаланилади.

35.11-§. Фотоқаршилиқлар. Яримўтказгичларнинг фотоўтказувчанлигидан фойдаланиш асосида ишлайдиган қурилмалар фотоқаршилиқлар (фоторезисторлар) деб аталади. Улар ёруғлик сигналлари ёрдамида электр занжирларни автоматик бошқаришда ишлатилади. Фотоэлементлардан фотоқаршилиқларнинг фарқи шундаки, улардан ўзгарувчан ток занжирларида фойдаланиш мумкинлигидир, чунки уларнинг қаршилиқлари ток йўналишига боғлиқ эмас.

Фотоқаршилиқ нурлантириладиган сирти етарлича катта бўлган юқори фотосезгирликка эга бўлган яримўтказгичдан иборат яримўтказгич уй ҳароратида жуда кичик ўтказувчанликка эга бўлгани учун унинг сирти ёритилмаган вақтда занжирда кучсиз ток (қоронғилик токи) ўтади. (35.8-а



35.8- расм.

расм). Яримўтказгич ёритилганда унинг қаршилиги камаяди ва ёритилганликнинг ортиши билан занжирдаги ток кучаяди.

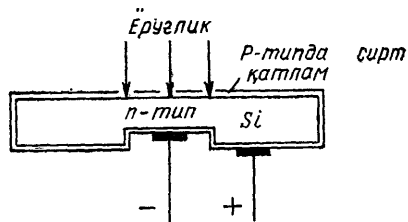
Яримўтказгичда нурланиш унча чуқур ўта олмагани ва қаршилик фақат юпқа қатламда ўзгаргани учун фотоқаршиликни қалин қилишнинг ҳожати йўқ. Фотоқаршиликлар тайёрлашда юпқа пластинка кўринишидаги электродлар ўрнатилган изоляторга юпқа қатламда яримўтказгич модда суркалади (35.8-а расм) ва уни юпқа шаффоф лак пардаси билан қопланади.

Фотоқаршилик материали сифатида кремний (Si), селен (Se), таллий сульфид (Tl_2S), висмут сульфид (Bi_2S_3), кадмий сульфид (CdS) ва бошқалар ишлатилади. Бу материалларнинг ҳар бири ўз хусусиятига эга бўлиб, уларнинг қўлланиш соҳасини белгилайди. Масалан, турли яримўтказгичларнинг энг катта фотосезгирлиги тўлқин узунликларининг турли интервалларига тўғри келади. CdS нинг фотоэлектр хоссалари жуда ҳам яхши. У нурланишнинг фақат 0,5 мкм га яқин узунликдаги тўлқинларидан таъсирланади, ёритилганда қаршилиги миллион марта камайиши мумкин.

Фотоқаршиликларнинг афзалликлари фотосезгирлигининг юқори бўлиши, узоқ муддат хизмат қилиши, ихчам бўлиши, тайёрлаш осонлиги, керакли интервалдаги тўлқинлар узунликлари учун, жумладан, инфрақизил соҳа учун ҳам фотоқаршиликларни танлаш мумкинлигидир.

Унинг камчиликлари: занжирдаги ток кучи билан ёритилганлик интенсивлиги орасида тўғри пропорционалликнинг йўқлиги, атроф-муҳит температурасининг қаршилик катталигига таъсири ва инерционлиги. Фотоқаршиликнинг инерционлигига сабаб шуки, «электрон-тешик» жуфтларнинг рекомбинациялаши ёритиш тўхтатилгандан кейин ҳам бирдан бир неча юз микросекундгача вақт ичида ҳам содир бўлади, шунинг учун ёруғлик оқимларини тез ўзгартирганда яримўтказгичнинг ўтказувчанлиги унинг ўзгариш тезлигида ўзгариб улгура олмайди.

**35.12- §. Ички фотоэф-
фектли фотоэлементлар.** Ич-
ки фотоэффект нурланиш
энергиясини электр энер-
гиясига айлантиришда $p-n$ -
ўтишли яримўтказгичли фо-
тоэлементлар қўлланилади.
Кремнийли фотоэлементлар
кенг тарқалган бўлиб, Қу-
ёш нурланиш энергиясини
электр энергияга айланти-
ришда фойдаланилади. Бу
фотоэлементлар қуёш батареялари деган ном олди.

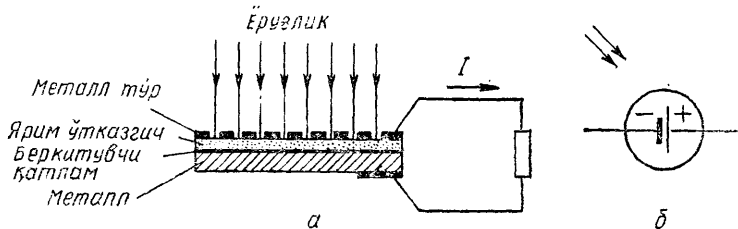


35.9- расм.

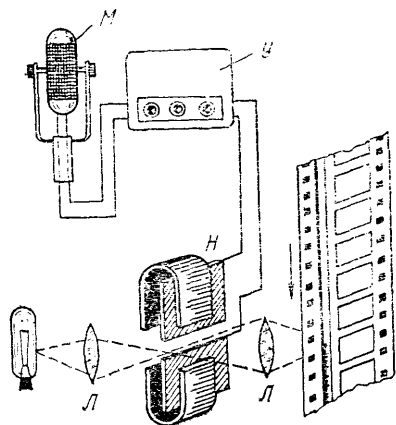
Қуёш батареялари ўзига тушаётган Қуёш нурланиш энер-
гиясининг $12 \div 16 \%$ га яқинини электр энергияга айлантиради.
Бу эса ўсимлик баргларида фотосинтез вақтида Қуёш нурлани-
шидан фойдаланиш коэффициентидан каттароқ.

Қуёш батареяси (35.9- расм) элементи n -тип кремний пластинкадан иборат бўлиб, қалинлиги бир микронга яқин бўлган p -тип кремний билан қопланган ва ташқи занжирга уланадиган контактлари бор. Бунда компенсацияланмаган барча зарядлар $p-n$ -ўтишда тўпланишини, n -соҳа сингари p -соҳа ҳам электр жиҳатдан нейтрал бўлишини эслайлик (21.4- § га қ.) Элемент сирти ёритилганда p -тип ташқи юпқа қатламда «электрон-тешик» жуфтлари ҳосил бўлади, қатлам юпқа бўлгани туфайли уларнинг кўпчилиги рекомбинацияланиб улгурмай, $p-n$ -ўтишга тушиб қолади. $p-n$ -ўтишда зарядларнинг ажрალიши рўй беради: майдон таъсири остида электронлар n -соҳага, тешиклар эса p -соҳага кўчади. Бу деган сўз, ёритилганда электродлар орасида катталиги $0,5$ В га етадиган ЭЮК ҳосил бўлади, демакдир. Электродлар ўзаро уланганда элементнинг ёритилаётган ҳар бир квадрат сантиметр сиртидан 25 мА ($25 \cdot 10^{-3}$ А) гача ток олиш мумкин.

Кремнийли фотоэлементларнинг энг катта сезgirлиги яшил нурларга, яъни қуёш нурланишининг максимум энергияси тўғри келадиган тўлқин узунликларга мос келади, жумладан, уларнинг ф. и. к. анча катта бўлиши ҳам шу билан тушунти-



35.10- расм.



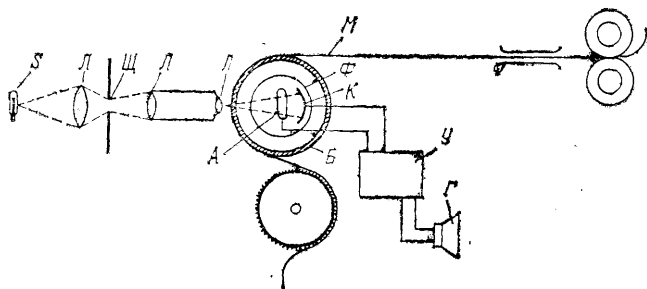
35.11- расм.

лампа суркаладиган селен ҳам ишлатилади. Бунда металл билан яримўтказгич орасида беркитувчи қатлам ҳосил бўлади, у худди $p-n$ -ўтишга ўхшаб ишлайди. Бундай турдаги фотоэлементларга вентилли фотоэлементлар деган ном берилган (35.10- расм).

35.13- §. Фан ва техникада фотоэлементлардан фойдаланиш.

Техникада фотоэлементлар кинолентага «товуш йўли» кўринишида ёзилган товушни қайта эшиттиришда — овозли кинода кенг қўлланилади. Лентага кино кадрлар тушириш билан бир вақтда турли йўғонликларда ярим шаффоф ёки қорайтирилган йўғонлар кўринишида товуш «ёзиб» олинади.

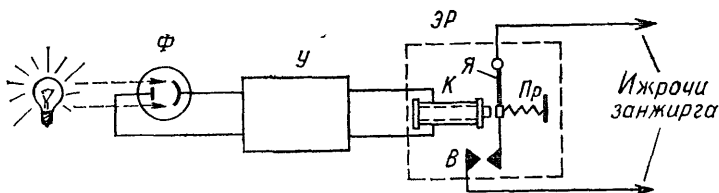
Оптик товуш ёзиб олиш қурилмаларидан бирининг схемаси 35.11- расмда кўрсатилган. M микрофон тебранишларини электр токка айлантириб беради, бу ток $У$ кучайтиргич билан кучайтирилгандан кейин H «оптик пичоқ» орқали ўтади. «Оптик пичоқ» магнит қутблари орасида бир-бирига жуда яқин жойлашган иккита металл пластинкалардан иборат. Ўзгарувчан Ампер кучи пластинкаларни ҳаракатга келтиради, бунда



35.12- расм.

улар орасидаги тирқинш гоҳ катталашади, гоҳ кичиклашади, яъни кинолента йўлига гоҳ кўп, гоҳ кам ёруғлик ўтказиб, товушни оптик усулда ёзади.

Товушни қайта эшиттиришда (35.12- расм) товуш йўли орқали Φ фотозлементга ингичка ёруғлик дастаси юборилади. Товуш йўлидаги қоронғиликлар ёруғлик оқимининг бир қисмини ютади. Кинолента ҳаракатланаётганда товуш йўли ўтказётган ёруғлик оқимининг катталиги узлуксиз равишда ўзгариб туради, шунинг учун фотозлемент (ёки фоторезистор) занжирида ток ҳам ўзгаради. \mathcal{U} электрон кучайтиргич билан кучайтирилган ток тебранишлари Γ карнайга йўналтирилади. Карнайда бу тоқлар товуш тебранишларига айланади.



35.13- расм.

Турли ишлаб чиқариш жараёнларини автоматик бошқаришда кўпинча фотореле ишлатилади (35.13- расм). Фотореле Φ фотозлемент, \mathcal{U} кучайтиргич ва $\mathcal{E}. P.$ электромагнит реледан иборат. Фотозлементга ёруғлик тушганда реленинг K ғалтагида ток ҳосил бўлади. Ғалтак магнитланади ва Pr пружинани чўзиб, $Я$ якорни ўзига тортади. Бунда катта қувватли ижрочи занжирнинг B контакти уланади ва турли механизмлар асбоблар ва шунга ўхшашларни ишга туширади. Фоторелени фотозлемент ёритилганда ижрочи занжир узиладиган қилиб ҳам ўрнатиш мумкин.

Фотореледа фотозлементлар ўрнида кўпинча фотоқаршиликлар ишлатилади. Фотоқаршиликка нурланишлар тушганда унинг қаршилиги кескин камаяди ва занжирдаги ток бир неча марта ошади.

Фотореле жуда кўп жойларда ишлатилади. Фотореле маёқларни, кўчалардаги ёритиш тармоқларини улайди ва узади. Фотозлементнинг ёритилганлиги нормадан кам бўлса, фотореле ёритиш тармоғини автоматик тарзда улайди, қуёш ёруғлиги етарлича ёритганда уни узади. Қоғоз фабрикасида ёки босмахонада қоғоз лентаси йиртилганда фотореле машинани тўхтади, ишчини бахтсиз ҳодисалардан сақлайди, конвейердаги деталларни санайди, деталларнинг ўлчамларини контрол қилади ва шунга ўхшаш ишларни бажаради.

Фанда фотозлементлар ёруғлик кучини, равшанлигини, ёритилганликни ўлчашда — фотометрлар ва люксметрларда қўлланилади, кўзга кўринмайдиган нурланишларни қайд қи-

лишда ишлатилади. Ҳарбий ишда фотоэлементлар ўз-ўзидан тўғрилаб ўққа тутиш снарядларида, кўзга кўринмайдиган нурлар билан сигналлар беришда ва уларни локациялашда қўлланилади. Алоқа техникасида фотоэлементлар фототелеграфда ҳаракатланмаётган тасвирларни узатишда, инфрақизил нурлар симсиз ишлайдиган фототелефонда ва бошқа ҳолларда ишлатилади.

Фотоэлементларнинг юқори сезgirлиги юлдузларга қараб ҳам ориентирлашга имкон беради. Астрокомпасни етарлича ёруғ бўлган бирор юлдузга тўғрилаш лозим. Астрокомпас доим ўша юлдуз томон йўналишни кўрсатиб, унинг кетидан «кузатиб» боради. Бундай асбоблар қутб авиациясида магнит компас ўрнида ишлатилади, шунингдек, космик аппаратларда ҳам ишлатилади.

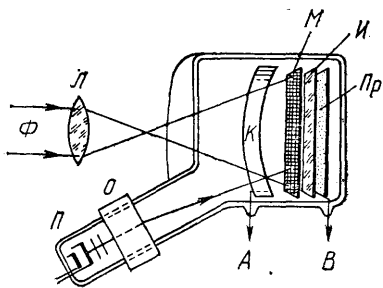
35.14- §. Телевидение ҳақида тушунча. Телевидение ҳаракатланаётган тасвирларни радиоалоқа ва фотоэлементлар ёрдамида симсиз жуда катта масофаларга узатишдир.

Телевидение қуйидаги тарзда амалга оширилади. Ёруғлик сигналлари электр сигналларга айлантирилиб, улар электр тўлқинлар ёрдамида жуда катта масофаларга узатилади, телевизор антеннаси қабул қилади ва яна ёруғлик тўлқинларига айлантирилади.

Иконоскоп («тасвирларни тўпловчи») деб аталадиган электрон нур трубкада ёруғлик сигналлари электр сигналларига айлантирилади. Иконоскопнинг тузилиши 35.14- расмда кўрсатилган. У мозаик конденсатор *М*, йиғувчи ҳалқа *К*, электрон тўпи *М* ва электрон тўпининг ҳаракатини бошқарувчи оғдирувчи қурилма *О* дан иборат. Ҳар қандай электрон-нур трубкада бўлгани сингари иконоскоп ичида ҳам юқори вакуум ҳосил қилинади. *Л* линза мозаик конденсатор сиртида узатилаётган тасвирни ҳосил қилади.

Мозаик конденсатор қуйидагича тузилган. Жуда юпқа слюда пластинка *И* нинг нурлар тушадиган томонига цезийли кумуш дончалари сепилган бўлиб, улар жуда майда фотоэлементлардир ва улар кўзга кўринадиган нурланишга жуда сезgir бўлади. Пластинканинг бошқа томонига *Пр* яхлит ўтказгич қатлами қопланган. Агар қатламдаги фотоэлементлардан бири мусбат зарядланса, қарама-қарши томонда мусбат заряд катталигига мос келган манфий заряд ҳосил бўлади. Бинобарин, бутун пластинка жуда кўп микроскопик конденсаторлар тўпламидан иборат.

Мозаик қатламда предметнинг тасвири ҳосил бўлаётганда фотоэлементларга интенсивлиги турлича бўлган



35.14- расм.

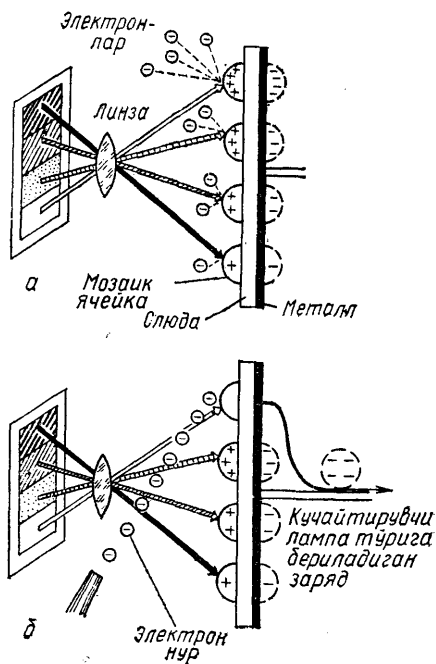
ёруғлик нурлари тушади (35.15-а расм) ва уларнинг интенсивлиги қанчалик катта бўлса, фотоэлементлардан шунчалик кўп электронларни уриб чиқаради. Бунда фотоэлементлар мусбат зарядланади, ўтказгич сирти эса манфий зарядланади. Шундай қилиб, мозаик конденсаторда фотоэлементлардаги мусбат, зарядланади, ўтказгич сирти эса манфий зарядланади. Шундай қилиб мозаик конденсаторда фотоэлементлардаги мусбат зарядларнинг катталиги каби кўринишида предметнинг «яширин» тасвири ҳосил бўлади.

Агар фотоэлементнинг мозаик қатламига электрон нур йўналтирсак, электронлар фотоэлемент зарядини нейтраллайди, пластинканинг қарама-қарши томонидаги манфий заряд озод бўлади ва симдан электрон лампа тўрига ўтади (35.15-б расм).

Электрон нур мозаик сиртнинг остки чети бўйлаб сирпана бошлайди ва унинг четига етиб, миллиметр улушича кўтарилади, сўнгра яна горизонтал йўналишда силжийди, бунда худди мозаиканинг юқори четига бориб етмагунча қаторма-қатор тасвири «ўқиб» бораётгандек силжийди, деб фараз қилайлик. Бунда кучайтиргич лампанинг тўрига келаётган электр импульслари лампанинг анод занжирида ток тебранишини ҳосил қилади, бу тебранишлар қисқа радиотўлқинларда ишлайдиган узатгичга йўналтирилади. Бу сигналлар узатилаётган тасвир развёртка (ёйилма) сени ташкил қилади ва видеосигнал деб аталади.

Электрон-нур мозаик сиртни югуриб ўтиб «яширин» тасвири «ўчиради», аммо ёруғлик нурлари фотоэлементни шу заҳотиёқ зарядлайди, сигналларни узатишдаги бу процесс нурнинг қайтадан янги юришида такрорланади. Электрон нур мозаик сиртда 625 сатр чизиб улгуради, сўнгра ҳар секундда бутун мозаик сиртни 50 марта югуриб ўтиб, ҳарakatини қайтадан бошлайди. Шундай қилиб, ҳар секундда 50 кадр узатилади.

Иконоскопдаги *K* металл ҳалқа (35.15-расм. қ.) фотоэлементдан учиб чиқаётган электронларни йиғиш учун мўлжал-



35.15- расм.

ланган. Ҳалқадан чиққан A сим кучайтиргич лампанинг катодига, B сим унинг тўрига уланади. Бу унинг кириш занжирини ҳосил қилади.

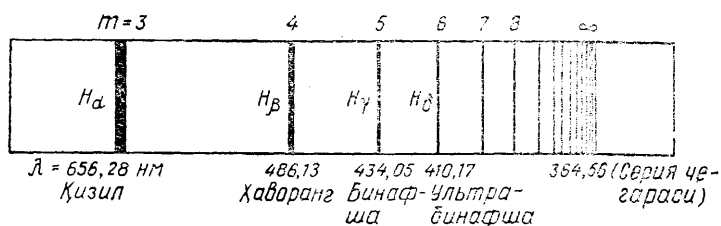
Телевизион станция уч хил сигнал узатади: видеосигналлар, иконоскопда электрон-нур ҳаракатини бошқариш сигналлари ва товуш сигналлари. Бу сигналларни телевизор антеннаси тугиб қолади ва кучайтирилади, сўнгра бу сигналлар ажратилади. Видеосигналлар кучайтирилганидан сўнг телевизорнинг электрон-нур трубкасига — кинескопга юборилади, трубкада электронлар оқимининг интенсивлиги бошқарилади, электрон-нур ҳаракатини бошқариш сигналлари кучайтирилганидан кейин ёйиш генераторига юборилади ва телевизион трубкадаги электрон-нурлар ҳаракатини кинескопдаги электрон нурлар ҳаракати билан мослаштиради (бу ҳаракатларни синхронлайди).

Экраннинг ички сиртини қоплаган таркиб электронларнинг зарби таъсирида шуълалангани туфайли кинескоп экранда тасвир ҳосил бўлади. Электронлар оқимининг интенсивлигига қараб экраннинг турли нуқталари турлича равшанликда шуълаланади. Бунда узатилаётган предмет тасвири ҳосил бўлади.

Товуш сигналлари тузилиши оддий радиоприёмникнинг тузилишига ўхшаш бўлган радиоприёмникка юборилади.

35.15- §. Бор назарияси тўғрисида тушунча. Водород атомининг тузилиши. 1885 йилдаёқ швейцариялик физик И. Бальмер водороднинг спектрал чизиқларининг жойлашишида маълум қонуният борлигини топди ва спектрнинг кўринадиган қисмига тўғри келувчи чизиқларнинг тўлқин узунликлари қуйидаги формула бўйича ҳисобланиши мумкинлигини кўрсатди:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right). \quad (35.8)$$



35.16- расм.

Бу ерда иккидан катта бўлган ҳар қайси бутун сон m га спектрал чизиқ тўғри келади. R — Ридберг доимийси бўлиб, $R = 10973731,77 \text{ м}^{-1}$ га тенг. (35.8) формула билан аниқланадиган водород спектрининг барча чизиқлари Бальмер сериясини ташкил қилади (35.16- расм).

Кейинчалик водород спектрида чизиқларнинг бошқа сериялари ҳам топилди. Бу сериялар (35.8) даги икки ўрнига бутун

сон n ни қўйиб ҳосил қилинади, у ҳолда формула қуйидаги кўринишни олади:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right). \quad (35.9)$$

Бундан кейинги тажрибалар шуни кўрсатадики, агар m ва n бутун сонлар бўлиб, m сони n дан катта бўлса, унда (35.9) формула тажрибада пайқалган атомлар водород спектридаги барча чизиқларнинг тўлқин узунликларини беради. $n=1$ да спектрнинг ультрабинафша қисмида ётган чизиқлар олинади, улар Лайман сериясини ташкил қилади. $n=3$ да спектрнинг инфрақизил қисмида ётган чизиқлар олинади, улар Пашен сериясини беради.

Спектрал чизиқларнинг жойлашишидаги бундай қонуният водород атоми учун олинган қонуниятдан мураккаброқ характерда бўлса-да, бошқа атомлар учун ҳам мавжуд эканлиги аниқланди. Бу экспериментал натижаларни классик физика ёрдамида тушунтириб бўлмади. Резерфорднинг атомнинг ядровий модели спектрал қонуниятлар у ёқда турсин, ҳатто умуман спектрал чизиқларнинг (яъни атомларнинг қатъий аниқ тўлқин узунлики турланишлар чиқариши ва ютиши) мавжудлигини классик физика доирасида тушунтириш имконини бермади. Атомнинг барқарорлигини ҳам тушунтириш мумкин бўлмади.

Ҳақиқатан ҳам, электрон ядро атрофида ядрога тортишиш кучи таъсирида марказга интилма тезланиш билан ҳаракатланиб, тезланиш билан ҳаракатланаётган ҳар қандай заряд каби энергия йўқотиб, узлуксиз равишда электромагнит тўлқинлар нурлантириши лозим. Бундай электроннинг нурланиш частотаси узлуксиз равишда ўзгариб туриши, электроннинг ўзи эса ҳар бир айланишида ядрога яқинлашиши ва ниҳоят ядрога қулаб тушиши лозим, ҳақиқатда эса бундай бўлмайди.

Тажрибалар ва классик физика ўртасидаги бу зиддиятларни тушунтириш учун классик физика ўртасидаги бу зиддиятларни тушунтириш учун классик физика қонунларининг атомларни татбиқ қилинишида чекланишлар қилиш лозим бўлди. Бу муҳим ва дадил қадамни биринчи бўлиб ХХ асрнинг улуғ физикларидан бири даниялик олим Н. Бор ташлади. У квант назарияси ғояларини Резерфорднинг атомнинг ядровий моделига киритди ва 1913 йилда водород атоми назариясини ишлаб чиқди. Бу назария ўша вақтдаги барча машҳур тажрибаларда тасдиқланди.

Бор ғоясига кўра атом энергияси ихтиёрый қийматга эга бўла олмайди. Ҳар бир атом учун энергиянинг қатъий аниқ дискрет қийматларга эга бўлиши мумкин. Атом бу рухсат этилган қийматлардан бошқа оралиқ энергияларга эга бўла олмайди. Энергиянинг табиат «рухсат этган» бу қийматлари атомнинг энергетик сатҳлари деб аталади. Бундан классик физикага кўра электроннинг мумкин бўлган чексиз

кўп орбиталаридан атомда фақат унинг энергетик сатҳларидан биригагина тўғри келган орбиталар бўлишига йўл қўйилади. Электроннинг рухсат этилган орбиталарини бундай «танлаш» орбиталарни квантлаш деб ном олди. Бор назарияси асода қўйидаги учта постулат ётади.

1. *Электронлар атом ядроси атрофида атомнинг фақат мумкин бўлган энергетик сатҳларидан бирига мос келган қатъий аниқ орбиталар бўйича ҳаракатланиши мумкин.*

2. *Электрон мумкин бўлган орбиталардан бирида ҳаракатланаётганда атом барқарор ҳолатда бўлади, яъни энергия чиқармайди ҳам, ютмайди ҳам.*

3. *Электрон мумкин бўлган орбиталарнинг биридан ядрога яқинроқ бўлган бошқа орбитага сакраб ўтганда атом нурланиши кўринишида энергия кванти (фотон) чиқаради, унинг частотаси Планк формуласи (28.1) дан аниқланади.*

Шундай қилиб, Бор классик физика қонунларини атомга татбиқ қилинишини рад этмади, фақат уларга чекланишлар орбиталарни квантлашдан ва атомни барқарор дейишдан иборат эди.

Бор постулатларидан атом бир барқарор ҳолатдан бошқа ҳолатга ўтишида чиқараётган квантининг катталиги бу икки ҳолатда атом энергияларининг қийматлари фарқига тенг эканлиги келиб чиқади:

$$h\nu = E_m - E_n$$

ёки

$$\nu = \frac{E_m}{h} - \frac{E_n}{h},$$

уни қўйидагича ёзиш ҳам мумкин:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{hc} (E_m - E_n). \quad (35.10)$$

Бор водород атомида электроннинг рухсат этилган орбиталарининг радиусларини ҳисоблади ва уларга тегишли энергетик сатҳларни ҳисоблаб чиқди. Атом энергиясининг рухсат этилган қийматлари натурал сонлар қаторининг квадратига, яъни 1, 2, 4, 9, 16 ва ҳ. к. га тескари пропорционал. Натижада (35.10) формуладан (35.9) формула олинди. Ридберг доимийси учун қўйидаги ифода олинди:

$$R = \frac{e^4 m}{8h^3 c e_0^2}, \quad (35.11)$$

бунда m — электроннинг массаси, e — электроннинг заряди. (35.11) формуладан R нинг назарий ҳисоблаб чиқарилган қиймати спектроскопик ўлчашларда олинган экспериментал қиймати билан жуда мос келди.

Шундай қилиб, Бор назарияси водород атомининг бутун спектрини ажойиб аниқлик билан тушунтирди. Бор назарияси-

ни мураккаб элементлар атомларига татбиқ қилиш ажойиб миқдорий натижалар бермаган бўлса-да, бу назария атом спектрларининг табиатини тушуниш ва улар бўйсунадиган қонунларни умумий тарзда тушунтириш имконини берди.

Пировардида Бор квант механикаси яратилган бўлиб, Бор назарияси унинг хусусий ҳоли сифатида иштирок этади. Шунинг қайд қилиб ўтамизки, Бор постулатлари квант механикаси тенгламаларидан табиий равишда келиб чиқади.

Бор ишлари физикани боши берк кўчадан чиқарибгина қолмай, балки янги фан — атом физикасини тез ривожлантириш йўлларини ҳам белгилаб берди.

35.16- §. Атомларнинг энергия нурлаши ва ютиши. Бор назариясига кўра электрон ядрога яқин бўлган рухсат этилган орбита ҳаракатланганида атом асосий ҳолатда бўлади, бу ҳолат энг барқарор ҳолатдир. Атом асосий ҳолатда чексиз узок вақт туриши мумкин, чунки бу ҳолат атомнинг мумкин бўлган энг кам энергетик сатҳига тўғри келади.

Электрон рухсат этилган орбиталардан бирорта бошқа орбита ҳаракатланаётганида атомнинг ҳолати уйғонган ҳолатда бўлади ва асосий ҳолатга қараганда унча барқарор бўлмайди. Унча кўп вақт ўтмасданоқ (10^{-8} с) атом ўз-ўзидан уйғонган ҳолатдан асосий ҳолатга ўтади. Бунда энергия кванти чиқаради.

Аксинча, атомнинг уйғонган ҳолатга ўтиши атом энергиясининг ортиши билан бўлади, шунинг учун атомга фақат ташқи таъсир бўлгандагина рўй бериши мумкин, масалан, атом фотон ютганда, бошқа атом ёки электрон билан тўқнашганда ва шунга ўхшашларда рўй бериши мумкин.

Атом асосий ҳолатда турганда у шундай порцияда энергия ютиши мумкинки, бу энергия унинг уйғонган ҳолатлардан бирига ўтиши учун етарли бўлади. Бинобарин, атом юқорироқ энергетик сатҳга ўтишида бутун энергия кванти юта олади.

Ташқи таъсир атомни ионлаши учун унга зарур бўлган энергиядан каттароқ энергия бера олиши мумкин бўлган ҳол бундан мустаснодир. Бунда ташқи таъсир энергиясининг бир қисми атомнинг ионланишига сарф бўлади, ортиқча энергия эса атомдан ажралиб чиққан электронга унинг кинетик энергияси шаклида берилади. Бу энергия ихтиёрий катталиқда бўлиши мумкин.

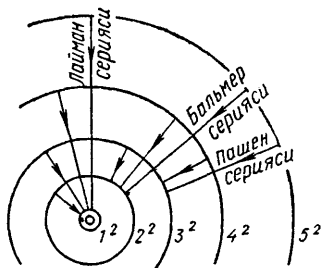
Одатда квант энергияси электронвольтларда ифодаланади. Электронни потенциаллар фарқи 1 В бўлган икки нуқта орасида кўчиришда электр майдон бажарган иш электронвольт (эВ) деб аталади.

Иш $A = eU$ формула билан ифодалангани учун

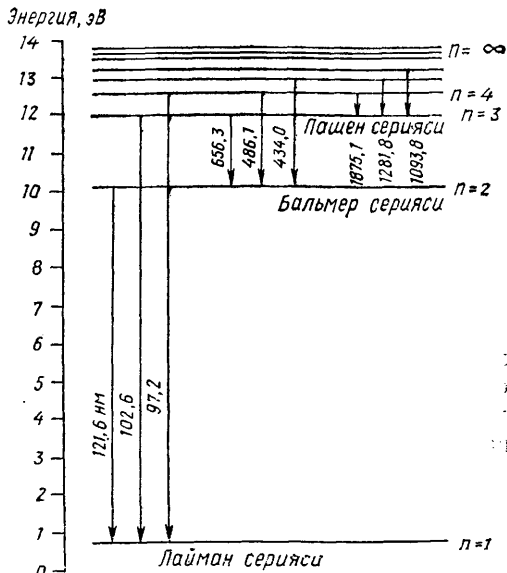
$$1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} \cdot 1 \text{ В} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Ж}.$$

Нормал ҳолатда турган водород атомни ионлаш учун унга 13,54 эВ энергия бериш керак.

35.17- расмда водород атомининг схемаси тасвирланган.



35.17- расм.



35.18- расм.

Унда электроннинг ўтиши мумкин бўлган бешта орбитаси кўрсатилган.

Бор водород атомининг нормал (яъни уйғонмаган) ҳолатига мос келган ядрога энг яқин орбитасининг радиусини ҳисоблаб чиқди, бу радиус $0,53 \cdot 10^{-10}$ м га тенг. Ўтиш мумкин бўлган орбиталарнинг радиуслари натурал сонлар қаторидаги сонларнинг квадратларига пропорционал, яъни 1, 4, 9 ва ҳ. к. Агар атом уйғонган ҳолатда бўлса, электрон ядрога яқин орбитага ўтишида атом маълум частотага эга бўлган нурланиш кўринишидаги энергия кванти чиқаради. Электрон бешинчи орбитадан бирданига биринчи орбитага, шунингдек, оралиқдаги исталган орбитага ўта олади.

Шундай қилиб, Бор назариясидан қуйидаги келиб чиқади. (35.9) формуладаги m электроннинг қайси номерли орбитадан ўтишини билдиради, n эса электрон ўтгандан кейин қайси номерли орбитага тушишини билдиради. Бир энергетик сатҳдан бошқа энергетик сатҳга ўтишида турли катталиқда энергия квантлари нурланади.

35.18- расмда электроннинг турли орбиталарига мос келган водород атомининг энергетик сатҳлари тасвирланган. Расмдан кўринишича, электрон юқорироқ орбитадан биринчи орбитага ўтишида иккинчи орбитага ўтгандагига қараганда кўпроқ энергия ажралади. Бу нима учун Лайман серияси спектрининг ультрабинафша қисмида, Бальмер серияси эса кўринадиган

қисмида ётишини тушунтиради, нурланувчи тўлқинларнинг узунликлари 35.18 -расмда нм ҳисобида кўрсатилган.

Демак, қуйидагича хулоса чиқариш мумкин.

1) *эркин атом фақат бутун квантлар тарзида энергия ютади ва нурлантиради.*

2) *атом уйғонган ҳолатга ўтишида фақат ўзи чиқариши мумкин бўлган квантларни ютади.*

Бу иккинчи хулосадан эркин атомлар қандай нурлар чиқарса, фақат худди ана шундай нурларни ютиши келиб чиқади. Шунинг учун газлар ва буғларнинг ютиш ва чиқариш спектрларидаги чизиқларнинг вазиятлари мос тушади (34.9, 34.10-§ ларга қ.).

Атом нурланишлари частотасининг мутлақо ўзгармас бўлишидан вақтнинг асосий бирлиги — секундни аниқлашда фойдаланилган эди. Халқаро нурланиш частоталаридан бири танланган бўлиб, секунд вақт интервали каби аниқланади, бу вақт давомида шу частотага мос келган муайян сонда (9 192 631 770) тебраниш бўлади.

Юқорида қараб чиқилган водород атомининг энергетик сатҳлари схемаси энг содда схемадир. Атомнинг электронлари қанчалик кўп бўлса, унинг энергетик сатҳлари ва спектрларининг схемаси шунчалик мураккаб бўлади. Масалан, темирнинг спектри бир неча мингта чизиқдан иборат.

Молекулалар бундан ҳам мураккаброқ спектр беради. Молекула энергияси қуйидаги учта ташкил этувчидан иборат электронлар энергияси, атом ядроларининг тебранма ҳаракати энергияси ва умумий оғирлик марказига нисбатан ядроларнинг айланиш энергияси. Бу ташкил этувчиларнинг ҳаммаси дискрет бўлиб, уларнинг ўзгариши квант характерга эга.

Энергиянинг бу учта квантланган ташкил этувчилари турлича группаланганда молекуланинг мумкин бўлган энергетик сатҳларининг жуда катта сони ҳосил бўлади. Бу энергетик сатҳдан бошқа энергетик сатҳга мумкин бўлган ўтишлар сони ҳам жуда кўп бўлиши тушунарли. Шундай қилиб, молекулаларнинг йўл-йўл спектри олинади, бу спектрларнинг ҳар бир йўли бир-бирига яқин жойлашган бир нечта чизиқлардан иборат.

Заррачалар бир-бири билан кучли ўзаро таъсирлашадиган суюқликлар ва қаттиқ жисмларда ҳар бир заррачанинг энергияси ўз ичига унинг бошқа заррачалар билан ўзаро таъсирлашиш энергияси жуда ҳам турли-туман қийматларга эга бўлгани сабабли алоҳида энергетик сатҳлар ўрнига мумкин бўлган энергетик ҳолатларнинг туташ спектри ҳосил бўлади. Шунинг учун нурланиш квантлари катталиги ҳам жуда турли-туман бўлиши мумкин ва туташ нурланиш спектри олинади.

Бундай спектр ҳароратли нурланишга эга бўлади, унинг хоссалари температура билан аниқланади ва модданинг структурасига ҳамда унинг заррачаларининг тузилишига кам боғлиқ бўлади.

35.17- §. Люминесценция ҳодисаси. Етарлича юқори ҳароратда қиздирилган ҳар қандай модда шуълалана бошлайди. Модданинг бундай нурланиши ҳароратли нурланиш дейилади, чунки унинг интенсивлиги ва спектрал таркиби асосан шуълаланаётган жисмнинг ҳарорати билан аниқланади.

Аммо кўпинча жисмларнинг ҳарорати жуда паст бўлганда ҳам уларнинг ҳароратли нурланишларида ёруғликнинг кўринадиган нурлари ҳали бўлмаса-да, шуълаланишини кузатиш мумкин. Жисмнинг бундай шуълаланиши ҳар доим у ютган бирор энергия ҳисобига доир содир бўлар экан. Бу энергия жисмни қиздирмайди. Агар жисм энергия ютган момент билан унинг ҳароратли нурланишига боғлиқ бўлмаган нурланиши орасида тажрибада ўлчаси бўладиган вақт ўтса, бу нурланишни люминесцент нурланиш деб, унинг натижасида жисмнинг шуълаланишини люминесценция деб аталади.

Люминесцент модданинг заррачалари (молекулалари, атомлари, ионлари) бир энергия ютганида уйғонган ҳолатга ўтади, улар бу ҳолатда маълум вақт давомида (модданинг турига қараб 10^{-9} с дан бир неча соат давомида) туриши мумкин. Улар нормал ҳолатга қайтганида люминесцент нурланиш чиқаради. Уйғониш усулига қараб люминесценцияларнинг тури бир неча хил бўлади.

Сийракланган газдан электр ток ўтганда газнинг шуълаланиши (20.4- § га қ.) электролюминесценция деб аталади. Электролюминесценция яримўтказгичларда ҳам кузатилади ва ёруғлик таъсирида ишлайдиган диодларда (ёруғлик диодлари) фойдаланилади. Ёруғлик диоднинг $p - n$ -ўтишидан тўғри ток ўтказилганда нурланиш квантлари чиқариб электронлар ва тешикларнинг интенсив (жадал) рекомбинацияланиши рўй беради. Бунда электр энергиянинг ёруғлик энергиясига айланиши, яъни ички эффектга тескари жараён рўй беради. Кремнийли ёруғлик диодлари инфрақизил нурланишлар манбаи кремний кабидли (SiC), галлий фосфидли (GaP), ёруғлик диодлари кўринадиган ёруғлик нурлантиради.

Жисм ёруғлик нурланишини ютгандан кейин рўй берадиган люминесценция фотолюминесценция деб аталади. Одатда қаттиқ ва суяқ моддаларнинг фотолюминесценцияланишида ютилган нурланишларнинг тўлқин узунлигидан каттароқ тўлқин узунликдаги нурланишлар чиқиши кузатилади. Одатда уйғониш учун ультрабинафша нурланишлар ишлатилади, фотолюминесцент нурланиш эса спектрнинг кўринадиган қисмида пайдо бўлади. Шундай қилиб, нурланишнинг трансформацияланиши рўй беради. Фотолюминесценциянинг бу хусусияти 1862 йилда инглиз олими А. Стокс томонидан аниқланган эди. Уни Стокс қондаси деб аталади: *фотолюминесценция спектри нурланишнинг ютилиш спектрига қараганда узун тўлқинлар томонга сурилган бўлади.*

Нурланишнинг квант назарияси бу қондани қуйидагича тусунтиради: молекула (атом, ион) $h\nu_0$ нурланиш квантини

ютиб, ва уйғонган ҳолатда ўтиб олган энергиясининг бир қисмини иссиқлик ҳаракати жараёнида бошқа молекулаларга бериб йўқотиши мумкин, қолган энергияни $h\nu$ квант кўринишида нурлантиради. Агар молекула йўқотган энергияни A билан белгиласак, у ҳолда

$$h\nu = h\nu_0 - A. \quad (35.12)$$

Бинобарин, люминесцент нурланиш частотаси ютилган нурланиш частотасидан кичик, тўлқин узунлиги эса мос равишда катта. Шуниси жуда муҳимки, фотолюминесценция спектри ютилаётган нурланишга деярли боғлиқ бўлмай, ҳар бир модда учун ўзига хосдир (характерлидир). Бундан люминесцент анализда модданинг таркибини ва софлигини аниқлашда, бир жинслимаслигини ошкор қилишда фойдаланилади. Бу методда анализ қилишнинг сезгирлиги жуда юқори: одатда модданинг люминесценциясини модданинг $10^{-7} \div 10^{-9}$ г/см³ концентрацияда кузатиш мумкин.

Моддани нурлантириш тўхтатилгандан кейин унинг фотолюминесценцияланиши кузатиладиган вақт кейинги (қайта) шуълаланиш вақти дейилади. Қайта шуълаланиш вақтига қараб фотолюминесценцияни флуоресценция ва фосфоресценцияга ажратиш мумкин. Агар қайта шуълаланиш вақти шунчалик кичик бўлсаки, яъни моддани нурлантириш тўхтатилган заҳоти фотолюминесценция йўқолса, бунини флуоресценция деб аталади. Агар шуълаланишдан кейин ўтган вақт анча кўп бўлса (баъзан бир суткадан кўп бўлса), уни фосфоресценция деб аталади. Кўпгина суюқликларда ва газларда флуоресценция, қаттиқ жисмларда эса фосфоресценция кузатилади.

Кучли ва узоқ муддат фосфоресценцияланадиган кристалл моддалар кристаллофосфорлар деб аталади. Уларга аниқ бир модданинг ёт атомлари жуда кам миқдорда қўшилган тузлар кирилади. Рух сульфит мис атомлари билан активлаштирилган бўлса, яшил рангда кучли фосфоресценцияланади. Фосфоресценцияси активаторларнинг бўлиши билан боғлиқ бўлган шуълаланувчи таркибларни кўпинча люминофолар деб аталади. Таркибига бирор люминесценцияланувчи моддалар, масалан, уран бирикмаси, нодир ер элементлари ва бошқалар кирган кўпгина шишаларда фосфоресценция кузатилади.

Кристаллографлар рентген ва ультрабинафша нурларни қайд қилишда фойдаланилади. Кристаллофосфор қатлами билан қопланган экран бу нурларни ютганидан кейин кўринадиган ёруғлик чиқаради. Фосфоресценцияланувчи экрандан инфрақизил нурларни қайд қилишда ҳам фойдаланиш мумкин. Инфрақизил нурланишлар шуълаланувчи экранни тезда қорайтириб люминафорнинг фосфоресценция вақтини қисқартирар экан.

Люминесценция электрон-нурли трубкларда энг кўп қўлланилади. Бу трубкларнинг экрани ички томонидан люмино-

фор билан қопланади. Люминофорлар эса электронлар билан бомбардимон қилинганда шуълаланади. Люминесценциянинг бу тури к а т о д о л ю м и н е с ц е н ц и я деб аталади.

Оддий кинескопларда кристаллофосфорлар ишлатилади. Унинг таркибида ҳаворанг шуълаланиш берувчи кумуш билан активлаштирилган рух сульфат ва кадмий сульфит аралашмаси бор. Рангли телевизорларнинг кинескопларида экранда қизил, яшил ва кўк ранглар билан шуълаланувчи учта кристаллофосфорларнинг донлари тартиби билан жойлашган. Улар учта алоҳида электрон нурлар билан уйғотилади. Бу нурларнинг интенсивлиги мос равишда қизил, яшил ва кўк светофильтрлар юборувчи учта трубкadan келаётган видеосигналлар билан бошқарилади.

Люминесценция ёруғлик манбаларида ҳам кўп қўлланилади. Газлар ёруғлик трубкаларида сийраклаштирилган газ ёки буғларнинг электролюминесценциясидан фойдаланилади. Кундузги ёруғлик лампаларида симоб буғларининг электролюминесценцияланишида ультрабинафша нурланиш чиқади (шунинг учун ҳам деворлари кварцдан бўлган симоб лампалари ультрабинафша ёруғлик манбалари сифатида ишлатилади). Кундузги ёруғлик лампасининг ички девори люминофор билан қопланган бўлиб, бу люминофор ультрабинафша нурланишни ютади, кўринадиган ёруғлик чиқариб фосфоресценцияланади. Люминофорнинг химиявий таркиби лампанинг ёруғлиги ўз таркибига кўра кундузги ёруғликка яқинроқ қилиб танланади. Бундай лампаларнинг тежамлилиги чўгланма лампаларникидан 4—5 марта юқори.

Люминесцент бўёқлар муайян рангли нурларни фақат қайтарибгина қолмай, ютилаётган нурланишни ўша ёруғликка айлантириб беради, шунинг учун улар шуълалангандек туюлади. Люминесцент бўёқлар театрларда ёруғлик эффектлари ҳосил қилишда ишлатилади, рекламаларда қўлланилади, лангарларга боғлаб қўйиладиган сузгичларни бўяшда, локомотивга полоса қилиб бўёқ суркашда ва бошқаларда ишлатилади.

35.18- §. Квант генераторлари тўғрисида тушунча. 1955 йилда физикада янги соҳа — квант электроникаси пайдо бўлди. Унинг ривожланиши мезерлар ва лазерлар деб аталувчи к в а н т г е н е р а т о р л а р и н и н г яратилишига олиб келди.

Квант генератори қатъий аниқ частотага ва юқори йўналганликка эга бўлган когерент электромагнит нурланишлар манбаидан иборат. Мазер микротелқин соҳада нурлантиради, лазер эса кўринадиган ва инфрақизил соҳаларда нурлантиради. Машҳур физиклар Н. Г. Басов ва А. М. Прохоров биринчи квант генераторларини яратдилар.

Худди оддий люминесценциядаги каби квант генераторларининг нурланиши ҳам уйғонган атомлар ёки молекулаларнинг нормал ҳолатга ўтишларида электромагнит нурланишлар кванти чиқариши билан ҳосил қилинади. Агар бу ўтишлар ўз-ўзидан амалга ошса (оддий люминесценциядаги каби), у ҳолда чи-

қаётган фотонлар турли йўналишларда тарқалади, улар билан боғлиқ бўлган тўлқинлар эса турли фазаларда бўлади. Бу ҳолда нурланиш когерент ва йўналган бўлмайди.

Аммо уйғонган атом (ёки молекула) ўз энергиясини худди шундай атом нурланишида ҳосил бўлган фотон унинг яқинидан учиб ўтаётганда индукцияланган нурланишда (уни стимулланган ёки мажбурий нурланиш ҳам деб аталади) бериши мумкин. Уйғонган атомнинг учиб ўтаётган фотон билан таъсири резонанс характерга эга бўлиб, ўша йўналишда учадиган янги фотоннинг чиқишига олиб келади, бу фотонлар билан боғлиқ бўлган тўлқинлар фазаси жиҳатидан аниқ мос тушади. Бу фотонлар уйғонган бошқа атомларни нурлантириши мумкин ва ҳ. к. Шундай қилиб, ёруғликнинг оддий кучсизланиши ўрнига ютиш натижасида ёруғликнинг кучайиши рўй бўради.

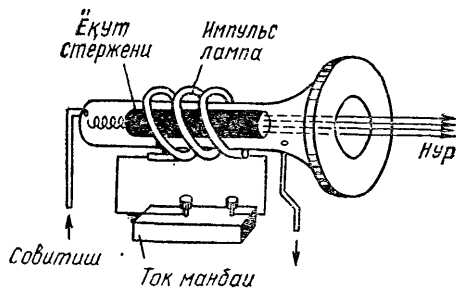
Кучли индукцияланган нурланиш рўй бериши учун атомлар уйғонган ҳолатда узоқ вақт қола оладиган бўлиши, яъни у етарлича стабил бўлиши лозим. Шунингдек, кўпгина атомлар уйғонган ҳолатда бўлиши лозим. Квант генераторларида шундай шароитлар яратилади.

Мисол тариқасида оптик квант генератори ёқут лазерлари нинг (35.19-расм) ишлаш принципини кўриб чиқамиз. (ёқут лазерлари 1960 йилда яратилган эди.) У учлари жуда аниқ параллел қилиб текис силлиқланган сунъий ёқут стержени (хром атомлари қўшилган алюминий оксиди) дан иборат. Стержень учлари кумуш билан қопланади, бунда унинг чап учи ношаффоф, ўнг (чиқиш) учи эса ярим шаффоф қилинади.

Лазернинг ёруғлик нурланишини хром атомлари ҳосил қилади. Хром атомларини уйғонган ҳолатга ўтказишда ҳайдаш лампаси хизмат қилади. Бу лампа стержень атрофида спираль қилиб ўралган кучли импульсли газ-разрядли трубкадир. Лампа кучли чақнаганда хромнинг кўпгина атомлари уйғонган ҳолатга ўтади.

Хромнинг уйғонган атомларидан бири ўз-ўзидан стержень ўқи бўйлаб учиб борувчи фотон чиқаради дейлик. Бу фотон хромнинг бошқа атомларининг индукцияланган нурланишини ҳосил қилади ва шиддат билан ҳаракатланадиган фотонлар қуюни пайдо бўлади. Бу фотонларнинг тўлқинлари фаза жиҳатидан аниқ мос тушгани учун амплитудаси узлуксиз равишда ортиб борувчи электромагнит тўлқин пайдо бўлади.

Тўлқин стерженнинг кўзгули учига бориб, қайтади ва стержень бўйлаб тескари йўналишда ўтади. У кўп



35.19- расм.

марта қайтиши натижасида амплитудаси тез ортиб борувчи турғун тўлқин пайдо бўлади. Бунда стерженнинг кўзгули учлари орасидаги масофада бутун сонли ярим тўлқинлар бўлади. Рубин стержени ҳажмий резонатордан иборат. Тўлқин ярим-шаффоф кўзгудан қайтганда стерженнинг чиқиш учида ёруғликнинг бир қисми ташқарига чиқади. Бунда жуда ҳам кучли монохроматик когерент нурланиш ҳосил бўлади. Бу нурланиш лазер нури деб аталади.

Стержень ўқиға нисбатан бирор бурчак остида ҳаракатланувчи фотонлар ҳосил қилган нурланиш кўзгули учларидан кўп карра қайта олмайди ва кучая олмайди. Лазер нурланиш кўзгули учларидан кўп карра қайта олмайди ва кучая олмайди. Лазер нурланишининг жуда юқори йўналганлиги шу билан тунтирилади.

Миллисекунднинг улушларича вақт ичида хромнинг барча уйғонган атомлари нормал ҳолатға ўтади ва лазернинг нурланиши тўхтайди. Ёқут лазери қисқа муддатли, лекин жуда кучли қизил ёруғлик чиқаради.

Лазер ишлаганда жуда кўп иссиқлик ажралади, уни совитиб туриш лозим. Лазерларнинг ишчи моддалари сифатида рубин (ёқут) дан ташқари бошқа қаттиқ моддалар, масалан, баъзи шишаларнинг нодир ер элементлар билан бирикмаси, шунингдек, газлар: аргон, азот, гелий ва неон аралашмаси ва бошқалардан фойдаланилади.

Газ лазерларида атомлари юқори частотали электр токи билан уйғотиладиган сийракланган газ нурланиш ҳосил қилади. Газ лазерлари узлуксиз нурланиш ҳосил қилади. Бу нурланиш қаттиқ жисмлар асосий қурилган лазерларнинг нурланишиға қараганда кучсизроқ, атом яна ҳам йўналганроқ ва монохроматикроқ бўлади.

Лазерларнинг камчилиги уларнинг фойдали иш коэффициентининг кичик (1% дан кам) эканлигидир. Аммо ҳозирги вақтда фойдали иш коэффициенти жуда ҳам юқори бўлган ярим ўтказгичли лазерлар яратилди. Улар ёруғлик диодлари (светодиодлар) бўлиб, зичлиги жуда ҳам катта бўлган токда ишлайди.

Лазерлар фан ва техниканинг турли соҳаларида қўлланилади. Йўналтирувчи лазер нури тунеллар ўтказишда ва трубалар ётқизишда, қурилишда, навигацияда, ҳарбий ишда бошқариладиган снарядларни мўлжалға тўғрилашда ишлатилади. Фокусланган лазер нурлари билан жуда ҳам қийин суюқландиган материалларни буғлатиб юбориш мумкин. Бу ҳодисадан сопол (керамика) да, ўта қаттиқ қотишмаларда, олмосда, яримўтказгич материалларда жуда ҳам кичик тешиклар очишда, шунингдек, шу материалларни кесишда фойдаланилади. Лазер нурларининг қатъий йўналганлигидан Ой, Венера, Марсни радиолокация қилишда фойдаланилади.

Лазер нурларининг когерентлиги ҳар қандай электромагнит тўлқинлар каби ундан информация узатишда фойдаланиш им-

конини беради. Тўлқин частотаси ортиши билан у узайтиши мумкин бўлган информация ҳажми ҳам ортади. Лазер нури радиотўлқинларга қараганда бир неча минг марта кўп бўлган информацияни узата олади. Лазер нурларини қабул қилувчи приёмниклар сифатида фотоэлементлар ва фотоқаршилиқлар ишлатилади. Космик оптик алоқада лазердан фойдаланиш катта афзалликларга эга.

36- БОБ. МАХСУС НИСБИЙЛИК НАЗАРИЯСИ АСОСЛАРИ

36.1- §. Классик механикада нисбийлик принципи. Физик ҳодисаларни баён қилишда биз доим бирор саноқ системасидан фойдаланамиз. Масалан, кўпинча биз жисмларнинг ҳаракатини Ерга нисбатан қараймиз, яъни Ер шарини шартли равишда қўзғалмас жисм деб қабул қиламиз. Ерга нисбатан тинч турган лаборатория поли ва деворларини баъзан саноқ системаси деб қабул қиламиз. Агар бу система поездда, теплоходда ёки космик кемада бўлса, у ҳаракатланиши ҳам мумкин.

Галилей Ер шароитида инерция қонунининг амалда тўғрилигини кўрсатди. Бу қонунга кўра жисмга кучларнинг таъсири унинг тезлигининг ўзгаришида намоён бўлишини биламиз; тезлигини катталиги ва йўналиши жиҳатидан ўзгартирмай тутиб туриш учун куч бўлиши талаб қилинмайди. Инерция қонуни бажариладиган бундай саноқ системасини инерциал саноқ системаси деб аталади.

Ерга нисбатан текиё ва тўғри чизиқли ҳаракатланаётган лабораторияда барча механик ҳодисалар худди Ер сиртидагидек бўлиб ўтиши аниқланган эди, бинобарин, бундай лабораторияда инерция қонуни ҳам тўғри бўлади. Бу жуда ҳам кўп инерциал системалар мавжуд деган сўз, агар ҳеч бўлмаганда битта шундай система бор бўлса, унда шу системага нисбатан текис ва тўғри чизиқли ҳаракат қилаётган ҳар қандай бошқа система ҳам инерциал бўлади.

Г. Галилей классик механикага нисбийлик принципи киритди, унинг маъноси қуйидагича: *инерциал саноқ системаси тинч турганини ёки текис ва тўғри чизиқли ҳаракатланаётгани ҳеч қандай механик тажрибалар билан аниқлаш мумкин эмас.* Бошқача айтганда, *барча инерциал системаларда механика қонунлари бир хил кўринишга эга:* шунинг учун уларнинг бирортаси ҳам бир-бирининг олдида афзалликка эга эмас; улардан исталган бирини шартли равишда қўзғалмас деб қабул қилиш ва механик ҳодисаларни тавсифлашда фойдаланиш мумкин. Масалан, Ерга механик ҳаракатларни кузатишда Ернинг ўзининг орбитада 30 км/с тезлик билан ҳаракатланаётганини сезмаймиз.

Шуни қайд қилиб ўтиш лозимки, Ер билан боғланган саноқ системасини бирор тақрибий равишда инерциал деб ҳисоб-

лаш мумкин, чунки Ернинг ўз ўқи атрофида айланиши туфайли Ерда инерция қонуни қатъий бажарилмайди. Масалан, Ерга тушаётган жисмлар шарққа оғади, маятник тебраниш текислигини ўзгартиради (Фуко тажрибаси) ва бошқалар.

Қуёш билан боғланган системани (етарлича катта аниқлик билан) инерциал система деб қабул қилиш мумкин. Аммо қатъий қилиб айтганда, бу система ҳам инерциал эмас, чунки Қуёш ҳам Галактика маркази атрофидаги ҳаракатда қатнашади. Шундай қилиб, танланган саноқ системаси инерциал саноқ система бўлиши ҳақидаги савол тажриба асосида ҳал қилиниши мумкин. Тажрибалар ўтказиш вақтида ўлчашлар аниқлиги чегарасида Ньютон қонуналаридан четлашишлар бўлмаса, унда танланган саноқ системасини тақрибан инерциал саноқ системаси деб ҳисоблаш мумкин.

36.2- §. Эйнштейннинг махсус нисбийлик назариясининг экспериментал асослари. Эйнштейн постулатлари. Классик механикада вақт барча инерциал системаларда бир хилда ўтади, жисмларнинг фазовий масштаблари ва массалари ҳам барча инерциал саноқ системаларида бир хил сақланади деб ҳисобланган эди.

Ньютон физикага абсолют вақт ва абсолют фазо тўғрисида постулатлар киритди. Вақт тўғрисида у шундай ёзган эди: «Абсолют, ҳақиқий ёки математик вақт ўз-ўзича ва ўзининг ички табиатига кўра бир хилда ўтади». Кейинроқ Ньютон бундай ёзган эди: ҳақиқий вақт ўрнида унинг ҳаракат ёрдамида аниқланадиган соат, кун, йил ўлчовларидан фойдаланилади. Аммо кунлар ҳақиқатда бир-бирларига аниқ тенг эмас. «Балки, вақтни аниқ ўлчаш мумкин бўлган стандарт ҳаракат сингари бирор нарса мавжуд бўлса керак. Барча ҳаракатлар тезланувчан ёки секинланувчан бўлиши мумкин, аммо вақтнинг ҳақиқий ўтиш жараёни ҳеч қандай ўзгаришларга мубтало бўлмайди». Шундай қилиб, Ньютон вақтнинг юриши саноқ системаси билан ҳеч қандай боғлиқ эмас ва у абсолютдир деб ҳисоблаган.

Ер билан боғланган системасини ҳар доим ҳам инерциал система деб қабул қилинавермаслигини юқорида қайд қилиб ўтган эди. Коперникнинг олам тўғрисидаги манзарасида инерция қонуни бажариладиган саноқ системаси сифатида Ер эмас балки астрономик фазода бирор тарзда қайд қилинган система олинган деб фараз қилинган эди.

Ньютон абсолют фазо постулатини қуйидагича таърифлади: «Абсолют фазо ўз табиатига кўра ҳеч бир ташқи нарсага нисбатан эмас, доим бир хиллигича ва қўзғалмаслигича қолади». Конкрет (аниқ) жисмларнинг ҳақиқий, абсолют вазиятлари ва уларнинг ҳаракатлари ўрнида, деб ёзган эди Ньютон, биз ўзимизнинг амалий ҳаётимизда жисмларнинг ўзаро жойлашиши орқали аниқланадиган нисбий ёки туюлма жойлашишидан фойдаланамиз. «Ҳаракат амалга ошадиган қўзғалмас фазони кузатиш учун имкон йўқ».

Абсолют фазо тўғрисидаги Ньютон постулатида абсолют қўзғалмас саноқ системаси тўғрисидаги гоё бор. Бир-бирига нисбатан ҳаракатланаётган жуда кўп инерциал системалар орасида (уларнинг ҳар бирини қўзғалмас деб қабул қилиш мумкинлигини биламиз) абсолют фазо билан боғланган ҳақиқатан ҳам қўзғалмас битта инерциал система бўлади деб ҳисобланар эди. Шу қўзғалмас деб олинган системага нисбатан барча жисмларнинг ҳаракати ҳақиқий, абсолют бўлади.

Ньютоннинг абсолют фазосида инерциал системанинг ҳаракатланишини ҳеч қандай тажриба билан аниқлашнинг иложи йўқ. Инерциал системада туриб ва бизнинг системамизга боғлиқ бўлмаган ҳолда Коинотда барча жисмларнинг ҳаракатини кузатиб, биз шу жисмларга нисбатан абсолют ҳаракат тўғрисида эмас, фақат ўз ҳаракатимиз тўғрисидагина хулоса чиқара оламиз. Ҳар қандай материядан холи бўлган бўш фазони кузатишнинг умуман иложи бўлмас эди.

Агар инерциал системанинг ҳаракатини механик ҳодисалар билан аниқлаш мумкин бўлмаса, унда буни оптик ҳодисалар ёрдамида қилиб бўлмасмикан деган савол туғилади. Утган асрнинг охирларида шунга урилиб кўрилди.

Ер олам фазосида (уни абсолют қўзғалмас деб ҳисобланар эди. Унда ёруғликнинг тезлиги барча йўналишларда бир хил бўлиб, c га тенг) орбита бўйича ҳаракатлангани учун Ерга ёруғлик тезлигига Ернинг ўзининг ҳаракати таъсир қилиши лозим. Ёруғликнинг тарқалиш тезлиги Ер ҳаракатининг йўналиши чизиги бўйича ва перпендикуляр йўналишда бир хил бўлмаслиги лозим.

А. Майкельсон ва Э. Морли ёруғликнинг бу икки йўналиш бўйича тарқалиш тезлигини интерференция ёрдамида таққослашди. Аммо Ер ҳаракатининг ёруғликнинг тарқалиш тезлигига таъсирини қайд қилиб бўлмади. Бу тажрибалар жуда кўп марта такрорланади, аммо Ер билан боғлиқ бўлган саноқ системасида ёруғлик тезлиги ҳамма йўналишларда бир хил экан. Демак, ёруғликнинг тарқалиш тезлигига Ер ҳаракати ҳеч таъсир қилмайди ва классик механикада қабул қилинган тезликларни қўшиш қонуни мазкур ҳолда бажарилмайди.

Кейинроқ, жисмнинг массаси доимо ўзгармаслиги тўғрисида иккиланиш бўлди. Катод нурларида электронлар учун $\frac{f}{m}$ нисбати ўлчанганда (бунда e — электроннинг заряди, m — унинг массаси) электронлар жуда катта тезлик билан ҳаракатланганида тезлик ортиши билан e/m камаяди. Ньютон механикаси нуқтан назаридан бу тушунарсиз эди, унинг ҳаракатланиш тезлигига e ва m боғлиқ бўлмагани учун электроннинг заряди e ва массаси m ўзгаришсиз қолиши лозим эди-да.

Бу зиддиятларни тушунтириб бериш учун Ньютон механикасида қабул қилинган шартлардан фарқ қиладиган шартларга асосланган янги назария керак эди. Бу назарияни асримизнинг бошида А. Эйнштейн яратди. Бу назария Майкельсон тажри-

балари ва бошқа барча тажрибалар билан мос келадиган янги постулатларни киритиш ёрдамида яратилди.

Бу қараб чиқилганлардан Ньютон механикаси нотўғри экан деб хулоса чиқариш ярамайди. Ёруғлик тезлигини ва ёруғлик тезлигига яқин бўлган заррачаларнинг ҳаракат тезлигини аниқлаш билан боғлиқ бўлган тажрибаларгина унга зиддир. Ёруғлик тезлигидан анча кам бўлган тезликлар билан иш кўрган барча ҳолларда классик механика тажрибага мос келади. Бу деган сўз, янги механика яратилаётганда мувофиқлик принцигарио қилиш лозим, яъни янги механика Ньютоннинг эски классик механикасини хусусий, чегаравий ҳол сифатида ўз ичига олиши лозим. Шундай қилиб, янги механиканинг қонунларидан Ньютон қонунларига ёруғлик тезлиги c га қараганда кичик бўлган v ҳаракат тезликларида ўтиш лозим. Бу янги механикани релятивистик механика деб аталадиган бўлинди. Шундай қилиб, релятивистик механика классик механикани инкор этмайди, балки унинг татбиқ қилиниш чегарасини белгилайди, холос.

Энди Эйнштейн постулатларини қараб чиқамиз:

1) Ёруғлик тезлигининг доимийлик принципи: *ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги (c) барча инерциал саноқ системаларда барча йўналишларда бир хил. Бу тезлик ёруғлик манбаининг ёки кузатувчининг ҳаракатига боғлиқ эмас.*

2) Нисбийлик принципи: *бирор инерциал саноқ системасида ўтказилган ҳеч қандай физик (механик, электрик, оптик) тажрибаларда шу система тинч турганини ёки ҳаракатланаятганини аниқлаш мумкин эмас. Физика қонунлари барча инерциал саноқ системаларда бутунлай бир хил бўлади.*

Шундай қилиб, Эйнштейннинг иккинчи постулати механик ҳодисалар учун, табиатнинг ҳамма ҳодисалари учун таърифланган Галилейнинг нисбийлик принципини умумлаштиради. Эйнштейннинг нисбийлик принципи барча инерциал саноқ системалари учун тенг ҳуқуқлилиқ ўрнатади ва Ньютоннинг абсолют фазоси тўғрисидаги идеяни рад қилади.

Юқорида келтирилган постулатлар асосида инерциал саноқ системасида ҳодисаларни тавсифлаш учун яратган Эйнштейн назариясини махсус нисбийлик назарияси деб аталади. Унинг асосларини қараб чиқамиз.

Классик механикада қабул қилинган, бизнинг тафаккуримиз учун одат бўлиб қолган фазо ва вақт тўғрисидаги тасаввурларимиздан махсус нисбийлик назариясида воз кечишга тўғри келди, чунки бу тасаввурлар экспериментал равишда аниқланган ёруғлик тезлигининг ўзгармаслик принцигарио зид эди.

Хоссалари саноқ системага ва материяга боғлиқ бўлмаган абсолют фазога ўз маъносини йўқотиб қолмай, балки абсолют вақт ҳам ўз маъносини йўқотди. Вақт ҳам нисбий экан, вақтнинг муайян моментлари ёки вақт оралиқлари тўғрисида маълум саноқ системаси билан боғлаб гапириш мумкин. Кейин-

роқ шу нарса маълум бўлдики, жисмларнинг ўлчашлар ёрдамида топилган ўлчамлари ҳам нисбий экан, улар ҳам конкрет саноқ системаси билан боғланган бўлиши лозим.

36.3- §. Бир вақтlilik тушунчаси. Энди соатларни текшириш тўғрисидаги масалани ва Эйнштейн постулатларини ҳисобга олган ҳолда турли саноқ системаларда ҳодисаларнинг (воқеаларнинг) бир вақтда юз беришлиги тўғрисидаги масалани қараб чиқамиз.

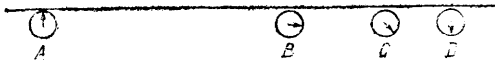
Ньютон механикасида «абсолют вақтнинг ҳақиқий ёки стандарт ўтиш жараёни ҳеч қандай ўзгаришларга мубтало бўлмаган» ва «ҳаракатлар тезми ёки секинми, ёки умуман йўқми», буларга боғлиқ эмас. «Вақт моменти», «бирвақтlilik», «олдинроқ», «кейинроқ» ва шунга ўхшаш тушунчалар бутун Коинот учун қонуний бўлган ўзига яраша маънога эга деб ҳисобланар эди. Эйнштейннинг нисбийлик назарияси нуқтаи назаридан қараганда эса абсолют вақт тушунчаси бўлмагани каби абсолют бирвақтlilik тушунчаси ҳам йўқ.

A ва B турли нуқталарда иккита воқеа бир вақтда рўй берганлигини ҳал қилиш учун бу нуқталарнинг ҳар бирида синхрон юрадиган аниқ (тўғри юрадиган) соатлар бўлиши лозим. Бунинг учун соатларни бир нуқтага кўчириш, уларни синхрон юрадиган қилиб созлаш, сўнгра яна уларни A ва B нуқталарда соатлар кўрсатишини бир-бирига солиштириш имконини берадиган вақт сигналларидан фойдаланиш мумкин. Амалда иккала усул ҳам қўлланилади. Масалан, кемада хронометр бўлади, у жуда аниқ юради ва жўнаш портида контрол соатга қараб тўғриланган бўлади. Бундан ташқари, сузиш вақтида уни текширишда радиодан бериладиган аниқ вақт сигналларидан фойдаланиш мумкин.

Соатни текшириш учун бизга маълум бўлган сигналлар ичида тарқалиш тезлиги энг катта бўлган электромагнит сигналлар (масалан, ёруғлик сигналлари) дан фойдаланиш қулай бўлади. Бироқ бу тезлик жуда катта бўлишига қарамай барибир чекланган. Масалан, Ленинградда яшайдиган одам Москвадан бериладиган аниқ вақт сигналини $0,002$ с кечикиб эшитади. Бу вақт жуда ҳам кичкина бўлишига қарамай, электромагнит сигналларининг тарқалиш тезлигини ва Москвадан Ленинградгача масофани билган ҳолда бу кечикишни ҳам ҳисобга олиш мумкин.

Эйнштейн мана бундай қулай усулни тавсия қилди, бу усулга кўра узоқда жойлашган бир соатдан иккинчи соатга сигналнинг тарқалиб бориш вақтини ҳисобга олган ҳолда уларнинг юриш синхронлигини текшириш мумкин. Шунинг қайд қилиб ўтиш керакки, ёруғлик сигнални тарқалишида вақтни ҳисобга олишнинг бундай мумкинлиги нисбийлик назариясида Эйнштейннинг биринчи постулатига — ёруғлик тезлигининг доимийлигига асосланган.

Даставвал келишиб оламиз: фазонинг муайян жойида синхрон юрадиган исталганча соат бор. Бундан соатлар цифер-



36.1- расм.

блатли ва стрелкали бўлиши шарт эмас. Муайян давр давомида такрорланадиган ҳар қандай жараёни соат сифатида фойдаланиш мумкин.

Шундай қилиб, фазонинг исталган A жойида синхрон юраётган жуда кўп соат бўлсин. Битта соатни A нуқтага, бошқаларини эса ўзимизга керак бўлган B , C ва ҳ. нуқталарга тарқатиб чиқамиз (36.1- расм). A ва B нуқталардаги соатлар ҳақиқатан ҳам синхрон юраётганини текшириш учун қўйидагича иш тутамиз: вақтнинг momentiда (A даги соатга кўра) B томон йўналишида ёруғлик сигнали юборамиз. Бу сигнал B га вақтнинг t_B momentiда (B даги соатга кўра) етиб келсин, B нуқтада кўзгудан қайтди ва A томон йўналишида орқага кетди, унда вақтнинг t'_A momentiда (A даги соатга кўра) қабул қилинди. Агар иккала томонга ёруғлик сигналларининг тарқалиш вақти бир хил бўлса, яъни

$$t_B - t_A = t'_A - t_B.$$

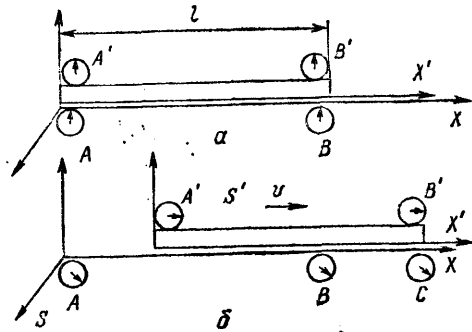
Эйнштейн фикрига кўра, A ва B соатлар синхрон юраётган бўлади. Масалан, вақтнинг $t_A = 0$ momentiда (Москвадаги соатга кўра) Ленинградга сигнал юборилган бўлсин. Бу сигнал Ленинградда вақтнинг $t_A = 0,002$ с momentiда (Ленинграддаги соатга кўра) қабул қилинган бўлсин ва кўзгудан қайтиб Москвага кетган бўлсин. Бу сигнал Москвада вақтнинг $t'_A = 0,004$ с momentiда (Москвадаги соатга кўра) қайд қилинган бўлсин. Унда Москвадаги ва Ленинграддаги соатлар синхрон юрапти деб айтиш мумкин, чунки $(0,002 - 0)с = (0,004 - 0,002)с$.

Агар ҳамма соатлар бир-бирига нисбатан тинч турган бўлса, унда шу тарзда A нуқтадаги соатнинг юриши билан B , C ва бошқа нуқталарда турган соатларнинг юришини текшириб кўриш мумкин. Соатлар A дан қанчалик узоқда жойлашган бўлса, ёруғлик сигнали A дан шу соатларга етиб бориши учун шунча кўп вақт керак бўлади. Шунинг учун агар A дан ҳамма соатларга бир вақтда сигнал юборилса, унда сигналларнинг B , C ва ҳ.к. ларга етиб келиш momentiда бу нуқталардаги соатлар ҳар хил вақтни кўрсатади (36.1- расмга қ.).

Энди қўйидагича фараз қилайлик: узунлиги l_{AB} қаттиқ стержень бўлиб, унинг учлари A ва B нуқталарда бўлсин (36.2- расм). Стерженнинг учларида эса A ва B соатлар маҳкамланган бўлсин. Агар стержень санок системасида тинч турса, унда A ва B соатлар A , B , C ва ҳ. к. соатлар билан синхрон юради.

Энди стержень A нуқтада турган кузатувчига нисбатан A дан B га йўналишда v тезлик билан ҳаракатланаётган бўлсин ва кузатувчи S санок системасида кўзгалмайди, деб фараз

қилайлик. Энди S' системада ҳаракатланаётган стерженнинг A' ва B' учларида турган соатлар қўзғалмас саноқ системаси билан боғланган A, B ва ҳ.к. соатлар билан синхрон юрадимиз? (Бунда ҳамма соатлар идеал тўғри юришда давом этади деб ҳисоблаймиз.)



36.2- расм.

Стерженнинг A' учи S системанинг A нуқтаси билан мос тушади (36.2-а расм), A дан B ва B' йўналишида ёруғлик сигнали жўнатилган бўлсин. Агар стержень узун бўлса, унда c тезлик билан келаётган ёруғлик A' соатдан B' соатга етиб келгунча ўтган вақт ичида стержень S системада кўчиб улгуради ва унинг B' учи (охир) бирор C нуқтанинг қаршисида бўлиб қолади (36.2-б расм). Стерженда турган кузатувчи нуқтан назаридан, A дан сигнални юбориш моментидан уни B' га етиб келгунига қадар

$$t'_B - t'_A = \frac{l_{A'B'}}{c}$$

вақт ўтган бўлади. Агар S системада туриб ёруғлик сигнали кузатилса, унда ёруғлик сигнали стерженнинг охирига етиб келиш моментидан l_{AC} масофа ўтади. Шундай қилиб, S системада турган кузатувчи нуқтан назаридан A дан сигнал юбориш моментидан стерженнинг охирига етиб келгунга қадар

$$t_C - t_A = \frac{l_{AC}}{c}$$

вақт ўтган бўлади.

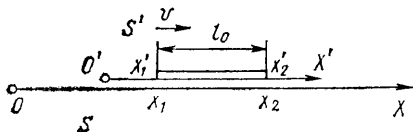
$t_A = t'_A$ бўлгани учун $t_B \neq t_C$ ни оламиз, чунки $l_{AC} > l_{A'B'}$. Шундай қилиб, стерженнинг B' учига сигнал S системада тинч турган кузатувчининг соатига ва S' системада тинч турган кузатувчининг соатига кўра турли моментларда етиб келади. Демак, S системанинг идеал тўғри юрадиган соати S' системадаги худди шундай соат билан синхрон юрмайди.

Шундай қилиб, нисбийлик назариясига кўра, нисбий ҳаракатда бўлган инерциал системаларнинг ҳар бирида системанинг хусусий вақти мавжуд бўлиб, уни шу системада тинч турган соат кўрсатади. Бинобарин, турли инерциал системаларда воқеанинг вақтини аниқлашда бир системада бир вақтда бўлган воқеалар бошқа саноқ системасида бир вақтда бўлмаслиги мумкин. Бошқача қилиб айтганда, *абсолют бир вақтlilik мавжуд эмас.*

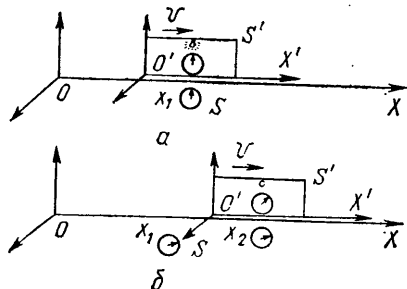
36.4- §. Уzunлик ва вақт оралиғи тушунчаларининг нисбийлиги. Саноқ системасида тинч турган ва ҳаракатланаётган стержень узунлигини ва ўлчаш тўғрисидаги масалани қараб чиқамиз.

Агар стержень кузатувчига нисбатан ҳаракатсиз бўлса, унда стерженнинг учи ва охирига масштабни қўйиб, унинг узунлигини ўлчаш мумкин. Шу тарзда ўлчанган узунликни стерженнинг хусусий узунлиги деб аталади ва l_0 билан белгиланади. Бу тажрибада жисмнинг бирор чизиқли ўлчамини оддий ўлчашларда ўлчанган узунлигидир.

Кузатувчи қўзғалмас бўлиб, S инерциал системада турган бўлсин, стержень эса бу системанинг X ўқиға параллел бўлиб, ўқ бўйича v тезлик билан ҳаракатлансин. Бундай кузатувчи ҳаракатланаётган стерженнинг l узунлигини қандай ўлчаши мумкин?



36.3- расм.



36.4- расм.

Равшанки, бу ерда оддий усулда ўлчаш тўғри келмайди. Бунда қуйидагича иш тутиш мумкин: тинч турган кузатувчи ўзи турган S саноқ системасидаги соатга кўра бирор моментда стерженнинг учи ва охирининг вазиятларини белгилайди (36.3- расм), сўнгра бу белгилар орасидаги масофа l ни ўлчайди, бу қўзғалмас саноқ системасида ҳаракатланаётган стерженнинг узунлиги бўлади. Нисбий назариясига мувофиқ

$$l = l_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}. \quad (36.1)$$

Шундай қилиб, стержень узунлигини ўлчаш натижалари нисбий бўлиб, саноқ системасига нисбатан унинг ҳаракатланиш тезлиги v га боғлиқ эканлигига ишонч ҳосил қилдик; узунлик унинг хусусий узунлиги l_0 дан доим кичик чиқади ($\sqrt{1 - v^2/c^2}$ кўпайтувчи бирдан кичик), бирор саноқ системасига нисбатан стерженнинг ҳаракатланиш тезлиги қанчалик катта бўлса, шу системада стерженнинг ўлчанган узунлиги шунчалик кичик бўлади.

Агар стерженни 90° га бурсак, яъни X ўққа ва ҳаракат йўналишига перпендикуляр қилиб қўйсак, унда стерженнинг узунлиги l_0 га нисбатан ўзгармайди. Шундай қилиб, ҳаракат-

ланаётган жисмнинг ўлчамларини ўлчашда унинг ҳаракат йўналиши бўйича ўлчанган ўлчамларигина қисқарган бўлади.

Бу эффект нисбий эканлигини ҳам қайд қилиб ўтамиз. Масалан, агар S инерциал системада битта бир метрли линейка (чизғич) қўзғалмас, бошқа шундай линейка эса S' системада қўзғалмас бўлиб, бу инерциал системалар бир-бирига нисбатан v тезлик билан ҳаракатланаётган бўлса, унда бири S система билан иккинчиси S' система билан боғланган икки кузатувчининг ҳар қайсиси учун ўзига нисбатан ҳаракатланаётган линейка қисқароқ бўлиб туюлади.

Энди вақт оралиқларининг нисбийлиги тўғрисидаги масалани қараб чиқамиз. Бир-бирига нисбатан ҳаракатланаётган иккита инерциал саноқ системада бир хил идеал соатлар синхрон юрмаслигига ишонч ҳосил қилган эдик.

Бир кузатувчи ҳаракатланаётган вагонда турган бўлсин ва вагонга нисбатан қўзғалмас соатга эга бўлсин. Вагон билан боғланган саноқ системасини S' деб атаймиз. Бошқа кузатувчи ва унинг соати Ерга нисбатан қўзғалмас бўлиб, поезд v тезлик билан ҳаракатланаётган бўлсин. Ер билан боғланган саноқ системасини S билан белгилаймиз.

Вақтнинг t'_1 momentiда (36.4-а расм) вагонда лампочка ёнсин (аниқ бир воқеа рўй берди), вақтнинг t'_2 momentiда (36.4-б расм) лампочка ўчди (янги воқеа рўй берди). Вагонда турган кузатувчи учун бу икки воқеа фазонинг (вагоннинг) бир нуқтасида, лекин вақтнинг t_1 ва t_2 моментларида рўй берди.

Иккала воқеа ҳам фазонинг бир нуқтасида содир бўлган саноқ системаси учун шу икки воқеа орасидаги вақт интервали хусусий вақт интервали деб аталади ва T_0 билан белгиланади. Шундай қилиб, вагондаги кузатувчи учун

$$t'_2 - t'_1 = T_0$$

Ердаги кузатувчи учун бу иккала воқеа фазонинг турли нуқталарида ва унинг соатига кўра вақтнинг турли моментлари t_1 ва t_2 да содир бўлади. Ҳақиқатан ҳам, лампочка бир жойида ёниб, бошқа жойда ўчди, чунки у ёниб турган вақт давомида вагон Ерга нисбатан бирор масофа ўтди. Ердаги кузатувчи учун бу воқеалар орасидаги вақт интервали қуйидагича бўлади:

$$t_2 - t_1 = T.$$

Нисбийлик назариясига кўра

$$T = \frac{T_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (36.2)$$

ни оламиз (36.2) дан $T_0 < T$ экани, яъни хусусий вақт интервали кичик экани кўриниб турибди. Шундай қилиб, кузатувчиларнинг турли системаларда туриб бажарган ўлчашларига

кўра воқеалар фазонинг бир нуқтасида содир бўлган инерциал системада соат секинроқ юради.

Агар кузатувчи станцияда туриб ҳаракатланаётган вагонда содир бўлаётган воқеаларни кузатса, унинг фикрича вагондаги соат унинг соатидан секинроқ юради, яъни вагондаги икки воқеа орасида унинг соатида вагондаги соатга қараганда кўпроқ вақт ўтади. Агар кузатувчи ҳаракатланаётган вагонда туриб станцияда содир бўлаётган воқеаларни кузатса, унинг фикрига кўра станциядаги соат унинг соатига қараганда секинроқ юради, яъни станцияда содир бўлаётган икки воқеа орасида унинг соатида станциядаги соатга қараганда кўпроқ вақт ўтади. Нисбатан ҳаракатланаётган ҳар қайси кузатувчининг нуқтаи назаридан ўз соатига қараганда станциядаги соат ўз ритмини секинлаштиради.

Бу ерда вақтлар интервалининг нисбий характердалиги аниқ кўришиб турибди, чунки бу кузатувчиларнинг ҳар қайси ўзининг соатига қараганда бошқа кузатувчининг соати орқада қолади деб ҳисоблайди.

Вақт интервалининг танланган санок системасига боғлиқлиги тажрибада қайд қилинган эди. Мана бундай мисол келтирамиз. Ер атмосферасига жуда катта тезлик билан ҳаракатланувчи заррачалар оқимидан иборат бўлган космик нурлар узлуксиз таъсир қилиб туради. Атмосферанинг юқори қатламларида бу заррачаларнинг атмосфера азоти ёки кислород билан тўқнашишида π -мезонлар ҳосил бўлади (37.10 ва 38.1-§ ларга қ.). Улар стабил бўлмай, жуда ҳам қисқа вақт яшайди (унинг яшаш вақти жуда ҳам қисқа).

π -мезонларни катта тезлаткичлар ёрдамида сунъий методлар билан ҳам олиш мумкин. Лабораторияда бу π -мезонларнинг ўртача яшаш вақти, яъни уларнинг пайдо бўлиши ва емирилиши орасидаги ўртача вақт оралиғи аниқланган эди. Бу сунъий π -мезонларнинг ҳаракатланиш тезлиги c дан анча кичик. Шўнинг учун тажрибада топилган T_0 яшаш вақти π -мезоннинг хусусий яшаш вақти бўлади деб ҳисоблаш мумкин. У жуда ҳам қисқа бўлиб, микросекунднинг юздан бир улуши тартибида бўлади: $T_0 = 2 \cdot 10^{-3} \text{с}$. Бинобарин, агар π -мезон ҳатто ёруғлик тезлигига яқинроқ тезлик билан учса, у шу вақт ичида 6 м дан кўп бўлмаган масофани учиб ўтади, чунки $l = 3 \cdot 10^8 \text{м/с} \cdot 2 \cdot 10^{-8} \text{с} = 6 \text{ м}$.

π -мезонлар Ер сиртида ҳам қайд қилинган эди, яъни улар атмосферадан ўтади ва 30 км тартибида масофа учиб ўтиб емирилмасдан Ер сиртига етиб келади. Бу вақтнинг секинлашиши билан тушунтирилади: ҳар қайси π -мезоннинг хусусий соати бўлганидек, унинг хусусий яшаш вақти T_0 шу соатдан аниқланади: аммо ердаги кузатувчи учун π -мезоннинг яшаш вақти T_0 (36.2) формулага кўра анча узоқроқ бўлади, чунки мезоннинг тезлиги ҳақиқатдан ҳам ёруғлик тезлигига яқин.

Бу далилни бошқача ҳам тасаввур қилиш мумкин: c га яқинроқ тезликда ҳаракатланаётган π -мезон учун (36.1) фор-

мулага кўра π -мезоннинг ва Ернинг нисбий ҳаракати йўналишида ердаги узунлиги жуда ҳам сиқилган бўлади. Бошқача қилиб айтганда, агар π -мезоннинг хусусий яшаш вақти T_0 ҳисобга олинса, унда ердаги масофаларни ҳам бу π -мезон билан боғланган саноқ системасида ўлчаш лозим.

Бу мисол «ўлчаш» тушунчаси ҳеч қандай абсолют тушунчани билдирмайди, масофа ва вақтни билдирувчи сонлар ҳам абсолют қийматга эга эмаслигини ва фақат муайян саноқ системасидагина маънога эга эканлигини очиқ-ойдин кўрсатади.

36.5-§. Эйнштейннинг тезликларни қўшиш назарияси. Лоренц алмаштиришларининг яна бир муҳим натижаларидан бири классик механикага қиёсан тезликларни қўшиш теоремасининг ўзгаришидир.

S саноқ системасида v тезлик билан ҳаракатланаётган вагон ичида (36.4-расмга қ.). Нуқта вагоннинг ҳаракат йўналиши бўйича (вагонга нисбатан) u' тезлик билан ҳаракат қилсин. Эйнштейннинг тезликларини қўшиш теоремасига биноан нуқтанинг S саноқ системасидаги тезлиги

$$u = \frac{u' + v}{1 + \frac{vu'}{c^2}} \quad (36.3)$$

бўлади.

v ва u' тезликлар ёруғлик тезлиги c га нисбатан жуда кичик бўлса, (36.3) нинг махражини бирга тенг деб қабул қилиш мумкин, у ҳолда классик механиканинг тезликларни қўшиш формуласи ҳосил бўлади: $u = u' + v$.

Энди бошқа чекли ҳолни қараб чиқамиз. S' системада X' ўқ бўйича йўналаётган ёруғлик нури билан иш кўраётган бўлайлик. Унда $u' = c$ бўлади, бу ёруғлик нурининг S системада тарқалиш тезлиги u учун (36.3) дан қуйидагини оламиз:

$$u = \frac{c + v}{1 + \frac{vc}{c^2}} = c.$$

Бу натижа Эйнштейннинг биринчи постулати, яъни ёруғлик тезлигининг доимийлик принципи билан мос келади. Ҳатто системаларнинг нисбий ҳаракатланиш тезлигининг ўзи c га яқин бўлса (яъни $v = c$), u нинг c га тенг бўлишини қайд қилиб ўтамиз. Бу далил *нисбийлик назариясида ҳар қандай тезликларни қўшганда ҳам натижа вакуумда ёруғликнинг тарқалиш тезлиги c дан ортмаслигини тасдиқлайди.*

Шуни қайд қилиб ўтиш лозимки, вакуумда ёруғликнинг тарқалиш тезлиги чегаравий тезлик бўлиб, ундан ошириш мумкин эмас. Ёруғликнинг бирор муҳитдаги c/n га тенг бўлган тезлиги (бунда n — шу муҳитнинг абсолют синдириш кўрсаткичи) чегаравий катталиқ бўлмайди, электронларнинг сувда ҳаракатланиш тезлиги ёруғликнинг сувда тарқалиш тезлигидан катта бўлиши мумкин (37.5-§ га қ.).

36.6- §. Махсус нисбийлик назариясида масса ва импульс. Радиоактив моддаларнинг β -нурланишни ўрганилганда улар ёруғлик тезлигига яқин тезлик билан ҳаракатланувчи электронлардан иборат эканлиги аниқланган эди. Нима учун жуда кучли электр майдондан фойдаланиб уларни ёруғликдан тезроқ ҳаракатланидиган қилиб тезлаштириб бўлмайди?

Гап шундаки, Эйнштейннинг нисбийлик назариясига кўра битта жисмнинг массаси нисбий катталиқдир. Бу катталиқ ўлчаш ўтказилаётган саноқ системасининг танланишига қараб, ёки битта саноқ системасининг ўзида ўлчанганда ҳам турлича қийматга эга бўлади. Бунда масса шу системага нисбатан тезликнинг катталигига боғлиқ бўлиб, тезликнинг йўналишига боғлиқ эмас. Бу боғланиш қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (36.4)$$

Бу ерда m_0 тинчликдаги массани, яъни жисмнинг тинч турган системада ўлчанган массасини билдиради. Ҳаракатланиш тезлиги c га қараганда кичик бўлганда, жисм массасини ҳаракат тезлигига боғлиқ бўлмаган ўзгармас деб ҳисоблаш мумкин, классик механикада ҳам худди шундай қилинади. Жисмнинг ҳаракатланиш тезлиги ёруғлик тезлигига яқинлашиб борган сари, (36.4) формулага кўра, массанинг катталиги m ортиб боради ва бир хил тезлик орттирмаси учун борган сари кўпроқ куч керак бўлади. Тезлик ёруғлик тезлигига яқинлашган сари уни ошириш қийинлашиб боради. $v=c$ да масса чексиз катта бўлиб қолади. Бундан жисмни ёруғлик тезлиги билан ҳаракатлантиришга мажбур қилиш мумкин эмаслиги келиб чиқади.

Катод нурларининг электр ва магнит майдонларда оғишига доир юқори аниқликда ўтказилган тажрибалар тезлик ортиши билан электроннинг массаси (36.4) формулага кўра ҳақиқатан ҳам ортишини кўрсатди. (36.4) формуладан нисбийлик назариясида жисмнинг импульси

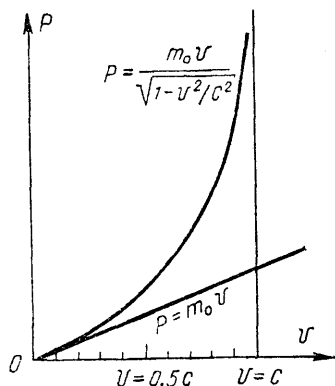
$$p = mv = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (36.5)$$

экани келиб чиқади, у тезликка пропорционал эмас. Жисмнинг массаси ўзгармас катталиқ деб ҳисобланган классик механикада ҳам шундай эди. Агар жисм импульсининг тезликка боғлиқлигини график тарзда тасвирласак (36.5-расм), унда c га қараганда кичик бўлган ҳаракатланиш тезликларида импульсининг графиги классик механикада импульснинг тезликка боғлиқлигини тасвирловчи $p = m_0 v$ тўғри чизиқ билан мос тушади. c га тенглашса бўладиган тезликларда эса импульснинг тезликка релятивистик ва классик боғлиқликлари кескин фарқ қилади.

Епиқ (берк) система учун импульснинг сақланиш қонуни релятивистик механикада ҳам тўғрилигича қолади.

36.7- §. Масса ва энергия орасидаги боғланиш. Эйнштейн тенгламаси. Олдинги параграфда қараб чиқилган материалдан қуйидагича хулоса чиқариш мумкин: жисмга кинетик энергия берилганда унинг массаси ортади. Унда кинетик энергияга маълум масса тўғри келар эканда. Энергиянинг бошқа турлари учун ҳам бу тўғри бўлади?

Ҳар қандай энергияга маълум масса тўғри келар экан. Масалан, жисм қиздирилганда унинг массаси бир оз ошади. Қуёш чиқараётган нурланиш энергияга эга ва шунинг учун массага ҳам эга: Қуёш ва юлдузлар нурланганда масса йўқотади. Масса ва тўлиқ энергия орасидаги муносабатни Эйнштейн тенгламаси ифодалайди.



36.5- расм.

$$E = mc^2. \quad (36.6)$$

Бу муносабатдан *жисмнинг тўлиқ энергияси унинг масса-сига пропорционаллиги* келиб чиқади. Барча жисмлар энергия йўқотганида массаси камаяди, энергияси ортиши билан массаси ҳам ортади. Умуман, энергиянинг (заррача, жисм, жисмлар системаси энергиясининг) ҳар қандай шаклда ΔE га ўзгариши массанинг Δm га, қуйидаги формулага мувофиқ, пропорционал ўзгариши билан боғлиқ бўлади:

$$\Delta E = c^2 \Delta m. \quad (36.7)$$

Масалан, агар жисм электромагнит тўлқинлар чиқариб энергия йўқотса, унинг массаси Δm га камаяди, нурланишни ютаётган жисмлар энергия олади ва уларнинг массаси ортади.

Нисбийлик назарияси билан аниқланган масса ва энергиянинг пропорционаллик принципи фанда, хусусан, атом ва ядро физикасида катта роль ўйнади. (36.7) формула тажрибада кўп марта текшириб кўрилган ва ажойиб тасдиқланган эди. Бу формуладан ядровий реакцияларда, энергия балансини ҳисоблашда ва заррачаларнинг аннигиляция ҳодисаси, яъни уларнинг фотонларга айланишини тушунтиришда фойдаланилишини кейинроқ кўрамиз.

(36.7) формуладан фойдаланиб вақт ўтиши билан Қуёш массасининг қандай ўзгаришини ҳисоблаш анча қизиқарли. Қуёш 1 с ичида олам фазога қанча энергия нурлантираётганини ҳисоблаш учун Қуёш атрофида 150 млн. км радиус билан чизилган сфера юзини ҳисоблаш лозим. (Қуёшдан Ергача масофа

ҳам 150 млн. км га тенг). Бу юзни қуёш доимийсига, яъни шу сиртнинг 1 м² юзи орқали 1 с да ўтадиган нурланиш энергиясига кўпайтириб (35.3-§ га қ.) Қуёш ҳар секундда жуда катта миқдорда: $3.8 \cdot 10^{26}$ Ж энергия нурлантираётганини оламиз. Бу нурланишга мос келган энергия ўзгариши (36.7) формулага кўра $4 \cdot 10^9$ кг га тенг. Шундай қилиб, Қуёш массаси ҳар секундда 4 000 000 т камаяр экан.

Жисмнинг кинетик энергияси учун ифодани топамиз. Танланган саноқ системасида жисм тинч турган ҳол учун Эйнштейн тенгламаси (36.6) ни ёзамиз:

$$E_0 = m_0 c^2. \quad (36.8)$$

Бу муносабат тинч турган жисм худди яширин энергияда ёки тинч тургандаги энергияга эга эканлигини кўрсатади. Бу тинч тургандаги энергия, ёки қисқалик тинчликдаги энергия, жисм мавжуд экан, у билан доим биргаликда бўлган энергиядир. Электронлар ва атомлар гигант миқдорда энергия тўпланишига мисолдир. Агар жисм (ёки заррача) бирор сабабга кўра мавжудлигини йўқотса, у билан бир вақтда унинг энергияси E_0 ҳам ажралди. Аммо бу энергия ҳам, масса ҳам исвиз йўқолиб кетмай, балки шу ҳодисада қатнашаётган бошқа жисмларга ва заррачаларга ўтади.

Жисм v тезлик билан ҳаракатга келди, дейлик. Унда (36.4) га кўра жисмнинг массаси ортади ва ҳаракатланаётган жисмнинг тўлиқ энергияси $E = mc^2$ унинг тинчликдаги энергияси E_0 дан катта бўлади. Ҳаракатланаётган жисмнинг тўлиқ энергияси ва унинг тинчликдаги энергияси орасидаги фарқ кинетик энергияга тенг бўлади:

$$E_k = E - E_0 = c^2 m - c^2 m_0 = c^2 (m - m_0)$$

ёки

$$E_k = c^2 \Delta m.$$

c га қараганда v нинг кичик қийматларида E_k учун ёзилган бу ифода классик механикага ўтади. Бунга ишонч ҳосил қилиш учун (36.4) дан фойдаланамиз:

$$E_k = c^2 (m - m_0) = c^2 \left[\frac{m}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - m_0 \right] = c^2 m_0 \left[\left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{-\frac{1}{2}} - 1 \right].$$

Ньютон биномини ёйиш формуласидан фойдаланамиз:

$$(1 + a)^n = 1 + na + \frac{n(n-1)}{1 \cdot 2} a^2 + \dots$$

Биз қараётган ҳолда $n = -\frac{1}{2}$ ва $a = -\frac{v^2}{c^2}$ жуда кичик миқдор, шунинг учун a^2 қатнашган учинчи ҳад ва бошқа ҳадлар ҳисобга олмаса бўладиган даражада кичик. Биз тақрибий формула билан бағараланишимиз ҳам мумкин:

$$E_{\phi} = mc^2 = p_{\phi}c.$$

Бундан $p_{\phi} = E_{\phi}/c$. Охири бу ифодадан фойдаланиб (26.9) формуладан қуйидагини оламин:

$$E_{\phi}^2 = m_0^2c^4 + c^2\left(\frac{E_{\phi}}{c}\right)^2,$$

бундан қуйидаги келиб чиқади:

$$m_0^2c^4 = 0. \quad m_0 = 0,$$

яъни *фотонлар тинчликда массага эга эмас.*

Планк формуласи (28.1) га кўра фотоннинг энергияси $E_{\phi} = h\nu$. Шунинг учун

$$p_{\phi} = \frac{E_{\phi}}{c} = \frac{h\nu}{c}. \quad (36.12)$$

$\nu\lambda = c$ бўлгани учун

$$p_{\phi} = \frac{h}{\lambda}.$$

Шундай қилиб, ν частотали ёруғлик тўлқинини тинчликдаги массаси нолга, энергияси $E_{\phi} = h\nu$ га ва импульслари $p_{\phi} = h\nu/c$ ёки $p_{\phi} = h/\lambda$ га тенг бўлган заррачалар (фотонлар) оқими каби тасаввур қилиши мумкин.

Фотонлар бошқа заррачаларга айланиши мумкин (38.6-§ га қ.). Бунда энергия ва импульснинг сақланиш қонунлари бажарилади.

$$\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} \approx 1 + \left(-\frac{1}{2}\right)\left(-\frac{v^2}{c^2}\right) = 1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2}.$$

Бундан

$$E_k = c^2 m_0 \left[\left(1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2}\right) - 1 \right] = c^2 m_0 \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} = \frac{m_0 v^2}{2},$$

бу классик механикада кинетик энергия учун ёзилган бизга маълум бўлган ифодага мос келади.

36.8-§. Жисмнинг импульси ва энергияси орасидаги боғланиш. Фотонларнинг импульси ва энергияси. Жисм ёки заррача импульс-ни энергия билан боғловчи муносабатни топамиз.

$$E = mc^2, \quad m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

бўлгани учун қуйидагича ёзиш мум-

кин:

$$E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Бу тенгликни ўкватратга кўтарамиз:

$$E^2 = \frac{m_0^2 c^4}{1 - \frac{v^2}{c^2}}, \quad E^2 - \frac{E^2 v^2}{c^2} = m_0^2 c^4,$$

ёки

$$E^2 = m_0^2 c^4 + \frac{E^2 v^2}{c^2}.$$

Тенгликни чап қисмида E ни mc^2 га алмаштириб,

$$E^2 = m_0^2 c^4 + c^2 (mv)^2$$

ни оламиз, mv импульсни p орқали белгилаб, қуйидагини оламиз:

$$E^2 = m_0^2 c^4 + c^2 p^2. \quad (36.9)$$

Бу муносабат E ва p орасида боғланиш ўрнатади:

$$E = \sqrt{m_0^2 c^4 + c^2 p^2} \quad (36.10)$$

ёки

$$c^2 p^2 = E^2 - m_0^2 c^4.$$

$$p = \sqrt{\frac{E^2 - m_0^2 c^4}{c^2}} = \frac{\sqrt{E^2 - E_0^2}}{c}. \quad (36.11)$$

Ёруғлик c тезлик билан ҳаракатланаётган фотонлардан иборат эканлигини биламиз. Шунинг учун фотоннинг импульси $p_\phi = mc$, буида m — ҳаракатланаётган фотоннинг массаси. Фотоннинг энергия-си импульс орқали қуйидагича ифодаланади:

АТОМ ЯДРОСИ ФИЗИКАСИ

37- БОБ. АТОМ ЯДРОСИНИНГ ТУЗИЛИШИ

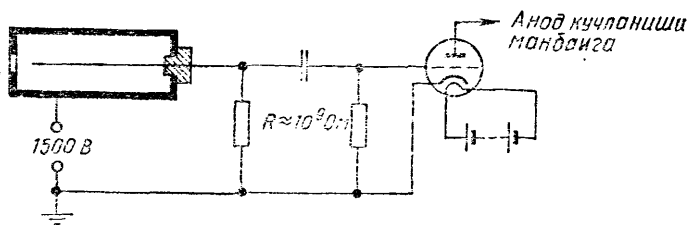
37.1- §. Зарядланган заррачаларни кузатиш ва қайд қилиш усуллари. XX асрнинг бошларида атом физикаси ҳодисаларини текшириш методлари ишлаб чиқилди ва атом тузилишининг асосий масалаларини тушунтиришгагина эмас, балки химиявий элементларнинг айланишини ҳам кузатишга имкон берадиган асбоблар яратилди.

Бундай асбоблар яратишнинг қийинлиги шунда эдики, экспериментда фойдаланиладиган зарядланган заррачалар бирор элементларнинг ионланган атомлари, масалан, электронларидан иборат ва асбоб унга тушадиган битта заррачани қайд қилиши ёки унинг ҳаракати траекториясини кўринадиган қилиши лозим.

Заррачаларни қайд қилишда биринчи энг содда асбоблар сифатида люминесценцияланувчи таркиб билан қопланган экрандан фойдаланилган эди. Экраннинг заррача етарлича катта энергия билан теккан нуқтасида чақнаш — сцинтилляция рўй беради (лотинча «сцинтилляция» — ярқираш, чақнаш).

Заррачаларни қайд қилишда биринчи асосий асбобни 1908 йилда Г. Гейгер ишлаб чиқди. Бу асбобни В. Мюллер такомиллаштиргандан кейин у ўзига тушаётган заррачаларни ҳисоблайдиган бўлди. Гейгер — Мюллер счётчигининг ишлаши зарядлаган заррачалар газ орқали учиб ўтаётганида йўлида учраган газ атомларини ионлашига асосланган: манфий зарядланган заррача электронларни итариб, уларни атомлардан уриб чиқаради, мусбат зарядланган заррача эса электронларни ўзига тортади ва уларни атомлардан узиб олади.

Счётчик диаметри 3 см га яқин бўлган ичи бўш металл цилиндрдан иборат бўлиб (37.1- расм), унда юпқа шиша ёки алюминийдан қилинган дарча бор. Цилиндр ўқи бўйлаб деворлардан изоляция қилинган металл сим ўтган. Цилиндр (камера) сийраклаштирилган газ масалан, аргон билан тўлдирилади. Цилиндр деворлари ва сим орасида 1500 В тартибда

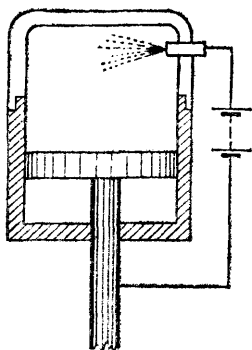


37.1- расм.

кучланиш ҳосил қилинади, бу кучланиш мустақил разряд ҳосил бўлиши учун етарли эмас. Сим катта қаршилик R орқали ерга уланади. Камерага катта энергияли заррача тушганда шу заррача йўлида газ атомларининг ионланиши рўй беради ва девор ҳамда сим орасида разряд пайдо бўлади. Разряд токи R қаршиликда кучланиш тушувини ҳосил қилади ва сим ҳамда девор орасида кучланиш жуда тез камаяди. Шунинг учун разряд тез тўхтайтиди. Ток тўхтагандан кейин ҳамма кучланиш яна камера деворлари ва сим орасида тўпланади. Счётчик яна янги заррачаларни қайд қилишга тайёр ҳолда бўлади. Кучланиш R қаршиликдаги кучайтириш лампасининг киришига берилади, унинг анод занжирига ҳисоблаш механизми уланади.

Катта энергияли заррачаларнинг газ атомларини ионлаш қобилиятидан ҳозирги замон физикасининг энг ажойиб асбобларидан бири Вильсон камерасида фойдаланилади. 1911 йилда инглиз олими Ч. Вильсон шундай асбоб ясадики, бу асбоб ёрдамида зарядланган заррачаларни кўриш ва траекториясини фотосуратга олиш мумкин.

Вильсон камераси (37.2- расм) поршенли цилиндрдан иборат; цилиндрининг юқори қисми шаффоф материалдан ишланган. Камерага унча кўп бўлмаган миқдорда сув ёки спирт киритилади ва унинг ичида буғ ҳамда ҳаво аралашмаси ҳосил



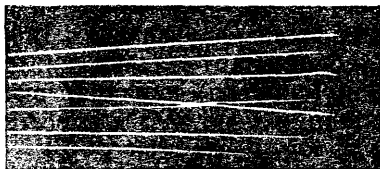
37.2- расм.

бўлади. Поршень тез туширилган аралашма адиабатик кенгайди ва совийди, шунинг учун камерадаги ҳаво ўта тўйинган буғ бўлиб қолади.

Агар ҳаво чанглардан тозаланган бўлса, унда конденсация марказлари бўлмагани сабабли ортиқча буғнинг суюқликка айланиши қийинлашади. Аммо конденсация марказлари бўлиб ионлар ҳам хизмат қилиши мумкин. Шунинг учун агар шу вақтда ўз йўлида ҳаво молекулаларини ионлаштирувчи зарядланган заррача камера орқали учиб ўтса, унда ионлар занжирини буғларнинг конденсацияланиши рўй беради ва камера

ичида заррачалар ҳаракатининг траекторияси туман чизиғи билан белгилангандек бўлади, яъни кўринадиган бўлиб қолади. Ҳавонинг иссиқлик ҳаракати туман чизиқни тезда тарқатиб юборади. Заррачаларнинг траекторияси 0,1 с га яқин вақтдагина аниқ кўриниб туради. Бу вақт фотосуратга олиш учун етарлидир.

Траекториянинг фотосуратдаги кўринишига қараб, кўпинча заррачанинг табиати ва энергиясининг катталиги ҳақида фикр юритиш мумкин. Масалан, альфа-заррачалар анча йўғон из қолдиради, протонлар эса ингичкароқ, электронлар эса пунктир из қолдиради. Альфа-заррачаларнинг Вильсон камерасида олинган фотосуратларидан бири 37.3- расмда кўрсатилган.



37.3- расм.



37.4- расм.

Камерани ишга тайёрлаш ва уни қолган ионлардан тозалаш учун камера ичида электр майдон ҳосил қилиниб, у ионларни электродларга ҳайдайди ва улар у ерда нейтраллашади.

Юқорида айтиб ўтилганидек, Вильсон камерасида заррачалар изини олиш учун ўта тўйинган буғнинг конденсацияланишидан, яъни уни суюқликка айланишидан фойдаланилади. Шу мақсад учун тескари ҳодисадан, яъни суюқликнинг буғга айланишидан фойдаланиш мумкин. Агар суюқликни поршенли ёпиқ идиш ичига юқори босим остида қамаб, сўнгра поршенни кескин силжитиб ҳароратда суюқликдаги босим камайтирилса, тегишли ҳароратда суюқлик ўта қизиган ҳолатда бўлиб қолиши мумкин. Агар бундай суюқлик орқали зарядланган заррача учиб ўтса, унинг траекторияси бўйлаб суюқлик қайнайди, чунки суюқликда ҳосил бўлган ионлар буғ ҳосил бўлиш марказлари бўлиб хизмат қилади. Бунда заррача траекторияси буғ пуфаклари занжири билан белгиланади, яъни кўринадиган қилинади. П у ф а к л и к а м е р а н и н г ишлаши шу принципга асосланган.

Катта энергияли заррачалар изини ўрганишда Вильсон камерасига қараганда пуфакли камера қулайроқ, чунки заррача суюқликда ҳаракатланганида газга қараганда кўпроқ энергия йўқотади. Кўпгина ҳолларда бу заррачалар ҳаракати йўналишини ва унинг энергиясини аниқроқ аниқлаш имконини беради. Ҳозирги вақтда диаметри 2 м га яқин бўлган пуфакли камералар бор. Улар суюқ водород билан тўлдирилади. Суюқ водородда заррачаларнинг изи аниқроқ кўринади.

Заррачаларни қайд қилиш ва изларини олишда, шунингдек, қалин қатламли фотопластинкалар усули ҳам хизмат қилади. У қуйидагига асосланган: фотоэмульсиядан паррон учиб ўтаётган заррачалар кумуш бромид дончаларига таъсир қилади, шунинг учун фотопластинка очилтирилганидан кейин заррачалар қолдирган из кўринадиган бўлиб қолади (37.4-расм). Уни микроскоп ёрдамида текшириш мумкин. Из етарлича узун бўлсин учун қалин қатламли фотоэмульсиялардан фойдаланилади.

37.2-§. Радиоактивлик. 1896 йилда А. Беккерель табиати номаълум бўлган уран тузларидан бири нурланиш манбаи эканини фотопластинкалар ёрдамида аниқлади. Беккерель очган бу нурланишни барча уран бирикмалари ва уран металлнинг ўзи ҳам чиқаришини, яъни уран атомлари нурланиш манбаи бўлишини аниқлади.

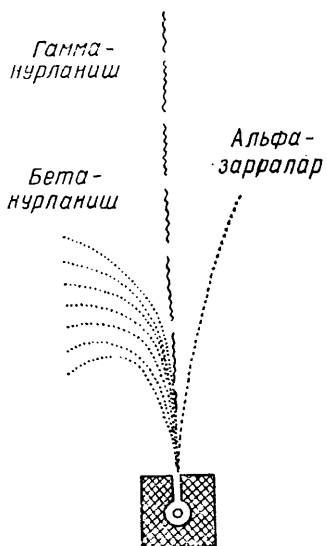
Уран узлуксиз равишда нурланар экан ва унга ҳеч қандай ташқи таъсир (ҳарорат босим ва бошқалар) таъсир қилмас экан, яъни уран атомлари ўз-ўзидан (спонтан) нурланар экан. Ураннынг нурланиши радиоактив нурланиш деб, ҳодисанинг ўзи эса радиоактивлик деб аталади.

Беккерель, Резерфорд, Пьер Кюри, Мария Склодовская-Кюри ва бошқа олимлар текширишлари радиоактив нурланиш мураккаб таркибга эга бўлиб, магнит майдонда (37.5-расм) уч турдаги нурларга ажралишини кўрсатди. Бу нурларни α -, β - ва γ -нурлар деб аталади.

α -нурлар мусбат зарядланган заррачалар оқимидан иборат (α -заррачалар); β -нурлар тез учаётган электронлар оқимидан иборат (β -заррачалар), γ -нурлар магнит майдонда оғмайдиган, жуда ҳам қисқа электромагнит тўлқинлардан иборат.

Менделеев жадвалининг охирида турган баъзи оғир элементларда ҳам радиоактив нурланиш пайқалган эди. 1898 йилда М. Кюри ва П. Кюри торийнинг радиоактивлигини пайқадилар ва шу йилиёқ уран рудалари таркибида бўлган, шунингдек, улар ҳам радиоактив бўлган иккита янги химиявий элемент кашф қилдилар, улардан бири радиоактивлиги ураннынг радиоактивлигидан тахминан миллион мартача кучлироқ бўлган радий, иккинчиси эса полоний деб аталди. 1908 йилда Резерфорд спектрал анализ ёрдамида радиоактив газ — радонни ихтиро қилди.

Радиоактивликнинг кашф қилиниши физиклар олдига радиоактив



37.5- расм.

нурланиш қандай пайдо бўлади деган саволни қўйди, айниқса унинг спонтанлиги жумбоқ эди. 1903 йилда Резерфорд ва Содди атомлар ўз-ўзидан емирилишидан радиоактив нурланиши ҳосил бўлади деган гипотезани айтдилар. Бу гипотезага кўра оддий элементларнинг атомларидан фарқли ўлароқ, радиоактив элементларнинг атомлари барқарор бўлмай вақти-вақти билан гоҳ бир атом, гоҳ бошқа атом ўз-ўзидан емирилади. Кейинги тадқиқотлар бу гипотезанинг тўғрилигини тасдиқлади.

Атомлар структуралари аниқлангандан кейин *радиоактив элементлар атомларининг ядролари емирилишида радиоактив нурланиш рўй бериши* тушунарли бўлиб қолди, чунки мусбат зарядланган α -заррачалар фақат ядролардан отилиб чиқиши мумкин. Кейинроқ β -заррачалар ҳам ядролар емирилишида ҳосил бўлиши маълум бўлиб қолди.

α -заррачанинг табиати 1908 йилда узил-кесил аниқланган эди. Кўпгина эксперимент натижалари α -заррачалар икки марта ионланган гелий атомидан, яъни гелий ядросидан иборатлигини кўрсатди. Резерфорд раҳбарлигида тўғридан-тўғри тажриба қилинган эди: ҳавоси сўриб олинган идишга жуда юпқа дарча орқали бир неча кун давомида α -заррачалар киритилди, спектрал анализ идишда гелий борлигини кўрсатди.

Агар бирор миқдор радонни кавшарланган ампулага жойлаштирилса, унда вақт ўтиши билан радоннинг радиоактив нурланиш интенсивлиги камаяди. Бу радон атоми ядроларининг емирилишига қараб емирилмаган ядролар борган сари камайиб бориши, яъни ампулада қолган радиоактив модда миқдорининг камайиши билан тушунтирилади. Равшанки, ядроларнинг емирилиши қанчалик тез бўлса, нурланиш интенсивлиги шунчалик тез псайиши лозим. Турли радиоактив элементлар емирилиш тезлиги билан бир-биридан фарқ қилади. Бундан ташқари, баъзи радиоактив элементлар емирилиш тезлиги турлича бўлган радиоактив изотопларга эга.

Радиоактив изотопларнинг емирилиш тезлигини характерловчи катталиқ *я р и м е м и р и л и ш* даври деб аталади ва *T* ҳарф билан белгиланади. *Ярим емирилиш даври радиоактив изотоп атомлари сони ярмига камайгунга қадар кетган вақт билан ўлчанади.* Масалан, радийнинг ярим емирилиш даври 1620 йил. Агар бирон миқдор, масалан, 1 г радий олсак, 1620 йилдан кейин унинг ярми (0,5 г) қолади, 3250 йилдан кейин чораги (0,26 г) қолади ва ҳоказо.

Ураннын ярим емирилиш даври миллиард йиллар билан ўлчанади, ҳолбуки радонники 3,82 кун. Баъзи радиоактив элементларнинг ядролари шунчалик беқарорки, уларнинг ярим емирилиш даври микросекундлар билан ўлчанади.

37.3-§. Химиявий элементларнинг бир-бирига айланиши тўғрисида тушунча. Бирор элемент радиоактив изотопининг атом ядролари емирилиши натижасида бошқа элемент изотопларининг атом ядролари пайдо бўлар экан, масалан, радий

емирилганда радон ва гелий пайдо бўлади. Шундай қилиб, радиоактив емирилиш бир химиявий элементнинг бошқа химиявий элементга айланиши билан бўлади.

Маълумки, атомларнинг химиявий табиати уларнинг ядролари билан аниқланади. Бир химиявий элемент атомининг бошқа элемент атомига айланиши учун атом ядросининг заряди Z ўзгариши лозим. Масалан, α -заррачалар чиққанда ядронинг Z заряди икки бирликка камаяди ва $Z-2$ га тенг бўлиб қолади; β — заррача чиқарганда эса заряд бир бирликка ортади ва $Z+1$ га тенг бўлиб қолади. Шундай қилиб, радиий атоми ядросидан α -заррача чиққанда радон атоми ядроси ҳосил бўлади: актиний атоми ядросидан β -заррача чиққанда торий атоми ядроси ҳосил бўлади. Шунга ўхшаш айланишларини си л ж и ш қ о н д а с и билан ифодалаш мумкин: *α -заррачалар чиқарганда химиявий элемент Менделеев жадвалида икки ўрин чапга, β -заррачалар чиқарганда эса бир ўрин ўнгага силжийди.*

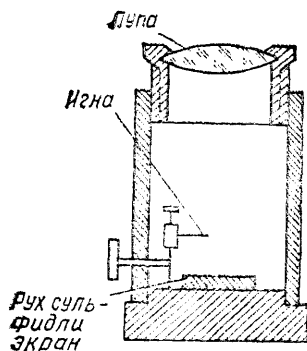
γ -нурланишга келганда, у одатда α - ва β -нурланиш содир бўлганидан кейин ҳосил бўлади. Атом ядроси α -ёки β -заррачалар чиқаргандан сўнг кўпинча уйғонган ҳолатда бўлади, яъни ортиқча энергияга эга бўлади ва пастроқ энергетик сатҳга ўтаётганда (нормал ҳолатга ўтаётганда) γ -квант чиқаради.

Радиоактив емирилиш натижасида ҳосил бўлган янги ядролар ҳам радиоактив бўлиши ва бошқа элементларнинг ядро изотопларини ҳосил қилиб емирилиши мумкин, бу бир радиоактив элементнинг бошқа радиоактив элементга кетма-кет айланишлар занжирида бирор босқичда барқарор элемент ҳосил бўлгунгача давом этади. Масалан, радиоактив уран ва торийдан бориб-бориб норадиоактив кўргошин олинади. *Табиий шароитларда учрайдиган радиоактив элементлар атом ядроларининг ўз-ўзидан емирилиши табиий радиоактивлик деб аталади.*

Радиоактив жараёнлар ташқи шароитларга боғлиқ бўлмагани учун уран рудасининг ёшини ундаги уран ва охириги маҳсулот — кўргошин миқдорлари нисбатига қараб аниқлаш мумкин. Уран рудасининг ёши турли конларда деярли бир хилда олинади: у $4 \cdot 10^9$ йилга яқинроқ. Бундан ер қаъри бундан деярли 4 млрд. йил аввал пайдо бўлган экан деган хулоса чиқариш мумкин.

37.4-§. Радиоактив нурланиш энергияси ва унинг ўтиш қобилияти тўғрисида тушунча. Радиоактив элементлар ядролари чиқарадиган α -заррачаларнинг энергияси тўғрисидаги тасаввур уларнинг моддада эркин югуриш йўли узунлигини ўлчаш билан ҳосил қилинади. Ядродан жуда ҳам катта бошланғич тезлик билан (20000 км/с гача) чиққан α -заррачалар ўз энергиясини йўлда учраган модда атомларини ионлашга сарф қилади ва тўхтайдн. Нормал шароитларда ҳавода α -заррачалар 1 см йўлда ўртача тахминан 50 000 жуфт ион ҳосил қилади.

α -заррачанинг энергияси қанчаллик кўп бўлса, унинг югуриш йўли шунчалик узун бўлади. α -заррачаларнинг югуриш йўлини Вильсон камераси ёрдамида ўрганиш қулайроқ. Табиий радиоактивликда ядролар чиқарадиган α -заррачаларнинг энергияси 4 дан 9 МэВ гача бўлади ($1\text{МэВ}=10^6\text{эВ}$). Агар α -заррачанинг ҳавода югуриш йўли узунлиги 2 дан 12 см гача бўлса, қаттиқ моддаларда ва суюқликларда атиги бир неча микрометр гача бўлади. Шунинг учун α -заррачаларни фольга (зарқоғоз), ҳатто оддий қоғоз варағи билан ҳам тутиб қолиш мумкин.



37.6- расм.

α -заррачаларнинг ҳавода югуриш йўли узунлигини спинтарископ ёрдамида аниқлаш мумкин (37.6- расм). Спинтарископ люминесценцияланувчи экран, радиоактив препаратли игна ва лупадан иборат. Лупа орқали экранда α -заррачalar ҳосил қилаётган сцинтилляция кузатилади. Игнани экрандан силжитиб сцинтилляцияни йўқотишга эришиши мумкин. Ундан игнадан экрангача бўлган масофани α -заррачанинг максимал югуриш йўли билан ҳисоблаш мумкин. Спинтарископ ёрдамида 1 г радийда ҳар секундда $3,7 \cdot 10^{10}$ атом ядроси емирилиши аниқланади.

Вақт бирлиги ичида радиоактив емирилишлар сони турли радиоактив препаратларнинг активлигини характерлайди. СИ системада активлик бирлиги қилиб шундай препаратнинг активлиги қабул қилинганки, унда 1 с да битта атом ядроси емирилади (1 емирилиш/с.). Амалда кўпинча активликнинг кюри ва резерфорд бирлигидан фойдаланилади.

1 с да $3,7 \cdot 10^{10}$ атом ядроси бўлинадиган препаратнинг активлиги кюри (Ки) деб аталади: $1\text{Ки}=3,7 \cdot 10^{10}$ емирилиш/с. Шундай қилиб, 1 г радийнинг активлиги 1 Ки ни ташкил қилади.

10^6 емирилиш/с га тўғри келган активлик резерфорд (Рд) деб аталади: $1\text{Рд}=10^6$ емирилиш/с.

β -нурларда электроннинг тезлиги деярли ёруғлик тезлигига яқин бўлади, уларнинг энергияси эса тахминан 0,01 дан 2,3 МэВ гача бўлади. Моддада электронларнинг югуриш йўли α -заррачаларникига қараганда анча катта, чунки электронлар ўз йўлида анча кам ион ҳосил қилади ва ўз энергиясини унчалик тез сарфламайди: ҳавода нормал босимда β -заррачалар 1 см йўлда ўртача 50 жуфтга яқин ион ҳосил қилади. β -нурланишни тўсиб қолиш учун қалинлиги 3 мм га яқин бўлган металл қатлами етарли бўлади.

γ -квантлар энергияси тахминан 0,02 дан 2,6 МэВ гача

ўзгаради. γ -нурларнинг ўтиш қобилияти рентген нурлариникига қараганда анча катта. Энг қаттиқ γ нурлар ютилиши учун қалинлиги 20 см дан каттароқ бўлган қўرғошин қатлами керак бўлади. γ нурларнинг интенсивлиги нурланиш манбаигача бўлган масофанинг квадратига тескари пропорционал равишда ўзгаради.

Рентген ва γ -нурлар билан нурланиш интенсивлиги модда томонидан ютилган радиация энергияси билан белгиланади. Радиациянинг ютилиш бирлиги қилиб рентген (Р) қабул қилинган. Ютилганда нормал шароитдаги 1 см^3 ҳавода умумий заряди $\frac{1}{3 \cdot 10^9}$ Кл

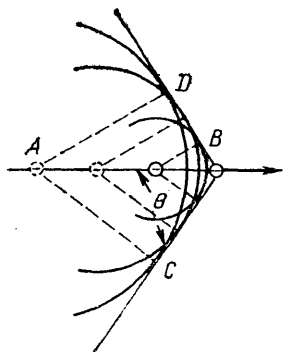
бўлган ҳар иккала ишорали ионлар ҳосил қилувчи радиацион энергия миқдори 1 Р га тўғри келади. Одам 20 — 50 Р доза билан қисқа муддат нурланганда қон ўзгариши, 100 — 250 Р доза билан нурланганда оғир касалланиши, 600 Р дозада эса ҳалок бўлиши мумкин.

37.5-§. Вавилов — Черенков эффекти. 1934 йилда совет физиклари П. А. Черенков ва С. И. Вавилов нурланишнинг янги турини пайқадилар. У Вавилов — Черенков нурланиши деган ном олди. Паррон ўтувчи радиоактив нурланиш зич шаффоф муҳит, масалан, сув билан ўралганда у ҳодисани кузатиш мумкин.

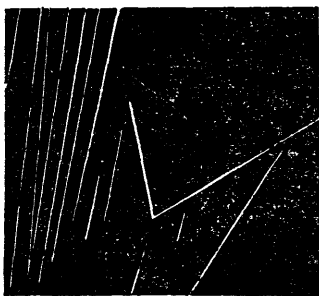
Бу шуълаланиш бирор шаффоф муҳитда заррачалар, масалан, электронлар ёруғликнинг шу муҳитда тарқалиш тезлигидан катта тезлик билан ҳаракатланганда рўй беради. Бу маҳсул нисбийлик назариясига зид эмас, бу назарияга кўра заррачанинг ҳаракатланиш тезлиги ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги $c = 3 \cdot 10^8$ м/с дан ортмайди, чунки муҳитда ёруғлик тезлиги $v_m = c/n$ (сув учун $n = 1,33$ ($v_m = 2,25 \cdot 10^8$ м/с)). Бинобарин, электрон v_m дан катта бўлган тезлик билан ҳаракат қилиши мумкин, лекин у c дан ошмайди. Муҳит сув бўлган ҳолда бунинг учун электрон 0,26 МэВ дан каттароқ энергияга эга бўлса, етарли.

Зарранинг бундай ҳаракати сувда кеманинг сув тўлкини тарқалиш тезлигидан катта тезлик билан ҳаракатланишига ўхшайди; бунда кема ортида тарқалувчи тўлқинлар ҳосил бўлади. Худди шундай ҳодиса самолёт товуш тезлигидан катта тезликда учганда ҳам кузатилади, бунда самолёт орқасида товуш тўлқинлари конуссимон фронт шаклида тарқалади. Самолёт қанча катта тезлик билан учса, бу конус учигаги бурчак шунча кичик бўлади.

Зарядланган заррача муҳитда ёруғлик тезлигидан катта тезликда учиб ўтганда (шу муҳит учун), у муҳит атомларини уйғотади, улар кейин когерент нурланиш чиқаради, бу нурланиш заррачанинг тезлиги v_z дан кичикроқ v_c тезлик билан тарқалади. Агар заррача бирор t вақт ичида $AB = v_z t$ масофа учиб ўтса (37.7-расм), унда ёруғлик тўлқинлари A нуқтадан сфера бўйича $AD = AC = v_c t$ масофага тарқалади. Бунда AB тўғри чизиқда турган атомлар чиқараётган ёруғлик тўлқинлари fronti конус сирт ҳосил қилади (ясовчилари BC ва BD). $\triangle ABC$ тўғри бурчакли учбурчак бўлган учун



37.7- расм.



37.8- расм.

$$\sin \theta = \frac{v_{\alpha} t}{v_{\alpha} t} = \frac{v_{\alpha}}{v_{\alpha}}$$

Бундан кўриниб турибдики, заррача тезлиги қанча катта бўлса, θ бурчак шунча кичик бўлади. Шундай қилиб, Вавилов — Черенков шуълаланишидан тез заррачалар тезлигини аниқлашда фойдаланиш мумкин. Бундай шуълаланишни ядро реакторларида ишлатиладиган сувда кузатиш мумкин.

37.6- §. Атом ядроларининг сунъий ҳосил қилиниши. 1919 йилда Резерфорд α -заррачаларнинг турли хил газларда эркин югуриш йўлини текшириб муҳим кашфиёт қилди. Ҳаво тўлдирилган спинтарископда α -заррачалар манбаидан экрангача масофа α -заррачанинг ҳавода югуриш йўлидан анча катта бўлганда ҳам сцинтилляциялар кузатилди. Ҳаво кислород ёки карбонат ангидрид гази билан алмаштирилганда сцинтилляция йўқолиб кетди, камера азот билан тўлдирилганда яна ҳосил бўлди.

Резерфорд азот ядросига α -заррачалар тушганда азот ядроси чиқарадиган қандайдир заррачалар сцинтилляцияни вужудга келтиради деб тахмин қилди. Текширишлар бу тахминни тасдиқлади, заррачаларнинг магнит майдонда оғишига доир ўтказилган тажрибалар азот ядросидан учиб чиқаётган бу заррачалар протонлар эканлигини кўрсатди. Аён бўлдики, α -заррачалар азот атоми ядроси билан бевосита тўқнашганда унга кириб қолади; азот ядроси α -заррача югандан сўнг беқарор бўлиб қолади ва протон чиқариб кислород атоми ядросига айланади. Шундай қилиб, Резерфорд гелий ва азот ядролари кислород ҳамда водород ядроларига айланишини кузатди.

Бир элемент атомлари ядроларининг бошқа элемент ядроларига айланиши ядро реакциялари деб аталади. Резерфорднинг улкан хизматлари шундаки, у сунъий ядро реакцияларини амалга ошириш мумкин эканлигини кўрсатди. Кейинроқ инглиз физиги Г. Блэкет Вильсон камерасида α -зар-

рачаларнинг азотда 20000 дан ортиқ излари фотосуратини олди ва улардан саккизтасида тавсифланган ядро реакциялари тасвири олинди. Шундай фотосуратлардан бири 37.8-расмда кўрсатилган: α -заррачалардан бирининг изи айри кўринишида тугайди; қисқа йўғон из кислород ядросига, ингичкароғи эса протонга мансуб.

Э. Резерфорд ва Д. Чэдвик α -заррачалар ҳосил қиладиган бошқа ядро реакцияларини ҳам аниқладилар. Бу реакцияларнинг баъзиларида учиб чиқаётган протонлар энергияси ютилган α -заррачалар энергиясидан катта бўлиб чиқди. Бу эса бундай ядро реакцияларида энергия ажралишидан дарак беради. Бундай реакцияга алюминий атомлари ядроларининг α -заррачаларни қамраб олганда катта энергияли протон чиқариб кремний атоми ядросига айланиши мисол бўлиши мумкин.

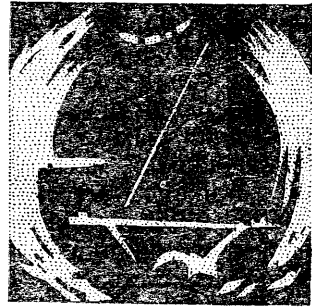
Тавсифланган реакцияларда атомлар ядроларидан протонлар ажралиши ва ядро зарядига қаррали бўлиши протонлар ядрони ташкил қилган элементар заррачалардан бири эканлигидан далолат беради. Агар ядролар фақат протонлардан тузилган бўлганда эди, унда ядролар массаси протон массасидан Z марта катта бўлар эди, бунда Z — заряд сони (элементнинг атом номери). Ҳақиқатда эса ядроларнинг массаси анча катта. Бинобарин, атом ядроларида протонлардан ташқари бошқа заррачалар ҳам бор.

37.7-§. Нейтроннинг кашф қилиниши. Енгил элементларни α -заррачалар билан нурлашга доир ўтказилган тажрибалар ҳамма вақт ҳам протонлар ажралиб чиқавермаслигини кўрсатди. Немис олимлари Б. Боте ва Г. Беккер 1930 йилда бериллий α -заррачалар билан бомбардимон қилинганда ҳосил бўладиган жуда ҳам катта кирувчанлик хоссасига эга бўлган янги нурланишни пайқадилар. Бу нурланишни дастлаб бериллий нурланиши деб аталди. Бу нурланиш Вильсон камерасида из қолдирмайди ва сцинтилляция ҳосил қилмайди, электр ҳамда магнит майдонларда оғмайди, бироқ таркибида водород бўлган моддалардан водород ядролари (протонлар), шунингдек, азотли бирикмалардан азот ядросини уриб чиқаради. Кейинроқ эса борни ва бошқа бир қатор элементларни α -заррачалар билан нурлантирилганда ҳам худди шунга ўхшаш нурланиш ҳосил бўлиши пайқалган эди.

Дастлаб бериллий нурлари γ -нурланишдан иборат деб фараз қилинди. Бироқ бу нурлар маълум бўлган барча γ -нурларни тутиб қола оладиган қалинликдаги қўрғошин катламидан ҳам ўта олади. Бундан ташқари, ҳисоблашлар кўрсатдики, бу нурланишга мос келган фотонлар энергияси ҳақиқатга тўғри келмайдиган даражада катта бўлиб ва шу билан бирга протон, азот атоми ядроси ва бошқа атомлар ядроларини уриб чиқаришда турлича бўлар экан. Буларнинг ҳаммаси бериллий нурларининг γ -нурланиш эканлигига гумон туғдирди.

1932 йилда Чэдвик бериллий нурлари массаси протон массасига яқин бўлган нейтрал заррачалар оқимидан иборат деб

фараз қилди. Бу заррачаларни нейтронлар деб атади. Кейинги текширишлар Чэдвик фикрини тасдиқлади. Яна бир элементар заррача — нейтрон ана шундай топилган эди. Унинг тивчликдаги массаси $1,6747 \cdot 10^{-27}$ кг га тенг бўлиб, протон массасидан бироз кўпроқ. Кейинчалик Вильсон камерасида олинган кўпгина суратларда нейтронларнинг турли хил атом ядролари билан тўқнашиши кузатилди. Шундай фотосуратлардан бири 37.9-расмда кўрсатилган. Бу расмда нейтрон уриб чиқарган протон изи кўриниб турибди (нейтроннинг ўзи из қолдирмайди).



37.9- расм.

Нейтронлар зарядга эга бўлмагани сабабли, улар атомдаги электронлар билан ўзаро таъсирлашмайди ва ўз йўлида ионлар ҳосил қилмайди (электронга тўғридан-тўғри тушиши жуда ҳам кам бўлади). Нейтронлар оқимининг ўтувчанлик қобилияти кагга бўлиши ҳам шу билан тушунтирилади. Нейтрон атом ядроси билан тўқнашмагунга қадар тўғри чизиқли ҳаракатда бўлади. Нейтрон оғир ядролар билан эластик тўқнашганда худди деворга урилган копток сингари қайтиб, деярли энергия йўқотмайди. Нейтронлар энгил ядролар билан тўқнашганда эса ўз энергиясининг анчагина қисмини уларга беради, ҳаракати эса секинлашади. Бир қанча тўқнашишлардан кейин нейтроннинг кинетик энергияси атроф-муҳитдаги заррачаларнинг иссиқлик ҳаракати энергиясига яқин бўлиб қолади. Бундай секин ҳаракатланувчи нейтронлар иссиқлик нейтронлари деб аталади. Нейтронлар учун энг эффектив секинлаткичлар водородли моддалар, масалан, парафин, сув ва шунга ўхшашлардир. Нейтронларни углерод яхши секинлаштиради.

Нейтронларнинг атом ядролари билан тўқнашиш эҳтимоли зарядланган заррачаларга қараганда анча катта, чунки нейтронларга, α -заррачаларга ўхшаб, ядролар томонидан электростатик итариш кучи таъсир қилмайди. Нейтронлар ядролар билан ноэластик тўқнашганда ядрога осон кира олади ва кўпгина элементларнинг ядровий айланишлари рўй беради.

37.8-§. Атом ядросининг таркиби. Ядро реакцияларининг ёзилиши. Нейтронларнинг кашф қилиниши немис олими В. Гейзенберг ва олим Д. Д. Иваненкога атом ядроларининг тuzилиши ҳақидаги гипотезани яратишга имкон берди, бу гипотезага кўра барча атом ядролари фақат протонлар ва нейтронлардан иборат, улар, нуклонлар деган умумий ном олди.

Нуклоннинг нисбий birlikларда ифодаланган массаси бирга жуда яқин бўлгани учун (протоннинг массаси 1,007276 ни, нейтроннинг массаси 1,008665 ни ташкил қилади), атом ядро-

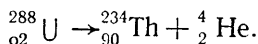
сининг массаси ҳам нисбий birlikда ядродаги нуклонлар сонига тенг бўлган бутун сонга яқин. Бу сонни масса сони деб аталади ва A ҳарфи билан белгиланади. Ядрода протонлар сони заряд сони Z билан белгилангани учун ядродаги нейтронлар сони $A - Z$ га тенг.

Атомнинг ҳамма массаси ядрога мужассамлангани учун атомнинг нисбий массаси A бутун сонга яқин бўлиши лозим. Аммо ҳақиқатда эса кўпгина элементларда бу қонидан четлашишлар бўлади. Бундай четлашишлар сабаби кейинги параграфда қараб чиқилади.

Ядро реакцияларини ёзишда ядронинг таркибини ва унинг Менделеев жадвалидаги ўрнини кўрсатувчи қулай белгилашлардан фойдаланилади. Атом ядросини белгилаш учун тегишли химиявий элементнинг символидан фойдаланилади. Символнинг пастки чап томонига заряд сони Z , юқориги ўнг томонига эса масса сони A қўйилади. Масалан, ${}^4_2\text{He}$ символи гелий ядросини билдиради, унда тўртта нуклон бўлиб, улардан икkitаси протон ва икkitаси нейтрондир.

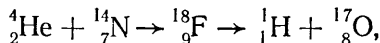
Ядродан ташқаридаги эркин нейтрон учун ${}_0^1n$ символ қўлланилади, чунки унинг заряди нолга тенг, протон учун эса p ёки ${}_1^1\text{H}$ символ қўлланилади. Электрон β^- ёки ${}_{-1}^0e$ символ билан белгиланади. Юқоридаги ноль электрон массаси нуклон массасидан анча кичиклигини ва ядро реакцияларида масса сонлари қийматини ўзгартира олмаслигини билдиради.

Бу белгилашлардан фойдаланиб, ураннын α -заррачалар ҳосил қилиб радиоактив емирилишини қуйидаги тарзда ёзиш мумкин:



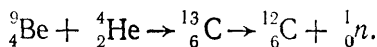
Бундай ёзув уран емирилганда торий ва гелий ҳосил бўлишини кўрсатади. Шунинг эса сақлаш лозимки, *ядро реакцияларида нуклонлар ва заряд сони сақланади*; уларнинг ядролар ўртасида қайта тақсимланишигина рўй беради. Шунинг учун ядро реакцияси тенгламасининг чап ва ўнг қисмларида юқориги индекслар йиғиндисини бир хил бўлиши лозим. Бу пастки индексларга ҳам тегишли.

Азот ядролари α -заррачалар ютганда (37.6-§ га қаранг) протон ҳосил бўлиш реакцияси қуйидагича ёзилади:

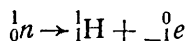


яъни азот ядроси α -заррачалар ютиб, ностабил фтор ядросига айланади, у протон чиқариб ўз навбатида кислород ядросига айланади.

Бериллийни α -заррачалар билан нурлантирилганда (37.7-§ га қаранг), ядро реакциясининг тенгламаси қуйидаги тарзда ёзилади:



Қуйидаги савол туғилади: фақат мусбат ва нейтрал заррачалардан иборат ядродан қандай қилиб манфий зарядланган электронлар учиб чиқиши мумкин? Электрон ядронинг емирилиш momentiда ядро ичидаги нейтронлардан бирининг протонга айланиши натижасида пайдо бўлар экан:



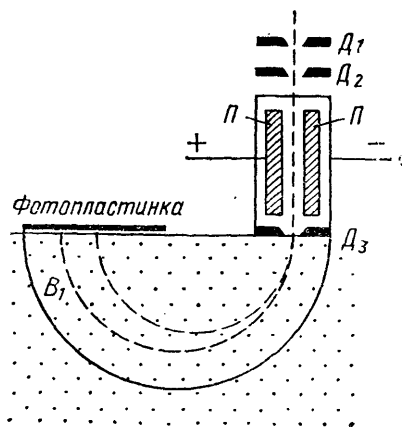
(бу тенглама нейтронлар емирилишини айтарли даражада тўла акс этирмаслигини кейинроқ кўрамиз). Радиоактив бўлмаган элементлар ядроларда нейтронлар бундай емирилмайди.

37.9-§. Изотоплар. Радиоактив айланишларни ўрганиш табиатда заряд сонлари Z бир хил, лекин масса сонлари A турлича бўлган атом ядролари учрашини кўрсатди. Инглиз олими Ф. Содди уларни изотоплар деб аташни таклиф қилди, чунки улар ҳам Менделеев жадвалида ўша битта жойни эгаллайди. Радиоактив айланишларда изотоплар кўп учраши аниқланган эди, масалан, радоннинг атом ядролари масса сонлари 219, 220, 222 бўлган уч типда бўлади. Уран, радий, торий ва бошқалар ҳам бир нечта изотопларга эга.

Радиоактив бўлмаган бошқа химиявий элементларда изотоплар бўлиш-бўлмаслиги ноаниқлигича қолди. Нисбий атом массаларининг каср қийматга эга бўлиши изотоплар борлигидан дарак бермасмикан? Масалан, хлорнинг атом массаси 35,5 га тенг; бу хлорнинг икки ёки ундан ортиқ изотоплар бирикмасидан таркиб топганлигини англатмайди?

Радиоактив бўлмаган элементлар орасида изотоплар қидришни инглиз олими Ж. Томсон бошлади. 1912 йилда у неон билан тўлдирилган трубкада канал нурларини текшириб, масса сони 20 ва 22 бўлган икки хил неон атомини аниқлади. Бу радиоактив бўлмаган элементларда ҳам изотоплар бўлиши мумкинлигини тасдиқлади. Ж. Томсон ишларини В. Астон давом эттириб, 1919 йилда атом массасини 0,01% гача аниқликда ўлчаш ва бошқа кўпгина элементларда изотоплар мавжуд эканлигини аниқлашга имкон берадиган асбоб ясади. Атом массасини аниқлашга мўлжалланган асбоблар масс-спектрографлар деб аталади.

Масс-спектрографлардан бирининг схемаси 37.10-расмда кўрсатилган. Асбоб P пластинкали конденсатор ва расмда кўрсатилмаган магнитлардан иборат. Юқоридаги D_1 ва D_2 диафрагмалар конденсаторга текшириляётган химия-



37.10- рasm.

вий элементнинг мусбат ионларини ингичка даста қилиб ўткази-
ди. Конденсатор ичида электр майдон ҳосил қилинади, бу майдон
учиб кирган ионларни ўнгга оғдиради ва шунингдек, B индук-
цияли магнит майдон ҳосил қилинади (у китобхонга йўналган),
бу майдон ионларни чапга оғдиради. Майдонлар шундай таъ-
сир қилганида фақат қатъий муайян тезликка эга бўлган ион-
ларгина тўғри чизиқли ҳаракат қилади, қолганлари эса ўнгга
ёки чапга оғади. Шундай қилиб, D_3 диафрагма тирқиши орқа-
ли фақат бир хил тезликка эга бўлган ионларгина учиб ўтади.
Бу ионлар пастда B^1 индукцияли магнит майдонга тушади (бу
ҳам китобхонга йўналган), улар бу майдон таъсирида айлана
бўйлаб ҳаракатлана бошлайди, ионнинг массаси қанчалик кат-
та бўлса, айлана радиуси ҳам шунчалик катта бўлади (22.18- §
даги (22.23) формулага қаранг).

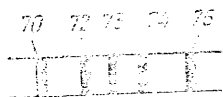
Ионлар ярим айлана бўйлаб учиб ўтиб, фотопластинкага
тушади. Изотоплар массаларига боғлиқ ҳолда турли айла-
налар бўйича ҳаракатлангани учун улар фотопластинканинг
турли жойларига тушади. Фотопластинкада D_3 тирқишининг
тасвирлари сони изотоплар сонига мос келади, тасвирларнинг
вазирати эса изотоплар массасини юқори аниқлик билан топиш-
га имкон беради. Бундай фотосуратлар изотоплар массалари-
нинг спектрограммалари деб аталади.

37.11-расмда германий изотоплари массаларининг спектро-
граммаси тасвирланган. Германий масса сонлари 70, 72, 73, 74
ва 76 бўлган бешта изотопга эга. Равшанки, бу изотоплар
аралашмаларининг грамматида аралашмада изотопларнинг
қандай фоз миқдорида бўлишига қараб 70 дан 76 гача ихти-
ёрий сонга тенг бўлиши мумкин. Ҳақиқатда ер бағрида улар-
нинг процент миқдори шундайки, германийнинг нисбий атом
массаси 72,6 ни ташкил қилади.

Хлор масса сонлари 35 (75% га яқин) ва 37 (25%) бўлган
иккита изотопнинг бирикмаси бўлиб чиқди. Нима учун хлор-
нинг нисбий атом массаси 35,5 экани тушунарли бўлса керак.

Масс-спектрографик текширишлар ҳамма химиявий эле-
ментларнинг изотоплари мавжудлигини кўрсатди. Уларнинг
баъзилари радиоактив, бошқалари эса стабил элементлардир.
Бир қатор оғир элементлар ярим емирилиш даври турлича
бўлган радиоактив изотопларга эга.

Атом ядролари протонлар ва нейтронлардан иборатлиги
аниқлангандан кейин бирор химиявий элемент изотопларининг
атом ядроларида протонлар бир хил сонда бўлиши, аммо ней-
тронлар миқдори фарқ қилиши ва шунинг учун ҳар хил масса-
га эга бўлиши тушунарли бўлиб қолди. Уларнинг Z заряд
сонлари бир хил бўлгани учун изотоп атом-



37.11-расм.

лари бир хил электрон қобилиятига эга
бўлиб, химиявий хоссалари бир хил ва
физик хоссалари даярин бир хил бўлади.
Шунинг учун химиявий йўл билан изотоп-
лар ажратилмайди (бўлинмайди): уларни

ажратишда атом массалари, турлича бўлиши ҳисобига ҳосил бўладиган буғланиш, диффузия ва бошқаларнинг тезлигидаги унча катта бўлмаган фарқлардан фойдаланилади.

Водород изотоплари катта амалий аҳамиятга эга. Водороднинг ${}^1\text{H}^1$ изотопидан ташқари оғир водород ёки дейтерий деб аталувчи ${}^2\text{H}^2$ изотопи ҳам мавжуд. Унинг атом ядроси битта протон ва битта нейтрондан ташкил топган бўлиб, уларни дейтронлар деб аталади ва D ҳарфи билан белгиланади. Водород атомларининг $1/6000$ қисмини ${}^2\text{H}^2$ нинг улуши ташкил қилади.

Дейтерийнинг кислород билан бирикмаси D_2O оғир сув деб аталади. Унинг зичлиги $1,108 \cdot 10^3$ кг/м³, у $3,8^\circ\text{C}$ да музлайди ва $101,4^\circ\text{C}$ да қайнайди. Табiiй сув таркибида унча кўп бўлмаган миқдорда D_2O молекуласи бўлади. Электролиз ёрдамида оғир сув олиш мумкин. Электролизда H_2O нинг молекулалари кўпроқ парчаланади, шунинг учун электролиздан кейин қолган сув оғир сув билан бойитилади.

Водороднинг учинчи изотопи тритий ҳам бор, у T ҳарфи билан белгиланади, унинг ${}^3\text{H}^3$ ядроси битта протон ва иккита нейтрондан иборат. U радиоактив бўлиб, ярим емирилиш даври 12,26 йил.

Масс-спектрограф ёрдамида ўша вақтда маълум бўлган энг оғир элементлардан бири — ураннинг изотоплари топилади. Табiiй уран асосан икки изотопдан: ${}_{92}\text{U}^{238}$ (ярим емирилиш даври $4,5 \cdot 10^9$ йил) ва ${}_{92}\text{U}^{235}$ ($7 \cdot 10^8$ йил) аралашмасидан иборат бўлиб, ${}_{92}\text{U}^{238}$ га 99,3% изотоп ва ${}_{92}\text{U}^{235}$ га 0,7% изотоп тўғри келади.

37.10-§. Ядро кучлари тўғрисида тушунча. Агар атом ядролари фақат протон ва нейтронлардан ташкил топган бўлса, унда ядроларнинг турғунлиги қандай тушунтирилади? Атом ядросида жуда ҳам қисқа масофаларда турган бир хил исмли зарядланган протонлар бир-биридан жуда катта куч билан итарилиши лозим. Шунга қарамай, атом ядролари жуда ҳам мустаҳкам бирикмадир.

Масалан, гелий ядросини алоҳида протонлар ва нейтронларга ажратиш учун ядродан унинг иккала электрони узилиб чиқиши учун сарф қилинадиган энергиядан бир неча минг марта ортиқ энергия сарфлаш лозим. Демак, ядро ичида нуклонлар ўртасида жуда катта тортишиш кучлари таъсир қилади, бу кучлар электр кучларидан анча марта кўп. Бутун олам тортишиш қонунига кўра таъсир қиладиган гравитацион кучлар бундай кучлар бўла олмайди, чунки гравитацион кучларнинг катталиги протонларнинг электр итарилиш кучидан анча марта кам. Бинобарин, ядро кучлари янги турдаги кучлар экан. Бу кучлар табиатда маълум бўлган барча ўзаро таъсирлардан кучлидир.

Юқорида баён қилинган атом ядроларининг α -заррачалар сочилишига доир ўтказилган Резерфорд тажрибаларидан ядро кучлари 10^{-14} м дан катта бўлмаган жуда кичик масофалар-

дагина таъсир қилиши келиб чиқади. Нуклонлар орасидаги ўзаро таъсир нуклонларнинг нуклонларда тарқалишига (сочилишига) қараб ўрганилади. Водород атоми ядросини протон ва нейтронлар билан бомбардимон қилиб ва учаётган заррачаларнинг оғишини текшириб, икки протон орасидаги ва протон ҳамда нейтрон орасидаги ўзаро таъсир кучлари ўрганилади. Шунингдек, нишон сифатида дейтронлардан ҳам фойдаланилади.

Текширишлар кўрсатдики, заррачалар марказлари орасидаги масофа $2 \cdot 10^{-15}$ м га яқин бўлганда исталган икки нуклон орасида ядровий тортишиш кучлари таъсир қилади ва масофа ортиши билан бу кучлар кескин пасайиб кетади; масофа $3 \cdot 10^{-15}$ м дан катта бўлганда кучлар амалда нолга тенг бўлади. Нуклонлар тўқнашганда $0,5 \cdot 10^{-15}$ м гача яқинлашади, бунда ядро кучлари итаришиш кучларига айланади. Шундай қилиб, четдан қараганда иккита нуклоннинг ўзаро таъсири иккита молекуланинг ўзаро таъсирини эслатади (2.3-§, 2.4-§ га қаранг), аммо нуклонларнинг ўзаро таъсир кучи ва энергиялари миллион марта катта, масофалар эса миллион марта кам.

Ядро кучлари таъсир радиусининг кичик бўлиши ядро ичидаги ҳар қайси нуклон ядронинг ҳамма нуклонлари билан эмас, фақат ўзига яқин бўлган нуклонлар билан ўзаро таъсирлаша олишини билдиради. Агар шундай экан, барча ядро модаларнинг зичлиги тахминан бир хил бўлиши ва ядро нуклонлар сонининг ортишига қараб у ўзгармаслиги лозим. Ҳақиқатан ҳам, енгил ва оғир ядроларда ядро модаларнинг зичлиги деярли бир хил бўлиб, 10^{17} кг/м³ га яқин, яъни 1 см³ ядро модалари 100 млн тонна келар эди.

Атом ядросининг суюқлик томчисига бироз ўхшашлигини пайқаш мумкин. Суюқликдаги молекулалар сингари ядродаги нуклонлар ҳам фақат ўзларининг энг яқин қўшнилари билан ўзаро таъсирлашади. Томчи каби ядронинг зичлиги ўлчамига боғлиқ эмас. Сиртдаги нуклонлар ичкаридаги нуклонлар билан бир томонлама боғланган ва сирт таранглик кучи таъсирида ядро ҳам, худди томчи сингари, сферик шакл олиши лозим.

Уйғонган ядро нуклонлар худди қиздирилган томчидаги молекула сингари тебранади. Жуда кўп тўқнашишлар шунга олиб келиши мумкинки, улардан бири ядро кучларини енгил учун етарли даражада энергия олиб, буғланиш вақтида суюқлик молекуласи ажралгани сингари ядродан учиб чиқиши мумкин. Зарядланган заррача, масалан протон ёки α -заррача ядро кучларининг таъсир радиусидан катта масофада турганда ядро унга худди мусбат зарядланган томчи каби таъсир қилади; бунда нейтронга ядро таъсир қилмайди.

Ядронинг томчи модели ядролар радиусини ҳисоблашга ва ядроларнинг баъзи хоссаларини тушунтиришга имкон беради.

Тажриба гелий ядроси ${}^4_2\text{He}$ айниқса мустақкам эканлигини кўрсатди. Шунинг учун радиоактив емирилишда оғир элементлар ядросидан α -заррачалар учиб чиқади. Бинобарин, ядро

ичида иккита протон ва иккита нейтрон ўртасида энг катта тортишиш кучи таъсир қилади. Умуман, ядродаги протонлар ва нейтронлар сони тенг бўлса (ядрода протонлар сони унчалик кўп бўлмаса) бундай ядролар энг мустаҳкам бўлади. Ядрода протонлар сони кўп бўлса, ядро кучларидан фарқли ўлароқ, ядронинг барча протонлари (фақат қўшни протонлар орасидаги эмас, балки ҳамма протонлар орасида таъсир қилувчи электр итаришиш кучлари уни анча заифлаштиради. Протонларга қараганда нейтронлар кўпроқ бўлган ядролар анча турғунроқ бўлади.

Ҳозирги вақтда ядро кучларининг табиати етарли даражада аниқ эмас. Бу кучларни алмашинувчи кучлар деб аталади. Алмашинувчи кучлар квант характерга эга бўлиб, классик физикада бу кучларнинг аналоги йўқ. Нуклонлар ўзаро учинчи заррача билан боғланган, бу заррачани нуклонлар доим алмаштириб туради. 1935 йилда япон физиги Х. Юкава нуклонларнинг ўзаро таъсир кучларининг назарий қийматлари эксперимент маълумотлари билан мос келишини кўрсатди, бунинг учун нуклонлар массаси электроннинг массасидан тахминан 250 марта катта бўлган заррачалар билан алмашинади деб фарз қилиш лозим. Кейинроқ бу заррачалар π -мезонлар ёки пионлар деб аталди.

Ҳақиқатан ҳам, бу заррачаларнинг мавжудлигини 1947 йилда инглиз физиги С. Пауэлл юқори баландликларда космик нурларни қалин қатламли фотопластинкалар ёрдамида ўрганилаётганда пайқайди.

Пионнинг тинчликдаги массаси электроннинг массасидан тахминан 270 марта катта. Пионлар уч хил бўлади: мусбат π^+ , манфий π^- ва нейтрал π^0 . Бир жинсли нуклонлар орасидаги ўзаро таъсир нейтрал π -мезонлар билан, турли нуклонлар орасидаги ўзаро таъсир зарядланган π -мезонлар билан амалга оширилади. Протон ва нейтрон зарядланган π -мезонлар алмашиб, доим бир-бирига айланиб туради. Протон нейтронга мусбат π -мезон бериб, ўзи нейтронга айланади, дастлабки нейтрон бу π -мезонни ютиб протонга айланади. Манфий π -мезон билан ўзаро таъсир ҳам худди шунга ўхшаш бўлади. Нейтрон ва протонларнинг ўзаро айланишлари нейтронлар оқимининг протонларда сочилишига доир тажрибада тасдиқланади.

Юқори энергияли протоннинг бошқа протон ёки нейтрон билан тўқнашиши натижасида эркин пионлар ҳосил бўлиши мумкин. Улар атом ядроларини космик заррачалар билан бомбардимон қилинганда ва тезлаткичларда ядроларни протонлар билан бомбардимон қилинганда пайдо бўлиши мумкин. Эркин пионлар 10^{-7} с дан кам вақт ичида бошқа заррачаларга парчаланади.

37.11-§. Атом ядроларининг масса деффекти. Боғлиниш энергияси. Нуклонлар атом ядросида ўзаро ядро кучлари билан боғланган, шунинг учун ядрони алоҳида протонлар ва нейтронларга ажратиш учун жуда катта энергия сарфлаш

лозим. Бу энергия ядронинг боғланиш энергияси деб аталади.

Агар протонлар ва нейтронлар бирикиб, ядро ҳосил қилса, катталиги жиҳатидан шунга тенг энергия ажралади. Бинобарин, Эйнштейннинг махсус нисбийлик назариясига кўра атом ядросининг массаси уни ҳосил қилган эркин протонлар ва нейтронлар массаларининг йиғиндисидан камроқ бўлиши лозим. Ядронинг боғланиш энергияси E_0 га мос келган бу массалар фарқи Δm қуйидаги Эйнштейн тенгламаси билан аниқланади (36.7- § га қаранг):

$$E_0 = c^2 \Delta m. \quad (37.1)$$

Атом ядроларининг боғланиш энергияси шунчалик каттаки, бу массалар фарқини бевосита ўлчаш мумкин. Барча атом ядролари учун бундай массалар фарқини масс-спектрографлар ёрдамида қайд қилиш мумкин.

Ядрони ҳосил қилган протонлар ва нейтронларнинг тинч ҳолатдаги массалари йиғиндисидан ядро массаси орасидаги фарқ масса дефекти дейилади.

Боғланиш энергияси одатда мегаэлектронвольтларда (МэВ) ифодаланади ($1 \text{ МэВ} = 10^6 \text{ эВ}$). Массанинг атом бирлиги (м.а.б.) $1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$ га тенг бўлгани учун унга мос келадиган энергияни аниқлаш мумкин:

$$E = mc^2.$$

$$E_{\text{м. а. б.}} = 1,66 \cdot 10^{-27} \cdot 9 \cdot 10^{16} \text{ Ж},$$

ёки

$$E_{\text{м. а. б.}} = \frac{1,66 \cdot 10^{-27} \cdot 9 \cdot 10^{16} \text{ Ж}}{1,6 \cdot 10^{-13} \text{ Ж/МэВ}} = 931,4 \text{ МэВ}.$$

Боғланиш энергиясини ядронинг парчаланиш реакциясида энергия балансига кўра бевосита ўлчаш мумкин. Дейтронни үквантлар билан парчалашдаги боғланиш энергияси шундай аниқланган эди. Аммо боғланиш энергиясини (37.1) формуладан анча аниқроқ топиш мумкин, чунки масс-спектрограф ёрдамида изотоплар массасини $10^{-4}\%$ гача аниқликда ўлчаш мумкин.

Масалан, ${}_2\text{He}^4$ гелий ядроси (α -заррача) нинг боғланиш энергиясини ҳисоблаймиз. Массанинг атом бирликларида унинг массаси $M({}_2\text{He}^4) = 4,001523$ га тенг; протон массаси $m_p = 1,007276$, нейтрон массаси $m_n = 1,008665$. Бундан гелий ядросининг массаси дефекти

$$\Delta m = 2m_p + 2m_n - M({}_2\text{He}^4).$$

$$\Delta m = 2 \cdot 1,007276 + 2 \cdot 1,008665 - 4,001523 = 0,030359.$$

Буни $E_{\text{м. а. б.}} = 931,4 \text{ МэВ}$ га кўпайтириб, қуйидагини оламиз:

$$E_0 = 0,030359 \cdot 931,4 \text{ МэВ} \approx 28,3 \text{ МэВ}.$$

Масс-спектрографлар ёрдамида барча изотопларнинг **мас-**

салари ўлчаниб, уларнинг масса дефектлари ва ядроларнинг боғланиш энергиялари топилган эди. Баъзи изотоп ядроларининг боғланиш энергияси қиймати 37.1- жадвалда келтирилган. Бундай жадваллар ёрдамида ядро реакцияларининг энергетик ҳисоблари қилинади.

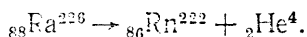
Агар бирор ядро реакциясида ҳосил бўлган ядролар ва заррачаларнинг йиғинди массаси дастлабки ядролар ва заррачалар массаси йиғиндисидан кам бўлса, унда бундай реакцияда массанинг шу камайишига мос келган энергия ажралади. Протонларнинг умумий сони ва нейтронларнинг умумий сони

37-1 жадвал. Атом ядроларининг боғланиш энергияси

Ядро	E_b , МэВ	E_b / A , МэВ	Ядро	E_b , МэВ	E_b / A , МэВ
$^1_1\text{H}^2$	2,2	1,1	$^{26}_{26}\text{Fe}^{56}$	492,2	8,79
$^1_1\text{H}^3$	8,5	2,83	$^{30}_{30}\text{Zn}^{64}$	559,1	8,74
$^2_2\text{He}^3$	7,7	2,57	$^{50}_{50}\text{Sn}^{120}$	1020,6	8,50
$^2_2\text{He}^4$	28,3	7,075	$^{56}_{56}\text{Ba}^{138}$	1158,5	8,39
$^3_3\text{Li}^6$	32,0	5,33	$^{57}_{57}\text{La}^{139}$	1164,8	8,38
$^3_3\text{Li}^7$	39,2	5,60	$^{82}_{82}\text{Pb}^{206}$	1622,3	7,88
$^4_2\text{Be}^9$	58,2	6,47	$^{82}_{82}\text{Pb}^{208}$	1636,4	7,87
$^5_5\text{B}^{10}$	64,7	6,47	$^{86}_{86}\text{Rn}^{222}$	1708,2	7,69
$^5_5\text{B}^{11}$	76,2	6,93	$^{88}_{88}\text{Ra}^{226}$	1731,6	7,66
$^6_6\text{C}^{12}$	92,2	7,68	$^{89}_{89}\text{Ac}^{228}$	1741,6	7,64
$^6_6\text{C}^{13}$	97,1	7,47	$^{90}_{90}\text{Th}^{232}$	1743,0	7,64
$^7_7\text{N}^{14}$	104,7	7,48	$^{90}_{90}\text{Th}^{232}$	1766,5	7,61
$^8_8\text{O}^{16}$	127,6	7,975	$^{90}_{90}\text{Th}^{234}$	1777,7	7,60
$^8_8\text{O}^{17}$	131,8	7,75	$^{92}_{92}\text{U}^{233}$	1771,8	7,60
$^{10}_{10}\text{Ne}^{20}$	160,6	8,03	$^{92}_{92}\text{U}^{235}$	1783,8	7,59
$^{11}_{11}\text{Na}^{23}$	186,6	8,11	$^{92}_{92}\text{U}^{238}$	1790,2	7,586
$^{12}_{12}\text{Mg}^{24}$	198,3	8,26	$^{92}_{92}\text{U}^{238}$	1801,7	7,57
$^{13}_{13}\text{Al}^{27}$	225,0	8,33	$^{92}_{92}\text{U}^{238}$	1806,5	7,56
$^{14}_{14}\text{Si}^{30}$	255,2	8,51	$^{93}_{93}\text{Np}^{239}$	1807,0	7,56
$^{15}_{15}\text{P}^{30}$	250,6	8,35	$^{94}_{94}\text{Pu}^{239}$	1806,9	7,56
$^{15}_{15}\text{P}^{31}$	262,9	8,48	$^{94}_{94}\text{Pu}^{240}$	1813,3	7,555

сақланган ҳолда йиғинди массанинг камайиши реакция натижасида умумий масса дефекти ошганини ва дастлабки ядрога қараганда янги ядрога нуклонлар бир-бири билан янада кучлироқ боғланганлигини билдиради. Ажраладиган энергия ҳосил бўлаётган ядроларни боғланиш энергиялари йиғиндисидан дастлабки ядроларнинг боғланиш энергиялари йиғиндисининг фарқига тенг. Уни умумий массанинг ўзгаришини ҳисобламай, жадвал ёрдамида топиш мумкин. Бу энергия агрофмуҳитга ядро ва заррачаларнинг кинетик энергияси кўринишида ёки γ -квантлар кўринишида ажралиб чиқиши мумкин. Ўз ўзидан бўладиган ҳар қандай реакция энергия ажралиши билан бўладиган реакцияга мисол бўлади.

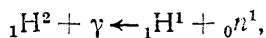
Радийнинг радионга айланиш ядро реакциясининг энергетик ҳисобини бажарамиз:



Дастлабки ядронинг боғланиш энергияси 1731,6 МэВ (37.1-жадвалга қаранг), ҳосил бўлган ядроларнинг йиғинди боғланиш энергияси $1708,2 + 28,3 = 1736,5$ МэВ. Бу дастлабки ядронинг боғланиш энергиясидан 4,9 МэВ кўп. Бинобарин, реакцияда 4,9 МэВ энергия ажралар экан, бу асосан α -заррачанинг кинетик энергиясидан иборат бўлади.

Агар реакция натижасида дастлабки ядролар ва заррачаларнинг йиғинди массасига қараганда йиғинди массаси кўпроқ бўлган ядролар ва заррачалар ҳосил бўлса, унда массанинг шу ортишига мос келган энергия югандагина, бундай реакция бўлиши мумкин, лекин бу ҳеч қачон ўз-ўзидан бўлмайди. Ютилган энергия катталиги дастлабки ядроларнинг боғланиш энергияси йиғиндисин билан реакцияда ҳосил бўлган ядроларнинг боғланиш энергияси йиғиндисининг фарқига тенг. Бундай йўл билан нишон-ядрога заррача ёки ядро келиб тўқнашганда реакция амалга ошиши учун тўқнашаётган заррача ёки ядро қандай кинетик энергияга эга бўлиши лозимлигини ҳисоблаш ёки бирор ядрони парчалаш учун зарур бўлган γ -квантни ҳисоблаш мумкин.

Масалан, дейтронни парчалаш учун γ -квантнинг минимал катталиги дейтроннинг боғланиш энергиясига, яъни 2,2 МэВ га тенг, чунки бу реакцияда



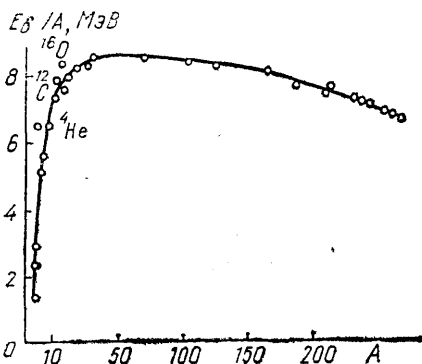
эркин протон ва нейтрон ҳосил бўлади ($E_\gamma = 0$).

Назарий ҳисоблашлари тажриба натижалари билан яхши мос тушиши атом ядроларининг масса дефекти тўғрисидаги юқорида келтирилган мулоҳазаларнинг тўғрилигини кўрсатади ва нисбийлик принципи билан аниқланган масса ва энергиянинг пропорционаллик принципини тасдиқлайди.

Шуни таъкидлаб ўтиш керакки, элементар заррачаларнинг айланиши (масалан, β -парчаланиш) рўй берадиган реакцияларда ҳам энергия чиқади ёки ютилади.

Бу энергия заррачаларнинг умумий массасининг ўзгаришига мос келади.

Бир нуклонга тўғри келадиган ядронинг ўртача боғланиш энергияси E_c/A (37.1-жадвалга қаранг) ядронинг муҳим характеристикаси бўлиб хизмат қилади. Бу ўртача боғланиш энергияси қанчалик катта бўлса, нуклонлар ҳам ўзара шунчалик кучлироқ боғ-



37.12- расм.

ланган бўлади, ядро ҳам шунчалик мустаҳкам бўлади. 37.1- жадвалдан кўринадики, кўпгина ядролар учун нуклонга тахминан 8 МэВ энергия тўғри келади. Жуда енгил ва жуда оғир ядролар учун бу катталиқ камаяди. Енгил ядролар орасида гелий ядроси ажралиб туради.

E_6/A катталиқнинг ядронинг масса сони A га боғлиқлиги 37.12-расмда кўрсатилган. Енгил ядроларда нуклонларнинг кўпчилиги ядро сиртида бўлади. Бунда улар ўз боғланишларидан тўлиқ фойдаланмайдилар, E_6/A ҳам унча катта эмас. Ядро массаси ортиши билан сиртнинг ҳажмга нисбати камаяди ва сиртда турган нуклонлар улуши ҳам камаяди. Шунинг учун E_6/A ортади. Аммо ядродаги нуклонлар сони ортишига қараб протонлар орасидаги кулон итаришиш кучлари ортади. Бу кучлар ядродаги боғланишларни сусайтиради ва оғир ядроларда E_6/A катталиқ камаяди. Шундай қилиб, ўртача массали ($A = 50 \div 60$) ядроларда E_6/A катталиқ максимал бўлади, бинобарин, улар мустаҳкамлиги билан ажралиб туради.

Бундан муҳим хулоса чиқади. Оғир ядроларнинг иккита ўртача ядроларга бўлиниш реакцияларида, шунингдек, анча енгилроқ иккита ядронинг ўртача ёки енгил ядролар синтезида дастлабкисига қараганда мустаҳкамроқ (E_6/A анча катта бўлган) ядролар олинади. Демак, бундай реакцияларда энергия ажралади. Оғир ядролар бўлинишида атом энергиясини олиш (39.2-§) ва ядроларни синтез қилишда термоядро энергиясини олиш (39.6-§ га қаранг) шунга асосланган.

38- Б О Б. КОСМИК НУРЛАР. ЭЛЕМЕНТАР ЗАРРАЧАЛАР

38.1- §. Космик нурлар. Агар ҳавода ионлар бўлмаса, у ҳолда зарядланган электроскоп ўз зарядини етарлича узоқ вақт сақлаши лозим. Бироқ тажриба электроскопнинг тобора разрядланиб боришини кўрсатади.

Дастлаб, бу ҳодисани Ернинг радиоактив нурланиши таъсири сабабли бўлади деб тушунтирилар эди. Ҳақиқатан ҳам, шундай бўлса, Ер сиртидан юқорига кўтаришган сари ҳавони ионловчи нурланиш заифлашиши керак. 1912 йилдаёқ, ҳаво шари ёрдамида кўтарилиш баландлиги ортган сари ионловчи нурланиш кучая бориши аниқланган эди. Демак, бу нурланиш Ерда эмас, балки қаердадир олам фазосида ҳосил бўлар экан. Шунинг учун бу нурланишни космик нурланиш ёки космик нурлар деб аталди.

Космик нурларни юқори соҳаларда қатламларда ўрганиш шуни кўрсатдики, бу нурлар ионлар, протонлар, нейтронлар ва илгари маълум бўлмаган кўпгина бошқа заррачалардан иборат экан. Бу заррачаларни и к к и л а м ч и заррачалар деб аталди, чунки бу заррачалар атмосферанинг юқори қатламларида олам фазосидан учиб келаётган бир л а м ч и космик

заррачаларнинг атмосферадаги атом ядролари билан ўзаро таъсирлашувидан ҳосил бўлиши аниқланди.

Текширишлар космик нурларнинг интенсивлиги экваторга қараганда Ернинг магнит қутбларида тахминан 1,5 марта катта эканини кўрсатди. Бирламчи космик нурларга Ернинг магнит майдонининг оғдирувчи таъсирини ўрганиш улар мусбат зарядланган заррачалардан иборатлигини кўрсатди. Сунъий йўлдошлар ва космик кемалар ёрдамида бирламчи космик нурлар тўғрисида кўпгина қимматли маълумотлар олинди.

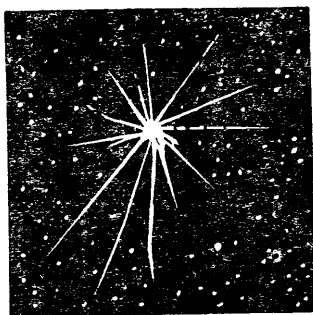
Ҳозирги вақтда бирламчи космик нурлар космик фазода турли-туман йўналишларда учадиган жуда катта энергияга эга бўлган стабил заррачалардан иборат экани аниқланган. Қуёш системаси районида космик нурланиш интенсивлиги 1 с да 1 см² га ўртача 2—4 та заррача тўғри келади. У асосан протонлардан (~91%) ва α-заррачалардан (66%) иборат; бошқа элемент ядроларига 1% дан камроқ ва электронларга ~1,5% тўғри келади.

Космик заррачалар энергиясининг ўртача қиймати 10⁴ МэВ га яқин; баъзи алоҳида заррачалар энергияси жуда ҳам юқори қийматларга эга; 10¹² МэВ ва ундан ҳам юқори. Космик заррачалар қаерда пайдо бўлиши ва шундай катта энергиягача қандай тезлаштирилиши унча яхши аниқланмаган. Бу заррачалар янги ва ўта янги юлдузларнинг портлашидан чиқади ва юлдузларро фазода бир жинсли бўлмаган магнит майдон билан ўзаро таъсирлашганда тезлашади деб тахмин қилинади.

Қуёш даврий равишда (чақнашлар вақтида) космик нурлар чиқаради. Бу нурлар асосан протонлар ва α-заррачалардан иборат бўлиб, энергияси унча катта эмас, аммо интенсивлиги жуда юқори, космик училарни режалаштиришда буни ҳисобга олиш керак.

Иккиламчи нурлар ҳам жуда катта энергияга эга бўлиб, ядролар билан тўқнашганда заррачалар кўпаяди.

38.1- расмда атом ядросига энергияси катта бўлган (2.10³



38.1- расм.



38.2- расм.

МэВ га яқин) заррача урилганда атом ядросининг парчаланиш манзараси катталаштириб кўрсатилган. Ядрога урилган заррача изи кўринмайди (бу нейтрон бўлса керак). Ядро 17 та заррачага парчаланиб, улар турли томонларга учиб кетган.

Заррачаларнинг қуюнсимон кўпайиши натижасида атмосферанинг юқори қатламларида каскадли ядро қуюни ҳосил бўлади. 38.2-расмда қўрғошин пластинкалар билан тўсилган Вильсон камерасида олинган сунъий каскадли қуюн тасвирланган. Юқори энергияли заррача қўрғошин қатлаמידан ўтиб, янги заррачалар қуюни ҳосил қилади, улар ҳам қўрғошиннинг бошқа қатламларидан ўтишида ўз навбатида янги заррачалар қуюнини ҳосил қилади.

Заррачалар энергияси бир неча ўн мегаэлектронвольтгача камайганда атмосферада ядро қуюни заифлашиб қолади. Қолдиқ энергияни протонлар ҳавони ионлашга сарф қилади; нейтронлар ядрога ютилади, бунда турли хил ядро реакциялари бўлади, қуюн заррачаларининг асосий қисмини ташкил қилган пионлар эса парчаланadi. Жуда кўп миқдорда ҳосил бўлади-ган фотонлар ва электронлар атмосферада ютилади.

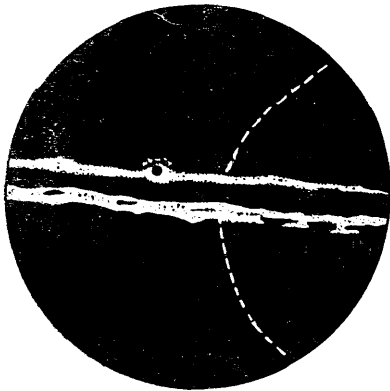
Нейтрал пионлар тезда юқори энергияли иккита фотонга айланади. Зарядланган пионларнинг парчаланишида янги заррачалар μ -мезонлар ёки m юонлар ҳосил бўлади. Бу янги заррачаларни 1935 йилда К. Андерсон космик нурларни ўрганиш вақтида топди. Мюоннинг массаси электроннинг массасидан 207 марта катта, яъни пион массасининг $3/4$ қисмини ташкил қилади. Мюонлар фақат икки хил бўлади: мусбат зарядланган мюонлар ва манфий зарядланган мюонлар; улар қуйидагича белгиланади: μ^+ ва μ^- . π^+ - мезонлар парчаланганда μ^+ - мезонлар, π^- - мезон парчаланганда эса μ^- - мезон ҳосил бўлади.

Мюонлар пионлардан фарқли ўларoқ, ядровий ўзарo таъсирларда қатнашмас экан ва энергиясини фақат ионлашга сарфлар экан. Шунинг учун уларнинг ўтувчанлик қобилияти юқори бўлиб, космик нурланишнинг қ а т т и қ к о м п о н е н т а с и н и ташкил қилади. Мюонлар атмосферадан учиб ўтади. Уларни Ер сирти остида ҳатто унча чуқур бўлмаган жойларда пайқаш мумкин.

Мюонлар ностабил, улар атиги бир неча микросекунд яшайди, холос ва сўнгра бошқа заррачаларга парчаланиб кетади.

Космик нурларнинг интенсивлиги атмосфера чегарасига қараганда денгиз сатҳида тахминан 100 марта кам бўлиб, асосан мюонлардан иборат. Қолган қисмини электронлар ва фотонлар, унча кўп бўлмаган миқдорини қуюн заррачалари ҳосил қилади. Бирламчи космик нурланишлардан жуда катта энергияли заррачаларгина (10^7 МэВ дан катта) атмосферадан ўтади.

Космик нурларда пионлар сингари мюонлар ҳам ёруғлик тезлигига яқин тезлик билан учади, шунинг учун вақтнинг



38.3- расм.

релятивистик секинлашиши ту-
файли парчалангунга қадар
катта масофани учиб ўтишга
улгуради (36.4- § га қаранг).

38.2-§. Позитроннинг кашф қилиниши. 1928 йилда инглиз олими П. Дирак ўзи ривож-
лантирган релятивистик квант
назарияси асосида электронга
ўхшаган, лекин мусбат заряд-
ланган заррача мавжуд экан-
лигини айтди, бу заррача
кейинчалик позитрон деб
аталди.

1932 йилда К. Андерсон кос-
мик нурларни ўрганиш вақти-
да позитронлар изини пайқади.
У Вильсон камерасида кучли

магнит майдондан фойдаланиб, изларнинг бир оз эгриланишини пайқади. Бу излар юқори энергияли мусбат зарядланган номаълум заррачанинг изи эди. Бу тахминни текшириб кўриш учун заррачанинг ҳаракат йўналишини аниқ белгилаб олиш лозим эди, чунки фақат мана шундай қилингандагина, магнит майдонда бу заррачанинг оғишига қараб унинг заряди ишорасини аниқлаш мумкин бўларди. Андерсон камерани қўрғошин пластинка билан тўсди: заррача бу пластинкадан ўтиб, ўз тезлигини камайтириши ва кўпроқ эгриланган траектория бўйича ҳаракатланиши лозим. У фотосуратлардан бирида яна шу заррача изини пайқади (38.3- расм магнит майдон китобхондан йўналган). Заррача ҳаракатининг йўналиши ва унинг заряди мусбат ишорали экани энди шубҳа туғдирмайди. (Шундай энергияга эга бўлган электрон қандай из қолдирар эди?)

Ҳисоблашлар янги заррачанинг массаси ва зарядининг абсолют катталиги худди электронники сингари эканини кўрсатди. Кейинги текширишлар позитрон ўз хоссаларига кўра электронга ўхшашлигини, ундан зарядининг ишораси билан фарқ қилишини тасдиқлади. Ядро реакцияларида позитрон ${}_{+1}e^0$, β^+ ёки e^+ билан белгиланади.

β^+ - парчаланишда ядро заряди бирга камаяди ва элемент Менделеев жадвалида чапга бир ўринга силжийди.

38.3- §. Нейтрино. Тажрибалардан бирор изотопнинг α -парчаланишида ядродан учиб чиққан α -заррачалар шу изотоп учун характерли бўлиб, катталигини осонгина ҳисоблаб чиқариш мумкинлиги аниқланган эди (37.11-§ га қаранг).

β - парчаланишда бошқача манзара кузатилади. Бир хил ядроларнинг парчаланишида учиб чиқадиган β -заррачалар турлича энергияга эга бўлади, лекин бу энергиялар мазкур изотоплар учун максимал катталикдаги энергиядан ошмайди. Бу максимал энергия энергиянинг сақланиш қонунига асосан

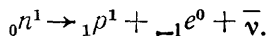
ядро реакциясини ҳисоблаганда электронларга тўғри келадиган энергияга мос келади. Электронлар кичикроқ тезлик билан учиб чиққанда энергия қаерда йўқолади, деган савол туради.

1930 йилда швейцариялик физик В. Паули β^- -парчаланишда ядродан иккита заррача: электрон ва энергиянинг бир қисмини олиб кетувчи енгил нейтрал заррача учиб чиқади, деган гипотезани айтди. Бу енгил нейтрал заррача из қолдирмайди ва уни пайқашнинг ҳам иложи бўлмади.

1933 йилда Э. Ферми β^- -парчаланиш назариясини яратди ва бу заррачани нейтрино, яъни «кичкина нейтрон» деб атади. Кейинроқ шундай ядро реакциялари аниқландики, уларда β^+ -парчаланиш, яъни позитронлар ҳосил бўлади. Бунда позитрон билан бирга ядродан нейтрино ҳам учиб чиқиши лозим. Уни ν билан белгиланди. β^- -парчаланишда ядродан электрон билан бирга учиб чиқадиган заррачани антинейтрино ($\bar{\nu}$) деб аталди.

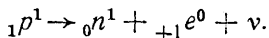
Нейтрино ва антинейтрино бир-бирига ўхшаш бўлиб, улар орасидаги фарқ шундан иборатки, антинейтринонинг спини (хусусий ҳаракат миқдори моменти вектори) унинг илгариланма ҳаракати томон йўналган (яъни бу «ўнг винт» заррача), нейтринонинг спини эса ҳаракатга қарама-қарши томон йўналган («чап винт» заррача). Бу иккала заррача ҳам худди фотон сингари ёруғлик тезлигига тенг тезлик билан ҳаракатланади ва унинг тинчликдаги массаси нолга тенг.

Нейтрино ва антинейтрино ядро ичидаги нуклонлар парчаланишидан ҳосил бўлади. β^- -парчаланишда ядро ичидаги нейтронлардан бири протонга, электронга ва антинейтринога айланади:



Электрон ва антинейтрино ядродан учиб чиқади, протон ва қолган нуклонлар янги ядро ҳосил қилади.

Ортиқча протонлари бўлган ядролар β^+ -парчаланишда бу протонларнинг бири нейтронга айланади ва бир вақтда позитрон ҳамда нейтрино чиқаради:



Бу реакция вақтида энергия ютилади, чунки протон массаси нейтрон массасидан кичик. Шунинг учун бу фақат ядрода рўй бера олади. Протон эркин ҳолатда стабил заррачадир.

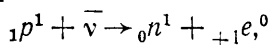
Протонлардан фарқли ўлароқ, эркин нейтронлар ўз-ўзидан β^- -парчаланишга дучор бўлади, чунки нейтроннинг массаси протон ва электронларнинг йиғинди массасидан катта. Эркин нейтронларнинг ярим емирилиш даври 12 минутга яқин.

Эркин нейтронларнинг β^- -парчаланишида антинейтринонинг пайдо бўлиши фақат энергиянинг сақланиш қонуни билан тасдиқланиб қолмай, ҳаракат миқдорининг (импульснинг) сақланиш қонуни билан ҳам тасдиқланади. Ҳақиқатан ҳам, агар нейтрон фақат иккита заррача: протон ва электронга парча-

ланса, унда ҳаракатланмаётган (ёки секин ҳаракатланаётган) нейтрон парчаланганда улар бир тўғри чизиқ бўйича қарама-қарши томонларга учиб кетиши лозим эди. Ҳақиқатда эса Вильсон камерасида протон ва электрон излари бирор бурчак ҳосил қилади. Демак, бир вақтда улар билан бирга учинчи заррача ҳосил бўлади.

β^- -парчаланиш назарияси барча экспериментал натижалар билан яхши мос келарди. Аммо узоқ вақтгача нейтрино ва антинейтринони пайқаш қийин бўлди. Гап шундаки, бу жуда ҳам майда нейтрал заррачалар амалда моддалар билан бутунлай ўзаро таъсирлашмайди: нуклоннинг ёнидан ёки унинг ичидан учиб кетаётган бу нейтрал заррачалар нуклон билан шундай қисқа муддат контактда бўладикки, кўпгина ҳолларда улар билан ўзаро таъсирлашишга киришиб улгура олмайди. Шунинг учун ҳам уларнинг кирувчанлик қобилияти жуда юқори, Ер ва Қуёшдан осонгина паррон ўтиб кетади.

1956 йилдагина антинейтрино топилган эди. Америка физиклари К. Коуэн ва Ф. Рейнес протон антинейтринони қамраб олишини аниқладилар:



бунда нейтрон ва позитрон ҳосил бўлади.

Антинейтрино манбаи бўлиб ядро реактори хизмат қилди. Антинейтринонинг протон томонидан қамраб олиниш эҳтимоли жуда ҳам кам бўлишига қарамай, ядро реактори ишлаганда аҳён-аҳёнда бўлса-да, жуда кўп миқдорда (1 с да 10^{16} та) антинейтрино ҳосил бўлиши кузатилади.

Орадан кўп вақт ўтмай, нейтрино ҳам қайд қилинди.

38.4- §. Янги элементар заррачаларнинг очилиши. 1947 йилда Г. Рочестер ва С. Батлер Вильсон камерасида космик нурларни ўрганиш вақтида бир нуқтадан V ҳарфи кўринишида тарқалувчи заррачалар изини аниқладилар. Бу заррачалар қандайдир номаълум нейтрал заррачаларнинг парчаланишидан пайдо бўлганлиги ва ҳеч қандай излар қолдирмаганлиги равшан эди.

Кейинроқ бу заррачаларни бошқа тадқиқотчилар ҳам аниқлашди. Улардан бири протондан тахминан икки марта енгил эди. Уни K-мезон ёки каон деб аталди; протондан оғирроғи Λ -заррача (ламбда) деб аталди.

Кейинги саккиз йил давомида бу заррачаларга зарядланган каонлар, шунингдек оғир заррачаларнинг иккита янги тури: Σ -заррача (сигма) ва Ξ -заррача (кси) қўшилди. Λ -заррача сингари Σ ва Ξ заррачалар протондан оғир бўлиб чиқди ва гиперонлар деган умумий ном олди.

Каонлар ва гиперонларнинг кашф қилиниши бутунлай кутилмаган ҳол эди, шунинг учун ҳам улар фалати заррачалар деб ном олди. Бу заррачалар ядровий ўзаро таъсирларда иштирок этишларига қарамай, моддалар тузилишида уларнинг роли ноаниқ. Фалати заррачалар қатор «жумбоқ» хосса-

ларга эга, масалан, уларнинг яшаш даври назарий мулоҳазаларда кутилганидан анча катта.

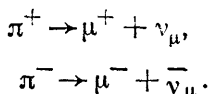
Юқори энергияли заррачаларнинг бошқа заррачалар билан тўқнашувидан элементар заррачалар ҳосил бўлади. Узоқ вақтларгача бундай тўқнашишларни фақат космик нурлардагина кузатиш мумкин эди. Космик нурлар юқори энергияли заррачаларнинг ягона манбаи эди. Кўпгина элементар заррачалар ҳам космик нурларда топилган эди.

Ҳозирги вақтда элементар заррачаларни ўрганишда протон ва бошқа зарядланган заррачаларни тезлаштирувчи асбоб тезлаткичлардан фойдаланилади. Серпуховодаги йирик тезлаткичда энергияси $76 \cdot 10^3$ МэВ бўлган протонлар дастаси, шунингдек энергияси $60 \cdot 10^3$ МэВ гача бўлган бошқа заррачалар (пионлар, каонлар ва бошқалар) дастаси олинади. Ҳозир 10^6 МэВ гача энергия олишга мўлжалланган улкан тезлаткичлар қурилмоқда.

50-йиллар ўрталарида мезонларнинг яна бир тури η -мезон (эта) ва энг оғир заррача Ω^- -гиперон (омега) топилган эди.

1961—1962 йилларда нейтринонинг иккинчи типи мюоний нейтринонинг мавжуд экани исботланган эди, унинг белгиланиши ν_μ ; электроний нейтрино эса ν_e билан белгиланади.

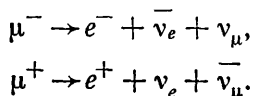
Мюонлар зарядланган пионлар парчаланишида ўз нейтриноси билан ҳосил бўлади:



Мюоний нейтрино (ν_μ) ва мюоний антинейтрино ($\bar{\nu}_\mu$) ўз хоссаларига кўра электроний нейтрино (ν_e) ва электроний антинейтрино ($\bar{\nu}_e$) га жуда ҳам ўхшаш, аммо тажрибалар буларнинг ҳар хил заррачалар эканини кўрсатди.

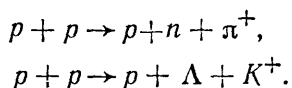
Мюоннинг ажойиб хоссаларидан бири унинг массасидан ташқари (мюон электрондан 207 марта оғирроқ) ҳар жиҳатдан электронга ўхшашлигидир. Бунинг сабаби ҳали аниқланган эмас. Бу «оғир электрон» ҳатто атомда бирор вақт электрон ўрнини эгаллаб, ядрога жуда яқин орбитада айланиши мумкин.

Мюонлар парчаланишида электронлар ва позитронлар ҳамда иккита нейтрино — электрон нейтрино ва мюон нейтрино ҳосил бўлади:



38.5- §. Элементар заррачалар классификацияси. Элементар заррачаларнинг муҳим умумий хоссалари уларнинг бир-бирига ўзаро айланиш қобилиятидир. Заррачалар парчаланганда бир

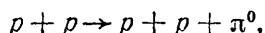
заррачалар йўқолиб, бошқа заррачалар пайдо бўлади. Юқори энергияли иккита заррачанинг тўқнашувида ҳам заррачаларнинг ўзаро айланиши рўй беради. Масалан, икки протон тўқнашиб, бошқа заррачаларга айланиши мумкин:



Частоталарнинг барча айланишларида тинчликдаги массаларга мос келган энергия ва заррачаларнинг кинетик энергиясидан иборат тўлиқ энергиянинг сақланиш қонуни бажарилади. Заррачаларнинг тинчликдаги энергияси кинетик энергияга ва аксинча бир-бирига ўтиши мумкин.

Заррача ўз-ўзидан парчаланганда ҳосил бўлаётган заррачаларнинг тинчликдаги йиғинди массаси парчаланаётган заррачанинг тинчликдаги массасидан кичик бўлади, тинчликдаги массалар фарқига тўғри келган бу энергия заррачалар парчланиш маҳсулотининг кинетик энергиясига айланади.

Иккита заррача тўқнашишида тескари айланиш бўлиши ҳам мумкин. Юқорида келтирилган мисолларда пайдо бўлаётган заррачаларнинг тинчликдаги массаси тўқнашаётган иккита протоннинг тинчликдаги массасидан кинетик энергия ҳисобига кўп бўлади. Икки протон тўқнашганда пион пайдо қилиши мумкин:



(агар уларнинг тўқнашишидаги кинетик энергияси пионнинг тинчликдаги энергиясидан ортиқ бўлса). Бу яққол мисол бўла олади, чунки дастлабки заррачалар сақланади ва янги заррача пайдо бўлади.

Заррачалар айланишида тўлиқ энергиянинг сақланиш қонунидан ташқари заряднинг сақланиш қонуни ва ҳаракат миқдорининг сақланиш қонуни бажарилади.

Ҳозирги вақтда маълум бўлган заррачалар 38.1-жадвалда келтирилган. Заррачанинг массаси унинг муҳим характеристикасидир. У заррачанинг инертлигини ва гравитацион хоссаларини, ундаги энергия запасини билдиради. 38.1-жадвалда мегаэлектронвольтларда ифодаланган тинчликдаги масса келтирилган. Тинчликдаги массаси энг енгил бўлган заррача электронлар (0,511 МэВ).

Кўпгина заррачалар спинга, яъни хусусий ҳаракат миқдори моментига эга. Улар ҳам пилди роққа ўхшаб ўз ўқи атрофида айланади. Ҳар бир кўринишдаги заррача спини қатъий аннқ қийматга эга: агар фотон спинини бирга тенг десак, барча заррачалар 0, 1/2 ёки 1 спинга (спини 3/2 га тенг бўлган Ω^- гиперондан ташқари) эга.

Баъзи заррачалар нейтрал бўлади, бошқа заррачалар эса катталиги жиҳатидан электроннинг зарядига тенг бўлган мусбат ёки манфий электр зарядга эга бўлади. Заряд белгиси

протондан ташқари барча зарядланган заррачаларнинг символика қўшиб ёзилади.

Деярли ҳамма элементар заррачалар ностабилдир. Эркин ҳолатда фақат протон, электрон ва тинчлик массасига эга бўлмаган заррачалар (фотон ва нейтрино) гина стабилдир. Қолган заррачалар эса ўз-ўзидан парчаланади ва нейтрондан ташқари, ҳамма заррачаларнинг ўртача яшаш вақти жуда ҳам қисқа. 38.1-жадвалда парчаланишнинг типик усуллари келтирилган.

Элементар заррачалар тўрт синфга бўлинади:

1) фотонлар (γ -квантлар), фотонлар тинчликдаги массага ва зарядга эга эмас; спини 1 га тенг.

2) лептонлар — энгил заррачалар, лептонларнинг спини $1/2$ га тенг.

3) мезонлар — оралик заррачалар, мезонларнинг спини 0 га тенг.

4) барионлар — оғир заррачалар, энг энгил барион — протондир. Ω^- -заррачадан ташқари, барча барионларнинг спини $1/2$ га тенг.

Турли синфдаги заррачалар фақат массанинг катталиги ва заррача спини қиймати билан фарқ қилиб қолмайди. Масалан, фотонлар ва лептонлар ядровий ўзаро таъсирда қатнашмайди, мезонлар ва барионлар эса қатнашади.

Лептонлар барионлар синфида заррачалар сонининг сақланиш қонуни амал қилади. Масалан, бита барион йўқолиб кетганда, унинг ўрнига бошқаси пайдо бўлади. Барионлар сонининг сақланиш қонуни протонни стабил қилади; у энг энгил барион бўлиб, шунинг учун ҳам бошқа барион пайдо бўлиши билан ўз-ўзидан парчаланмайди. Барионлар ва лептонлар сонининг сақланиш қонуни тажрибада кўп марта текшириб кўрилган.

Мезонлар ва фотонлар синфида сақланиш қонуни бажарилмайди ва улар исталганча миқдорда пайдо бўлиб, йўқолиб кета олади.

38.6-§. Антизаррачалар. Модда ва майдоннинг ўзаро айланиши. Релятивистик квант назариясидан қуйидаги келиб чиқади: ҳар бир заррача учун антизаррача мавжуд бўлиши керак, яъни массаси, спини, яшаш вақти ўшандай бўлиб, ундан зарядининг ишораси, магнит моменти ва спин векторининг ўзаро жойлашиши билан фарқ қиладиган заррача бўлиши керак.

Тажрибада пайқалган биринчи антизаррача «мусбат электрон» — позитрон эди. Бундай заррача — антизаррача жуфтига манфий ва мусбат мюонлар, мусбат ва манфий пионлар ва каонлар мисол бўла олади. Бошқа антизаррачалар номларини олишда тегишли заррачанинг номи олдига «анти» олд қўшимча қўйиш лозим. Уларни белгилашда эса ўша символларнинг ўзи ишлатилади, фақат символ устига чизиқча қўйилади (38.1-жадвалга қаранг). Фотон, нейтрал пион ва этамезонларнинг антизаррачаси йўқ (бу ҳолларда заррача ва антизаррача мос ке-

Элементар заррачалар жадвали

Заррачалар синфи	Номи	Белгиланиши		Масса, МэВ	Спин	Заряд		Ўртача яшаш вақти, с	Парчаланишнинг типик усуллари	
		заррачалар	антизаррачалар			заррачалар	антизаррачалар			
Фотон	Фотон, гамма-квант	γ		0	1	0	0	стаб.	—	
		Лептонлар	Электрон, позитрон	e^- / e^+	0,511	1/2	-1	+1	стаб.	—
			Электрон нейтрино	ν_e	0	1/2	0	0	стаб.	—
			Мюон	μ^- / μ^+	106	1/2	-1	+1	$2,2 \cdot 10^{-6}$	$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$
	Мюон нейтрино	ν_μ	0	1/2	0	0	стаб.	—		
Мезонлар	Пионлар	Нейтрал пион	π^0	135	0	0	0	$0,8 \cdot 10^{-16}$	$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$	
		Зарядланган пион	π^+ / π^-	140	0	+1	-1	$2,6 \cdot 10^{-8}$	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$	
	Каонлар	Нейтрал каон	K^0	498	0	0	0	$0,9 \cdot 10^{-10}$	$K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ $\rightarrow 2\pi^0$	
		Зарядланган каон	K^+ / K^-	494	0	+1	-1	$1,2 \cdot 10^{-8}$	$\mu^+ + \nu_\mu$ $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$ $\rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$	
	Эта-мезон	η	549	0	0	0	$2,4 \cdot 10^{-19}$	γ / 2γ $\eta \rightarrow 3\pi^0$ $\rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$		

Заррачалар синфи	Номи	Белгиланиши		Масса, МэВ	Спин	Заряд		Ўртача яшаш вақти, с	Парчаланганинг типик усуллари
		зарра-чалар	анти-зарра-чалар			зарра-чалар	анти-зарра-чалар		
Нуклонлар	Протон Нейтрон	p	\bar{p}	938,2	1/2	+1	-1	0,93·10 ³ стаб.	$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$
		n	\bar{n}	939,6	1/2	0	0		
	ламбда-гиперон	Λ	$\bar{\Lambda}$	1116	1/2	0	0	2,5·10 ⁻¹⁰	$\Lambda \rightarrow p + \pi^+$ $\Lambda \rightarrow n + \pi^0$
Барционлар	сигма-гиперон	Σ^+	$\bar{\Sigma}^+$	1189	1/2	+1	-1	0,8·10 ⁻¹⁰ 10 ⁻¹⁴ 1,5·10 ⁻¹⁰	$\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$ $\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$ $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$ $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$
		Σ^0	$\bar{\Sigma}^0$	1192	1/2	0	0		
		Σ^-	$\bar{\Sigma}^-$	1197	1/2	-1	+1		
Гиперонлар	кси-гиперон	Ξ^0	$\bar{\Xi}^0$	1315	1/2	1	0	3·10 ⁻¹⁰ 1,7·10 ⁻¹⁰	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda + \pi^0$ $\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$
		Ξ^-	$\bar{\Xi}^-$	1321	1/2	-1	+1		
	омега-гиперон	Ω^-	$\bar{\Omega}^-$	1672	3/2	-1	+1	1,3·10 ⁻¹⁰	$\Omega^- \rightarrow \Lambda + K^-$ $\Omega^- \rightarrow \Xi + \pi^-$ $\Omega^- \rightarrow \Xi^- + \pi^0$

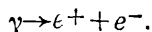


38.4- расм.

лади дейиш мумкин). Мос заррачалар сифатида антипротон, позитрон ва антинейтрино стабил, бошқа антизаррачалар эса ностабилдир. 38.1-жадвалда заррачалар учун парчаланиш усуллари келтирилган. Антизаррачалар тегишли антизаррачаларга парчаланadi.

Энергияси 1 МэВ дан каттарoқ бўлган γ -квантларнинг ютилишини ўрганганда электрон-позитрон жуфтнинг ҳосил бўлиши пайқалган эди. γ -квант кучли электр майдонда ядро яқинидан учиб

ўтганда у электрон-позитрон жуфтига айланади:

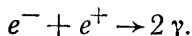


Вильсон камерасини тўсувчи қўрғошин пластинкадан γ -нурланиш ўтаётганда электрон-позитрон жуфти пайдо бўлишини кузатиш мумкин. Позитрон ва электронларнинг изи магнит майдонда турли томонга симметрик оғади ва V ҳарф кўрнишида тарқалиб кетади (38.4-расмда учта электрон-позитрон жуфтларини траекторияси кўрсатилган (магнит майдон китобхондан йўналган).

Тинч турган электрон ёки позитроннинг массасига 0,511 МэВ энергия мос келгани сабабли γ -квант энергияси 1,02 МэВ дан ортиқ бўлган ҳолдагина электрон-позитрон жуфтига айланиши мумкин. Агар γ -квант энергияси 1,02 МэВ дан ортиқ бўлса, унда ортиқча энергия позитрон ва электроннинг кинетик энергиясини ташкил қилади.

Нейтрал пионларнинг парчаланишида иккиламчи космик нурланишда ҳосил бўладиган юқори энергияли γ -квантлар электронлар ва позитронларни генерациялайди, улар ҳам юқори энергияга эга ва атмосфера моддаси билан ўзаро таъсирлашишда γ -нурланиш чиқаради, бу эса ўз навбатида, янги жуфтларнинг генерацияланишига олиб келади ва ҳоказо. Атмосферада кучли ютиладиган иккиламчи космик нурланишнинг юмшоқ компоненти аси шундай ҳосил бўлади.

Агар электронлар ва позитронлар γ -квантлардан ҳосил бўлса, улар γ -квантга айланиб, йўқолиб кета олади ҳам. Эрхотин Жолио-Кюрилар бажарган тажрибалар шуни тасдиқладики, позитрон ва электрон учрашганда кўп ҳолларда иккита γ -квантга айланиб, йўқолиб кетади, бошқача қилиб айтганда, аннигиляцияланади. Бу γ -квантлар энергияси 0,51 МэВ бўлиб, қарама-қарши томонларга учиб кетади (баъзан умумий энергияси 1,02 МэВ бўлган учта γ -квант ҳосил бўлади):



Бундай айланишларга бошқа мисоллар ҳам келтириш мумкин. Нейтрал пион парчаланганда иккита γ -квант ҳосил бўлади:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$

бунда пионнинг тинчликдаги массасига тўғри келган энергиянинг электромагнит нурланиш энергиясига айланиши рўй беради.

Юқори энергияли γ -квант протон билан тўқнашганда нейтрон ва пион ҳосил бўлади:

$$\gamma + p \rightarrow n + \pi^+$$

ва электромагнит нурланиш энергияси ҳисобига тинчликдаги массаси ортади.

Бу тажрибалар заррачаларининг тинчликдаги массаси бўлмаган (фотонлар) электромагнит нурланиш модда заррачаларига ва аксинча, модда заррачалари электромагнит нурланишга айлана олишини исботлайди.

Баён этилганлар материя модда ва майдон кўринишида мавжуд эканини ва материянинг бу икки тури бир-бирига айлана олишини тасдиқлайди. Бу айланиш кинетик энергия иштирокида рўй бериши мумкин. Масалан, протон тезлаткичнинг электр майдонида энергия олиши мумкин, сўнгра у бошқа протон билан тўқнашганда кинетик энергия ҳисобига янги заррача пайдо бўлиши мумкин.

Америкалик олим Э. Лоуренс ва унинг ходимлари 1955 йилда антипротон, 1956 йилда эса антинейтронни олдилар. Бу антизаррачалар кучли тезлаткичда протонни $6 \cdot 10^8$ МэВ энергияли протон билан бомбардимон қилганда олинган эди. Протонлар тўқнашганда протон — антипротон жуфти:

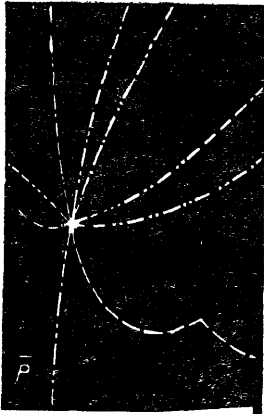
$$p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p}$$

ва нейтрон — антинейтрон жуфти пайдо бўлади:

$$p + p \rightarrow p + p + n + \bar{n}$$

Антипротон протон билан ёки антинейтрон нейтрон билан учрашганда уларнинг аннигиляцияси рўй беради: нуклон ва антинуклон йўқолиб кетади, уларнинг ўрнида бир неча нейтрал ва зарядланган пионлар (ўртача 5 тага яқин) пайдо бўлади. 38.5-расмда пуфакли камерада антипротон ва протоннинг аннигиляцияси кўрсатилган. Пастдан ҳаракатланаётган антипротон p протон билан учрашади. Бунда аннигиляция натижасида 4 та мусбат ва 4 та манфий пион ҳосил бўлди (пионлар турли томонга учиб кетади). (Магнит майдон китобхондан йўналган). Расмнинг пастки қисмидаги излардан бирининг синганлиги пионнинг парчаланишини англатади: $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ (нейтрино из қолдирмайди.)

Нейтрал пионлар γ -квантларга парчаланади. Зарядланган пионлар мюонлар ва нейтринолар ҳосил қилиб парчаланади, мюонлар эса ўз навбатида электронлар, позитронлар ва нейтринолар ҳосил қилиб парчаланади. Позитронлар аннигиляция-



38.5- расм.

си нуклон-антинуклон жуфти айланишини тугатади. Натижада бир неча γ -квант ва бир нечта нейтрино ҳосил бўлади.

Антинуклонларнинг очилиши бутунлай антизаррачалардан ташкил топган антимодда мавжудлигини кўрсатади. Масалан, манфий зарядланган антипротон билан унинг атрофида айланаётган позитрон биргаликда антиводороддан иборат. Антинуклонлар бошқа антиатом ядроларини ҳосил қила олади. Ҳозирча антинейтрон ва антигелий ядроси олинди, холос. Антимодда олишда жуда катта қийинчиликка дуч келинади, чунки у модда билан контактлаш-

ганда аннигиляция рўй беради. Балки Қоинотда антимоддалардан иборат антиоламлар мавжуддир. Ҳозирча буни аниқлашнинг иложи бўлмапти.

38.7- §. Кварклар гипотезаси. 38.1-жадвалда 35 та элементар заррачалар ва антизаррачалар келтирилган. Бу барча заррачалар модда (ва антимодда) структурасига киради, бошқа заррачалар билан ўзаро таъсирлашиш кучини аниқлайди, бир заррачанинг бошқа заррачага айланиш жараёнларида қатнашади.

60-йилларда ўта қисқа яшовчи заррачалар оиласи кўплаб очилди. Бу заррачалар резонанс заррачалар ёки резонанслар деб ном олди. Резонансларнинг яшаш вақти шунчалик кичикки (10^{-22} — 10^{-23} с), уларни ҳақиқий заррачалар деб ҳисоблаб бўлмайди. Резонанслар ҳатто ҳеч қандай из қолдирмай, бошқа заррачаларга парчаланиб кетади, уларни фақат билвосита қайд қилиш мумкин.

Ҳозирги вақтда 200 га яқин элементар заррачалар (резонансларни ҳам қўшганда) маълум. Равшанки, «элементар заррача» деган ном аввалги маъносини йўқотади. Заррача бошқа заррачалардан ташкил топганлигига исбот бўлмаса, уларни элементар заррачалар дейиш мумкин. Ҳақиқатда кўпгина элементар заррачалар анча содда заррачалардан ташкил топганлиги кейинчалик аниқланса керак (атомлар ҳам XX асрнинг бошларигача элементар деб ҳисобланар эди).

1964 йилда америкалик олим М. Гелл-Манн қуйидаги гипотезани илгари сурди, бу гипотезага кўра, барча мезонлар ва барционлар уч турдаги фундаментал заррачалардан тузилган, уларни Гелл-Манн кварклар ва уларнинг антизаррачалари деб атади. Улар p -кварк, n -кварк ва λ -кварк деган ном олди: антикваркларда \bar{p} , \bar{n} , $\bar{\lambda}$ билан белгиланади. Барча кваркларнинг спини $1/2$ га тенг. Кваркларнинг ўзига хос ғалати хусусияти шундаки, электр заряди каср сондан иборат:

$$\begin{array}{ll}
 p\text{-кварк: } +2/3, & \bar{p}\text{-кварк: } -2/3 \\
 n\text{-кварк: } -1/3, & \bar{n}\text{-кварк: } +1/3 \\
 \lambda\text{-квант: } -1/3, & \bar{\lambda}\text{-кварк: } +1/3.
 \end{array}$$

Учта кварк турли хил алмаштиришлар қилинганда йиғинди электр заряди 0, -1 ва $+1$ бўлган барцион ҳосил қилади. Ω^- гиперон ҳосил қилувчи учта кваркнинг спини бир томонга параллел ориентирланган бўлиб, йиғинди спини $3/2$ га тенг. Бошқа барционларда спинлардан бири бошқа иккитасига қарама-қарши

ориентирланган бўлиб, йиғинди спини $1/2$ га тенг. Антикварклар баррионлар таркибига кирмайди; улар антибаррионларни ҳосил қилади.

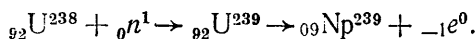
— Ҳар қандай мезон битта кварк ва битта антикваркдан тузилган. Масалан, $p\bar{r}$ комбинация мусбат пион, $\bar{p}r$ — манфий пион, $\lambda\bar{r}$ — мусбат каон, $\lambda\bar{r}$ — манфий каонни беради. Мезонларни ҳосил қилувчи кварклар ва антикварклар спини қарама-қарши йўналган, мезонлар спини нолга тенг.

Ҳисоблашлар кўрсатишича, кваркларнинг массаси $(5-10) \cdot 10^3$ МэВ ни, яъни 5—10 нуклон массаси ташкил қилиши керак. Шундай қилиб, нуклон ичида учта кварк жуда катта боғланиш энергиясига эга бўлиши лозим, чунки масса дефекти эркин кваркларнинг тинчликдаги массасининг 90% ини ташкил қилади.

Элементар заррачаларнинг кварк модели тажрибага яхши мос келади, ammo жуда кўп уринишларга қарамай, кваркларни пайқашнинг имкони бўлмади.

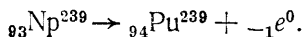
39- Б О Б. АТОМ ЭНЕРГИЯСИ ВА УНДАН ФОЙДАЛАНИШ

39.1- §. Трансуран элементларининг очилиши. Атом номери 92 дан катта бўлган биринчи элемент 1940 йилда Калифорния университетига америкалик олимлар томонидан урани нейтронлар билан нурлантириш йўли билан топилди. ${}_{92}\text{U}^{238}$ изотопи нейтрон юганида ${}_{92}\text{U}^{239}$ изотопига айланади. β -парчаланишда нептуний (Np) деб аталадиган янги элементга айланади:



Бу тажрибалар урандан оғирроқ химиявий элементлар ҳам мавжудлигини кўрсатди. Бу элементлар трансуран элементлар деб ном олди (яъни урандан кейин келувчи элементлар).

Янги топилган ${}_{93}\text{Np}^{239}$ изотопи ҳам β -радиоактив бўлиб, ярим емирилиши 2,3 кун экан. Унинг емирилишида кейинги трансуран элемент плутоний ҳосил бўлади:



${}_{94}\text{Pu}^{239}$ изотопи α -радиоактив бўлиб, унинг ярим емирилиш даври $2,44 \cdot 10^4$ йилга тенг. Шунинг учун уни кўп миқдорда тўплаш мумкин, бу ядро энергиясидан фойдаланишда катта аҳамиятга эга.

Кейинги йилларда оғир ядролар нейтронлар, α -заррачалар ва оғир ионлар билан нурлантирилганда атом номери Z борган сари катталаниб борадиган трансуран элементлар изотоплари олинди. Трансуран элементлар олиш катта техник қийинчиликларга эга. Бу қийинчилик уларнинг асосийси шундаки, Z ортиши билан изотопларнинг ярим емирилиш даври кескин пасайиб кетади.

Ҳозирги вақтда маълум бўлган энг охирги трансуран элементлардан 1964 йилда собиқ Иттифоқда олинган $Z=104$ бўлган курчатовий элементидир. Бу бизнинг ядро саноатимизнинг асосчиси И. В. Курчатов шарафига шундай деб номланган. 1970 йилда собиқ Иттифоқ ва АҚШ да олинган $Z=105$ — нильсборийдир. Унинг ярим емирилиш даври 1,4 с.

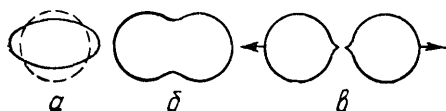
39.2-§. Оғир атом ядроларининг бўлиниши. 30-йилларда кўпгина мамлакатларнинг лабораторияларида табиий ураний нейтронлар билан нурлантиришга доир тажрибалар ўтказилди. 1938 йилда немис олимлари О. Ган ва О. Штрассман нейтрон билан нурлантирилган соф ураний анализ қилишаётганда барий ва лантани пайқадилар. Бу элементлар Менделеев жадвалида ўртада тургани учун уларнинг пайдо бўлиши тушунарсиз эди.

Данилик физиклар Л. Мейтнер ва О. Фриш бу элементларнинг ҳосил бўлишини ураний ядроларининг тахминан тенг икки қисмга бўлиниши деб тушунтирдилар. Бу ҳодиса ядроларнинг бўлиниши деб, ҳосил бўлган ядролар эса бўлиниш парчалари деб аталади.

Оғир ядролар бўлиниганда катта энергия ажралиши юқорида қайд қилиб ўтилган эди (37.11-§ га қаранг). Оғир ядроларда битта нуклонга тўғри келадиган ўртача боғланиши энергияси E_b/A протонлар орасидаги кулон итаришиш кучлари ҳисобига, ўртача массали ядроларникига қараганда деярли 1 МэВ га кам (37.12-расмга қаранг). Ҳар бир бўлиниш актида 200 дан ортиқ нуклон қатнашгани учун битта оғир ядронинг бўлинишида ажраладиган умумий энергия 200 МэВ га яқин бўлади. Бу тажриба маълумотларига тўғри келади.

Н. Бор табиий ураний ядроларининг бўлинишини ${}_{92}\text{U}^{235}$ га қайд қилиб қўйди, бу 1940 йилда тасдиқланган эди. ${}_{92}\text{U}^{235}$ ядролари нейтронлар ютиб, ${}_{92}\text{U}^{236}$ ядросига айланади, бу эса жуда ҳам қисқа вақтда деярли тенг 2 бўлакка парчаланadi.

Ядрони мусбат зарядланган суяқлик томчиси кўринишида тасаввур қилиш (ядронинг томчи модели) бўлинишининг яққол физик манзарасини беради. Нейтронни ютган ядро уйғонган ҳолатда бўлади, чунки нейтронни ютганда янги ядро унинг боғланиш энергияси ажралади (${}_{92}\text{U}^{236}$ учун 7,6 МэВ); ядро тез нейтронни ютганда унинг кинетик энергиясини ҳам олади. Худди туртиб қўйилган симоб томчиси каби, уйғонган ядро ҳам, ўз шаклини ўзгартириб тебрана бошлайди. Уйғониш энергияси унча катта бўлмаганда, сирт таранглик кучлари ядрони сферик шаклга келтира олади (39.1-а расм). Агар ядро кучли уйғонган бўлса, тебранишлар вақтида унинг деформацияланиши шунчалик катта бўлиши мумкинки (39.1-б расм), бунда бирор моментда ядронинг икки қисми орасидаги кулон итаришиш кучлари улар орасидаги ядронинг тутиниш кучларидан устунроқ келиб қолиши мумкин, шунда ядро қарама-қарши томонларга учиб кетадиган икки қисмга ажралади (39.1-в расм). Бўлиниш бўлаклари камдан-кам ҳолларда бир хил бўлади, кўпинча бири иккинчисидан тахминан бир ярим марта катта бўлади.

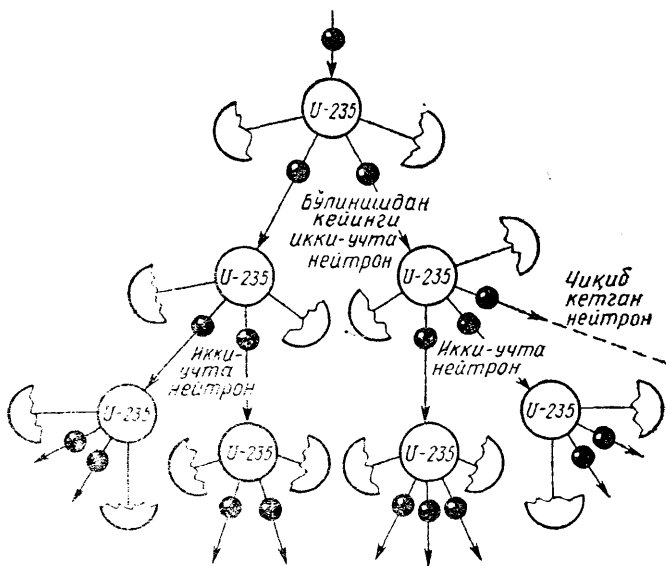


39.1- расм.

${}_{92}\text{U}^{238}$ ядролари ҳам бўлина олар экан, бунинг учун энергияси 1,1 МэВ дан катта бўлган тез нейтронлар

керак бўлади, агар шундай бўлмаса, ҳосил бўлган ${}_{92}\text{U}^{239}$ ядросининг уйғонган энергияси бўлиш учун етарли бўлмайди, шунда бўлиниш ўрнига ядро реакциялари рўй беради (бу ҳақда олдинги параграфда баён қилинган эди).

39.3- §. Бўлиниш занжир реакцияси. Ядровий портлаш. Менделеев жадвалининг ўрталаридаги ядроларга қараганда оғир атом ядроларида нейтронларнинг фоиз миқдори анча катта бўлгани учун бўлиниш бўлакларида нейтронлар жуда ҳам кўп бўлади. Шунинг учун оғир ядролар бўлинганда нейтронлар ажралади. Тажрибалар нейтрон ютиб олган битта ${}_{92}\text{U}^{235}$ ядро-си бўлинганда икки-учта нейтрон ажралиб чиқишини кўрсатади (бир бўлиниш актига ўртача 2,5 нейтрон тўғри келади). Бу иккиламчи нейтронлар бошқа ядроларни ҳам бўлиши ва натижада бўлиниш занжир реакцияси рўй бериши мумкин (39.2- рasm), энди бу реакция урани ташқи нейтронлар билан нурлантирмаса ҳам давом этаверади.



39.2- рasm.

Аmmo реал шароитларда бўлиниш вақтида ҳосил бўлаётган ҳамма нейтронлар ҳам бошқа ядроларга бўлинишда иштирок этавермайди. Уларнинг бир қисмини бегона (ёт) атомларнинг бўлилмаётган ядролари тутиб қолади, бошқалари эса уран бўлагидан ташқарига учиб чиқади (нейтронлар сирқиши).

Иккиламчи нейтронлар ҳосил қилган бўлинишлар сонининг уларнинг ўзлари ҳосил бўлгандаги бўлинишлар сонига нисбати нейтронларнинг эффеkтив кўпайиш коэффициентини ($K_{эф}$) деб

аталади. ${}_{92}\text{U}^{235}$ учун бу коэффициент 2,5 га тенг (барча иккиламчи нейтронлар янги ядроларнинг бўлинишида иштирок этганда шундай бўлади).

$K_{\text{эфф.}} < 1$ бўлганда нейтронларнинг ҳар бир янги авлоди борган сари бўлинишлар сонини камайтириб боради ва ташқи нейтронлар манбаисиз реакция тез сўниб қолади. $K_{\text{эфф.}} = 1$ да бўлинишлар сони бир хил даражада сақланади. Занжир реакцияни ўз-ўзидан қувватланувчи будай режим критик режим деб аталади ва ядро реакторларида ҳосил қилинади. $K_{\text{эфф.}} > 1$ да нейтронларнинг ҳар бир янги авлоди борган сари бўлинишлар сонини ошириб боради ва занжир реакция қуюнсимон ўсиб боради. Бўлиниш нейтронларини ураннынг бошқа ядролари тез ($10^{-7} - 10^{-8}$ с дан кейин) тутиб қолгани ва уларни бўлиб юборгани тўфайли, бундай занжир реакция тез ўсади ва у портлаш характерига эга. Портлаганда жуда кўп миқдорда энергия ажралади ва атроф-муҳитнинг ҳарорати бир неча миллион градусгача кўтарилади. Атом бомба портлаганда шундай занжир реакция содир бўлади.

Битта ядро бўлинганда 200 МэВ энергия ажралса, у ҳолда 1 г урандаги $2,6 \cdot 10^{21}$ та ядро бўлинганда $8,3 \cdot 10^{10}$ Ж га яқин энергия ажрალიшини, бу эса 3 т тошкўмир ёққанда ажраладиган энергия билан тенг кучли эканини осонгина ҳисоблаш мумкин.

${}_{92}\text{U}^{235}$, ${}_{92}\text{U}^{238}$ ва ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ изотопларида ҳам занжир реакция амалга ошиши мумкин. Бу моддалар ядровий ёқилғи ёки парчаланувчи материаллар деб ном олди. Бу изотоплар ядроларининг бўлиниши исталган энергияли нейтронларни, шу билан бирга секин (иссиқлик) нейтронларни вужудга келтиради.

Парчаланувчи материаллардан фақат ${}_{92}\text{U}^{235}$ гина табиатда бор. Унинг табиий урандаги миқдори 0,7%. Табиий ураннынг ${}_{92}\text{U}^{238}$ асосий изотопи занжир реакцияга киришмайди. Тез нейтронлар олган ҳар бир ${}_{92}\text{U}^{238}$ ядронинг бўлинишида 2—3 та нейтрон ҳосил бўлади, ўртача 2,5 нейтрон ҳосил бўлади (${}_{92}\text{U}^{235}$ бўлинганда ҳам худди шундай эди). Лекин улардан бири бўлиниш учун етарли энергияга эга бўлмайди, қолганининг атиги 1/5 қисми тўқнашишларда ўз энергиясини йўқотмай, янги ${}_{92}\text{U}^{238}$ ядросини бўлишга улгуради. ${}_{92}\text{U}^{238}$ учун нейтронларнинг кўпайиш коэффициенти 0,3 дан катта бўлмаслигини ҳисоблаб чиқиш осон, бунда занжир реакция бўлмайди.

Бошқа иккита парчаланувчи материални сунъий равишда олинади: ${}_{92}\text{U}^{238}$ дан 39.1-§ да тавсифланган кетма-кет айланишлар натижасида ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ олинади, ${}_{92}\text{U}^{233}$ эса торий ${}_{90}\text{Th}^{232}$ дан шунга ўхшаш айланишлар натижасида олинади. Парчаланувчи материаллар олишда фойдаланиладиган ${}_{90}\text{Th}^{232}$ ва ${}_{92}\text{U}^{238}$ изотоплари ядровий хом ашё деб аталади.

Юқорида гапириб ўтилганидек, бўлиниш занжир реакцияси амалга ошиши учун $K_{\text{эфф.}} \geq 1$ шарт бажарилиши лозим. $K_{\text{эфф.}}$ нинг катталиги ядровий хом ашё массасига боғлиқ. Масса кам бўлганда

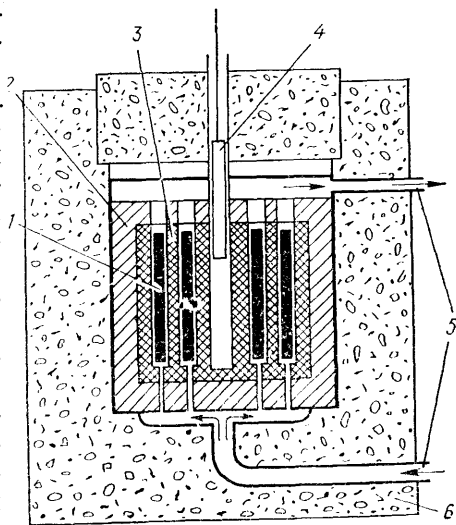
бўлиниш нейтронларининг кўп қисми янги ядроларни бўлмаётган атроф-муҳитга учиб чиқади, бунда $K_{эфф.} < 1$.

Ҳар қайси тип ядровий ёнилғи учун бўлиниш занжир реакцияси рўй берадиган критик масса мавжуд бўлади ($K_{эфф.} = 1$). Масалан, ${}_{92}U^{235}$ соф уран учун критик масса бир неча килограмм бўлади. Битта бўлакда критик масса ошиб кетса, ядровий портлашга олиб келади. Атом бомбасининг ишлаш принципи ҳам шунга асосланган. Бу бомба икки (ёки уч) бўлак парчаланувчи материалдан иборат бўлиб, уларнинг ҳар бири критик массадан камроқ массага эга бўлади, лекин умумий массаси критик массадан ортиқроқ. Портлатмоқчи бўлинса, бўлақлар махсус портлаткич ёрдамида жуда ҳам тез яқинлаштирилади ва бириктирилади. Занжир реакция бошланишини таъминлаш учун парчаланувчи материалда ядроларнинг спонтан бўлиниши натижасида унча кўп бўлмаган миқдорда нейтронлар бўлади. Атом бомба портлаганда ядровий ёнилғининг тахминан 5% и парчаланиб улгуради. Парчаланувчи материалларни катта оралиқларга ажратиб, унча катта бўлмаган бўлақлар кўришида сақлаш мумкин.

Критик массанинг катталиги кўпгина факторларга, жумладан, шаклига боғлиқ; шар шаклидаги уран бўлагидан сирти энг кичик бўлади, демак, нейтронлар ҳам энг кам сирқийди.

Нейтронлар сирқишини камайтириш мумкин, бунинг учун нейтронларни секинлаткичлардан, шунингдек, нейтронни қайтарувчи қобиқлардан (масалан, бериллийдан қилинган қобиқлардан) фойдаланиш лозим. Бундай воситалар ёрдамида ${}_{92}U^{235}$ нинг критик масса катталигини тўртдан бир килограммгача камайтириш мумкин.

39.4-§. Ядро реактори. Бўлиниш занжир реакциясини бирдай туриш учун бу реакциянинг боришини узлуксиз равишда бошқариш имконига эга бўлиш керак, чунки нейтронлар кўпайиш коэффициенти нинг бирдан ҳатто ҳисобга олмайдиган даражада ортиши портлашга олиб келади. $K_{эфф.} < 1$ да эса занжир реакция тезда сўнади. Бу имконга бошқариладиган бўлиниш занжир реакцияси билан эришиш мумкин. Бу биринчи бўлиб 1942 йилда АҚШ да Э. Ферми раҳбар-



39.3- расм.

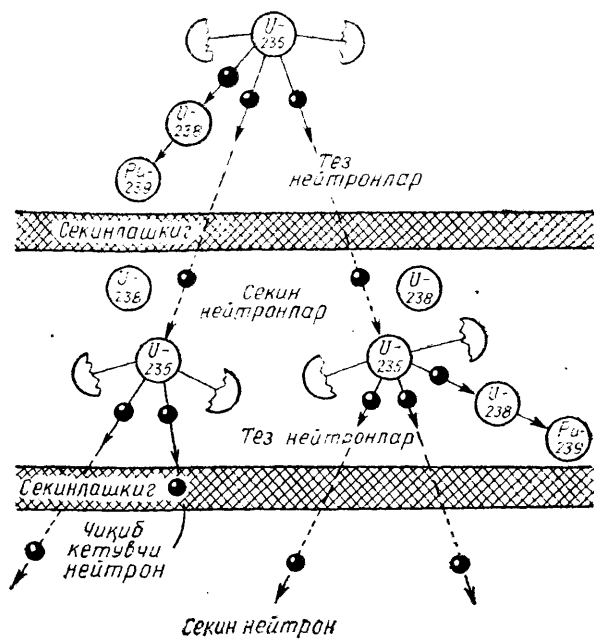
лигида ва ундан мустақил равишда 1946 йилда И. В. Курчатов раҳбарлигида амалга оширилган эди. Бошқариладиган ядровий занжир реакцияси амалга ошириладиган қурилма ядро реактори деб аталади.

Реакторнинг (39.3- расм) бош қисми актив зона бўлиб, унда мустақил (ўз-ўзидан) тутиб туриладиган бўлиниш занжир реакцияси бўлиб ўтади, бунда энергия ажралади. Актив зонада 1 иссиқлик ажратувчи элементлар (ядровий ёқилғи) жойлаштирилган. Нейтронлар сирқишини камайтириш учун актив зона 2 нейтрон қайтаргич билан ўралган бўлади. 4 бошқарувчи стерженлар ёрдамида реакцияни бошқариш мумкин. Бу стерженлар нейтронларни кучли ютадиган материал (кадмий ёки бор) дан қилинади. Актив зонага стерженлар маълум чуқурликда ботирилганда бўлиниш реакцияси ўзгармас интенсивликда ўтади ($K_{эф.} = 1$). Бу критик режим автоматик қурилма ёрдамида узлуксиз тутиб турилади, бу қурилма стерженларни силжитиш билан бошқарилади. Реакция интенсивлигининг хатто жуда кичик даражада ортиши ёки камайтириши шу ондаёқ қайд қилади.

Соф парчаланувчи материал билан ҳам ядро реактори қуриш мумкин, бироқ изотоплар аралашмасидан фойдаланиш осон, у арзон тушади. Кўпинча ядровий ёқилғи сифатида табиий урандан фойдаланилади, унда ${}_{92}U^{235}$ нинг битта атомига ${}_{92}U^{238}$ нинг 140 атоми тўғри келади ёки ${}_{92}U^{235}$ изотопи билан бир оз бойитилган урандан фойдаланилади.

${}_{92}U^{235}$ изотопи ядроси кўпгина ҳолларда кейин бўлинмай, нейтронларни ютиб олиши тўғрисида юқорида гапирилган эди. Шунинг учун ${}_{92}U^{238}$ кўп миқдорда бўлган муҳитда бўлиниш занжири реакцияси рўй бермаслиги лозим эди. Аммо ${}_{92}U^{238}$ ядролари секин (иссиқлик) нейтронларни кучсизроқ ютар экан, бўлинаётган ${}_{92}U^{235}$ изотопининг ядролари эса, аксинча, тез нейтронларга қараганда секин нейтронларни кўпроқ ютади. Шунинг учун, агар бўлинишда ҳосил бўлаётган нейтронлар секинлатилса, унда табиий уранда ҳам занжир реакция олиш мумкин бўлади. Ураннын ядросининг ўзи жуда оғир бўлгани учун, у нейтронларни унча секинлаштира олмайди. Енгил атомлардан ташкил топган моддалар нейтронни анча яхши секинлаштиради. Бунда секинлаткичнинг ўзи нейтронларни кучсизроқ ютади. Гелий яхши секинлаткич ҳисобланади, у нейтронларни ютмайди. Оғир сув ҳам яхши секинлаткичдир. Амалда секинлаткич сифатида одатда углерод (графит кўринишида) ёки оддий сув ишлатилади. Секин нейтронларда занжир реакциясининг схемаси 39.4- расмда тасвирланган.

Иссиқлик нейтронларида реакторнинг актив зонаси 3 (39.3- расм) секинлатгич билан тўлдирилган бўлиб, унинг ичидан ядровий ёқилғидан қилинган стерженлар ёки пластинкалар жойлаштирилган. Реакцияда ажралиб чиқадиган иссиқликни актив зонадан 5 иссиқлик элткичлар олиб кетади. Улар махсус каналлар бўйича циркуляцияланади. Кўпинча, бу ва-

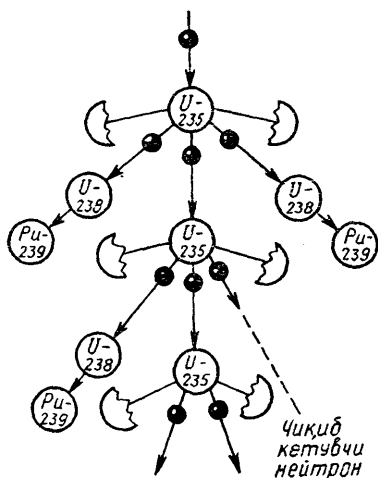


39.4- расм.

зифани катта босим остидаги сув бажаради; шунингдек, газлар ва суюқ натрий ҳам ишлатилади. Бу иссиқлик атом электростанцияси турбогенераторини ёки двигатель қурилмасини ҳаракатга келтирувчи сув буғи олишда ишлатилади.

Ядро реактори кучли кирувчанлик қобилиятига эга бўлган нейтрон ва γ -нурланиш манбаи бўлгани учун уни 6 қалин ҳимояловчи қобик ичига жойлаштирилади. ${}_{92}\text{U}^{235}$ ва ${}_{92}\text{U}^{238}$ изотоплари аралашмасида ишлайдиган реакторда бўлиниш занжир реакцияси билан бир вақтда нейтронларни ютган ${}_{92}\text{U}^{238}$ ядросининг ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ ядросига айланиши рўй беради, яъни ядровий хом ашё парчаланувчи материалга қайта ишланади. Ҳосил бўладиган плутоний реакцияда қатнашади. Шундай қилиб, сарф қилинган ядровий ёқилғи қисман қайта ишланади. Реактор тўхтатилгандан кейин ҳам химиявий йўл билан плутонийни соф кўринишда ажратиб олиш мумкин. Соф парчаланувчи материал олишнинг бундай усули қийин бўлинадиган уран изотопидан олишга қараганда анча осон. Торий ${}_{90}\text{Th}^{232}$ ни шундай усул билан қайта ишлаб, ${}_{92}\text{U}^{233}$ изотопи олинади.

Агар табиий уранни ${}_{92}\text{U}^{235}$ изотопи билан 1-5—20% гача ошириб бойитилса, унда нейтронларни секинлатиб ўтирмай ҳам, занжир реакциясини амалга ошириш мумкин. Нейтронларни секинлатмайдиган бундай реактор тез нейтронларда ишлайдиган реакторлар деб аталади. Бу реактор ишлатганда парчаланувчи материал сарф қилинаётганига қараганда кўпроқ миқдорда ишлаб чиқарилади (39.5- расм). Бу секин-



39.5- расм.

латкичда нейтронларнинг фойдасиз исроф бўлмаслиги билан тушунтирилади; бундан ташқари тез нейтронларни қамраб олган ${}_{92}\text{U}^{233}$ ядролари ҳам бўлинади ва улар нейтронлар кўпайишида ўз ҳиссасини қўшади.

Шундай қилиб, тез нейтронларда ишлайдиган реакторлар энергия ишлаб чиқаради ва бунда парчаланувчи материалларни сарф қилмай, балки уларни ишлаб чиқаради ҳам бунда фақат ядровий хом ашёгина сарф бўлади.

Тез нейтронларда ишлайдиган реакторларда актив зона жуда кичик бўлади, шунинг учун иссиқликни олиб кетиш жуда қийин; суяқ натрийдан

фойдаланишга тўғри келади, у энг самарали иссиқлик элткичидир бироқ, у химиявий активлиги туфайли жуда ноқулай ҳисобланади.

39.5- §. Собик Иттифоқда ядро энергетикасининг ривожланиши. Жаҳонда электр энергиясидан фойдаланиш ҳар ўн йилда тахминан икки марта ортиб, тез кўпайиб бормоқда. Асосий электр энергия манбалари бўлиб ҳозирча иссиқлик электр станциялари хизмат қилмоқда. Уларда нефть, газ, тошкўмир ва бошқа қазилма ёқилғиларидан фойдаланилади. Аммо бундай ёқилғи запаслари чекланган, бундан ташқари улар химия саноати учун қимматли хом ашё бўлиб хизмат қилади. Органик ёқилғини ядровий ёқилғига алмаштириш энг реал йўлдир. Уран ${}_{92}\text{U}^{238}$ ва торий ${}_{90}\text{Th}^{232}$ каби ядровий хом ашёни қайта ишлаш амалда чекланмаган миқдорда ядровий ёқилғи олишга имкон беради.

Қуввати 5000 кВт бўлган жаҳонда биринчи атом электростанцияси собик Иттифоқда қурилган эди. Унинг 1954 йилда ишга туширилиши ядро энергиясидан саноатда фойдаланишининг бошланиши бўлди. Кейинги йилларда янги АЭС лар қурилди. Сибирь ва Нововоронеж ва хоказо 1973 йилда Ленинград АЭС ишга туширилди, унинг биринчи Энергоблокининг қуввати 1000 МВт (1 млн. кВт) бўлган. Худди шундай қувватга эга бўлган реакторлар Курск ва бошқа АЭС ларга ўрнатилди. Қуввати 1500 МВт бўлган реакторлар ишлаб чиқилмоқда. Қурилатган АЭС ларнинг қуввати 6000 МВт га етади.

Тез нейтронларда ишлайдиган реакторларнинг истиқболи анча порлоқ. Бундай реакторлар парчаланувчи материалларни кўплаб қайта ишлаб таъминлаб туради. Мамлакатимизда қуввати 350 МВт бўлган тез нейтронларда ишлайдиган реактор

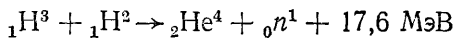
ишлаб чиқилган. Бундай реактор Каспий денгизи яқинидаги Шевченко шаҳридаги АЭС да ишламоқда. У шаҳарни фақат электр билан эмас, чучук сув билан ҳам таъминламоқда. Тез нейтронларда ишлайдиган янада қувватли реакторлар (600 МВт) Белоярск АЭС ларига ўрнатилган.

Атом электр станциялари ҳозироқ деярли иссиқлик электр станциялари каби арзон электр энергия ишлаб чиқармоқда. АЭС ларда электр энергия ишлаб чиқариш таннархисининг бундан кейинги пасайиши халқ хўжалигида ундан фойдаланишни кескин оширишга имкон беради ва асримизнинг охирига бориб электр энергиянинг асосий улуши АЭСларда ишлаб чиқарилади.

Ядро реакторлари двигатель қурилмаларида ҳам фойдаланилади. 1959 йили «Ленин» номли музёран кема кейинроқ ундан ҳам қувватли «Сибирь» ва «Арктика» музёран кемалар қурилди. Атом двигатели билан ишлайдиган сув ости кемалари узоқ масофаларга суза олади ва сув остида чекланмаган вақт бўла олади.

39.6- §. Термойдро реакцияси тўғрисида тушунча. Қуёш ва юлдузлар энергияси. $A \approx 50-50$ гача ортиши билан (37.12-расмга қаранг) ядрода нуклоннинг ўртача боғланиш энергияси E_b/A ортиши 37.11- § да кўрсатилган эди. Шунинг учун анча энгил бўлган ядролар қўшилиши натижасида ўртача ёки энгил ядро ҳосил бўлганда энергия ажралиши лозим, чунки янги ядрода нуклонлар дастлабки ядролардагига қараганда кучлироқ боғланган бўлади.

Энгил ядролар синтез қилинишида энергия ажралиши анча юқори бўлиши лозим, чунки A нинг кичик қийматларида E_b/A катталики жуда тез ортади. Масалан, дейтерий ва тритий ядроларидаги гелий ядроси ҳосил бўлишида



қуйидаги энергия ажралади: $28,3 - (8,5 + 2,2) = 17,6 \text{ МэВ}$ (37.1-жадвалга қаранг). Реакцияда қатнашаётган битта нуклонга тўғри келадиган энергияни ҳисоблаганда $\frac{17,6}{5} \approx 3,5 \text{ МэВ}$ келиб чиқади, бу

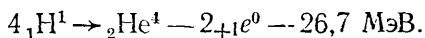
уран ядроларининг бўлиниш реакциясидагига қараганда 4 марта кўп. Шундай қилиб, 1 кг дейтерий ва тритий аралашмаси гелийга тўлиқ айланганда 1 кг уран тўлиқ парчаланганда ажраладиган энергияга қараганда 4 марта кўп энергия ажралади

Ядролар реакцияга киришиш учун етарли бўлган масофага яқинлашиши учун улар жуда катта кинетик энергияга эга бўлиши лозим, чунки бир хил исмли зарядланган ядроларнинг бир-бирига яқинлашишида электростатик итаришиш кучлари қаршилик кўрсатади.

Реакцияга киришувчи ядролар аралашмасини юқори ҳароратларгача қиздирилганда ядролар кинетик энергиясининг иссиқлик ҳаракати ядровий синтез реакцияларини амалга ошириш учун етадиган даражада юқори бўлиб қолади. Бундай

реакциялар термоядро реакциялари деб ном олди.

Бундай шароитлар Қуёшда ва бошқа юлдузларда мавжуд. Қуёш марказида ҳарорат тахминан 13 млн. градусга етади. Бундай ҳароратда атомлар тўла ионланган бўлади ва модда «яланғоч» ядролар (электронсиз қобик) ҳамда электронлардан ташкил топган плазмадан иборат. Қуёш заминида термоядро реакциялари цикли рўй беради, бунинг натижасида водород ядролари гелий ядросига айланади:

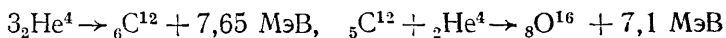


Бу циклда $\text{}^4_2\text{He}^4$ ядросининг боғланиш энергиясига деярли тенг бўлган энергия ажралади (бу энергия E_0 энергияда бир оз камроқ, чунки иккита протоннинг нейтронлар ва позитронларга айланишида энергия сарф бўлади).

Қуёшнинг тахминий таркиби қуйидагича: 70% га яқин водород, 29% гелий ва 1% дан ортиқроқ оғир нейтронлар. Қуёш массаси $2 \cdot 10^{30}$ кг. Қуёш бундан кейин ҳам худди ҳозиргидек ҳар секундда $4 \cdot 10^{26}$ Ж энергия нурлантирса, водород 10^{11} йилга етишини ҳисоблаб чиқиш мумкин.

Таркиби ва физик хоссаларига кўра Қуёш типик ўрточа юлдузга ўхшайди, водороднинг гелийга айланишида термоядро реакциялар цикли кўпгина юлдузларнинг асосий энергия манбаидир.

Юлдузлар бағрида бошқа синтез реакциялар ҳам бўлиб ўтиши мумкин. Водороднинг «ёнишига» қараб юлдуз марказида гелий ядроси ҳосил бўлади. Унда 100 млн. градусга яқин ҳароратда қуйидаги реакциялар



ва бошқа термоядро реакциялар бўлиши мумкин.

39.7- §. Бошқариладиган термоядро реакцияси тўғрисида тушунча. Ер шароитларида биринчи термоядро реакцияси водород бомбаси портлатилганда амалга оширилган эди. Термоядро реакцияси учун зарур бўлган юқори ҳароратни атом бомбаси портлатилганда олинган эди.

Водород бомбасининг ишлаш принципи қуйидагича. Дейтерий ва тритий ёки ядролари қўшилганда гелий ҳосил қиладиган бошқа енгил элементлар аралашмаси атом бомбаси билан умумий қобикқа жойлаштирилади. Атом бомбаси портлаганда ҳарорат бир неча ўн миллион градусгача кўтарилади ва енгил ядроларнинг гелий ядросига айланиш термоядро реакцияси рўй беради. Шундай қилиб, атом бомбаси енгил ядролар аралашмасини «ўт олдиргич» каби хизмат қилади.

Атом бомбаси критик масса борлиги билан характерлангани туфайли атом портлаш қуввати жуда катта бўлишига қарамай катталиги барибир чекланган бўлади. Водород бомбасида енгил элементлар массаси исталганча катта бўлиши

мумкин. Шунинг учун водород бомбасининг портлаш қуввати принципиал чекланишларга эга эмас.

Ҳозирги вақтда кўпгина мамлакатларда бошқариладиган термоядро реакцияларини амалга оширишга доир ишлар олиб борилмоқда. Ҳозирча лаборатория шароитида бошқариладиган термоядро реакцияларини ядро реакторларида бошқарилган каби амалга оширишга эришилгани йўқ. Гап шундаки, бўлиниш реакцияси бўлиши учун юқори ҳароратнинг умуман ҳожати йўқ, фақат бўлиниш реакциясида ажраладиган иссиқлик актив зонадан элтиб кетилишига улгурмаган вақтда рўй беради (масалан, атом портлашидаги каби); термоядро реакцияси рўй бериши учун эса актив зонада юқори ҳароратда бўлиши зарур. Шунинг учун бошқариладиган термоядро реакциясини амалга оширишда жуда ҳам мураккаб масалани — юқори ҳароратли плазмани ишчи ҳажмда анча узоқ вақт тутиб туриш лозимлигини ҳал қилиш керак.

Плазмани юлдузлар бағрида ташқи қатламларнинг улкан гравитацион босим кучи тутиб туради, унинг иссиқлик изоляциясини эса қиёсан ташқи совуқ соҳалардан анча узоқлашини таъминлайди. Ер шароитида бу масала ҳали ҳал қилинганча йўқ. Моддалардан қилинган бирорта ҳам девор ярамайди, чунки улар тезда буғга айланиб кетади. Асосий (бирдан-бир) умидимиз кучли магнит майдонлардан фойдаланишдир.

Дейтерий ва тритий аралашмаси орқали зичлиги катта бўлган ток ўтказиб, юқори ҳароратли плазма олиш мумкин. Ток зичлиги катта бўлганда ҳосил бўладиган плазма «шнури» хусусий магнит майдони туфайли ўз ўқига тортилади, чунки йўналиши бир хил бўлган тоқлар ҳам бир-бирига тортилади.

Плазмани тутиб туриш учун унинг атрофида ташқи майдон ҳам ҳосил қилинади. Плазмани ҳосил қилган зарядланган заррачалар бу майдонга учиб кириб, Лоренц кучи таъсирида кучли эгриланган траектория бўйича ҳаракатланади ва чиқариб ташланади (22.18-§ га қаранг). Зарядланган заррачалар бундай концентрацияланган магнит майдонлардан худди идиш деворларидан қайтаётгандек қайтади, шунинг учун ҳам улар магнит туткичлар деб ном олган.

Собиқ Иттифоқда биринчи бўлиб ишлаб чиқилган «Токамак» (русча: «тороидальная камера с магнитным полем» — магнит майдонли тороидал камера сўзларидан олинган) термоядровий қурилмаларнинг ишлаши ана шу принципларга асосланган. «Токамак» асосан иккиламчи чулғами бир ўрам — ичига водород ва дейтерий тўлдирилган тор (тешик кулча) шаклидаги ҳалқасимон камерадан иборат бўлган трансформатордан иборат.

Бирламчи чулғам манбага уланганда камерадаги тезда тешилиш (разряд) ҳосил бўлиб, газ ионлашади ва ундан ўтаётган юз минглаб ампер ток газни ўн миллионлаб градус ҳароратли плазмага айлантиради. Бу токнинг магнит майдони ҳалқа шаклидаги плазмани камера деворларига текказмай тутиб туради.

Плазмани барқарор тутиш учун тор бўйича жойлаштирилган ғалтак ҳосил қиладиган магнит майдондан фойдаланилади.

«Токамак» типидagi қурилмалар барқарор термоядровий реакция олиниб, ҳарорат 60 млн. градусгача етказилди. Бироқ ҳозирча сарфланадиган энергиядан кам термоядровий энергия олинган.

Газда кучли электр разряддан ташқари, магнит тутқичларга тезлаштирилган ядроларни пуркаб ҳам юқори ҳароратли плазма олиш мумкин. Аммо кўп миқдорли ядроларда ядро реакциясини амалга ошириш учун плазманинг ҳарорати, зичлиги ва уни сақлаб туриш вақти етарлича катта эмас. Унча кўп бўлмаган миқдорда дейтерий (D) ва тритий (T) ядроларининг термоядро реакцияси осонгина амалга оширилади ва улар юқори вольтли D—T-трубкаларда нейтронлар олишда ишлатилади.

Бу қийинчиликларни енгиш ва бошқариладиган термоядро реакцияларни ўзлаштириш янги, амалда туганмас энергия манбаини олиш имконини беради.

39.8- §. Радиоактив изотоплар олиш ва уларнинг қўлланилиши. Ядро физикаси ўзининг асосий техник қўлланилиши бўлмиш ядро энергетикасидан ташқари фан ва техниканинг турли соҳаларида кенг қўлланилади.

Рентген нурларига қараганда γ -нурланишнинг ўтиш қобилияти анча катта бўлиб, ундан кенг фойдаланилади. Нурланиш қанчалик қалин моддадан ўтса, шунчалик кўп ютилгани учун предметдан ўтаётган нурланиш интенсивлигининг ўзгаришига қараб унинг қалинлигини ўлчаш мумкин, шунингдек ички нуқсонларни (дефектларни) пайқаш (қайд қилиш) мумкин. Унча катта бўлмаган қалинликларни ўлчашда γ -нурланиш ишлатилади.

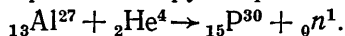
Нурланишнинг ионловчи таъсиридан статик электр-ни нейтраллашда (масалан, тўқимачилик саноатида) фойдаланилади. Толалар ишқаланаётганда (хусусан синтетик толалар) жуда кучли электрланиб, машинанинг турли қисмларига ёпишади, толалар ёмон йигирилади. Бу ҳатто қизиб ўз-ўзидан ўт олиб кетишгача олиб келар эди. Радиоактив изотопларнинг нурланиши ҳавони электр ўтказгичга айлантиради ва зарядларни ўтказиб юборади.

Нурланишнинг ионловчи таъсиридан медицинада зарарли — шишларни даволашда фойдаланилади; γ -нурланиш микробларни ўлдиради ва инструментлар ҳамда кийим-кечакларни стерилизация қилишда, сабзавот, мевалар, гўшт ва бошқаларни сақлашда қўлланилади.

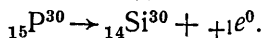
Радиоактив нурланиш ютилганда иссиқлик ажралади, ундан қиздиришда фойдаланиш мумкин. Бундай изотоп иссиқлик манбаи «Луноход-1» ни Ойда тунги вақтда ички қиздиришда фойдаланилган эди.

Радиоактив изотопларнинг кўпгина қўлланишлари сунъий радиоактивликка асосланган. Уни 1934 йилда Фредерик

ва Ирен Жолио-Кюрилар очишди. Улар алюминий, бор ва магний α - заррачалар билан нурлантирилганда радиоактив бўлиб қолишини аниқладилар. Алюминий α - заррачалар билан нурлантирилганда ядро реакцияси рўй беради:



Фосфор изотопи ${}_{15}\text{P}^{30}$ β^+ - радиоактив бўлиб, позитрон чиқариб, турғун кремний изотопига айланади:



Сунъий радиоактивлик очилишининг ажойиблиги шундаки, биринчидан, *илк бор радиоактив моддалар сунъий равишда ҳосил қилинди*, иккинчидан, *фақат оғир элементлардагина эмас, балки енгил элементларда ҳам радиоактив изотоплар мавжудлиги аниқланди*, масалан, фосфорда — радиофосфор ${}_{15}\text{P}^{30}$ изотопи, азотда — радиазот ${}_{7}\text{N}^{13}$ изотопи.

Охирги тадқиқотлар сунъий равишда барча элементларнинг радиоактив изотопларини ҳосил қилиш мумкин эканлигини кўрсатди. Уларнинг кўпчилиги ё β^- - нурлар ёки β^+ - нурлар чиқаради. Ядролар α - заррачалар, протонлар, дейтронлар билан, катта энергияли γ - квантлар билан нурлантирилганда радиоактив изотоплар ҳосил бўлади.

Ферми ядроларнинг нейтронлар ютишида ҳосил бўладиган сунъий радиоактивликни текшира бошлади. Ҳозирги вақтда радиоактив изотоплар олишда нейтронлар билан нурлантириш методи энг кўп қўлланилади. ${}_2\text{He}^4$ дан ташқари барча ядролар нейтронлар ютади ва бунда кўпгина ҳолларда β^- - актив изотоплар ҳосил бўлади. Нейтронлар манбаи сифатида одатда ядро реакторидан фойдаланилади.

Ураннынг парчаланиш маҳсулотида 180 га яқин радиоактив изотоп бўлади. Уларнинг кўпчилиги реакторнинг радиоактив чиқиндиларидан ажратиб олинади ва фойдаланилади.

Сунъий радиоактив изотоплар турли радиоактив нурланиш манбаларигина бўлиб қолмай, улардан нишонли атомлар сифатида кенг фойдаланилади.

Бирор элементнинг радиоактив изотоплари химиявий хоссалари жиҳатидан унинг турғун изотопларидан фарқ қилмайди, шунинг учун модда таркибига бир оз миқдорда радиоактив атомлар киритиш билан шу модданинг турли жараёнлардаги рафторини кузатиш мумкин. Моддага радиоактив атомлар аралаштириб, биз гўё бу атомлар кирган молекулаларни нишонлаган бўламиз ва уларни радиоактив нурланишига қараб қайд қилиш имконини яратамиз. Шунинг учун бундай тадқиқот қилиш усули нишонли атомлар методи деб аталади. Бу метод жуда юқори сезгирлиги билан фарқ қилади, чунки Гейгер — Мюллер сўётчиги ёрдамида жуда ҳам кам миқдордаги радиоактив атомларни қайд қилиш мумкин. Унинг қўлланилишига бир неча мисол келтирамиз.

Металлга радиоактив изотоп қўшиб ва мойловчи ёғлардаги радиоактивликни ўлчаб, ишқаланувчи сиртнинг қанчалик

тез ейилишини аниқлаш ва деталь ҳамда мойловчи ёғлар тайёрлаш учун материалларни тўғри танлаш мумкин. Кўпинча деталлар тайёрлашда радиоактив изотоп қўшиш ўрнига тайёр деталь нейтронлар билан нурлантирилади.

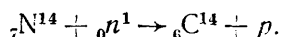
Химияда нишонли атомлар методи жуда кам эрийдиган моддаларнинг эрувчанлигини аниқлашда фойдаланилади.

Нишонли атомлар тупроққа берилган ўғитлар ўсимликларга қандай таъсир қилишни, муҳим элементлар қандай сингизишни аниқлашда ёрдам беради.

Нишонли атомлар ёрдамида ўсимликларда фотосинтез ўрганилади. Фотосинтез реакцияларида кислород карбонат ангидрид газидан эмас, балки сувдан ажралиши аниқланиб (илгари карбонат ангидрид газидан ажралади деб ҳисобланар эди). Нишонли атомлар методи билан тирик организм ҳужайраларида модда алмашининг тезлиги аниқланади; ҳужайралар илгарилари тахмин қилиб келинганига қараганда анча янгиланиши тез аниқланди.

Радиоактив «белги» ёрдамида организмда қон ҳаракатини кузатиш ва қон айланиши бузилганини аниқлаш мумкин; нишонли атомлар билан озуқа моддалар ва дори-дармонларнинг ҳазм бўлишини, ички органлар фаолиятини текшириш мумкин (масалан, қалқонсимон безда нишонли атомларнинг тўпланишини кузатиб тезда диагноз қўйиш мумкин).

Радиоактив изотоплар археологияда қўлланиладиган бўлинди. Атмосферанинг юқори қатламларида иккиламчи космик нурларнинг атмосферадаги азот ядроси билан ўзаро таъсири рўй беради:



Ҳосил бўладиган радиоактив углерод ${}^6_6\text{C}^{14}$ оксидланади, атмосферадаги карбонат ангидрид газининг асосий массаси билан аралашади ва углерод айланишида қатнашади. Ўсимликлар ва ҳайвонлар ҳужайраларда доим ${}^6_6\text{C}^{14}$ изотопининг мувозанат концентрацияси бўлади. Моддалар алмашинуви тўхтаганда бу концентрация пасая бошлайди. Радиоуглероднинг ярим емирилиш даврини билган ҳолда (5730 йил) қазиб топилган топилмаларда, масалан, қадимги одам бош суягида парчаланмаган радиоуглерод миқдорига қараб унинг ёшини аниқлаш мумкин. Радиоуглерод ёрдамида жуда кўп қимматли маълумотлар олинган. Шу нарса аниқланганки, инсон Англия ва Америка музлик давридан кейинроқ бундан 10400 йилча муқаддам пайдо бўлган.

Қараб чиқилган мисоллардан, фан ва техникада ядро физикаси ютуқларидан қанчалик кенг фойдаланиш мумкинлиги кўриниб турибди. Аммо ядро физикасининг энг асосий қўлланилиши ядро энергетикасидир. Ядро техникасининг жадал ривожланиши инсоният олдида турган муҳим муаммолардан бирини, яъни энергияга жуда тез ортиб бораётган талабни қондиришдир.

VI бўлим

АСТРОНОМИЯДАН АСОСИЙ МАЪЛУМОТЛАР*

40- БОБ. КОИНОТНИНГ ТУЗИЛИШИ ВА РИВОЖЛАНИШИ

40.1- §. Коинот. Ердаги физик ҳодисалар, жараёнлар ва қонуниятларни ўрганиш ердан ташқари астрономик объектларни ўрганиш билан узвий боғланган. Бунинг учун табиатнинг бутун олам тортишиш қонуни, нурланиш ва ютиш қонунлари ва бошқа кўпгина қонуниятлар астрономик кузатишлар туфайли амалга оширилганлигини эслатиб ўтиш етарли бўлса керак. Ва, аксинча, «Ер» физикаси ва химиясининг муваффақиятлари бизнинг планетамиздан жуда ҳам йироқда бепоён фазода нималар рўй бераётганини тушуниш имконини берди.

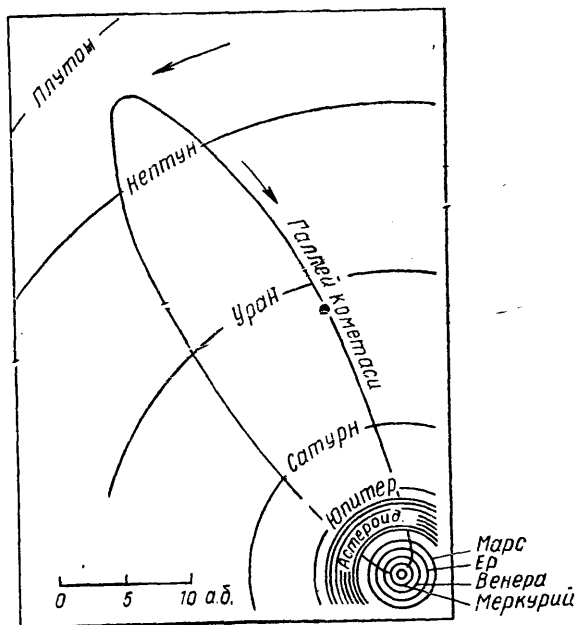
Материянинг турли-туман яшаш формаларидан миборат бўлган бепоён олам Коинот деб аталади. Коинотнинг ҳозирги замон астрономик кузатишлар қамраб олган қисми тўғрисидаги таълимот космология деб аталади (юнонча «космос» — «Коинот» ва «логос» — сўз, таълимот).

Осмон жисмлари — планеталар, юлдузлар ва галактикаларнинг келиб чиқиши ва ривожланишини космогония ўрганади (юнонча «космос» ва «гониа» — туғилиш, пайдо бўлиш). Космогония физика, химия, география ва бошқа фанларнинг ютуқларига таянади.

Қурснинг олдинги бўлимларида баъзи осмон жисмлари-нинг табиати ва тадқиқ қилиш методлари билан боғлиқ бўлган баъзи масалаларни қараб чиққан эдик. Энди Коинот тузилиши тўғрисидаги ҳозирги замон тасаввурлари билан танишамиз.

Биз Қуёш атрофида унинг тортишиш таъсири остида айланаётган планеталардан бирида яшаймиз (40.1-расм). Ер ва унга ўхшаш бўлган (Меркурий, Венера ва Марс) планеталардан ташқари гигант планеталар (Юпитер, Сатурн, Уран ва Нептун), шунингдек ҳали кам ўрганилган Плутон планетаси бор. Санаб ўтилган бу тўққизта планеталарни катта планеталар деб аталади. Улар тўғрисида асосий маълумотлар 40.1-жадвалда келтирилган. Ҳозирги вақтда булардан ташқа-

* VI бўлимни Е. К. Страут ёзган.



40.1- расм.

масида асосан Марс ва Юпитер орбиталари орасида ҳаракатланади.

Қуёш системасининг майда жисмлар синфи жуда кўп кометалардан иборат (улардан бири 40.1-расмда кўрсатилган, унда масштаб астрономик бирликларда берилган... 1 а.б. = 1,496 · 10¹¹ м). Уларнинг унча кўп бўлмаган қисми доим планеталар орбиталари ичида бўлади. Бу кометаларнинг Қуёш атрофида айланиш даври бир неча йилдан бир неча ўн йилгача бўлади. Кўпчилик орбиталар эса планеталар орбиталаридан ташқарида ҳаракатланади; баъзан кометалар чўзилган эллиптик орбиталарда айланиб, Қуёшга яқинлашади. Шундай вақтда уларнинг музлаб қолган газлар (метан, аммиак) ва уларда қийин эрийдиган заррачалардан иборат муздан ташкил топган ядроси бу газларни чиқаради. Газлар билан бирга озод бўлган чанг заррачалари кометанинг боши ва думини ҳосил қилади. Кометанинг боши ва думи бир неча ўн миллион километргача чўзилади. Унинг ўлчамлари шунчалик катта бўлишига қарамай, думида модданинг зичлиги жуда ҳам кичик бўлади (шуни қайд қилиб ўтиш лозимки, кометанинг умумий массаси Ер массасининг миллиарддан бир улушидан ошмайди). Кометалар қуёш нурланиши таъсири остида пайдо бўладиган газнинг флуоресценцияланиши (35.17-§ га қаранг) ва қуёш нурларини чанг қайтариши ҳисобига шуълаланади.

ри тахминан 2000 та кичик планеталар (астероидлар) маълум. Уларнинг диаметри катта планеталарникига қараганда анча кичик (энг кичикларининг диаметри 1 км чамасида). Ўлчамлари бундан ҳам кичик бўлган жисмлар телескопда кўринмайди. Улар бизнинг Еримиз йўлида учрашиб, унинг сиртига метеорит кўринишида тушгандагина уларнинг мавжудлиги тўғрисида биламиз. Бу жисмлар ҳам астероидлар сингари темир ва силикатлардан иборат бўлиб, Қуёш систе-

40.1- жадвал. Қуёш системаси

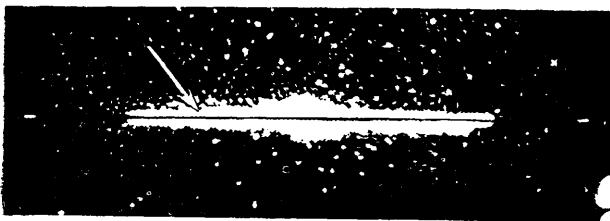
Планеталар	Айланш юлдуз даври, йил ҳисобида	Қуёшдан ўртача узоқлиги, млн. км	Масса (Ер—1)	Зичлиги, кг/м ³	Экваториал диаметри, км	Уқи атрофида айланш юлдуз даври	Планеталарнинг маълум нуқталари сон
Меркурий	0,241	58	0,05	5600	4900	58,65 сут.	—
Венера	0,615	108	0,81	5200	12100	243,0 сут.	—
Ер	1,000	150	1,00	5500	12756	23 соат	1
Марс	1,881	228	0,11	4000	6800	56 мин 4 с. 24 соат	2
Юпитер	11,86	778	348	100	142000	37 мин 23 с 9 соат	14
Сатурн	29,46	1426	95,1	700	120000	50 мин 10 соат 14 мин	10
Уран	84,01	2869	14,5	1500	50000	10,8 соат	5
Нептун	164,7	4496	17,3	1700	50000	15,8 соат	2
Плутон	248,9	5929	?	?	2000?	6,4 сут.	1
Қуёш	—	—	333000	1400	1392000	25,5 сут.	—

Планеталарда мужассамлашган қаттиқ жисм, улар атмосферасини ҳосил қилувчи совуқ газлар ва кометалар думи майда жисмлар ва космик чанг билан биргаликда Қуёш системасида ҳаммаси бўлиб 1/750 улуш масса ҳосил қилади. Қуёш системасининг асосий массаси унинг марказий қисми бўлмиш Қуёшда мужассамлашган.

Ҳозирги даврда Коинотдаги моддаларнинг кўпчилиги қисми, Қуёш сингари, юлдузлардан иборат қуюқ иссиқ плазмалар кўринишида мавжуд. Юлдузлар бир-биридан жуда ҳам катта масофаларда жойлашган. Масалан, Қуёшга яқин бўлган юлдуз ундан Ерга қараганда 270 000 марта катта масофада туради, яъни Қуёш атрофидаги юлдузлар орасидаги масофа ўзларининг хусусий ўлчамларидан 10 млн. марта катта бўлади.

Қуёш бошқа юлдузлар билан бирга жуда ҳам улкан юлдуз «ороли» таркибига — Галактикага кириди. Галактика — бу тахминан 150 млрд. юлдузлар ва юлдузлараро моддалар тўпланидир. Бизнинг галактикамизда осмонда уни кесиб ўтувчи ёруғ полоса кўринишида кўрамыз (уни «Сомон Йўли» деб атадик). Юлдузларда Галактиканинг 98% га яқин массаси тўпланган бўлиб, юлдузлараро модда эса атиги 2% га яқин. Газ ва чанг нисбати тахминан 100:1 ни ташкил қилади. Юлдузлараро модданинг ўртача концентрацияси 1 см³ да 1 тага яқин заррача тўғри келади, аммо баъзи юлдузлараро модда анча зич бўлган булутлар кўринишида учраб туради.

Галактиканинг диаметри 30 минг парсек (пк) га яқин (1.7-§ га қаранг) кўп юлдузлар тўпланган дискасининг йўғонлиги 460 пк га тенг. Галактиканинг тузилиш схемаси 40.2-



40.2- расм.

расмда кўрсатилган, бунда стрелка билан Қуёшнинг вазияти кўрсатилган.

Галактикада турли типдаги юлдузлар ва бошқа объектлар турлича тақсимланган. Масалан, жуда иссиқ ва массив юлдузлар, шунингдек, газ туманликлар Галактика маркази орқали ўтувчи текислик яқинида (ясси системада) тўпланади. Шу текислик яқинида Қуёш туради. Бундай тўпланиш оқибатида Сомон Йўли кузатилади. Бошқа типдаги юлдузлар ва шарсимон юлдузларнинг тўпланиши бутун Галактика бўйлаб учрайди, аммо бу объектларнинг кўпчилиги қисми унинг маркази яқинига жойлашган (сферик система). Юлдузларнинг бундай ва бундан бошқача тақсимланиши уларнинг ёшига боғлиқ.

Сомон Йўли текислигидаги юлдузлар ва бошқа объектлар Галактика марказидан чиқувчи спираль тармоқлар ҳосил қилади. Бу спираль тармоқлар юлдузларига қараганда юлдузлараро газ бўйича яхши кузатилади. Юлдузлараро газнинг тақсимланиши радиоастрономик метод ёрдамида ўрганилади. Галактикани ташкил қилувчи барча объектлар Галактика марказидан ўтувчи ўқ атрофида айланади ва улар тортишиш қонуни асосида тутиб турилади. Қуёш бир марта айланиши учун 200 млн. йилга яқин вақт ўтади.

Бизнинг Галактикамизга ўхшаш бўлган бошқа галактика 0.55 млн. пк га яқин масофага узоқлашган (унинг ўлчамлари Галактика ўлчамларидан тахминан 20 марта катта). Бу Андромеда галактикаси бўлиб (40.3-расм), у ҳатто қуролланмаган кўз билан ҳам кўринади. Ҳозирги вақтда бир неча миллиард қуёш йили узоқликда (масофада) жойлашган Галактикаларни ўрганиш мумкин. Кучли телескоплар ёрдамида олинган фотосуратларда бир неча юз миллион галактика акс эттирилган.

Узоқ галактикаларни ўрганар эканмиз, биз Қоинотнинг ўтмишига боқамиз, чунки ҳозир бизгача етиб келаётган ёруғликни улар бундан бир неча миллиард йил илгари чиқарган. Жуда ҳам узоқдалиги туфайли худди кичкина ёруғ дөглар бўлиб кузатиладиган алоҳида галактикалар радиодиапазонида жуда кўп миқдорда энергия юборади. Шунинг учун уларни радиогалактикалар деб аталади. Уларнинг оптик

нурланишини кузатганда шуни пайқаш мумкинки, кўпгина галактикаларнинг спектри улар таркибига кирувчи юлдузлар учун характерли бўлган ютилиш спектридан иборат экан. Бизга яқин бўлган галактикалардан ташқари бошқа барча галактикаларда ютилиш чизиқлари спектрда унинг узун тўлқинли қисмига силжиган бўлади (34.14-§ га қаранг). Бу «қизил силжиш» катталиги галактикагача бўлган масофага тўғри пропорционал. Бу галактикалар бир-биридан улар орасидаги масофа ортиб боришига қараб ортадиган тезлик билан узоқлашишини билдиради. Барча галактикалар системасининг бу «қочиш» сабаблари 40.3-§ да қараб чиқилади.



40.3- расм.

«Қизил силжиш» Коинотни қотиб қолган ва ўзгармайдиган деб қараш ярамаслигидан гувоҳлик беради. Унда доим баъзи осмон жисmlарининг ва бутун Коинотнинг ривожланиш жараёни рўй беради.

Галактикалар фазода текис тақсимланмаган. Юлдузлар ҳам алоҳида группалар ва тўдалар ҳосил қилади. Масалан, бизнинг Галактикамиз атрофидаги галактикалар билан биргаликда маҳаллий системани — группани ташкил қилади. Бу группа тахминан 20 та объектдан иборат. Ўз навбатида бу группа бир неча минг галактикалардан иборат катта тўда таркибига киради. Юлдузлар тўдаси ва галактикалар тўдаси орасидаги фарқ шундаки, галактикалар орасидаги масофалар уларнинг ўз ўлчамларидан атиги бир неча марта катта. Коинотда борган сари йирик фазовий масштабларга ўтиш билан унда моддаларнинг текис тақсимланиши тўғрисида гапириш мумкин.

40.2-§. Осмон жисmlарининг пайдо бўлиши ва ривожланиши. Юлдузлар ҳосил бўлиши ва эволюцияси.

XX аср астрономиясининг муҳим муваффақиятларидан бири юлдузларнинг пайдо бўлиш жараёни доим рўй беради, деган далилнинг аниқланишидир, деб ҳисоблаш мумкин (ҳозир ҳам шундай). Биз кузатадиган кўпгина юлдузлар бизнинг планетамиздан ёшроқ, баъзилари эса Ерда одам яшаётган вақтда, яқин орада ҳосил бўлган.

Кўпчилик олимлар юлдузлараро сиёраклашган газ-чанг муҳитнинг булутлари конденсацияланиши йўли билан ҳосил бўлади, гравитацион кучлар таъсири остида бу булутлардан анча зичроқ шаффофмас газ шар ҳосил бўлади деб ҳисоблайдилар. Нисбатан совуқ бўлган бу шар ичидаги газнинг босими дастлаб уни сиқишда давом этаётган гравитацион кучларни мувозанатлай олмайди. Сиқилишга қараб юлдузлар заминининг ҳарорати кўтарилади ва, ниҳоят, термоядро реакциялари бошланиши учун етарли бўлиб қолади (39.6-§ га қаранг). Бунда бўлажак юлдуз ичидаги иссиқ газ босими гравитацион кучларни мувозанатлайди ва сиқиш тўхтайтиди. Бу баён этилган жараён қиёсан унча давом этмайди — бир неча миллион йилдан бир неча юз миллион йилгача (юлдузнинг массасига боғлиқ равишда) давом этади, холос.

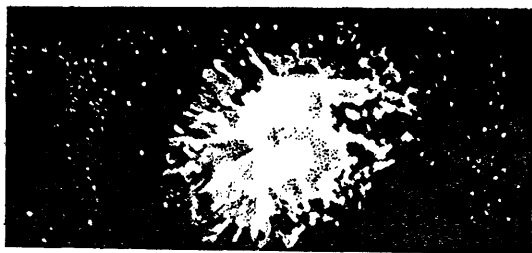
Юлдуз нурланиши юлдузнинг марказий қисмида бўлиб ўтаётган термоядро реакцияси ҳисобига рўй беради. Юлдуз ҳаётида бу босқичнинг давом этиш муддати ҳам унинг массасига боғлиқ. Масса гелийга айланаётган водород запасини юлдуз қанчалик тез сарф қилишини аниқлайди. Масалан, массаси Қуёш массасидан 10—20 марта катта бўлган иссиқ гигант-юлдузлар ўз «ядро ёқилғисини» бир неча миллион йилда сарфлайди, бизнинг Қуёшимиз ва шундай массали бошқа юлдузлар эса 10—15 млрд. йил давомида нурлантиради.

Аммо пировардида юлдуз ядросида водород қолмайди, энергия ажралиши тўхтайтиди ва гравитацион кучлар бундай ядрони сиқа бошлайтиди. Энди термоядро реакцияси ядро чегарасида фақат қиёсан юпқа қатламдагина бориши мумкин. Бунда юлдузнинг ёритувчанлиги* ва унинг ўлчамлари ортиши лозим. Юлдузнинг эволюция жараёни анча тезлашади ва у қизил гигантга айланади. Сиқилаётган гелий ядросининг ҳарорати 100—150 млн. градусга етганда янги типдаги реакция бошланади: гелийнинг учта ядросидан углерод ядроси ҳосил бўлади (39.6-§ га қаранг). Ҳисоблашлар Қуёш 8 млрд. йилдан кейин қизил гигант бўлишини ва бир неча юз миллион йил қизил гигант бўлиб туришини кўрсатади. Бунда Қуёшнинг ёритувчанлиги юз марта лаб, радиуси эса ҳозирги вақтдагисидан ўн марта лаб ортиши лозим.

Бундай гигант юлдузлар ядро ёнилғи запасини тез тамомлаб бўлади, шунингдек ўз массасининг каттагина қисмини ё аста-секин, ё ташқи қобиқларнинг чиқариб ташлаши нати-

* Юлдузнинг ёритувчанлиги вақт бирлиги ичида юлдуз нурлантираётган энергия оқимини характерлайди.

жасида йўқотади. Массаси қуёш массасига яқин бўлган юлдузлар ўз ривожланишининг охиригача босқичида оқ карликларга айланади. Бунда юлдуздан ядро реакцияси тўхтаб бўлган унинг марказий зич қисмигина қолади. Бундай



40.4- расм.

юлдузлар аста-секин совиydi, уларнинг нурланиши камаydi, улар кўринмайдиган бўлиб қолади. Бундай юлдузларнинг ўлчамлари Ернинг ўлчамларига қараганда кичик бўлади, массасини Қуёш массасига таққосласа бўладиган даражада бўлгани учун модаларининг зичлиги сувнинг зичлигидан миллион марта катта.

Аммо ҳамма юлдузлар ҳам бундай нисбатан тинч эволюция йўлини ўтавермайди. Уларнинг баъзиларига ривожланиш жараёни катастрофик (ҳалокатли) ўзгаришлар хос бўлади. Бундай ҳолларда ўта янги юлдуз чақнади деб гапирилади, бу чақнаш юлдуз тузилишида муҳим ўзгаришларга олиб келади. Бундай юлдузларнинг чақнаш жойларида алоҳида туманликлар пайқалган (40.4- расм). Бу туманликларнинг ҳаммаси ҳам кучли радионурланиш манбаларидир (34.17- § га қаранг). Жуда кучли чақнашлар вақтида чиқариб ташланган газ массаси Қуёшнинг массасидан бир неча марта кўп бўлиши мумкин. Агар чақнашдан кейин юлдузнинг қолган қисмининг массаси 1,5 Қуёш массасича бўлса, унда бу юлдуз оқ карлик бўла олади. Гравитацион кучлар уни жуда ҳам кичик ўлчамларгача сиқади. Бундай объектларнинг диаметри 10 км тартибда, ўртача зичлиги эса 10^{18} кг/м³ га яқин, яъни унинг зичлиги атом ядросининг зичлигидан юқори. Бу юлдузлар нейтрон юлдузлар деб аталади, чунки бундай зичликда модда протон ва электронларнинг қўшилиши натижасида ҳосил бўлган фақат нейтронлардан иборат.

Бундай юлдузларнинг назарияси асримизнинг 30- йилларидаёқ академик Л. Д. Ландау томонидан ишлаб чиқилган эди. Аммо бу нейтрон юлдузлар 1967 йилдагина пайқалган эди. Бу юлдузлар қатъий қисқа вақтли (секундлар ва секунд улушлари тартибда) импульсли радионурланиш манбалари сифатида очилган (кашф қилинган) эди. Оптик диапазонда пульсарларда радиоимпульслар ва импульсларнинг бундай қатъий даврийлигининг сабаби уларнинг тез айланишидир. Маълум Қисқичбақасимон туманликда очилган пульсар энг қисқа оптик ва радиоимпульсга эга (40.4- расм). Қисқичбақасимон туманлик ўта янги юлдузнинг чақнаш жойида 1054 йил туради. Бу давр атиги 0,033 с дан иборат.

Агар ядровий ёқилғи запаслари тугагандан кейин юлдузнинг массаси Қуёшнинг 1,5—3 массасидан ортиқ бўлса, юлдуз эволюциясининг охири босқичида янада ажойиб объектлар пайдо бўлиши лозим. Бу ҳолда юлдузларни ўз эволюциясининг охири босқичида ташкил қилувчи айниган газнинг босими унинг гравитацион сиқиш кучларига чидаш бера олмайди. Юлдуз жуда катта тезлик билан зичлашади. Бунда унинг массаси ўзгаришсиз қолади, юлдуз сиртини ташлаб чиқиб кетиши лозим бўлган жисмнинг $v_{\text{пар}}$ тезлиги (параболик ёки иккинчи космик тезлик) эса ортади. Объект радиусга бориб етгандан кейин, бунда $v_{\text{пар}} \approx c$, унинг сиртини на заррача, на нурланиш ташлаб чиқиб кета олмайди. Шунинг учун бундай объектлар қора тешиклар деган ном олди. Бундай объектлар кўринмайди, аммо ташқи олам билан гравитацион кучлар воситасида ўзаро таъсирлашиб туради. Шунинг учун уларни қўшалок юлдузлар деб аталадиган юлдузлар орасидан изланади. Бу юлдузлар тортишиш билан боғлиқ бўлиб, умумий масса маркази атрофида айланади. Олимлар Оққушнинг қўшалок юлдузнинг компонентларидан бири Х қора тешик бўлса керак, деб тахмин қиладилар ва шунга ўхшаш бошқа объектларни ҳам пайқашга ишонадилар.

Планеталарнинг пайдо бўлиши. Фақат Қуёшда эмас, балки бошқа юлдузларда ҳам планеталар системалари мавжуд бўлишига қарамай, ҳозирги вақтда ҳатто энг яхши телескоплар билан ҳам бу планеталарни кузатиб бўлмайди. Шунинг учун планеталарнинг пайдо бўлиши ва ривожланиши тўғрисидаги барча хулосаларни фақатгина Қуёш системасини ўрганиш асосидагина чиқаришга тўғри келади.

Ернинг ва планеталарнинг пайдо бўлиши тўғрисидаги барча ҳозирги замон гипотезалари асосида уларнинг газчанг булутлардан шаклланганлиги тўғрисидаги ғоя ётади. Бунда кўпчилик олимлар Қуёш ва планеталарнинг бу булутдан шаклланиши бир вақтда бўлган деган хулосани қўллаб-қувватлайдилар. Булутнинг таркиби тахминан Қуёш таркибига мос келади, 98% водород ва гелийдан иборат турли бирикмаларни ҳосил қилган ва заррачаларга конденсацияланган бошқа элементлар эса атиги 2% ни ташкил қилади.

Чанг заррачалари ўта зич қатлам ҳосил қилиб, аста-секин бир текисликда тўпланади. Бу қатлам бир жинсли бўлиб қолавермайди, аста-секин, алоҳида-алоҳида тўпламларга парчаланиб, бир-бири билан тўқнашди, бирлашди ва сиқилди. Шундай тарзда ҳосил бўлган яхлит жисмлар ҳам ўзаро тўқнашди ёки парчаланиб кетди, ёки мана шу парчаланган модда ҳисобига ўсди. Ниҳоят, уларнинг атиги 9 таси энг катта ўлчамдаги катта планеталар бўлди. Планеталарнинг бундай қаттиқ жисмлар ва заррачаларнинг бирлашишидан пайдо бўлиши тўғрисидаги бу ғояни машҳур совет олими, академик О. Ю. Шмидт айтди. Бу ғоя планета космогониясида плане-

талар газларнинг қуюқлашишидан конденсацияланганлиги тўғрисидаги тасаввурни алмаштириб, кескин тўнтариш қилди. Муस्ताқил тарзда америкалик геофизик Г. Юри метеоритларнинг таркиби ва тузилишини физика-химиявий жиҳатдан текшириб кўриб бу ғояни тасдиқлади.

Планета бўлгунга қадар булутнинг газ ташкил қилувчиси кучли қуёш шамолининг таъсирига, яъни Қуёш чиқарган заррачаларнинг кучли оқимига дучор бўлган. Қуёш яқинида ҳосил бўлган Ер планетаси асосан силикатлар ва металллардан ташкил топган. Қуёшдан жуда катта масофаларда Юпитер ва Сатурн шаклланган жойда ҳали анча масса газ (водород ва гелий) қолган эди, улар бу планеталар таркибига киради. Шундай қилиб, О. Ю. Шмидт гипотезаси планеталарни физик табиатига кўра икки гурпуга ажралишини тушунтириб беради.

Галактикалар эволюцияси. Бизнинг Галактика-миз ва жуда кўп юлдузлар ва юлдузлараро моддаларнинг тўпланишидан иборат бўлган бошқа галактикалар худди уларнинг таркибига кирган барча бошқа жисмлар сингари вақт ўтиши билан муҳим ўзгаришларни кечиради.

Биринчидан, юлдузларнинг пайдо бўлиши ва эволюцияси тўғрисида юқорида айтилганларни ҳисобга олиб, юлдузлараро модда миқдори аста-секин камайишини тасдиқлаш мумкин.

Иккинчидан, юлдуз формасида мавжуд бўлиш жараёнида бу модда ўз химиявий таркибини ўзгартиради: водород миқдори камаяди, бунинг ҳисобига эса гелийнинг миқдори ва термоядро жараёнлари натижасида ҳосил бўладиган қатор бошқа элементларнинг миқдори ортади. Ута янги юлдузларнинг катастрофик чақнашларидагина энг оғир элементлар ҳосил бўлади. Шундай қилиб, юлдузларнинг кейинги авлоди энди бошқа химиявий таркибли моддалардан ҳосил бўлади.

Турли таркибли юлдузларнинг тақсимланишини кузатиб, галактикада турли ёшдаги юлдузлар ва юлдузлар тўпланининг тақсимланишини ўрганиш мумкин. Энг қари (эски) объектлар галактикада сферик системани ташкил қилар экан. Бинобарин, галактикани ҳосил қилган газ булути сферик шаклга эга. Газ массаси галактиканинг айланиш ўқиға перпендикуляр текисликда йиғилиб сиқилди ва ялпайди. Кейинчалик юлдузларнинг пайдо бўлиш жараёни шу текисликка яқин дискада рўй берди. Дисканинг бундан ҳам ялпайишига магнит майдон тўсқинлик қилади. Бу майдоннинг куч чизиқлари юлдузлараро водород тақсимланишининг спираль структурасини ва галактик дискада водороддан ҳосил бўлган юлдузларни аниқлайди.

Галактиканинг спираль тармоқлари унинг ядроси билан боғланган. Галактикалар ядролари, уларнинг марказий қисмлари юлдузлар тақсимланишининг катта зичликли соҳаларигина эмас. Кейинги йилларда галактикалар ядроларининг жуда активлигини англатувчи жуда кўп далиллар олинди.

Галактикалар ядроларининг муҳим хоссаларига биринчи бўлиб академик В. А. Амбарцумян эътибор берди. Радиотўлқинлардан рентген нурларигача бўлган спектр диапазонида ўтказилган кузатишлар галактикалар ядроларининг нурланиш қуввати бир неча ой ва ҳатто ҳафта ичида сезиларли даражада ўзгаришини кўрсатди. Ҳисоблашлар кўрсатадики, бу кичик ҳажмда рўй берадиган жараёнларга боғлиқ экан. Бу жараёнлар натижасида шундай энергия ажраладики, бу энергия юлдузларнинг жуда кучли портлашларида ажраладиган энергиядан анча кўп бўлади. Айниқса, радиодиапазонда галактикалар ядролари ўз активлигини жуда кучли кўрсатади, шунинг учун ҳам бундай галактикалар радиогалактикалар деган ном олди. Актив ядроли бошқа типдаги галактикалар ҳам кузатилади. Барча белгиларига кўра, бизнинг Галактикамиз ядроси илгари юқори активликка эга бўлган.

Радиоастрономик кузатишлар туфайли 1963 йилда квазиюлдуз радионурланиши манбалари ёки қисқача — квазарлар кашф этилди. Квазарнинг тўла қуввати 10^{40} — 10^{41} Вт га етади, бу энг йирик галактикалардаги юлдузларнинг йиғинди нурланишидан минглаб ва ўн минглаб марта ортиқдир, ҳолбуки асосий нурланиш манбаи ҳисобланувчи квазарнинг ихчам ядросининг чизиқли ўлчамлари галактикаларнинг ўлчамларидан миллионлаб марта кичик. Квазарлар учун нурланиш оқимининг оптик ва радиодиапазонда ўзгарувчанлиги характерлидир. Квазарлар катта қувватлиқ радионурланиш тарқатгани туфайли, уларни жуда катта 3000 Мпк масофадан туриб пайқаш мумкин. Энг яқин квазарларнинг фотосурати ва радиокузатишлар улар мураккаб тузилишга эга эканини: ўнлаб минг парсеккача чўзилган ташландиқ модда қолдиқлари ёки кучсиз шуълаланувчи туманликдан иборат эканини кўрсатади. Эҳтимол, квазарлар, галактикалар каби кучли магнит майдонга эга бўлган ягона массив плазма жисмидан иборат бўлган юлдузлардан ва юлдуз табиатига эга бўлмаган ядродан таркиб топган бўлса керак.

40.3- §. Космология ҳақида тушунча. Космология Коинотнинг тузилишини, умуман ва унинг ривожланишини вақтда ўрганеди. Коинотнинг умуман ўзгармас (стационар) лиги ҳақидаги табиий ва аниқ бўлиб туюлган тасаввур қатор парадоксал хулосаларга олиб келади. Аммо бу парадоксал хулосалар кузатишлардан келиб чиққан хулосаларга тўғри келмайди.

Биринчидан, бирор жисмнинг барча бир жинсли стационар Коинот массалари билан ўзаро таъсир кучи ноаниқ. Иккинчидан, агар Коинотни стационар деб ҳисобласак, унда галактикалар спектрларининг қизил силжишидан иборат бўлган кузатиладиган фундаменталь факт тушунтирилмай қолади. Юқорида гапириб ўтилганидек, галактикаларнинг узоқлашиш тезлиги v масофа билан чизиқли боғланган:

$$v = H \cdot R,$$

бу Хаббл қонуни деб ном олди. Бу 1929 йилда бундай боғла-
нишнинг борлигини исботлаб кўрсатган америкалик олим номига шун-
дай деб аталади. *H* коэффициентни Хаббл доимийси деб атала-
ди. Ҳозирги вақтда уни $50\text{—}100 \frac{\text{км/с}}{\text{Мпк}}$ га тенг деб олинади. Масофа
1 Мпк (1 Мпк — 10^6 пк) га ортганда галактикаларнинг узоқлашиш тез-
лиги $50\text{—}100 \text{ км/с}$ га ортишини кўрсатади.

Коинотнинг ностационарлиги ҳозирги вақтда ҳеч кимда
шубҳа туғдирмайди. Унинг сабабини Ньютон механикаси дои-
расидаёқ тушуниш мумкин, бу яна бир бор у билан нисбий-
лик назарияси орасидаги изчилликни кўрсатади; нисбийлик
назарияси Ньютон механикасини инкор қилмай, балки табиат
қонуниятларини янада чуқурроқ очиб беради.

Агар барча маълум галактикалар жуда ҳам улкан шар
ҳажмини эгаллаб, ўзаро бутун олам тортишиш қонунига му-
вофиқ таъсирлашади деб тасаввур қилсак, унда бир-бирига
тортишувчи объектларнинг бундан тўпланиши стационар
ҳолатда қола олмаслиги равшан бўлиб қолади. Агар бирор
бошланғич моментда бу объектлар тинч турган бўлса, унда
ўзаро тортишиш таъсири остида улар бир-бирига яқинлашади
ва бу шарнинг радиуси камаяди. Агар бу объектлар шар мар-
казидан йўналган бошланғич тезликка эга бўлса, унда улар-
нинг бундан кейинги ҳаракати бошланғич тезлиkning катта-
лигига боғлиқ ҳолда бўлади. Тезлик етарлича катта бўлганда
шарнинг радиуси чексиз ортади. Бошланғич тезлик унча катта
бўлмаганда шар олдин катталашиб, кейин кичиклашади. Кен-
гайиш характерини аниқловчи бошланғич тезлиkning катта-
лиги эса шу шарнинг зичлигига боғлиқ. Нисбийлик назарияси
Коинотни ностационарлиги тўғрисидаги хулосани бироз аниқ-
лаштиради, холос.

Назария каби, кузатишлар ҳам, Коинотда эволюция жара-
ёни рўй беришини билдиради. Масалан, квазарлар спектрла-
рини ўрганиш улар бизнинг Галактикамиздан жуда катта
тезлик билан узоқлашишини кўрсатади. Бу тезлик 100—
 200 минг км/с гача етади, бу тезликни катталиги жиҳатидан
ёруғлик тезлигига таққосласа бўлади. Бинобарин, квазарлар
Коинотда жуда узоқдаги объектлар орасида учрайди. Шундай
қилиб, биз Коинотнинг ўтмишига «қараймиз» ва бир неча
миллиард йил муқаддам Коинотдаги модда бошқача ҳолатда
бўлганини кўраемиз.

Хаббл доимийси тескари бўлган катталикини ($1/H \approx 10^{10}$
йил) кўпинча Коинотнинг ёши деб аталади. Бунда шу назарда
тутиладики, агар галактикаларнинг қочиши доим мана шу
қонунга кўра рўй берган бўлса, унда 10^{10} йил муқаддам улар-
нинг ҳаммаси жуда ҳам кичик ҳажмда тўпланган эди, деб
қаралади. Бинобарин, модда зичлик ва температуранинг юқо-
ри қийматлари билан характерланиши лозим эди. Бундан
 25 йил илгари айтилган бу «иссиқ Коинот» гипотезаси куза-
тишлар билан тасдиқланади.

Радиоастрономиянинг муваффақиятлари миллиметрли диапазонда максимумга эга бўлган нурланишни 1965 йилда қайд қилиш имконини берди. У ҳозирги вақтда Қоинотда мавжуд бўлган бирор жисмлар билан боғлиқ бўлмаса керак. Бу нурланиш унинг моддасини эволюциянинг бошланғич босқичида қандай тақсимланганлигини акс эттиради. Реликтив деб аталган бу нурланиш ўлчамлари ҳозирги вақтда кўп марта кичик бўлган даврдаги Қоинотнинг ҳолати ҳақида фикр юритишга имкон беради.

Шундай қилиб, астрофизика моддалар ўзини миллиард градус тартибидаги температуралар ва зичликлар (атом ядроларининг зичликларига таққосланарли зичликлар) шароитида қандай тушиши тўғрисидаги масалани қўяди. Космология яна ҳам ўтган даврга узоқлашиб, эволюция бошида модданинг ҳолати тўғрисидаги муаммога ва «вақт боши» тўғрисидаги муаммога келади.

Фазо ва вақт тушунчаси материя ҳақидаги тушунчадан ажралмасдир, бундай алоҳида шароитлардагига қараганда янада юқори даражада намоён бўлиши лозим. Умумий нисбийлик назариясига кўра фазо-вақт геометрияси Қоинотда материянинг тақсимланишига боғлиқ. Жумладан, бу боғланиш Қоинотнинг кенгайиш характери модданинг ўртача зичлиги билан аниқланишида ўз ифодасини топади.

Умумий нисбийлик назариясининг (гравитация назариясининг) натижалари астрономияда ва космологияда текширилади. Бунда миллиард ёруғлик йилига тенг бўлган масофалар (10^{26} м) билан иш кўришга тўғри келади. Бу назариянинг муҳим натижаларидан бири: ёруғлик нурунинг массив жисмлар яқинида кичик масофаларда ҳам оғиши кузатилади. Бу ҳодиса юлдузлар ёруғлиги учун кузатилган, улар фониде қуёшнинг тўла тутилишида Қуёш кузатилади.

Космологик — Қоинотнинг тузилиши ва эволюцияси тўғрисидаги масала — ҳозирги замон фанининг фундаментал муаммоларидан биридир.

ИЛОВА

Халқаро бирликлар системаси

Катталикнинг номи	Ўлчов бирлиги	Эски ва системадан ташқари бирликлар билан СИ бирликлари ўртасидаги муносабатлар
Асосий бирликлар		
Узушлик	метр (м)	1 сантиметр (см) = 10^{-2} м 1 километр (км) = 10^3 м
Масса	килограмм (кг)	1 грамм (г) = 10^{-3} кг 1 тонна (т) = 10^3 кг 1 центнер (ц) = 10^2 кг
Вақт	секунд (с)	1 минут (мин) = 60 с 1 соат (соат) = 3600 с
Электр токи кучи	ампер (А)	1 ампер (а) = 0,99985 А 1 СГС = $\frac{1}{3 \cdot 10^9}$ А
Термодинамик температура	кельвин (К)	1 градус Цельсий ($^{\circ}\text{C}$) = 1 К $T = t - 273,15$
Ёруғлик кучи	кандела (кд)	1 халқаро шам = 1,005 кд
Модда миқдори	моль (моль)	

Қўшимча бирликлар

Ясси бурчак	радиан (рад)	1 градус ($^{\circ}$) = $\frac{\pi}{180}$ рад 1 минут ($'$) = $\frac{\pi}{108} \cdot 10^{-2}$ рад 1 секунд ($''$) = $\frac{\pi}{648} \cdot 10^{-3}$ рад
Фазовий бурчак	стерадиан (ср)	1 стерадиан (ср)

Ҳосилавий бирликлар
Механик катталиклар бирликлари

Юз (майдон)	квадрат метр (м ²)	1 квадрат сантиметр (см ²) = = 10 ⁻⁴ м ²
Ҳажм	куб метр (м ³)	1 куб сантиметр (см ³) = 10 ⁻⁶ м ³ 1 литр (л) = 1,000028 · 10 ⁻³ м ³
Зичлик	куб метрга килограмм $\left(\frac{\text{кг}}{\text{м}^3}\right)$	1 куб сантиметрга грамм $\frac{\text{г}}{\text{см}^3} = 10^3 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$
Тезлик	секундда метр $\left(\frac{\text{м}}{\text{с}}\right)$	1 секунда сантиметр $\left(\frac{\text{см}}{\text{с}}\right) =$ $= 10^{-2} \frac{\text{м}}{\text{с}}$ 1 соатда километр $\left(\frac{\text{км}}{\text{соат}}\right) =$ $= \frac{1}{3,6} \cdot \frac{\text{м}}{\text{с}}$
Тезланиш	квадрат секунда метр $\left(\frac{\text{м}}{\text{с}^2}\right)$	1 квадрат секунда сантиметр $\left(\frac{\text{см}}{\text{с}^2}\right) = 10^{-2} \frac{\text{м}}{\text{с}^2}$
Куч	ньютон (Н)	1 килограмм куч (кг — куч) = = 9,80665 Н 1 дина (дина) = 10 ⁻⁵ Н
Иш, энергия	жоуль (Ж)	1 килограмм-куч-метр (кг·куч·м) = 9,80665 Ж 1 эрг = 10 ⁻⁷ Ж
Қувват	ватт (Вт)	1 секунда килограмм-куч-метр $\left(\frac{\text{кг} \cdot \text{куч} \cdot \text{м}}{\text{с}}\right) = 9,80665 \text{ Вт}$ 1 от кучи (о. к.) = 735,499 Вт 1 секунда эрг $\left(\frac{\text{эрг}}{\text{с}}\right) = 10^{-7} \text{ Вт}$
Босим	паскаль (Па)	1 дина/см ³ = 0,1 Па 1 техник атмосфера (ат) = = 980665 Па 1 физик атмосфера (атм) = = 101325 Па 1 миллиметр симоб устуни (1 мм сим. уст.) = 133,322 Па
Бурчак тезлик	секунда радиан $\left(\frac{\text{рад}}{\text{с}}\right)$	1 $\frac{\text{рад}}{\text{с}}$

Частота	герц (Гц)	
---------	-----------	--

Иссиқлик катталиклари бирликлари

Иссиқлик миқдори	жоуль (Ж)	1 калория (кал) = 4,1868 Ж 1 килокалория (ккал) 4186,8 Ж
Солиштирма иссиқлик сифими	килограмм кельвинга жоуль $\left(\frac{\text{Ж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}\right)$	1 килограмм-градусга килокалория $\left(\frac{\text{ккал}}{\text{кг} \cdot \text{град}}\right) = 4186,8 \frac{\text{Ж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$
Фаза айланиш солиштирма иссиқлик сифими	килограммга жоуль (Ж/кг)	1 килограммга килокалория (ккал/кг) = 4186,8 Ж/кг

Электр ва оптик катталиклар бирликлари

Электр миқдори (электр заряди)	кулон (Кл)	$1 \text{ СГС}_q = \frac{1}{3 \cdot 10^9} \text{ Кл}$
Электр майдон кучланганлиги	метрга вольт (В/м)	$1 \text{ СГС}_E = 3 \cdot 10^4 \text{ В/м}$
Кучланиш, электр юритувчи куч	вольт (В)	$1 \text{ СГС}_U = 300 \text{ В}$
Электр сифими	фарада (Ф)	$1 \text{ см} = \frac{1}{9 \cdot 10^{11}} \text{ Ф}$
Электр ўтказувчанлик	сименс (См)	См
Электр қаршилиқ	ом (Ом)	Ом
Иш ва энергия	жоуль (Ж)	1 кВт·соат = $3,6 \cdot 10^6$ Ж 1 эВ = $1,60207 \cdot 10^{-19}$ Ж
Қувват	ватт (Вт)	1 о. к. = 735,499 Вт
Магнит оқими	вебер (Вб)	1 максвелл (Мкс) = 10^{-8} Вб
Магнит индукция	тесла (Т)	1 гаусс (Гс) = 10^{-4} Т
Магнит майдон кучланганлиги	метр ампер (А/м)	$1 \text{ эрстед (Э)} = \frac{10^3}{4} \frac{\text{А}}{\text{м}}$
Индуктивлик	генри (Г)	$1 \text{ см} = 10^{-9} \text{ Г}$
Ёруғлик оқими	люмен (лм)	1 эски люмен (лм) = 1,005 лм
Равшанлик	квадрат метрга кандел (кд/м ²)	1 стильб (сб) = $1,005 \cdot 10^4$ кд/м ²
Ёритилганлик	люкс (лк)	1 эски люкс (лк) = 1,005 лк

МУНДАРИЖА

КИРИШ

1-б-б-б. **Физик катталиклар ва улаони ўлчаш** 4

1.1-§. Физика — табиат ҳақидаги фан (3). 1.2-§. Физика ва техника (4). 1.3-§. Катталиқ ва ўлчаш тўғрисида тушунича. Физик катталиклар (5). 1.4-§. Бевосита ва билвосита ўлчаш (6). 1.5-§. Юлдузли осмон ва унинг кўрнима ҳаракати (7). 1.6-§. Осмонда бурчакли ўлчаш (8). 1.7-§. Осмон жисмларигача бўлган масофани параллаксларни ўлчаш асосида аниқлаш (9). 1.8-§. Вақт ўлчовининг асосий birlikлари ва уларнинг Ер ҳаракати билан соғлиқлиги (10). 1.9-§. Формулалардан ўлчов birlikларини келтириб чиқариш қондаси. Халқаро birlikлар системаси—СИ (11). 1.10-§. Модданинг эңлиги (14).

I бўлим. Молекуляр физика ва иссиқлик

2-б-б-б. **Модда тузилишининг молекуляр-кинетик назарияси асослари** . . 16

2.1-§. Молекуляр-кинетик назариянинг асосий қондалари (16). 2.2-§. Диффузия (18). 2.3-§. Молекуляр ўзаро таъсир кучлари (19). 2.4-§. Молекуларнинг кинетик ва потенциал энергияси (20). 2.5-§. Модданинг агрегат ҳолатлари (22). 2.6-§. Ҳарорат (температура) ва жисмнинг ички энергияси тўғрисида тушунича (23).

3-б-б-б. **Газ ҳолатдаги моддаларнинг молекуляр-кинетик назарияси**. . . . 25

3.1-§. Газ ҳолатдаги модданинг характеристикаси (25). 3.2-§. Броун ҳаракати (26). 3.3-§. Газ молекуларининг ҳаракат тезлигини ўлчаш. Штерн тажрибаси (27). 3.4-§. Молекуларнинг хаотик ва молекуларнинг ўлчамлари ва массалари (28). 3.5-§. Атомлар ва молекуларнинг ўлчамлари ва массалари (20). 3.6-§. Авогадро ва Лошмийт сон (30). 3.7-§. Газ молекуласининг тўқнашишлар сон ва эркин югуриш йўли (31). 3.8-§. Газ босими. Манометрлар (33). 3.9-§. Вакуум ҳақида тушунича (35). 3.10-§. Юлдузларга газ (35).

4-б-б-б. **Идеал газ. Абсолют температура (ҳарорат) ва унинг молекулар энергияси билан боғланиши** 36

4.1-§. Идеал газ (36). 4.2-§. Газлар молекуляр-кинетик назариясининг асосий тенгламаси (38). 4.3-§. Ўзгармас ҳажмида газ босимининг ҳароратга боғлиқлиги (39). 4.4-§. Абсолют ноль (41). 4.5-§. Ҳароратнинг термодинамик шкаласи (42). 4.6-§. Ҳарорат ва газ молекуларининг кинетик энергияси орасидаги боғланиш. Больцман доимийси (44).

5-б-б-б. **Идеал газнинг ҳолат тенгламаси** 45

5.1-§. Газнинг термодинамик параметрлари (45). 5.2-§. Газнинг бирлашган қонуни. Газ ҳажмини нормал шароитдагига келтириш (46). 5.3-§. Газнинг универсал доимийси. Больцман доимийсининг сон қийматини аниқлаш (47). 5.4-§. Клапейрон-Менделеев тенгламаси. Газнинг эңлиги (48). 5.5-§. Газ молекуладаги ўртача квадратик тезлигининг ҳароратга боғлиқлиги (48). 5.6-§. Изохорик жараён (49). 5.7-§. Изобарик жараён (50). 5.8-§. Изотермик жараён (51). 5.9-§. Идеал газнинг ички энергияси (52). 5.10-§. Газ ҳажмининг ўзгариши натижасида унинг бажарган иши. Универсал газ доимийсининг физик маъноси (53).

6-б о б. Жисмнинг ички энергияси ўзгариши. Энергиянинг айланиш ва сақланиш қонуни 56

6.1-§. Жисмнинг ички энергияси (56). 6.2-§. Г'сеиқлик алмаштириш (57). 6.3-§. Иссиқлик алмашини турлари (58). 6.4-§. Исиш ва совийда жисм ички энергиясининг ўзгариши (59). 6.5-§. Иссиқлик алмашинида иссиқлик баланси тенгламаси (61). 6.6-§. Ёқилги ёнганда ажралган иссиқлик миқдорини ҳисоблаш. Иссиқликнинг фойдали иш коэффициентини (61). 6.7-§. Иш бажарилишида ички энергиянинг ўзгариши. Жоуль тажрибаси (63). 6.8-§. Механикада энергиянинг сақланиш ва айланиш қонуни (65). 6.9-§. Механик ва иссиқлик жараёнларида энергиянинг сақланиш ва айланиш қонуни (66). 6.10-§. Термодинамиканинг биринчи бош қонуни (67). 6.11-§. Идеал газлардаги изожараёнларга термодинамиканинг бош қонунини татбиқ қилиш (67). 6.12-§. Адиабатик жараён (68). 6.13-§. Қўёш ва юлдузларнинг тузилиши тўғрисида тушунча (69).

7-б о б. Моддаларнинг суёқ ҳолатдан газ ҳолатга ва аксинча ўтиши . . . 71

7.1-§. Буғ ҳосил бўлиш ва конденсация тўғрисида тушунча (71). 7.2-§. Буғланиш (72). 7.3-§. Буғ ҳосил бўлиш иссиқлиги (73).

8-б о б. Буғларнинг хоссалари. Қайнаш. Модданинг критик ҳолати . . . 75

8.1-§. Фазонит ўйинган ва тўйинмаган буғлар (75). 8.2-§. Тўйинган буғларнинг хоссалари (76). 8.3-§. Тўйинмаган буғнинг хоссалари (78). 8.4-§. Суёқликнинг қайнаш жараёни (79). 8.5-§. Суёқликнинг қайнаш ҳароратининг ташқи босимга боғлиқлиги. Қайнаш нуқтаси (81). 8.6-§. Буғ ҳосил бўлиши ва конденсация учун иссиқликнинг баланс тенгламаси (82). 8.7-§. Ўта қизган буғ ва ундан техникада фойдаланиш (83). 8.8-§. Модданинг критик ҳолати (84). 8.9-§. Газларни суюлтириш ва суёқ газлардан техникада фойдаланиш (86).

9-б о б. Атмосферада сув буғи 88

9.1-§. Ҳавонинг намлиги ҳақида тушунча (88). 9.2-§. Ҳавонинг абсолют ва янбий намлиги. Шуднинг нуқтаси (88). 9.3-§. Ҳаво намлигини эниқловчи қобоблар (90). 9.4-§. Сайёраларнинг атмосфераси тўғрисида тушунча (91).

10-б о б. Суёқликнинг хоссалари 92

10.1-§. Модда суёқ ҳолатининг характеристикаси (92). 10.2-§. Суёқликнинг сирт қатлами (94). 10.3-§. Суёқликнинг сирт қатлами энергияси. Сирт таранглик коэффициентини (95). 10.4-§. Сирт таранглик кучи (97). 10.5-§. Ҳўллаш. Чегаравий бурчак (98). 10.6-§. Мениск. Суёқлик сиртининг эриқлиги туйфайли ҳосил бўлувчи босим (99). 10.7-§. Капиллярлик. Турмушда, табиатда ва техникада капилляр ҳолисалар (100). 10.8-§. Муҳитнинг қовушоқлиги ҳақида тушунча. Суёқликнинг ламинар оқими (102). 10.9-§. Ички ишқаланиш учун Ньютон қонуни. Динамик қовушоқлик (104). 10.10-§. Аморф моддалар (105).

11-б о б. Қаттиқ жисмларнинг хоссалари. Деформация 106

11.1-§. Модда қаттиқ ҳолатининг характеристикаси. Кристаллар (106). 11.2-§. Кристаллар анизотропияси. Фазовий панжара ва унинг нуқсонлари (107). 11.3-§. Кристалл тузилишининг турлари (109). 11.4-§. Деформация турлари (112). 11.5-§. Механик кучланиш (114). 11.6-§. Эластиклик, пластиклик, мўртлик ва қаттиқлик (115). 11.7-§. Гук қонуни. Эластиклик модули (117). 11.8-§. Эластик деформацияланган жисмнинг энергияси (118).

12-б о б. Эриш ва кристалланиш. Сублимация. Модда ҳолатлари диаграммаси. 119

12.1-§. Эриш ва кристалланиш. Эриш ҳарорати (119). 12.2-§. Солиштирма эриш иссиқлиги (120). 12.3-§. Моддаларнинг эриши ва қотишида ҳажмининг ва зичликнинг ўзгариши (121). 12.4-§. Эриш иссиқлиги ва ҳарорати-

нинг ташқи босимга боғлиқлиги. Эриш нуқтаси (122). 12.5-§. Эриш ва кристалланишда иссиқликнинг баланс тенгламаси (122). 12.6-§. Эритмалар ва қотишмалар. Совитувчи аралашмалар (123). 12.7-§. Қаттиқ жисмларнинг буғланиши (сублимация) (124). 12.8-§. Модда ҳолатлари диаграммаси. Учланма нуқта (125).

13- б о б. Жисмларнинг иссиқликдан кенгайиши. 128

13.1-§. Жисмларнинг иссиқликдан кенгайиши тўғрисида тушунча (126). 13.2-§. Ўсиш натижасида қаттиқ жисмларнинг чизиқли кенгайиши (128). 13.3-§. Жисмнинг иссиқликда ҳажмий кенгайиши. Модда зичлигининг ҳароратга боғлиқлиги (129). 14.4-§. Қаттиқ жисмларнинг иссиқликдан кенгайиш хусусиятлари (130). 13.5-§. Суюқликларнинг иссиқликдан кенгайишининг баъзи хусусиятлари (132). 13.6-§. Табиатда ва техникада жисмларнинг иссиқликдан кенгайишининг аҳамияти (132).

II б ў л и м. Электродинамика асослари

14- б о б. Электр зарядлари. Кулон қонуни 134

14.1-§. Жисмларнинг электрланиши. Заряд миқдори ҳақида тушунча. Заряд сақланиш қонуни (134). 14.2-§. Атомнинг мураккаб тузилишини тасдиқловчи ҳодисалар (136). 14.3-§. Резерфорд тажрибалари. Атом тузилишининг ядровий модели (137). 14.4-§. Турли химиявий элементлар атомларининг тузилиши ҳақида тушунча (137). 14.5-§. Зарядланмаган жисмлар бир-бирига теккизилганда электрланиши (139). 14.6-§. Электр зарядларнинг ўзаро таъсир кучи. Кулон қонуни (139). 14.7-§. Муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги (140). 14.8-§. Электр birlikларининг Халқаро системаси (СИ). Электр доимийси (141). 14.9-§. Электроскоп (142).

15- б о б. Электр майдон 143

15.1-§. Электр майдон материянинг махсус тури сифатида (143). 15.2-§. Электр майдоннинг кучланганлиги (144). 15.3-§. Электр майдоннинг кучланганлик чизиқли (146). 15.4-§. Бир жинсли майдон. Сирт заряд зичлиги (147). 15.5-§. Заряд кўчиришда электр майдон кучларининг бажарган иши. Заряднинг потенциал энергияси (148). 15.6-§. Потенциал. Потенциаллар, фарқи ва кучланиш. Эквипотенциал сиртлар (151). 15.7-§. Майдон кучланганлиги билан кучланиш орасидаги боғланиш. Потенциал градиенти (154). 15.8-§. Электр майдондаги ўтказгич (155). 15.9-§. Электрометр (159). 15.10-§. Электр майдондаги диэлектрик. Диэлектрикнинг кутбланиши (160). 15.11-§. Сегнетоэлектриклар ҳақида тушунча (163). 15.12-§. Пьезоэлектрик эффект (164). 15.13-§. Ўтказгичнинг электр сигими (165). 15.14-§. Ўтказгичнинг электр сигимига боғлиқ бўлган шарт-шароитлар (166). 15.15-§. Конденсаторлар (167). 15.16-§. Конденсаторларни батарея қилиб улаш (169). 15.17-§. Зарядланган конденсатор энергияси. Электр майдон энергиясининг зичлиги (170). 15.18-§. Мимикен тажрибаси (172).

16- б о б. Металларда электр токи. Ўзгармас ток қонуни 172

16.1-§. Ҳаракатчан заряд ташувчилар ва электр токи (172). 16.2-§. Ўтказгичдаги ток кучи ва токнинг зичлиги (173). 16.3-§. Берк электр занжири (176). 16.4-§. Электр энергия манбаининг электр юритувчи кучи (176). 16.5-§. Занжирнинг ташқи ва ички қисми (178). 16.6-§. ЭЮК га эга бўлмаган занжир қисми учун Ом қонуни. Ўтказгичнинг қаршилиги. Кучланиш тушиши (179). 16.7-§. Қаршилиқнинг ўтказгич материалига, узунлигига ва кўндаланг кесим юзига боғлиқлиги (181). 16.8-§. Қаршилиқнинг ҳароратга боғлиқлиги (182). 16.9-§. Ўта ўтказувчанлик (183). 16.10-§. Эквивалент қаршилиқ (184). 16.11-§. Ток энергияси истеъмолчиларини кетма-кет улаш (185). 16.12-§. Ток энергияси истеъмолчиларини параллел улаш (186). 16.13-§. Бутун занжир учун Ом қонуни (187). 16.14-§. Бир хил электр энергия манбаларини батарея қилиб улаш (188). 16.15-§. Занжирнинг ЭЮК бўлган қисми учун ва бир нечта ЭЮК га эга бўлган бутун занжир учун Ом қонуни (190).

17-боб. Электр токининг иши, қуввати ва иссиқлик таъсири	192
17.1-§. Электр токининг иши (192).	17.2-§. Электр токининг қуввати (194).
17.3-§. Электр токининг иссиқлик таъсири. Жоуль—Ленц қонуни (195).	17.4-§. Қисқа туташув. Токнинг иссиқлик таъсирини амалда қўллаш (196).
18-боб. Термоэлектр ҳодисалар	197
18.1-§. Термоэлектрон эмиссия. Чиқиш иши (197).	18.2-§. Контакт потенциаллар фарқи (199).
18.3-§. Термоэлектр юритувчи куч (200).	18.4-§. Пельтье ҳодисаси (202).
18.5-§. Термоэлектр ҳодисаларнинг фан ва техникада қўлланилиши (202).	
19-боб. Электролитларда электр токи	204
19.1-§. Электролитик диссоциация (204).	19.2-§. Электролиз (205).
19.3-§. Анод эриши билан борадиган электролиз (207).	19.4-§. Электролиз вақтида ажраладиган модда миқдори. Фарадейнинг биринчи қонуни (207).
19.5-§. Фарадейнинг иккинчи қонуни. Ионнинг зарядини аниқлаш (208).	19.6-§. Электролиздан техникада фойдаланиш (210).
19.7-§. Гальваник элементлар (210).	19.8-§. Аккумуляторлар (213).
19.9-§. Гальваник элементлар ва аккумуляторларнинг техникада қўлланилиши. Электр коррозия ҳодисаси (214).	
20-боб. Газларда ва вакуумда электр токи	214
20.1-§. Газларнинг ионланиши. Газларнинг ион ва электрон ўтказувчанлиги (214).	20.2-§. Газдаги ток кучининг кучланишга боғлиқлиги (215).
20.3-§. Атмосфера босимидаги газда электр разряди (216).	20.4-§. Сийракланган газларда электр разряд. Газ ёруғлик найлари ва кундузги ёруғлик лампалари (220).
20.5-§. Атомларнинг нурланиши ва энергия ютиши (222).	20.6-§. Катод нурлари (223).
20.7-§. Плазма ҳақида тушунча (224).	20.8-§. Вакуумда электр токи (225).
20.9-§. Икки электродли лампа (диод) (225).	20.10-§. Үч электродли лампа (триод) (227).
20.11-§. Электрон-нурли трубка (229).	
21-боб. Ярим ўтказгичларда электр токи	231
21.1-§. Ўтказгичлар, диэлектриклар ва яримўтказгичларнинг хоссаларини таққослаш (231).	21.2-§. Соф яримўтказгичлар. Термисторлар (232).
21.3-§. Аралашмалы яримўтказгичлар (234).	21.4-§. Электрон-тешikli ўтиш (236).
21.5-§. Ярим ўтказгичли диод (237).	21.6-§. Ярим ўтказгичли триод (транзистор) (239).
22-боб. Электромагнетизм	241
22.1-§. Тоқларнинг ўзаро таъсири (241).	22.2-§. Магнит майдон материянинг махсус кўриниши сифатида (241).
22.3-§. Магнитлар (242).	22.4-§. Магнит индукция чизиқлари. Урмавий майдон ҳақида тушунча (244).
22.5-§. Тўғри ток, доиравий ток ва соленоиднинг магнит майдони (245).	22.6-§. Доимий магнит ва соленоиднинг магнит хусусиятларини таққослаш. Тоқли контурнинг магнит кутблари (246).
22.7-§. Параллел тоқларнинг ўзаро таъсир кучи. Муҳитнинг магнит синдирувчанлиги (247).	22.8-§. Ампернинг таърифи. Магнит доимийси (249).
22.9-§. Магнит майдоннинг тоқли тўғри ўтказгичга таъсири. Магнит майдоннинг куч характеристикаси (249).	22.10-§. Бир жинсли магнит майдони (251).
22.11-§. Тоқли контурнинг магнит моменти (252).	22.12-§. Тоқли ўтказгични магнит майдонда кўчиришда бажарилган иш. Магнит оқим (253).
22.13-§. Ҳар хил шаклга эга бўлган тоқли ўтказгичларнинг моддада ҳосил қилган магнит майдони индукцияси (254).	22.14-§. Магнит майдон кучланганлиги ва унинг индукция ҳамда муҳитнинг магнит синдирувчанлиги билан боғлианиши (256).
22.15-§. Парамагнит, диамагнит ва ферромагнит моддалар (257).	22.16-§. Ферромагнетикларни магнитлаш. Электромагнит (260).
22.17-§. Амперметр ва вольтметрнинг ишлаши ва тузилиши (263).	22.18-§. Лоренц кучи. Заряднинг магнит майдондан ҳаракати (265).
22.19-§. Ўзгармас ва ўзгарувчан магнит майдон (267).	

23-б о б. **Электромагнит индукция** 268

23.1-§. Оқим тутиниши ва индуктивлик (268). 23.2-§. Электромагнит индукция ҳодисаси (269). 23.3-§. Тўғри ўтказгични магнит майдонда ҳаракатлантирилганда унда ҳосил бўлувчи индукция ЭЮК. Унинг қўл қондаси (270). 23.4-§. Фарадей тажрибалари (271). 23.5-§. Электромагнит индукция учун Ленц қонуни. Диамагнит ҳодисаларни тушунтириш (272). 23.6-§. Индукция ЭЮК нинг катталиги (274). 23.7-§. Уюрмавий электр майдон ва унинг магнит майдон билан боғланиши (275). 23.8-§. Уюрмавий тоқлар (277). 23.9-§. Қуёш ва космосда юз берувчи ҳодисаларда магнит майдоннинг роли (277). 23.10-§. Ҷиндукция. Ҷиндукция ЭЮК (279). 23.11-§. Магнит майдоннинг энергияси (281).

III бўлим. Тебранишлар ва тўлқинлар

24-б о б. **Механик тебранишлар ва тўлқинлар** 282

24.1-§. Тебранма ҳаракат (282). 24.2-§. Тебранишларнинг ҳосил бўлиш шарт-шароитлари (283). 24.3-§. Жисмининг тебраниш ҳаракатларини унга таъсир этувчи кучга қараб классификациялаш (284). 24.4-§. Тебранма ҳаракат параметрлари (285). 24.5-§. Тебранаётган нуктанинг оний ҳолатини характерловчи катталиқлар (286). 24.6-§. Гармоник тебраниш (288). 24.7-§. Гармоник тебраниш тенгламаси ва унинг графиги (291). 24.8-§. Математик маятник (292). 24.9-§. Математик маятникнинг тебраниш қонунлари. Маятник формуласи (293). 24.10-§. Физик маятник (294). 24.11-§. Маятникларнинг амалда қўлланилиши (295). 24.12-§. Эластик тебранишлар. Тебранма ҳаракатда энергиянинг айланиши (296). 24.13-§. Тебранма ҳаракатининг эластик муҳитда тарқалиши (297). 24.14-§. Югурувчи тўлқин орқали энергиянинг кўчиши (298). 24.15-§. Қўндаланг ва бўйлама тўлқинлар (299). 24.16-§. Тўлқин ва нур. Тўлқин узунлиги (300). 24.17-§. Тўлқинларнинг тарқалиш тезлиги ва унинг тўлқин узунлиги ҳамда тебраниш даври (частотаси) билан боғланиши (301). 24.18-§. Бир тўғри чизикда содир бўлаётган тебранишларни қўшиш (302). 24.19-§. Тўлқинларнинг қайтиши (303). 24.20-§. Турғун тўлқинлар (305). 24.21-§. Тўлқинлар интерференцияси (306). 24.22-§. Частотаси каррали бўлган тўлқинларни қўшиш. Мураккаб тебранишларни гармоник ташкил этувчиларга ажратиш (308). 24.23-§. Мажбурий тебранишлар. Механик резонанс ва унинг техникадаги роли (310).

25-б о б. **Товуш ва ультратовуш** 312

25.1-§. Товушнинг табиати. Товуш тўлқинлари (312). 25.2-§. Товуш тезлиги (313). 25.3-§. Товушнинг баландлиги ва интенсивлиги (313). 25.4-§. Оҳангнинг юксаклиги ва товуш тебри (314). 25.5-§. Товуш тўлқинларининг интерференцияси (316). 25.6-§. Товушнинг қайтиши ва ютилиши (316). 25.7-§. Товуш резонанси (318). 25.8-§. Ультратовуш ва унинг техникада қўлланилиши (319).

26-б о б. **Ўзгарувчан ток** 320

26.1-§. Бир жинсли магнит майдонда рамканинг айланиши. Ўзгарувчан токнинг даври ва частотаси (320). 26.2-§. Индукцион генераторларнинг тузилиши ҳақида тушунча (322). 26.3-§. Ўзгарувчан токда ЭЮК нинг, кучланишининг ва ток кучининг ҳақиқий қийматлари (324). 26.4-§. Ўзгарувчан ток занжирида индуктивлик ва сизим (325). 26.5-§. Ўзгарувчан токни ўзгартириш. Трансформатор (327). 26.6-§. Индукцион галтак (329). 26.7-§. Уч фазали ток (329). 26.8-§. Халқ хўжалигида электр энергия ишлаб чиқариш, узатиш ва уларни тақсимлаш (336).

27-б о б. **Электромагнит тебранишлар ва тўлқинлар** 337

27.1-§. Энергиянинг берк тебраниш контурида айланиши. Тебраниш частотаси (338). 27.2-§. Сўнувчи электромагнит тебранишлар (339). 27.3-§. Лампачи генератор ёрдамида сўнмас тебраниш ҳосил қилиш (341). 27.4-§. Юқорчи частотали ток ва уларнинг қўлланилиши (341). 27.5-§. Электромагнит

майдон материянинг алоҳида тури сифатида (342). 27.6- §. Очiq тебраниш контури. Нурланиш (344). 27.7- §. Электромагнит тўлқинлар. Уларнинг тарқалиш тезлиги (345). 27.8- §. Герц тажрибалари (347). 27.9- §. А. С. Поповнинг радиони ихтиро қилиши. Радиотелеграф алоқаси (348). 27.10- §. Радиотелефон алоқа. Амплитудавий модуляция (349). 27.11- §. Паст частотали кучайтиргичи бўлган энг содда лампали радиопремьникнинг тузилиши (352). 27.12- §. Радиолокация ҳақида тушунча (352).

IV бўлим. Оптика нисбийлик назарияси асослари

28-б.б.б. **Ёруғликнинг табиати. Ёруғликнинг тарқалиши** 354

28.1- §. Ёруғликнинг табиати тўғрисидаги тасаввур ривожланишининг қисқа тарихи (354). 28.2- §. Ёруғликнинг электромагнит назарияси тўғрисида тушунча. Ёруғликнинг тўлқинлари диапазони (355). 28.3- §. Ёруғликнинг квант назарияси тўғрисида тушунча. Планк доимийси (355). 28.4- §. Ёруғлик манбалари (357). 28.5- §. Гойгенс принципи. Ёруғлик нурлари (358). 28.6- §. Ёруғликнинг вакуумда тарқалиши. Майкельсон тажрибаси (358). 28.7- §. Ёруғликнинг турли муҳитларда тарқалиш тезлиги. Муҳитнинг оптик зичлиги (360).

29-б.б.б. **Ёруғликнинг қайтиш ва синиши.** 360

29.1- §. Икки шэффол муҳитнинг ажралиш чегарасидаги оптик ҳодисалар (360). 29.2- §. Ёруғликнинг қайтиш қонунилари (362). 29.3- §. Кўзгу ва диффуз қайтиш. Яси кўзгу (363). 29.4- §. Сферик кўзгулар (365). 29.5- §. Сферик кўзгулар ёрдамида олинадиган тасвирларни яшаш. Сферик формуласи (367). 29.6- §. Ёруғликнинг синиш қонунилари (369). 29.7- §. Абсолют синдириш кўрсаткичи ва унинг нисбий синдириш кўрсаткичи билан боғланиши (372). 29.8- §. Ёруғликнинг тўла қайтиши. Чегаравий бурчак (373). 29.9- §. Ёруғликнинг параллел ёқли пластинка орқали ва уч ёқли призма орқали ўтиши. Тўла қайтарувчи призма. (374).

30-б.б.б. **Линзалар. Линзалар ёрдамида тасвир олаш** 376

30.1- §. Йиғувчи ва тарқатувчи линзалар. Оптик ўқлар. Линзанинг оптик маркази (376). 30.2- §. Линзанинг бош фокуслари ва фокал текисликлари (379). 30.3- §. Линзанинг оптик кучи ва унинг ўлчов бирлиги (380). 30.4- §. Линзанинг бош оптик ўқида жойлашган шуълаланувчи нуқтанинг тасвирини яшаш (380). 30.5- §. Юпқа линзанинг қўшма нуқталари учун формула келтириб чиқариш (382). 30.6- §. Линзанинг ёрдамчи оптик ўқида жойлашган шуълаланувчи нуқтанинг тасвирини яшаш (384). 30.7- §. Предметнинг линзалар ҳосил қилаётган тасвирларини яшаш (385). 30.8- §. Линза ёрдамида олинган чизикли катталаштириш (387). 30.9- §. Оптик системаларнинг камчиликлари (388).

31-б.б.б. **Оптик асбоблар. Кўз** 389

31.1- §. Проекцион аппарат (389). 31.2- §. Фотографик аппарат (389). 31.3- §. Кўз—оптик система (390). 31.4- §. Кўриш сезгисининг давомийлиги (392). 31.5- §. Кўриш бурчаси (393). 31.6- §. Энг яхши кўриш масофаси. Кўзининг оптик деффектлари (394). 31.7- §. Оптик асбобни катталаштириш. Лупа (394). 31.8- §. Микроскоп (396). 31.9- §. Кеплер трубаси. Телескоплар (398). 31.10- §. Галилей трубаси. Бинокль (399).

32-б.б.б. **Ёруғликнинг тўлқин хоссалари билан тушунтириладиган ҳодисалар.** 400

32.1- §. Ёруғлик интерференцияси. Френель битризмаси (400). 32.2- §. Юпқа плёнкалар (пардалар)нинг ранглари (402). 32.3- §. Понсисмон пардадаги интерференция. Ньютон ҳалқалари (405). 32.4- §. Табиғатда ва техникада ёруғлик интерференцияси (407). 32.5- §. Ёруғлик дифракцияси (408). 32.6- §. Дифракцион панжара ва дифракцион спектр. Ёруғликнинг тўлқин узунлигини ўлчаш (410). 32.7- §. Тўлқинларнинг қўтбланиши (414). 32.8- §. Ёруғликнинг қўтбланиши. Поляроидлар (416). 32.9- §. Ёруғликнинг қайтганда ва синганда қўтбланиши. (418).

33-боб. Фотометрия. 418

33.1-§. Нурланиш энергияси оқими. Фазовий бурчак (418). 33.2-§. Ёруғлик оқими (420). 33.3-§. Ёруғлик кучи. Ёруғлик кучи ва ёруғлик оқимининг ўлчов бирликлари (421). 33.4-§. Ёритилганлик (422). 33.5-§. Равшанлик (423). 33.6-§. Ёритилганлик қонунлари (424). 33.7-§. Иккита манбанинг ёруғлик кучини таққослаш. Фотометр. Люксметр (426).

34-боб. Нурланиш ва спектрлар. Рентген нурлари 427

34.1-§. Ёруғлик дисперсияси тўғрисида тушунча (427). 34.2-§. Призмада оқ ёруғликнинг ажралиши. Туташ спектр (428). 34.3-§. Спектрал рангларини қўшиш. Қўшимча ранглар (429). 34.4-§. Жисмларнинг ранги (430). 34.5-§. Спектрнинг ультрабинафша ва инфрақизил қисмлари (431). 34.6-§. Табиатда ультрабинафша ва инфрақизил нурларнинг роли. Уларнинг техникада қўлланилиши. (433). 34.7-§. Спектрлар олиш ва ўганишида ишлатиладиган асбоблар (434). 34.8-§. Спектрларнинг турлари (435). 34.9-§. Газларнинг ютилиш спектрлари. Кирхгоф тажрибалари (436). 34.10-§. Кирхгофнинг иссиқлик нурланиш қонуни (437). 34.11-§. Стефан-Больцман, Вип, Планкнинг иссиқлик нурланиш қонунлари (440). 34.12-§. Қуёш ва юлдузлар спектрлари. Уларнинг ҳарорат билан боғлиниши (442). 34.13-§. Спектрал анализ (443). 34.14-§. Доплер принципи ҳақида тушунча (444). 34.15-§. Рентген нурлари ва уларнинг амалий татбиқи (446). 34.16-§. Электромагнит тўлқинлар шкаласи (450). 34.17-§. Космик нурланишларнинг турлари (451).

35-боб. Нурланишнинг квант хоссалари билан тушунтириладиган ҳодисалар 453

35.1-§. Нурланишнинг тўлиқ ва квант хоссалари ҳақида тушунча (453). 35.2-§. Ёруғлик нурларининг босими. П. Н. Лебедев тажрибалари (453). 35.3-§. Ёруғликнинг иссиқлик таъсири (455). 35.4-§. Ёруғликнинг химиявий таъсири (456). 35.5-§. Фотосуратга олишда ёруғликнинг химиявий таъсирдан фойдаланиш. Нурланишнинг химиявий таъсирининг квант табиати ҳақида тушунча (456). 35.6-§. Ташқи фотоэлектрик эффект. Столетов тажрибалари (457). 35.7-§. Ташқи фотоэффект қонунлари (458). 35.8-§. Фотоэффект ҳодисасини квант назарияси асосида тушунтириш (460). 35.9-§. Ташқи фотоэффектли фотоэлементлар (461). 35.10-§. Ички фотоэффект (463). 35.11-§. Фотоқаршиликлар (463). 35.12-§. Ички фотоэффектли фотоэлементлар (465). 35.13-§. Фан ва техникада фотоэлементлардан фойдаланиш (466). 35.14-§. Телевидение ҳақида тушунча (468). 35.15-§. Бор назарияси тўғрисида тушунча. Водород атомининг тузилиши (470). 35.16-§. Атомларнинг энергия нурлаши ва ютиши (473). 35.17-§. Люминесценция ҳодисаси (476). 35.18-§. Квант генераторлари тўғрисида тушунча (476).

36-боб. Махсус нисбийлик назарияси асослари 481

36.1-§. Классик механикада нисбийлик принципи (481). 36.2-§. Эйнштейннинг махсус нисбийлик назариясининг экспериментал асослари. Эйнштейн постулатлари (482). 36.3-§. Бир вақтlilik тушунчаси (485). 36.4-§. Узунлик ва вақт оралиғи тушунчаларининг нисбийлиги (488). 36.5-§. Эйнштейннинг тезликларни қўшиш назарияси (491). 36.6-§. Махсус нисбийлик назариясида масса ва импульс (492). 36.7-§. Масса ва энергия орасидаги боғлиниш. Эйнштейн тенгламаси (493). 36.8-§. Жисмнинг импульси ва энергияси орасидаги боғлиниш. Фотонларнинг импульси ва энергияси (495).

В бўлим. Атом ядреси физикаси

37-боб. Атом ядросининг тузилиши 497

37.1-§. Зарядланган заррачаларни кузатиш ва қайд қилиш усуллари (497). 37.2-§. Радиоактивлик (500). 37.3-§. Химиявий элементларнинг бир-бирига айланиши тўғрисида тушунча (501). 37.4-§. Радиоактив нурланиш энергияси ва унинг ўтиш қобилияти тўғрисида тушунча (502). 37.5-§. Вавилов—Черенков эффекти (504). 37.6-§. Атом ядроларининг сунъий ҳосил қили-

ниши (505). 37.7-§. Нейтроннинг кашф қилиниши (506). 37.8-§. Атом ядросининг таркиби. Ядро реакцияларининг ёзилиши (507). 37.9-§. Изотоплар (509). 37.10-§. Ядро кучлари тўғрисида тушунча (511). 37.11-§. Атом ядроларининг масса дефекти. Боғланиш энергияси (513).

38-б о б. Космик нурлар. Элементар заррачалар 517

38.1-§. Космик нурлари (517). 38.2-§. Позитроннинг кашф қилиниши (520). 38.3-§. Нейтрино (520). 38.4-§. Янги элементар заррачаларнинг очилиши (522). 38.5-§. Элементар заррачалар классификацияси (523). 38.6-§. Антитаррачалар. Модда ва майдоннинг ўзаро айланиши (525). 38.7-§. Кварклар гипотезаси (530).

39-б о б. Атом энергияси ва ундан фойдаланиш 532

39.1-§. Трансуран элементларининг очилиши (532). 39.2-§. Оғир атом ядроларининг бўлиниши (532). 39.3-§. Бўлиниш занжир реакцияси. Ядровий портлаш (533). 39.4-§. Ядро реактори (535). 39.5-§. Ядро энергетикасининг ривожланиши (538). 39.6-§. Термоядро реакцияси тўғрисида тушунча. Қўёш ва юлдузлар энергияси (539). 39.7-§. Бошқариладиган термоядро реакцияси тўғрисида тушунча (540). 39.8-§. Радиоактив изотоплар олиш ва уларнинг қўлланилиши (542).

VI бўлим. Астрономиядан асосий маълумотлар

40-б о б. Қоинотнинг тузилиши ва ривожланиши 541

40.1-§. Қоинот (541). 40.2-§. Осмон jismlarining пайдо бўлиши ва ривожланиши (550). 40.3-§. Космология ҳақида тушунча (554)

Илова (557).

22.3
Ж 42

Жданов Л. С., Жданов Г. Л.

Физика: Ўрта махсус ўқув юртлари учун дарслик.—5- русча қайта ишланган нашрига мувофиқ 2- ўзбекча наشري.—Т.: Ўқитувчи, 1993.— 568б.

1. Автордош.

Жданов Л. С., Жданов Г. Л. Учебник по физике для ср. спец. учебных заведений.

22.1я723

№ 590—93 *
Навойи номли Ўзбекистон
Республикаси
Давлат кутубхонаси
Тираж 3000
Карт. тиражи 6000

ЛЕОНИД СЕРГЕЕВИЧ ЖДАНОВ
ГРИГОРИЙ ЛЕОНИДОВИЧ ЖДАНОВ

ФИЗИКА

Ўрта махсус ўқув юртлари учун

Русча, қайта ишланган бешинчи нашрдан таржима,
М; «Наука», 1987

Тошкент — «Ўқитувчи» — 1993

Таржимонлар *Ж. Камолов, Қ. Ташбаев, Э. Иноғомов, Ф. Обидов*
Муҳаррир *М. Пўлатов*
Бадний муҳаррир *Т. Қаноатов*
Тех. муҳаррир *Т. Скиба*
Мусахҳиҳа *Х. Эргашева*

ИБ № 1718

Тартибга берилди 18.12.92. Босишга рухсат этилди 10.11.93. Формати 60 × 90/16. Тип. қоғози
Литерат. гарн. Кегли 10, 8 шпонсиз. Юқори босма усулида босилди. Шартли б.л. 35,5. Шарт
ли кр.-отт. 35,69. Нашр л. 35,67. Тиражи 8000. Заказ № 2574.

«Ўқитувчи» нашриёти. Тошкент — 129. Навойи кўчаси, 30. Шартнома № 09—321—91.

Ўзбекистон Республикаси Давлат матбуот кўмитаси Тошполиграфкомбинати. Тошкент, На
войи кўчаси, 30. 1993.