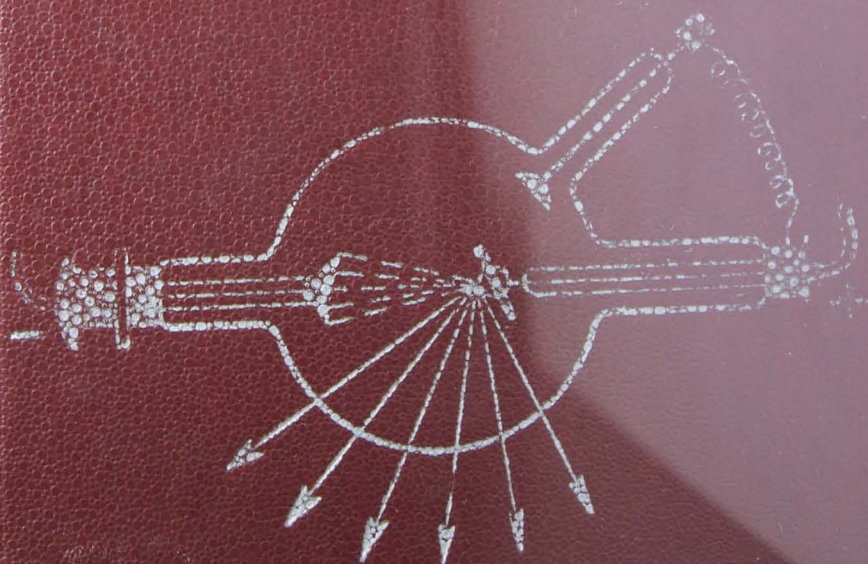


М. ҲУЛМАСОВА
Ж. КАМОЛОВ
Ф. ТОШМУХАМЕДОВ

ФИЗИКА

ЭЛЕКТР, ОПТИКА,
АТОМ ВА ЯДРО ФИЗИКАСИ



22.3
4-99

М. ЎЛМАСОВА, Ж. КАМОЛОВ,
Ф. ТОШМУҲАМЕДОВ

ФИЗИКА

ЭЛЕКТР, ОПТИКА, АТОМ ВА
ЯДРО ФИЗИКАСИ

*ЎзССР Маориф министрлиги олий
ўқув юртларининг тайёрлов бўлими
тингловчилари учун ўқув қўлланмаси
сифатида тавсия этган*

11697

4589

ТОШКЕНТ — «ЎҚИТУВЧИ» — 1985

Ургутская ЦБС
Самаркандской обл.

Тақризчилар: профессор *М. Х. Холматов*,
физика-математика фанлари кандидати
М. С. Исамухамедова, катта ўқитувчи *Х. Эшон*

Қўлланмада назарий материаллар билан бир қаторда физика курсининг мазмунини яхшироқ тушуниш ва билимларни мустаҳкамлаш мақсадида такрорлаш учун саволлар, масалалар ечиш намуналари, мустақил ечиш учун масалалар ва олинган назарий билимни амалда текшириш учун программага мос ҳолда лаборатория машғулотлари келтирилган.

Қўлланма Олий ўқув юр்தларининг таъёрлов бўлими тиягловчилари учун мўлжалланган.

© «Ўқитувчи» нашриёти, Т., 1985

У $\frac{4306204000 - 168}{353(04) - 85}$ 102 — 85

СЎЗ БОШИ

Фан ва техниканинг интенсив ривожланиши туфайли халқ хўжалигининг деярли барча соҳаларида катта ўзгаришлар бўлиб берилади, бу соҳаларда муваффақиятли меҳнат қилиш ҳар бир кишидан юксак маданиятли, чуқур ва мустаҳкам билимли бўлишни ҳамда бу билимни мунтазам равишда бойитиб боришни талаб қилади. Бу эса деярли барча ёшларнинг, айниқса ишлаб чиқаришда илғор бўлган йигит-қизларнинг олий ўқув юртларида ва техникумларда ўқиб, ўз билимларини кенгайтиришларини ва янгидан-янги касбларни эгаллаб, малакали кадрлар бўлиб етишишларини тақозо этади. Бунинг учун бизда барча шароитлар мавжуд. Жумладан, коммунистик партия ва совет ҳукуматимизнинг махсус қарорлари билан деярли ҳамма олий ўқув юртлари қошида ишлаб чиқаришдан келган илғор ёшлар учун тайёрлов бўлимлари очилган. Тайёрлов бўлимларининг асосий мақсади — тингловчиларни институтларга кириш имтиҳонларидан муваффақиятли ўтиши ва институтда янада яхшироқ ўқиб кетишга тайёрлашдир.

Шу мақсадда тайёрлов бўлимларида ўқитиладиган фанлардан бири физика курси бўйича СССР Олий ва ўрта махсус таълим министри томонидан тасдиқланган программага асосан Низомий номи Тошкент Давлат педагогика институти физика кафедрасининг бир группа ўқитувчилари ўзларининг кўп йиллик иш тажрибалари асосида мазкур қўлланмани яратдилар.

Қўлланмада назарий материаллар билан бир қаторда физика курсининг мазмунини яхшироқ тушуниш ва билимларни мустаҳкамлаш мақсадида такрорлаш учун саволлар, масалалар ечиш намуналари, мустақил ечиш учун масалалар ва олинган назарий билимни амалда текшириш учун программага мос ҳолда лаборатория машғулотлари келтирилган, мактабда ўтиладиган бир қатор темалар кенгайтирилган, кейинчалик олий ўқув юртлари программасига ўтишни енгиллаштирадиган баъзи тушунчалар киритилган.

Ушбу китоб тайёрлов бўлимининг тингловчиларига мўлжалланган бўлса-да, ундан физикани мустақил ўрганувчилар, олий ўқув юртларига киришни ўз олдларига мақсад қилиб қўйган ёшлар ва мактаб ўқитувчилари ўз иш фаолиятларида фойдаланишлари мумкин.

Муаллифлар Низомий номли Тошкент Давлат педагогика институтининг умумий физика ва физика ўқитиш методикаси кафедралари ходимларига ушбу қўлланмани тайёрлаш жараёнида унинг сифатини яхшилаш мақсадида берган ёрдамлари ва маслаҳатлари учун ўз миннатдорчиликларини билдирадилар.

Шунингдек, қимматли вақтларини аямай ушбу қўлланмани тақриз қилган Ленин номли Тошкент Давлат Университетининг физика методикаси ва тарихи кафедрасининг катта ўқитувчиси, физика-математика фанлари кандидати М. С. Исамухамедова, катта ўқитувчи З. А. Худайбергенова, Қарши Давлат педагогика институтининг физика ўқитиш методикаси кафедрасининг доценти Д. Ш. Шоднев, катта ўқитувчиси Н. И. Сулаймонова ва Тошкент автомобиль ва автомобиль йўллари институти физика кафедрасининг катта ўқитувчиси Э. Нурматовларнинг берган маслаҳатлари, кўрсатган баъзи камчиликлари ва мулоҳазалари учун муаллифлар уларга ташаккур изҳор қиладилар.

Бундай қўлланма биринчи марта нашр этилаётганлигидан, уни нуқсонлардан холи деб бўлмайди. Шунинг учун қўлланма тўғрисида ўзларининг фикр ва мулоҳазаларини юборган ўртоқларга муаллифлар олдиндан ўз миннатдорчиликларини билдирадилар.

Муаллифлар

I боб. ЭЛЕКТРОСТАТИКА

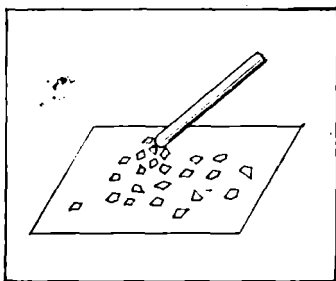
1-§. Электр зарядлари ва уларнинг ўзаро таъсири

Ҳозирги вақтда электр ҳодисаси ва қонунларининг турмушда ниҳоятда катта аҳамиятга эга эканлигини инкор қилиб бўлмайди. Шунинг учун ҳам электр билан иш кўрмаган ҳозирги замон кишини тасаввур қилиш мумкин эмас. Турли хил электр машина ва асбобларнинг ишлашини тушуниб олиш учун электрнинг асосий хусусиятлари ва қонунларини оз миқдорда бўлса ҳам билиб олиш зарур. Шунинг учун олдин баъзи бир энг содда электр ҳодисалари билан танишиб чиқамиз. Электр ҳодисалари одамларни табиат мавжуд бўлгандан буён қизиқтириб келади. Мўйнага ишқаланган қаҳраб таёқчанинг пат, қоғоз ва сомон бўлакчаси, соч ва шунга ўхшаш енгил жисмларни ўзига тортишини эраимздан олдинги 640—550 йилларда яшаган грек философи Фалес Милетский кузатган эди. Бу ҳодиса очилганича 2000 йилдан ортиқ вақт давомида ўрганилмади.

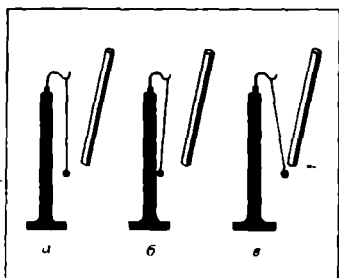
XVI асрда инглиз олими Гильберт Фалес тажрибаларини такрорлади ва тажрибалар асосида қаҳрабдан бошқа жисмлар ҳам бир-бири билан ишқаланганда енгил жисмларни ўзига тортишини аниқлади. Масалан, шиша таёқчани шойига ишқалаб ёки пластмассадан ясалган тароқ билан қуруқ соч бир неча марта таралгандан сўнг майдалаб йиртилган қоғоз парчаларига яқинлаштирилса, қоғоз парчалари уларга тортилар экан (1-расм).

Бундай ҳодисаларнинг сабаби XVII аср бошларида э л е к т р деб аталди. Электр сўзи грекча «электрон» сўзидан олинган бўлиб, қаҳраб демакдир. Кейинчалик ишқаланиш натижасида ўзидан бошқа енгил жисмларни ўзига тортадиган бўлиб қолган жисмларни э л е к т р л а н г а н ж и с м л а р ёки электр заряди билан зарядланган жисмлар деб юритиладиган бўлди.

Юқорида келтирилган тажрибалардан кўринадик, барча электрланган жисмлар бошқа енгил жисмларни ўзига тортар экан. Энди ўз-ўзидан шойига



1-расм.

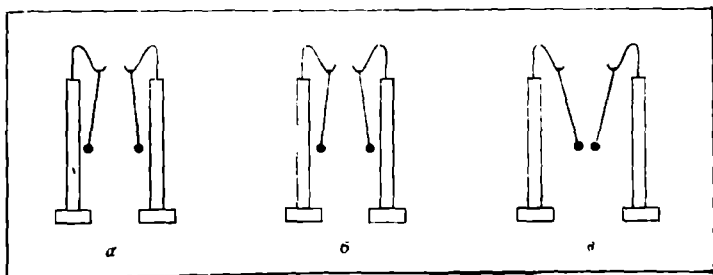


2- расм.

(ёки чармга) ишқаланган шиша таёқчада ҳосил бўлган электр заряди билан мўйнага ишқаланган эбонит таёқчада ҳосил бўлган электр зарядлари бир-биридан фарқ қиладими ёки йўқми, деган савол туғилади. Бу саволга жавоб бериш учун қуйидаги тажрибаларга мурожаат қиламиз. Ипак ипга осилган зар қоғоздан ясалган шарчага зарядланган шиша таёқчани теккизсак (2- а расм), шарча зарядланади. Энди зарядланган шиша таёқчани заряд-

ланган шарчага қайта яқинлаштирсак, у таёқчадан итарилади (2- б расм). Агар зарядланган бу шарчага зарядланган эбонит таёқчани яқинлаштирсак, шарча таёқчага тортилади (2- в расм). Демак, *жисмлар электрланганда уларнинг ўзаро таъсири намоён бўлар экан.*

Нима сабабдан шундай бўлишлигини аниқлаш учун қуйидаги тажрибаларни ўтказамиз. Ипак ипларга осилган иккита шарчани зарядланган шиша таёқчани теккизиш орқали зарядлайлик. Шундан кейин зарядланган шарчаларни ўзаро яқинлаштирсак, улар бир-биридан қочади (3- а расм). Шу каби шарчаларни зарядланган эбонит таёқча орқали зарядлаб бир-бирига яқинлаштирсак, бу ҳолда ҳам шарчалар бир-биридан қочади (3- б расм). Агар шарчалардан бирини зарядланган шиша таёқча билан, иккинчисини зарядланган эбонит таёқча билан зарядлаб бир-бирига яқинлаштирилса, у ҳолда шарчаларнинг бир-бирига тортишинини кўриш мумкин (3- в расм). Бундан кўринадики, *ишша ва эбонит таёқчаларда ҳосил бўлган зарядларнинг табиати турлича бўлар экан.* Демак, тажрибалар табиатда икки тур электр зарядлари мавжуд бўлиб, *бир хил ишорали электр зарядлар билан зарядланган жисмлар*



3- расм.

ўзаро итарилишини, турли ишорали электр зарядлари билан зарядланган жисмлар эса ўзаро тортилишини кўрсатади.

Шартли равишда чармга ишқаланган шишада ҳосил бўлган электр зарядларини мусбат ёки плюс (+) ишорали заряд деб, мўйнага ишқаланган эбонитда ҳосил бўлган электр зарядларини манфий ёки минус (—) ишорали заряд деб қабул қилинган. *Табиатда мавжуд бўлган жисмларда ҳар доим ўзаро тенг миқдорда мусбат ва манфий зарядлар бўлиб, улар нейтрал ҳолатда бўлади.* Ҳозирги вақтда бизга маълумки, ҳамма жисмлар атом ёки молекулалардан ташкил топган. Атомнинг ўзи ядродан ва унинг атрофида ҳаракатланадиган электронлардан иборат. Электрон — энг кичик манфий зарядли зарра бўлиб, унинг заряди:

$$e = -1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} = -4,8 \cdot 10^{-10} \text{ СГСЭ}_q, \text{ массаси } m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг.}$$

Ишқаланиш натижасида биридан иккинчисига электронлар ўтиши ҳисобига биринчи жисм мусбат, иккинчи жисм эса манфий зарядланади. Натижада иккала жисм икки хил ишорали заряд билан зарядланади ва ҳар бирининг заряди $q = ne$ бўлади (бунда n — электронлар сони). Юқорида кўриб ўтилган мисолларда, масалан, шиша таёқча мусбат зарядланганда, у ишқаланган шойи манфий зарядланади ва эбонит таёқча манфий зарядланганда, мовут мусбат зарядланади. Шундай қилиб, *олинган жисмлардаги қарама-қарши ишорали зарядлар миқдори тенг бўлиб, у йўқолмайди, балки бир жисмда бир хил ишорали заряднинг камайиши ҳисобига иккинчи жисмда унга қарама-қарши ишорали заряд ортади.* Лекин жисмларда заряднинг умумий миқдори ўзгармайди. Бу заряднинг сақланиш қонуни деб аталади.

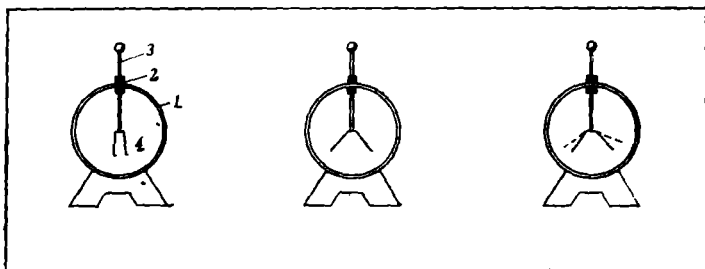
Ушбу қонун ташқаридан зарядли зарралар кирмайдиган ва ташқарига бундай зарралар чиқмайдиган система учун, яъни ёпиқ система учун тўғридир. *Ёпиқ системада барча зарралар зарядларнинг алгебраик йиғиндиси ўзгарма қолаверади:*

$$q_1 + q_2 + q_3 + \dots + q_n = \text{const.}$$

Зарядланган жисмларнинг итарилиши ёки тортилишида намоён бўладиган электр зарядларининг ўзаро таъсир кучи э л е к т р к у ч л а р и дейилади. Электр кучлари электр зарядлари томонидан юзага келади.

Электроскоп. Жисмларнинг электрланганлигини аниқлашга имкон берувчи асбоб э л е к т р о с к о п деб аталади. Электроскопнинг ишлаши электрланган жисмларнинг ўзаро таъсирлашиш ҳодисасига асосланган.

4-а расмда мактаб электроскопи келтирилган бўлиб, унинг тузилиши қуйидагича: металл гардиш (1) га ўрнатилган пластмасса тиқин (2) орқали металл таёқча (3) ўтказилган бўлиб, таёқчанинг учига иккита зар қоғоз — япроқчалар (4) ёпиштирилган, гардишнинг иккала томони ойна билан беркитилган. Электроскоп қанча кўп заряд билан зарядланса; унинг япроқчаларининг бир-бирини итариш кучи шунча катта бўлиб, улар шунча каттароқ бурчакка очилади. Демак, электроскоп япроқчалари орасидаги бурчакка



4- расм.

қараб, унинг заряди ошганлиги ёки камайганлиги ҳақида фикр юригиш мумкин.

Агар зарядланган электроскопга худди шундай ишорали электр билан зарядланган бошқа жисм яқинлаштирилса, электроскоп япроқчалари бир-биридан янада узоқлашади (4- б расм). Электроскопга қарама-қарши ишборали электр билан зарядланган жисм яқинлаштирилса (4- в расм), унинг япроқчалари орасидаги бурчак камаяди.

Электроскопни биринчи марта М. В. Ломоносовнинг дўсти ва сафдоши Г. В. Рихман ихтиро этган ва ишлатган.

2-§. Кулон қонуни. Электр миқдори бирликлари

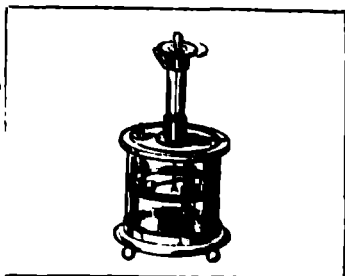
Тинч ҳолатдаги электр зарядларининг хоссаларини ўрганувчи электр бўлими *электростатика* деб аталади. *Зарядларнинг ўзаро таъсир қонуни электростатиканинг асосий қонунидир.*

Зарядланган жисмларнинг ўзаро таъсири, умуман олганда, жисмларнинг шаклига ва ўлчамларига боғлиқ бўлади. Шунинг учун ҳам ўзаро таъсир қонунини аниқлашда *н у қ т а в и й з а р я д л а р* деб аталувчи зарядланган жисмлар кўрилади. *Ўлчамлари улар орасидаги масофага нисбатан кичик бўлган зарядланган жисмлар нуктавий зарядлар* деб аталади.

Иккита нуктавий заряднинг ўзаро таъсир қонунини 1785 йилда француз физиги Кулон тажрибада аниқлади, шунинг учун бу қонун *Кулон қонуни* деб аталади. Бу қонунни Кулон буралма тарози ёрдамида ўтказган ўлчашлари асосида очган. Буралма тарозининг тузилиши (5- расм) қуйидагича: катта цилиндрик шиша идиш ичида ингичка эластик симга *А* шиша шайин осилган. Шайиннинг бир учиға *а* металл шарча, иккинчи учиға *с* посанги маҳкамланган. Металл стерженга маҳкамланган, яна бир *б* металл шарча тарозининг қопқоғига қимирламайдиган қилиб ўрнатилган. Металл шарчаларга ташқаридан электр зарядлари бериш мумкин.

Буралма тарози зарядланган шарчалар орасидаги ўзаро таъсир кучининг зарядлар катталиги ва улар орасидаги масофага боғ-

лиқлигини ўрганишга имкон беради. Кулон замонидида куч ва масофани ўлчаш имконияти мавжуд бўлиб, заряд миқдорини аниқлашда қийинчилик бўлган, яъни уни ўлчаш учун ҳатто бирликлар ҳам бўлмаган. Кулон шарчалардан бирининг зарядини 2,4 ва ҳоказо қаррали марта ўзгартиришнинг оддий усулини топи, бунинг учун у зарядланган шарчани зарядланмаган худди шундай бошқа шарчага улади. Бунда заряд шарчаларда тенг тақсимланиб, натижада текширилаётган заряд катталиги 2 марта камайган ва кучнинг бу зарядга мос янги қиймати тажрибада топилган. Шу каби зарядлар орасидаги масофани ўзгартирилганда ҳам унга боғлиқ ҳолда таъсир этувчи кучнинг қиймати ўзгарган.



5-рис

Шундай қилиб, тажрибалар асосида топилган Кулон қонуни қуйидагича таърифланади: *вакуумда жойлашган қўзғалмас иккита нуқтавий заряднинг ўзаро таъсир кучи (F) заряд миқдорларининг кўпайтмасига (q_1, q_2) тўғри пропорционал, улар орасидаги масофа (r) нинг квадратига тескари пропорционал бўлиб, зарядларни туташтирувчи тўғри чизиқ бўйича йўналган бўлади:*

$$F = k \frac{q_1 q_2}{r^2}, \quad (1)$$

бунда k — формулага кирувчи катталикларнинг қандай бирликлар системасида олиннишига боғлиқ бўлган пропорционаллик коэффициент.

(1) формулага кирувчи катталикларнинг бирликлари СГСЭ системада олинса $k = 1$, СИ системада олинса,

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \quad (2)$$

бўлади. Бунда ϵ_0 — электр доимийси деб аталади.

Тажрибалардан маълум бўлдики, иккита қўзғалмас нуқтавий заряднинг вакуумдаги ўзаро таъсир кучи (F_v) шу зарядларнинг бирор муҳитдаги ўзаро таъсир кучи (F_m) га (заряд миқдорлари ва зарядлар орасидаги масофа ўзгармаганда) тенг бўлмас экан.

Қўзғалмас нуқтавий зарядларнинг вакуумдаги ўзаро таъсир кучларининг бирор муҳитдаги ўзаро таъсир кучларига нисбати шу муҳитнинг диэлектрик синдирувчанлиги ёки киритувчанлиги дейилади ва у ϵ (эpsilon) ҳарфи билан белгиланади:

$$\epsilon = \frac{F_v}{F_m}. \quad (3)$$

Масалан, ϵ керосин учун $\epsilon = 2$, сув учун $\epsilon = 81$, ҳаво учун $\epsilon = 1$ ва вакуум учун $\epsilon = 1$ бўлади.

Агар k нинг юқоридаги ифодаларини ҳисобга олсак, муҳит учун Кулон қонуни СГСЭ системада:

$$F = \frac{q_1 \cdot q_2}{\epsilon r^2} \quad (4)$$

ва СИ системада:

$$F = \frac{q_1 \cdot q_2}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r^2} \quad (5)$$

кўринишга эга бўлади.

Куч вектор катталик бўлгани учун Кулон қонуни вектор тарада қуйидагича ифодаланади:
СГСЭ системада

$$\vec{F} = \frac{q_1 \cdot q_2}{\epsilon r^2} \cdot \vec{r},$$

СИ системада

$$\vec{F} = \frac{q_1 \cdot q_2}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r^2} \cdot \vec{r}.$$

Кулон қонунидан фойдаланиб, СГСЭ системада заряд бирлигини аниқлаш мумкин.

Бу системада заряд бирлиги қилиб шундай нуқтавий заряд миқдори қабул қилинганки, бу заряд вакуумда бир сантиметр масофадаги ўзига тенг зарядга бир дина куч билан таъсир қилади. Заряднинг бундай бирлиги электростатик бирлик ёки СГСЭ системадаги заряд бирлиги дейилади ва СГСЭ_q деб белгиланади. Унинг ўлчамлиги $r = 1\text{см}$, $\epsilon = 1$; $F = 1$ дина бўлганда $q = \frac{1}{Fr^2}$ ифодадан 1 СГСЭ_q = $\frac{1}{\text{см} \cdot \text{дина}}$ $= \frac{1}{\text{см}^{\frac{1}{2}} \text{см}^{\frac{3}{2}} \text{с}^{-1}}$ бўлади.

СИ системада заряд бирлиги қилиб $q = It$ формулага асосан, ўтказгичнинг кўндаланг қесимидан бир секундда бир ампер ток ўтиши учун зарур бўлган заряд миқдори қабул қилинган ва заряднинг бу бирлиги кулон (Кл) деб аталади:

$$1 \text{ Кл} = 1 \text{ А} \cdot 1 \text{ с}.$$

СИ ва СГСЭ_q бирликлар орасидаги боғланиш, ҳисоблашлардан кўринадики,

$$1 \text{ Кл} = 3 \cdot 10^9 \text{ СГСЭ}_q,$$

экан.

Электр доимийсини аниқлаш учун вакуумда бир-биридан 1 м = 100 см масофага қўйилган ҳар бири 1 Кл = $3 \cdot 10^9$ СГСЭ_q зарядга эга бўлган иккита нуқтавий заряднинг ўзаро таъсиридан фойдаланамиз. Уларнинг таъсир кучларини Кулон қонунининг ифодасидан фойдаланиб топамиз.

СГСЭ системада таъсир кучини ҳисоблайлик:

$$F = \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2} = \frac{(3 \cdot 10^9 \text{ СГСЭ}_q)^2}{(10^2 \text{ см})^2} = 9 \cdot 10^{14} \text{ дина} = 9 \cdot 10^9 \text{ Н}.$$

СИ системада ҳам бу зарядларнинг ўзаро таъсир кучлари $9 \cdot 10^9$ ньютонга тенг эканлигидан ва Кулон қонунининг СИ системадаги ифодасидан фойдаланиб, электр доимийсини аниқлаймиз:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_1 q_2}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{(1\text{Кл})^2}{(1\text{м})^2} = 9 \cdot 10^9 \text{Н}$$

бундан

$$\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \cdot \frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}^2} = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}^2}.$$

Такрорлаш учун саволлар

1. Жисмларин қандай усулда электрлаш мумкин?
2. Табиатда неча хил электр зарядлари мавжуд ва улар ўзаро қандай таъсирлашади?
3. Электр кучлари деб нимага айтилади?
4. Электростатика нимани ўргатади?
5. Нуқтавий заряд деб нимага айтилади?
6. Кулон қонунини тушунтириб беринг.
7. Муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги деб нимага айтилади?
8. СГСЭ ва СИ системаларда заряд бирликлари ва улар орасидаги боғланиш нимадан иборат?

МАСАЛА ЕЧИШ НАМУНАЛАРИ

1-масала. Агар зарядлар орасидаги масофа 2 марта ўзгарса, улар орасидаги ўзаро таъсир кучи қандай ўзгаради?

Ечилиши. Кулон қонунига асосан $F \sim \frac{1}{r^2}$ бўлгани учун зарядлар орасидаги масофа 2 марта камайса, улар орасидаги ўзаро таъсир кучи 4 марта ортади, масофа 2 марта ортса, куч эса 4 марта камайди.

2-масала. Бир-бирига тенг иккита мусбат заряд сувда бир-биридан 3 см масофада жойлашган бўлиб, 16 дина куч билан итаришади. Ҳар бир заряднинг катталиги аниқлансин.

Берилган: $r = 3 \text{ см} = 3 \cdot 10^{-2} \text{ м}$; $F = 16 \text{ дина} = 1,6 \cdot 10^{-4} \text{ Н}$,

$$\epsilon = 81,$$

$$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}^2}$$

$$q_1 = q_2 = q = ?$$

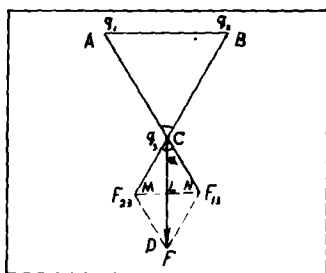
Ечилиши. СИ системасида ифодаланган Кулон қонуни $F = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^2}$ дан заряд катталиги q ни топамиз: $q^2 = 4\pi\epsilon_0\epsilon r^2 F$

ёки

$$q = 2r \sqrt{\pi\epsilon_0\epsilon F}.$$

Ҳисоблаш:

$$q = 2 \cdot 3 \cdot 10^{-2} \text{ м} \sqrt{3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}^2} 81 \cdot 1,6 \cdot 10^{-4} \text{ Н}} = 3,6 \cdot 10^{-9} \text{ Кл}.$$



6- расм.

3- масала. Томонлари 20 см дан бўлган тенг томонли учбурчакнинг учларига ҳавода $q_1 = q_2 = q_3 = 3,2 \cdot 10^{-6}$ Кл зарядлар жойлаштирилган. Зарядларнинг бирига қолган иккитасининг таъсир кучини топинг.

Берилган: $AB = BC = CA = r = 20$ см = 0,2 м, $\epsilon = 1$,

$$q_1 = q_2 = q_3 = q = 3,2 \cdot 10^{-6} \text{ Кл.}$$

$$F = ?$$

Ечилиши. Масалани ечиш учун унинг чизмасини чизиб оламиз (6- расм). Биринчи ва иккинчи зарядларнинг учинчи зарядга таъсир кучлари миқдор жиҳатдан тенг ва Кулон қонунига асосан

$$F_{13} = F_{23} = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (a)$$

бўлади.

q_1 ва q_2 зарядларнинг q_3 зарядга таъсир этувчи F кучининг катталиги F_{13} ва F_{23} кучлар устига чизилган параллелограммнинг диагонали CD га тенг, яъни

$$F = CD = 2CL. \quad (б)$$

$$\Delta CLN \text{ дан } CL = F_{13} \cos \alpha. \quad (в)$$

Бу ерда $\alpha = 30^\circ$, чунки

$$\alpha = \frac{\angle MCN}{2} \quad (г); \quad \angle MCN = \angle ACB = 60^\circ,$$

$\angle ACB$ — тенг томонли учбурчакнинг бурчакларидан бири. (в), (г) ва (а) га асосан (б) қуйидагича бўлади:

$$F = \frac{2 \cdot q^2 \cdot \cos 30^\circ}{4\pi\epsilon_0 r^2}.$$

Ҳисоблаш:

$$F = \frac{2 \cdot (3,2 \cdot 10^{-6} \text{ Кл})^2 \cdot \sqrt{3}}{4 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}^2} \cdot 0,04 \text{ м}^2 \cdot 2} \approx 3,9 \text{ Н.}$$

Демак, биринчи ва иккинчи заряд учинчи зарядга 3,9 Н куч билан таъсир қилади. Худди шунингдек, иккинчи ва учинчи заряд биринчи зарядга, биринчи ва учинчи заряд иккинчи зарядга 3,9 Н куч билан таъсир этишини кўрсатиш мумкин. Бу ишни мустақил бажаришни ўқувчиларга тавсия этамиз.

4- масала. Радиуси $5 \cdot 10^{-9}$ м бўлган водород атомининг орбита-сида ҳаракатланаётган электроннинг чизиқли тезлигини топинг.

Берилган: $r = 5 \cdot 10^{-9} \text{ м}$, $|q_e| = |q_n| = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$,

$$\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}^2}$$

$u = ?$

Ечилиши. Электронни ядрога (протонга) тортувчи Кулон кучи $F_k = \frac{q_e \cdot q_n}{4\pi\varepsilon_0 r^2}$, бунда q_e — электроннинг заряди, q_n — протоннинг заряди бўлиб, улар миқдор жиҳатдан бир-бирига тенг ва ишоралари билан фарқ қилади.

Кулон кучи таъсирида электрон айлана бўйлаб ҳаракатланади ва унга $F_{\text{м.н}} = \frac{m_e v^2}{r}$ марказга интилма куч таъсир этади. Электрон ядро атрофида текис айланма ҳаракат қилганлиги учун $F_k = F_{\text{м.н}}$ бўлиб,

$$\frac{q_e^2}{4\pi\varepsilon_0 r^2} = \frac{m_e v^2}{r} \text{ тенгламадан } u$$

ни толамиз:

$$v = \frac{q_e}{2\sqrt{\pi\varepsilon_0 r m_e}}.$$

Ҳисоблаш:

$$v = \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}}{2\sqrt{3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}^2} \cdot 5 \cdot 10^{-9} \text{ м} \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}}} \approx 2 \cdot 10^6 \frac{\text{м}}{\text{с}}.$$

Мустақил ечиш учун масалалар

1. Иккита зарядланган жисм ўзаро F куч билан таъсирлашади. Шу жисмлардан бирининг зарядини 2 марта, иккинчисиникини 3 марта ортирсак, улар орасидаги масофа ўзгармаган ҳолда ўзаро таъсир кучи нимага тенг бўлади?

2. Зарядлар вакуумда бир-бирига F куч билан таъсир қилади. Сувда уларнинг ўзаро таъсир кучи нимага тенг бўлади?

3. Ҳар бири 100 СГСЭ_q бўлган икки заряд слюда ($\varepsilon = 8$) орқали 5000 дина куч билан ўзаро таъсирлашмоқда. Слюда қатламининг қалинлиги топилсин.

4. Ҳар бири 1 Кл дан заряд миқдориغا эга бўлган икки жисм ҳавода бир-биридан 1 км масофада қандай куч билан ўзаро таъсирлашади?

5. Ҳавода бир-биридан 1 мм масофада турган манфий зарядланган иккита чанг зарраси $4 \cdot 10^{-5} \text{ Н}$ куч билан итаришади. Ҳар бир чанг заррасидаги ортиқча электронлар сонини топинг.

6. Зарядлари 10^{-3} Кл ва -10^{-6} СГСЭ_q бўлган иккита бир хил кичик шар бир-бирига тегизилиб, сўнгра улар бир-биридан 20 см масофага қўйилгандан кейинги ўзаро таъсир кучини топинг.

7. Бир хил ишорали учта бир хил заряд тенг томонли учбурчакнинг учларига жойлаштирилган. Ҳар қайси зарядга таъсир этувчи натижавий куч нолга тенг бўлиши учун бу учбурчакнинг

марказига тескари ишорали қандай заряд жойлаштириш керак?

8. Иккита бир хил шарча узунлиги 1 м бўлган иппларга бир нуқтада осиб қўйилган. Шарчаларнинг ҳар бирига 12 СГСЭ, заряд берилганда улар бир-биридан 16 см узоқлашган. Ҳар қайси иппнинг таранглигини аниқланг.

3-§. Электр майдон. Электр майдон кучланганлиги

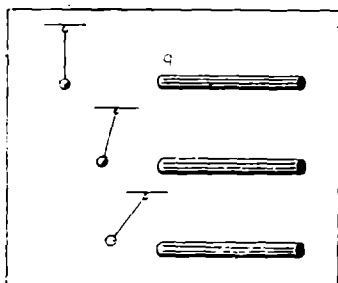
Юқорида кўриб ўтилган, зарядланган жисмларнинг ўзаро таъсирдан кўринадики, зарядланган жисмлар бир-бирига тегмасдан, бирор масофада бўлганда ҳам ўзаро таъсирлашар экан. Бу таъсир ҳамма вақт бирор махсус моддий борлиқ, яъни материя орқали узатилади. Мана шу материянинг махсус кўриниши электр майдон деб аталади. Бинобарин, электр майдон модда бўлмасдан, балки материянинг алоҳида бир туридир.

Ҳар бир зарядланган жисм атрофида электр майдон ҳосил бўлиб, зарядланган жисмлар ана шу электр майдон орқали ўзаро таъсирлашади. Демак, электр майдоннинг энг асосий хусусияти — унинг электр зарядига маълум куч билан таъсир этиш қобилиятидир. Агар электр майдон вақт ўтиши билан ўзгармаса, уни э л е к т р с т а т и к м а й д о н деб аталади.

Зарядланган жисмнинг электр майдони чексизликкача давом этади. Аммо электр кучлари масофа ортиши билан тез камаяди ($F \sim \frac{1}{r^2}$), шунинг учун зарядланган жисм электр майдонининг таъсирини амалда шу заряддан унча узоқ бўлмаган масофалардагина пайқаш мумкин.

Зарядланган жисм электр майдонини шу майдонга киритилган заряд ёрдамида ўрганиш мумкин. Бундан кейин биз электр майдонни ўрганишда хизмат қиладиган зарядни с и н а ш з а р я д и (q_0) деб атаймиз. Уни шундай кичик заряд деб қараймизки, у аниқланаётган майдонга сезиларли таъсир кўрсатмасин, яъни синаш зарядининг хусусий майдони текширилаятган майдонга нисбатан кичик бўлиши керак.

Энди электр майдонини характерлайдиган асосий физик катта-



7- расм.

ликлардан бири бўлган электр майдон кучланганлиги билан танишиб чиқамиз. Қуйидаги тажрибада (7- расм) электр майдони текширилаятган зарядланган таёқчанинг электр зарядини q , таёқча билан бир хил ишорали заряд билан зарядланган ипга осилган шарчанинг зарядини эса q_0 деб ҳисоблаймиз.

Шарчани таёқчадан ҳар хил оралиқларга қўйсақ, унинг мувозанат ҳолатдан оғиши ҳар хил

бўлади, яъни шарча таёқчадан узоқроқда бўлганда мувозанат ҳолатдан камроқ, таёқчага яқинроқ масофаларда кўпроқ оғади. Бундан, зарядланган жисмга яқин жойларда электр майдон катта, ундан узоқлашган сари эса кучсизлана бошлайди, деган хўлоса келиб чиқади.

Агар майдоннинг аини бир нуқтасига шарчани ҳар хил электр миқдори билан зарядлаб қўйсак, заряд миқдори ортиши билан шарчага таъсир этувчи куч ҳам ортади. Синаш зарядининг миқдорини 2, 3, марта орттирсак, унга таъсир этувчи куч ҳам 2, 3 ва ҳоказо марта ортади. Бундан кўринадики, синаш зарядининг миқдори ҳар қанча ўзгартирилмасин, майдоннинг бирор нуқтасида синаш зарядига таъсир этадиган кучнинг синаш заряд катталигига нисбати ўзгармас бўлиб, синаш зарядининг миқдорига боғлиқ бўлмайди. *Мусбат бирлик зарядга майдон томонидан таъсир этувчи кучнинг сон қийматига тенг бўлган катталик майдоннинг заряд киритилган нуқтасидаги майдон кучланганлиги* дейилади. Майдон кучланганлиги таъсир этувчи куч йўналишида йўналган бўлади, яъни у вектор катталикдир. Таърифга биноан,

$$E = \frac{F}{q_0} \text{ ва } \vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0}. \quad (6)$$

СИ системада $F = 1 \text{ Н}$, $q_0 = 1 \text{ Кл}$, у ҳолда (6) га асосан

$$E = \frac{F}{q_0} = \frac{1 \text{ Н}}{1 \text{ Кл}} = 1 \frac{\text{Н}}{\text{Кл}}$$

бўлади, яъни СИ системада *кучланганлик бирлиги қилиб электр майдонга киритилган 1 Кл зарядга 1 Н куч билан таъсир қилувчи майдон кучланганлиги* қабул қилинган. Амалда майдон кучланганлиги бирлиги сифатида $1 \frac{\text{В}}{\text{м}}$ ишлатилади (8-§ га қ.)

СГСЭ системада электр майдон кучланганлиги бирлиги қилиб 1 СГСЭ кучланганлик бирлиги қабул қилинган ва 1 СГСЭ_Е деб белгиланади. Бу системада $F = 1 \text{ дина}$, $q_0 = 1 \text{ СГСЭ}_q$ бўлганидан, (6) га асосан:

$$[E] = \frac{1 \text{ дина}}{1 \text{ СГСЭ}_q} = 1 \text{ СГСЭ}_E,$$

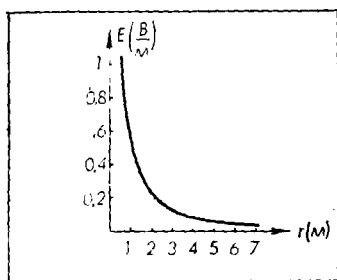
яъни *электр майдонга киритилган 1 СГСЭ_q зарядга 1 дина куч билан таъсир қилувчи майдон кучланганлиги 1 СГСЭ_Е га тенг* бўлади.

СИ ва СГСЭ системаларида кучланганлик бирлиги орасидаги муносабат қуйидагича аниқланади:

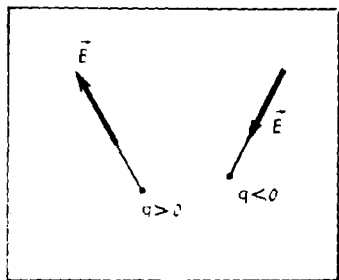
$$1 \frac{\text{Н}}{\text{Кл}} = \frac{10^5 \text{ дина}}{3 \cdot 10^9 \text{ СГСЭ}_q} = \frac{1}{3 \cdot 10^4} \text{ СГСЭ}_E = \frac{1}{3} \cdot 10^{-4} \text{ СГСЭ}_E.$$

Агар электр майдонни q нуқтавий заряд ҳосил қилаётган бўлса, ундан r масофадаги майдон кучланганлиги (6) формулага асосан,

$$F = -\frac{q \cdot q_0}{4\pi \epsilon_0 r^2}$$



8- расм.



9- расм.

эканлигини ҳисобга олсак,

$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^2} \vec{e}_{\text{ки}} \quad \vec{E} = \frac{b}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^2} \vec{r}$$

га эга бўламыз.

Шундай қилиб, нуқтавий заряд майдонининг ихтиёрий r масофадаги кучланганлиги шу заряд катталигига тўғри пропорционал ва муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги билан заряддан майдон қаралаётган нуқтагача бўлган масофанинг квадратига тескари пропорционал бўлади. Бу таърифдан кўринадики, нуқтавий заряддан узоқлашган сари электр майдон кучланганлиги кескин камаяди. Мисол тариқасида ҳавода заряди $q = 10^{-10}$ Кл бўлган нуқтавий заряд майдон кучланганлигининг масофага боғлиқлик графиги 8- расмда келтирилган.

Агар мусбат нуқтавий заряд маълум радиусли сферик сирт билан ўралган деб қаралса, унинг электр майдон кучланганлик вектори заряддан радиус-вектор бўйлаб чиқади, агар заряд манфий бўлса, кучланганлик вектори зарядга радиус-вектор бўйлаб киради (9- расм) деб шартлашиб олинган.

Бир қанча зарядларнинг бирор нуқтадаги натижавий майдон кучланганлиги, ҳар бир заряднинг шу нуқтадаги майдон кучланганликларининг геометрик йиғиндисига тенг, яъни

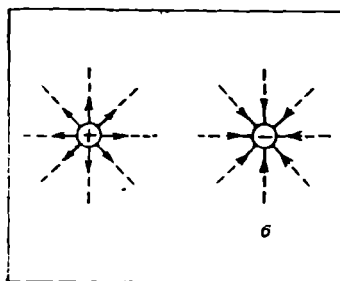
$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots + \vec{E}_n$$

бўлади. Бу ҳосса майдонларнинг суперпозиция принципи деб аталади.

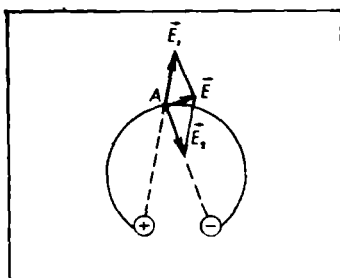
4-§. Электр куч чизиқлари

Электр майдонни график кўринишда тасвирлаш учун электр куч чизиқлари тушунчасидан фойдаланилади.

[Электр куч чизиғи деб шундай чизиққа айтиладики, унинг ҳар бир нуқтасига ўтказилган уринма шу нуқтадаги майдон кучланганлигининг йўналиши билан мос тушади. Агар куч чизиқ тўғри



10- расм.



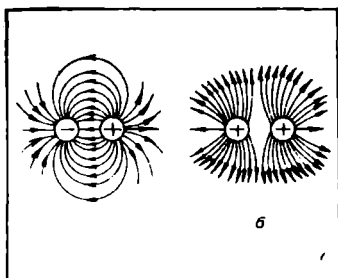
11- расм.

чизиқдан иборат бўлса, у кучланганлик вектори билан устма-уст тушади. Масалани тушуниш осон бўлишлиги учун электр куч чизиқлари мусбат заряддан бошланиб манфий зарядда тугайди ёки чексизликка кетади деб қабул қилинган. 10-а ва б расмда турли ишорали нуқтавий зарядлар ҳосил қилган майдонларнинг куч чизиқлари кўрсатилган.

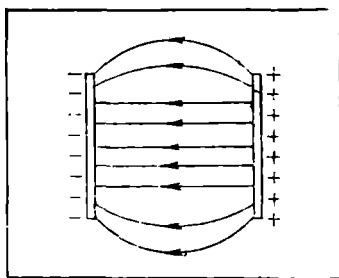
Умуман олганда, куч чизиқлари тўғри чизиқли бўлмайди. Бунга ишонч ҳосил қилиш учун миқдор жиҳатидан бир хил бўлган иккита нуқтавий заряд ҳосил қилган майдонни қараб чиқайлик (11- расм). Ҳар бир нуқтадаги умумий майдон кучланганлиги, А нуқта учун кўрсатилганидек, параллелограмм қондаси бўйича аниқланилади. Агар А нуқтадан аввалги ўтказилган эгри чизиқ билан устма-уст тушмайдиган бошқа ихтиёрий эгри чизиқ ўтказилса, энди бу эгри чизиқнинг А нуқтасидаги кучланганлик вектори унга уринма бўлмайди. Чунки майдоннинг ҳар бир нуқтасидан фақат битта куч чизиғи ўтказиш мумкин, яъни куч чизиқлари ҳеч қаерда бир-бири билан кесишмайди.

Майдонни куч чизиқлари орқали график тасвирлашнинг қулайлиги фақат майдоннинг ҳар бир нуқтасида электр куч чизиқлари (майдон кучланганлиги) йўналишини кўргазмали тасвирлашдан иборат бўлмай, балки чизмада куч чизиқларининг зичлиги орқали майдон кучланганлигини баҳолаш ҳам мумкинлигидадир. Чизмада куч чизиқлар қаерда зич жойлашган бўлса, ўша жойларда майдон кучланганлиги катта ва аксинча, қаерда сийрак жойлашган бўлса, ўша жойларда кучланганлик кичик бўлади. Масалан, нуқтавий заряд майдонини тасвирлаганда заряд миқдори қанча катта бўлса, куч чизиқларини шунча зичроқ чизиш керак. Шу билан бирга куч чизиқларига перпендикуляр жойлашган бирор сиртнинг юз бирлиги орқали ўтувчи куч чизиқлар сони қанча кўп бўлса, майдон кучланганлиги ҳам шунча катта бўлади.

12- а ва б расмда иккита — миқдор жиҳатидан тенг, ишоралари ҳар хил ва худди шундай, лекин ишоралари бир хил бўлган нуқтавий зарядлар майдонининг куч чизиқлар манзараси кўрсатилган.



12- расм.



13- расм.

Агар параллел жойлаштирилган иккита бир хил ўлчамдаги металл пластинка ишоралари билан фарқ қилувчи бир хил миқдордаги зарядлар зарядланса, пластинкалар орасидаги ҳамма нуқталарда майдон кучланганлиги катталиқ ва йўналиш жиҳатдан бир хил бўлади. *Кучланганлик вектори ҳамма нуқталарда бир хил бўлган майдон бир жинсли майдон деб аталади.* Бир жинсли майдонда электр майдон куч чизиқлари ўзаро параллел ва уларнинг зичлиги ҳамма жойда бир хил бўлади (13- расм). Лекин пластинкаларнинг четларида майдоннинг бир жинслилиги бузылади.

Энди сиртида заряд бир текис тақсимланган электр ўтказувчан шарнинг электр майдон кучланганлигини кўриб чиқайлик. Шар мусбат заряд билан зарядланганда электр майдоннинг куч чизиқлари унинг радиусларининг давоми бўйлаб тарқалади (14- а расм). Шардан ташқарида куч чизиқларининг манзараси худди нуқтавий заряд куч чизиқларининг манзараси каби бўлади (14- б расм). Агар куч чизиқлар манзараси бир хил бўлса, майдонлар кучланганликлари ҳам миқдор жиҳатидан бир хил бўлади. Шунинг учун ҳам шар сиртидан ташқаридаги майдон кучланганлиги нуқтавий заряд майдон кучланганлигининг формуласи билан аниқланади, яъни СИ системада:

$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2}. \quad (9)$$

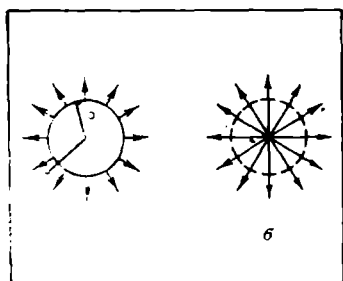
Электр ўтказувчи шар ичида ($R > r$) майдон кучланганлиги нолга тенг бўлади.

q заряд билан бир текис зарядланган чексиз текислик электр майдонининг кучланганлиги

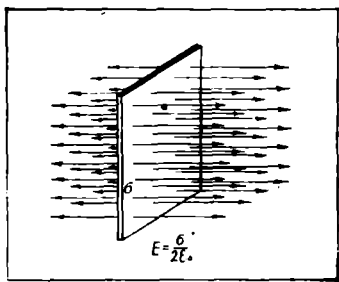
$$E = \frac{q}{2\epsilon_0 S} = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \quad (10)$$

формула билан аниқланади. Бунда $\sigma = \frac{q}{S}$ — бирлик юздаги заряд миқдори, яъни заряднинг сирт зичлиги.

Зарядланган чексиз текисликлар бўлмайди. Лекин текислик ўлчамлари ундан берилган нуқтагача бўлган масофадан анча катта



14- расм.



15- расм.

бўлса, майдоннинг шу нуқтадаги кучланганлиги худди чексиз текислик ҳосил қилган кучланганликдек бўлади.

Мусбат заряд билан бир текис зарядланган текислик электр майдонининг куч чизиқлари бир-бирига параллел бўлиб, зарядланган текисликка перпендикуляр ҳолда икки томонга йўналган бўлади (15- расм). Бу майдон бир жинсли майдондир, яъни майдоннинг кучланганлиги текисликкача бўлган масофага боғлиқ бўлмаган ҳолда фазонинг ҳамма нуқталарида бир хил бўлади.

Манфий заряд билан бир текис зарядланган текислик электр майдонининг куч чизиқлари ҳам бир-бирига параллел бўлиб, зарядланган текисликка перпендикуляр ҳолда икки томондан текисликка қараб йўналган бўлади.

5- §. Электростатик майдонда зарядни кўчиришда бажарилган иш

Бир жинсли электр майдонда мусбат q зарядни майдоннинг B нуқтасидан B нуқтасига кўчиришда (16- а расм) электр кучлари маълум бир механик иш бажаради. BV йўлда бажарилган иш:

$$A_{BV} = F l_{BV} = q E l_{BV} \quad (11)$$

га тенг бўлади. BVC йўлда бажарилган иш эса:

$$A_{BVC} = A_{BV} + A_{BC} = F l_{BC} \cos \alpha. \quad (12)$$

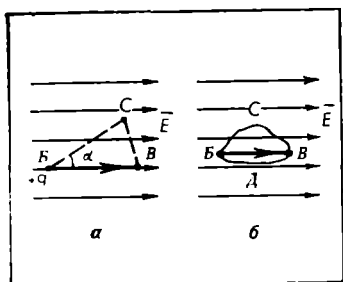
Бунда BC йўлда кўчиш майдон кучланганлигига тик бўлгани учун бажарилган иш $A_{BC} = 0$ бўлади. 16 = а расмдан $l_{BC} \cos \alpha = l_{BV}$, шунинг учун (12) ифода

$$A_{BVC} = F l_{BV} \quad (13)$$

кўринишга келади. (12) ва (13) тенгликларни таққослаб,

$$A_{BV} = A_{BVC} \quad (14)$$

эканлигини кўрсатиш мумкин.



16- расм.

Агар q заряд B нуқтадан B нуқтага ихтиёрий эгри йўл, масалан, BCB бўйича кўчган бўлса (16-б расм), бу эгри чизиқни худди 16-а расмдагидек жуда кичик тўғри чизиқли кесмаларга ажратиш мумкин ва унда ҳар бир бўлакда бажарилган иш (13) формула бўйича ҳисобланади. Шунинг учун BCB йўлда бажарилган иш BV йўлда бажарилган ишга тенг бўлади. Шундай қилиб, *электр майдон кучларининг зарядни майдоннинг бир нуқтасидан иккинчи*

нуқтасига кўчиришда бажарган иши йўлнинг шаклига боғлиқ бўлмай, балки заряд кўчиш масофасининг бошланғич ва охириги нуқта-ларига боғлиқ бўлади, деган хулосага келамиз.

Бу хулоса бир жинсли бўлмаган электр майдон учун ҳам тўғри. Электр майдон электр зарядини кўчиришда иш бажариши учун у энергия запасига эга бўлиши керак. Электр майдоннинг бу энергияси потенциал энергия кўринишида бўлади. Шунинг учун зарядни электр майдонда бир нуқтадан иккинчи нуқтага исталган траектория бўйлаб кўчиришда электр майдоннинг бажарган ишини зарядларнинг кўчиш нуқталаридаги потенциал энергиясининг ўзгариши орқали ифодаланади:

$$A_{12} = \Pi_1 - \Pi_2. \quad (15)$$

Демак, майдон таъсирида q зарядни кўчиришда бажарилган иш заряднинг фақат бошланғич ва охириги вазиятларининг потенциал энергияси билан аниқланади. Шунинг учун электростатик майдон потенциал майдон бўлиб ҳисобланади.

6-§. Потенциаллар фарқи ва потенциал

Электр майдонни характерлайдиган физик катталиклардан яна бири майдон потенциалидир. Бу тушунча билан танишишда электр майдоннинг энергетик характерда эканлигидан фойдаланамиз. Электр майдонга киритилган заряднинг майдон билан ўзаро таъсир энергияси фақат майдонга боғлиқ бўлмасдан, киритилаётган заряд миқдорига ҳам боғлиқдир. Шунинг учун электр майдоннинг ихтиёрий нуқтасидаги заряднинг потенциал энергияси киритилаётган заряд миқдорига тўғри пропорционалдир, яъни

$$\Pi = \varphi q. \quad (16)$$

Бу формуладаги φ пропорционаллик коэффициенти майдоннинг ҳар бир нуқтасининг энергетик характеристикаси бўлади.

Электр майдоннинг берилган нуқтадаги энергетик характеристикаси заряд киритилган нуқтадаги *м а й д о н п о т е н ц и а л и*

деб аталади ва у потенциал майдоннинг ўша нуқтасида жойлашган бирлик мусбат заряднинг потенциал энергияси билан ўлчанади:

$$\varphi = \frac{P}{q}. \quad (17)$$

Энергия ҳам, заряд ҳам скаляр катталиқ бўлганлигидан, потенциал ҳам скаляр катталиқ бўлади. Электр майдонда потенциални φ_1 бўлган нуқтадан потенциални φ_2 бўлган нуқтага q нуқтавий зарядни кўчиришда бажарилган ишнинг зарядга нисбати билан ўлчанадиган катталиқ шу икки нуқта орасидаги потенциаллар фарқи дейилади. Таърифга биноан:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A}{q}. \quad (18)$$

Агар q заряд потенциал φ га тенг бўлган нуқтадан чексизликка кўчирилган бўлса (бу ердаги «чексизлик» ни электр майдоннинг таъсири сезилмайдиган оралиқ деб тушуниш керак, бинобарин, $\varphi_\infty = 0$ бўлади), у ҳолда

$$\varphi = \frac{A_\infty}{q}. \quad (19)$$

Демак, электр майдон нуқтасининг потенциали бирлик мусбат зарядни шу нуқтадан чексизликка кўчиришда бажарилган ишга тенг экан. Потенциал бирликлари (19) формула ёрдамида аниқланади. СИ системада потенциал бирлиги қилиб вольт (В) қабул қилинган. Агар бир кулон зарядни электр майдоннинг бирор нуқтасидан чексизликка кўчиришда электр майдон бир жоуль иш бажарса, шу нуқтадаги потенциал бир вольтга тенг бўлади, яъни:

$$1\text{В} = \frac{1\text{ Ж}}{1\text{ Кл}} = 1 \frac{\text{Ж}}{\text{Кл}}.$$

СГСЭ системада потенциал бирлиги қилиб 1 СГСЭ_φ потенциал бирлиги қабул қилинган. Агар бир СГСЭ_φ зарядни электр майдоннинг бирор нуқтасидан чексизликка кўчиришда бир эрг иш бажарилса, электр майдоннинг шу нуқтасидаги потенциални бир СГСЭ потенциал бирлигига тенг бўлади, бу бирлик 1 СГСЭ_φ деб белгиланади:

$$1\text{ СГСЭ}_\varphi = \frac{1\text{ эрг}}{1\text{ СГСЭ}_q} = 1 \frac{\text{эрг}}{\text{СГСЭ}_q}.$$

Потенциаллар фарқининг ўлчов бирликлари ҳам потенциалнинг ўлчов бирликлари каби бўлади.

СИ ва СГСЭ системадаги потенциал бирликлари орасидаги боғланиш қуйидагича:

$$1\text{В} = 1 \frac{\text{Ж}}{\text{Кл}} = \frac{10^7\text{ эрг}}{3 \cdot 10^9\text{ СГСЭ}_q} = \frac{1}{300}\text{ СГСЭ}_\varphi.$$

ёки $1\text{ СГСЭ}_\varphi = 300\text{В}.$

Нуқтавий q_0 заряд ҳосил қилган майдон потенциали СИ системада қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$\varphi = \frac{q_0}{4\pi\epsilon_0\epsilon r} \quad (20)$$

Бу ерда r — нуқтавий q_0 заряддан потенциал аниқланаётган нуқтагача бўлган масофа. СГСЭ системада:

$$\varphi = \frac{q_0}{\epsilon r} \quad (20a)$$

(20) ва (20 а) формулалар бир текис зарядланган шар майдонининг шар радиусидан катта масофалардаги потенциални учун ҳам тўғри келади, чунки бир текис зарядланган шарнинг майдони ўзидан ташқарида ва ўз сиртида нуқтавий заряд майдони билан бир хил бўлади.

Бу формулалардан кўринадики, нуқтавий заряд потенциалга заряддан узоқлашган сари масофага пропорционал равишда камайиб боради. Потенциалнинг масофага боғланиш графиги $q_0 = 10^{-10}$ Кл, $\epsilon = 1$ учун 17- расмда келтирилган.

Агар электр майдон турли нуқталарда жойлашган бир нечта нуқтавий зарядлар томонидан ҳосил қилинаётган бўлса, у ҳолда майдоннинг ҳар бир нуқтасидаги φ потенциал ҳамма нуқтавий зарядларнинг шу нуқтада ҳосил қилинган $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \dots$ потенциалларининг адгебранк йиғиндисидан иборат бўлади:

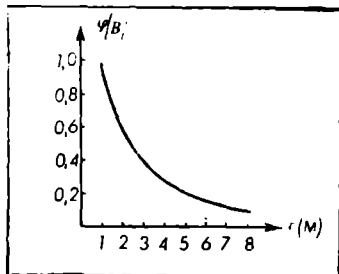
$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \dots + \varphi_n.$$

7-§. Электромтр. Ерга улаш

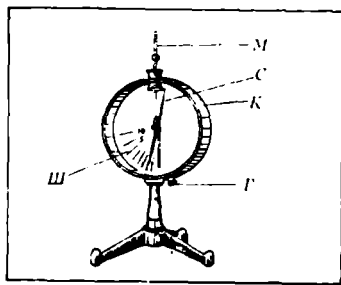
Потенциаллар фарқи э л е к т р о м е т р деб аталадиган асбоб воситасида ўлчанади. Электромтрнинг тузилиши ва ишлаш принципи билан танишиб чиқайлик.

Электроскоп япроқчаларининг очилиш бурчаги фақат унга берилган заряд миқдорига боғлиқ бўлмай, унинг бошқа ўтказгичларга нисбатан турган вазиятига ҳам боғлиқ бўлиб, электроскопни бошқа жойга кўчирганда унинг кўрсатиши ўзгаради. Шунинг учун электроскоп потенциални ёки потенциаллар фарқини ўлчаш учун ярамайди.

Электроскопнинг кўрсатишига атроподаги жисмлар таъсир қилмаслиги учун уни металл қутига (78- § даги электростатик муҳофазага асосан) жойлаштирилади. Бундай асбоб э л е к т р о м е т р деб аталади (18- расм). Электромтрнинг асосий қисми M металл



17- расм.



18- расм.

стерженга горизонтал ўқ воситасида ўрнатилган енгил ҳаракатланувчи С стрелкадан иборат. Стрелка горизонтал ўқ атрофида осонгина бурила олади. Стрелканинг оғирлик маркази шундай жойлаштирилганки, ўлчашдан олдин стрелка вертикал вазиятда бўлади. Стержень металл корпусдан эбонит тиқин билан изоляция қилинган.

Икки ўтказгич орасидаги потенциаллар фарқини ўлчаш учун уларнинг бири электрометрнинг М стерженига, иккинчиси эса К корпусдаги Г клеммага уланади. Бунда корпус билан стержень орасида ўлчаниши лозим бўлган потенциаллар фарқи ҳосил бўлади. Электрометр ичидаги электр майдон фақат мана шу потенциаллар фарқига боғлиқ бўлади, чунки зарядланган жисмларнинг ташқи электр майдони асбобнинг металл корпусидан ўтмайди. Потенциаллар фарқи қанча катта бўлса, стрелканинг бурилиш бурчаги ҳам шунча катта бўлади. Демак, стрелканинг оғиш бурчагига қараб, икки ўтказгич орасидаги потенциаллар фарқини ўлчаш мумкин.

Агар асбобнинг Ш шкаласида стрелканинг оғиш бурчакларига мувофиқ келадиган потенциаллар фарқи олдиндан белгилаб қўйилса, яъни асбоб вольтларда даражаланган бўлса, ўлчанаётган потенциаллар фарқини стрелканинг оғишига қараб тўғридан-тўғри вольт ҳисобида олиш мумкин.

Электр майдоннинг ихтиёрий нуқтаси потенциални аниқлаш учун, одатда, Ер иккинчи (нолинчи) нуқта сифатида олинади. Чунки Ер жуда яхши ўтказгич ва унинг ўлчами исталган зарядланган жисмнинг ўлчамига нисбатан жуда катта. Шунинг учун зарядланган жисм Ерга уланганда унинг деярли ҳамма заряди Ерга ўтади, Ернинг ҳажми жуда катта бўлгани учун унинг потенциали амалда ўзгармайди. Шунинг учун Ернинг потенциалини нолга тенг деб олиш қулайдир. Демак, Ерга уланган ҳар қандай ўтказгич ноль потенциалга эга бўлади. Ўтказгични Ер билан туташтириш е р г а у л а ш дейилади. Шундай қилиб, бирор ўтказгичнинг потенциалини ўлчаш унинг потенциали Ернинг потенциалидан қанчага фарқ қилишини аниқлаш демакдир.

Электрланган бирорта ўтказгич билан Ер орасидаги потенциаллар фарқи қуйидагича ўлчанади: потенциали ўлчанадиган ўтказгич электрометрнинг стерженига, электрометрнинг корпуси эса Ерга уланади. Бунда стержень ва стрелканинг потенциали текшириладиган ўтказгичнинг потенциалига, корпуснинг потенциали эса Ер потенциалига тенг бўлади. Стержень билан корпус орасидаги потенциаллар фарқи текшириладиган ўтказгич билан Ер орасидаги потенциаллар айирмасига тенг бўлади.

8-§. Майдон кучланганлиги билан потенциаллар фарқи орасидаги боғланиш

Кучланганлик ва потенциал — электр майдоннинг бирор нуқтасини характерловчи икки хил катталик бўлгани учун улар орасида боғланиш бўлиши табиийдир. Бир жинсли майдон учун бу боғланиш қандай бўлишини аниқлайлик.

Электр майдон кучланганлиги E бўлган бир жинсли электр майдонда (16- а расмга қ.) q заряд бир нуқтадан (B) иккинчи нуқтага (B) кўчганда бажарилган иш (11) формулага асосан

$$A = qEl$$

эди. Бу ишнинг икки нуқта орасидаги потенциаллар фарқи орқали ифодаси (18) га асосан

$$A = q(\varphi_1 - \varphi_2) = -q(\varphi_2 - \varphi_1) = -q\Delta\varphi \quad (21)$$

бўлади. Ишнинг бу ифодаларини бир-бирига тенглаштириб, майдон кучланганлиги билан потенциаллар фарқи орасидаги боғланишни топамиз:

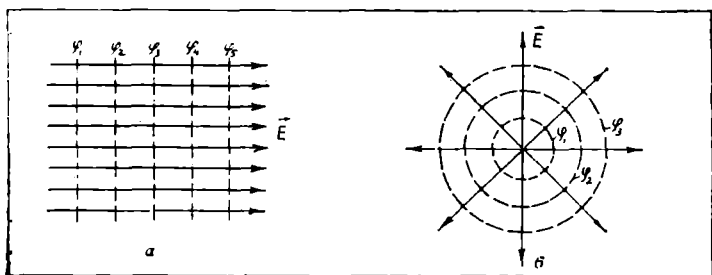
$$E = -\frac{\varphi_2 - \varphi_1}{l} \text{ ёки } E = -\frac{\Delta\varphi}{l}. \quad (22)$$

(22) формуладан кўринадики, l масофада потенциал қанча кам ўзгарса, электр майдоннинг кучланганлиги шунча кичик бўлади. (22) формуладаги минус ишора электр майдон кучланганлик векторининг йўналиши потенциалнинг камайиш йўналишига қарама-қарши эканлигини кўрсатади. (22) формула потенциал градиенти ҳам дейилади. Демак, электр майдон кучланганлиги потенциал градиентининг тескари ишора билан олинган қийматига тенг экан. *Потенциалнинг узунлик бирлигида куч чизиқларига перпендикуляр йўналишда ўзгариши потенциал градиенти* деб аталади.

Ҳар қандай электр майдонни фазонинг кичик бир соҳасида бир жинсли майдон деб ҳисоблаш мумкин. Шунинг учун l масофа майдон кучланганлигининг ўзгариши эътиборга олмаса бўладиган даражада кичик бўлганда (22) формула исталган майдон учун тўғри бўлади.

СИ системада майдон кучланганлиги бирлиги учун $1 \frac{H}{K_1}$ келтириб чиқарилган эди. (22) формула ёрдамида эса уни потенциаллар фарқи бирлиги орқали ҳам ифодалаш мумкин. Агар бир жинсли майдонда олинган икки нуқта орасидаги масофа 1 м бўлганда улардаги потенциаллар фарқи 1 В бўлса, бундай электр майдон кучланганлиги бир бирликка тенг бўлиб, бу бирлик $1 \frac{B}{M}$ дан иборат бўлади.

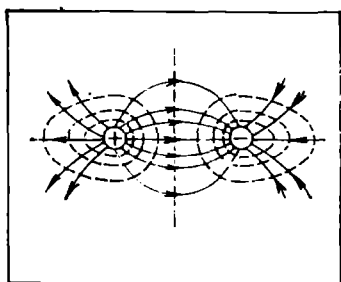
Агар заряд майдон куч чизиқларига перпендикуляр йўналишда кўчирилса, куч билан кўчириш йўналиши орасида $\frac{\pi}{2}$ бурчак ҳосил бўлади. Бу вақтда $\cos \frac{\pi}{2} = 0$ бўлиб, зарядни кўчиришда бажарилган иш нолга тенг бўлади. Бундан кўринадики электр майдонда куч чизиқларига перпендикуляр сиртлар ўтказилса, бу сиртлар бўйлаб заряд кўчирилганда иш бажарилмайди. Бу эса куч чизиқларига тик бўлган ҳар бир сиртнинг ҳамма нуқталари аynи бир потенциалга эга эканлигини билдиради. Ҳамма нуқталарида потен-



19- расм.

циал қиймати бир хил бўлган сиртлар эквипотенциал сиртлар деб аталади.

■ Бир жинсли майдон учун эквипотенциал сиртлар текислик (19- а расм), нуқтавий заряд майдони учун концентрик сфералар (19- б расм) дан иборат бўлади. Икки хил ишорали нуқтавий зарядлар электр майдонларининг эквипотенциал сиртлари 20- расмда тасвирлангандек бўлади. Бу расмларда туташ чизиқлар билан электр майдон куч чизиқлари, пунктир чизиқлар билан эса эквипотенциал сиртларнинг китоб текислигидаги кесимлари тасвирланган.

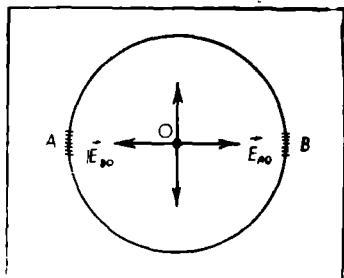


20- расм.

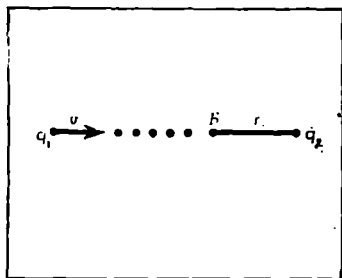
Эквипотенциал сиртлар, куч чизиқларига ўхшаб, майдоннинг фазодаги тақсимотини сифат томонидан ифодалайди. *Кучланганлик вектори эквипотенциал сиртларга тик бўлиб, потенциал камаядиган томонга қараб йўналган бўлади.*

Такрорлаш учун саволлар

1. Электр майдон нима?
2. Электр майдон кучланганлиги деб нимага айтилади? Унинг бирликларини айтиб беринг.
3. Суперпозиция принципи нимадан иборат?
4. Электр куч чизиқлари нима ва уларнинг йўналиши қандай танлаб олинади?
5. Электростатик майдонда зарядни кўчиришда бажарилган иш қандай формулалар ёрдамида топилади.
6. Электр майдон потенциалли деб нимага айтилади? Унинг бирликларини айтиб беринг.
7. Электр майдон кучланганлиги билан потенциаллар фарқи орасидаги боғланиш қандай ифодаланади?
8. Эквипотенциал сиртлар деб қандай сиртларга айтилади?



21- расм.



22- расм.

МАСАЛА ЕЧИШ НАМУНАЛАРИ

1- масала. Бир текис зарядланган сим ҳалқанинг марказидаги майдон кучланганлиги нимага тенг?

Ечилиши. Ҳалқанинг марказидаги майдон кучланганлигини топиш учун ҳалқани жуда кўп майда бўлақчалардан — элементлардан ташкил топган деб қараймиз. Ҳар бир элементни нуқтавий заряд деб қараш мумкин (21- расм).

Ҳалқанинг марказидаги кучланганлик зарядли ҳалқанинг ҳар бир элементи ҳосил қилган кучланганликларнинг геометрик йиғиндисига тенг бўлади. Ҳалқанинг бир томонидаги ҳар бир элементнинг ҳалқа марказида ҳосил қилган майдон кучланганлиги қарама-қарши томондаги элементлар ҳосил қилган кучланганликка миқдор жиҳатидан тенг, йўналиши эса қарама-қарши бўлади. Масалан, A ва B элементларнинг ҳалқа маркази O нуқтада ҳосил қилган умумий кучланганлиги

$$\vec{E} = \vec{E}_{Ao} + \vec{E}_{Bo} = 0 \text{ бўлади, чунки } |\vec{E}_{Ao}| = |\vec{E}_{Bo}|.$$

Худди шунингдек, бошқа қарама-қарши жойлашган элементларнинг ҳалқа марказида ҳосил қилган кучланганликлари йиғиндиси ҳам нолга тенг бўлади. Шунинг учун ҳам ҳалқа марказидаги умумий кучланганлик нолга тенг бўлади.

2- масала. Заряди $5 \cdot 10^{-9}$ Кл, массаси 8 мг бўлган чексизликдан $3,6 \frac{\text{км}}{\text{соат}}$ тезлик билан келаётган зарра заряди 40 СГСЭ_q бўлган нуқтавий зарядга қанча яқинлаша олади?

Берилган: $q_1 = 5 \cdot 10^{-9}$ Кл, $m = 8 \text{ мг} = 8 \cdot 10^{-6} \text{ кг}$;

$$v = 3,6 \frac{\text{км}}{\text{соат}} = 1 \frac{\text{м}}{\text{с}}; q_2 = 40 \text{ СГСЭ}_q \approx 1,33 \cdot 10^{-8} \text{ Кл}$$

$$r = ?$$

Ечилиши. q_1 заряд q_2 зарядга шундай r масофагача яқинлаша оладики (22- расм), q_1 заряднинг бу масофага чексизликдан учиб келишидаги ΔW_k кинетик энергияси ўзгариши q_2 заряд майдони

томонидан q_1 зарядни кўчиришга қарши бажарилган ишга тенг бўлади, яъни:

$$\Delta W_k = A. \quad (a)$$

Бизга механикадан маълумки, $\Delta W_k = W_{k\infty} - W_{k0} = \frac{mv^2}{2} - 0 = \frac{mv^2}{2}$ (б), чунки B нуқтада q_1 заряд тўхтайди ($v_0 = 0$), шунинг учун $W_{k0} = 0$ бўлади.

$$A = q_1 (\varphi_0 - \varphi_\infty) = q_1 \frac{q_2}{4\pi\epsilon_0 r} = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (в)$$

(б) ва (в) ни (а) га қўйиб, r ни топамиз:

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 r}, \text{ бундан } r = \frac{q_1 q_2}{2\pi\epsilon_0 mv^2}.$$

Сон қийматларини қўйиб ҳисоблаймиз:

$$r = \frac{5 \cdot 10^{-9} \text{ Кл} \cdot 1,33 \cdot 10^{-8} \text{ Кл}}{2 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}^2} \cdot 8 \cdot 10^{-6} \text{ кг} \cdot 1 \frac{\text{м}^2}{\text{с}^2}} \cong 0,15 \text{ м}.$$

3-масала. φ_1 потенциалга зарядланган n та бир хил шарсимон томчиларнинг қўшилиши натижасида ҳосил бўлган катта томчининг φ потенциали қандай бўлади?

Ечилиши. Катта томчининг потенциали

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R} \quad (a)$$

формуладан топилади, бунда R — катта томчининг радиуси, $q = nq_1$ унинг заряди, q_1 — бир дона кичик томчининг заряди бўлиб, унинг заряди $\varphi_1 = \frac{q_1}{4\pi\epsilon_0 r}$ дан $q_1 = 4\pi\epsilon_0 r \varphi_1$ (б) бўлади; бунда r — кичик томчининг радиуси.

Катта томчининг ҳажми кичик томчилар ҳажмларининг йиғиндига тенг, яъни:

$$V = nV_1.$$

Шарларнинг ҳажми мос равишда

$V = \frac{4}{3} \pi R^3$ ва $V_1 = \frac{4}{3} \pi r^3$ бўлган лигидан, $R^3 = nr^3 \sqrt[3]{n}$ ёки $R = r \sqrt[3]{n}$ бўлади.

q ва R ларнинг ифодаларини (а) га қўйсак,

$$\varphi = \frac{nq_1}{4\pi\epsilon_0 r \sqrt[3]{n}} = \frac{n \cdot 4\pi\epsilon_0 r \varphi_1}{4\pi\epsilon_0 r \sqrt[3]{n}} = \frac{n}{\sqrt[3]{n}} \varphi_1 = \sqrt[3]{n^2} \varphi_1$$

ни топамиз.

4-масала. Потенциаллар фарқи 0,8 кВ бўлган иккита параллел пластинка орасида радиуси 2 мкм бўлган сув томчиси муаллақ турибди. Пластинкалар орасидаги масофа 6 см бўлса, томчининг заряди қанча?

$$\text{Берилган: } \Delta\varphi = 0,8 \text{ кВ} = 800 \text{ В}; \quad r = 2 \text{ мкм} = 2 \cdot 10^{-6} \text{ м}; \\ d = 6 \text{ см} = 6 \cdot 10^{-2} \text{ м}; \quad \rho = 10 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$$

$$q = ?$$

Ечилиши. Электр майдондаги зарядга иккита куч таъсир этади: оғирлик кучи $P = mg$ ва электр кучи $F = qE = q \frac{\Delta\varphi}{d}$. Бу кучлар бир-бирига тенг бўлганда зарядли зарра муаллақ ҳолатда бўлади, яъни $q \frac{\Delta\varphi}{d} = mg$. Бундан

$$q = \frac{mgd}{\Delta\varphi} \quad (a)$$

келиб чиқади.

Томчннинг m массасини унинг ρ зичлиги ва V ҳажми орқали, сўнгра ҳажмни радиус орқали ифодалаймиз:

$$m = \rho V = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho.$$

Бунда ρ — сўвнинг зичлиги бўлиб жадвалдан олинади. (б) ни (a) га қўямиз:

$$q = \frac{4\pi r^3 \rho g d}{3\Delta\varphi}.$$

Сон қийматларни қўйиб ҳисоблаймиз.

$$q = \frac{4 \cdot 3,14 \cdot (2 \cdot 10^{-6} \text{ м})^3 \cdot 10^3 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3} \cdot 9,8 \frac{\text{м}}{\text{с}^2} \cdot 6 \cdot 10^{-2} \text{ м}}{3 \cdot 8 \cdot 10^3 \text{ В}} \approx 2,4 \cdot 10^{-17} \text{ Кл}.$$

Мустақил ечиш учун масалалар

9. Иккита бир хил ишорали нуқтавий заряд бир-биридан r масофада турибди. Бу зарядларни туташтирувчи тўғри чизиқнинг ўртасида олинган нуқтадаги кучланганлик ва потенциал аниқлансин.

10. Сувда ўзидан 10 м узоқликда 1 В/м кучланганлик ҳосил қилаётган заряднинг катталигини аниқланг.

11. Бир жинсли электр майдон кучланганлиги қандай бўлганда электрон $1,6 \cdot 10^{13} \text{ м/с}^2$ тезланиш билан ҳаракатланади?

12. Катетлари 30 см ва 40 см бўлган тўғри бурчакли учбурчак учларига ҳар қайси 3 СГСЭ_q бўлган учта бир хил заряд жойлаштирилган. Учбурчакнинг тўғри бурчагидан гипотенузасига туширилган перпендикуляр билан гипотенуза кесишган нуқтадаги барча зарядлар ҳосил қилган электр майдон кучланганлиги ва потенциални аниқланг.

13. Агар 40 СГСЭ_q зяряди майдоннинг бир нуқтасидан иккинчи нуқтасига қўчириш учун 10^{-5} Ж иш бажариш керак бўлса, бу нуқталар орасидаги потенциаллар фарқи нимага тенг бўлишини аниқланг.

14. Массаси 500 мг бўлган зарядланган зарра потенциали 500 В бўлган А нуқтадан потенциали ноль бўлган Б нуқтага кўчади. Агар зарра Б нуқтада 20 м/с тезликка эришган бўлса, унинг А нуқтада қандай тезликка эга бўлганини аниқланг.

15. Радиуслари 1 мм, зарядлари $2 \cdot 10^{-10}$ Кл бўлган 8 та кичик сув томчиларини бирлаштириб, битта катта томчи ҳосил қилинган. Катта томчининг потенциалини аниқланг.

16. Ораллиқлари 20 мм бўлган ясси параллел пластинкалар 0,8 кВ потенциалгача зарядланган. Пластинкалар ораллиғига қўйилган $9 \cdot 10^6$ СГСЭ_q зарядга таъсир этувчи кучни аниқланг.

17. Зарядлари +1 Кл ва 20 СГСЭ_q бўлган икки зарра орасидаги масофа 10 см. Иккинчи заррани биринчи заррадан 1 м масофага қўчириш учун қанча иш бажариш керак?

9-§. Электр майдонда ўтказгичлар

Ҳамма моддалар ўзларининг электр хоссаларига қараб, ўтказгичларга, диэлектрикларга (изоляцияларга) ва ярим ўтказгичларга бўлинади.

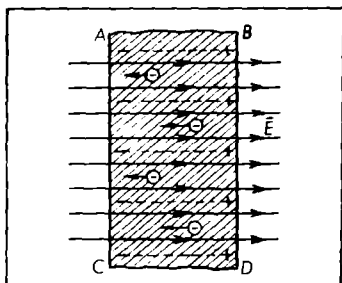
Эркин зарядлари бўлган ва бу зарядлар электр майдон таъсирида эркин ҳаракатлана оладиган моддалар ўтказгичлар дейилади. Барча металллар, кўмир, графит, кислота, туз ва асосларнинг эритмалари ўтказгичларга мисол бўла олади.

Электр зарядлари эркин ҳўча олмайдиган моддалар ўтказгичмаслар — изоляторлар (диэлектриклар) деб аталади. Бундай моддаларда тажриба вақтида электр зарядлари уларнинг қаерида ҳосил бўлса, ўша жойда тураверади. Буларга шиша, смола, чинни, каучук, эбонит, ипак, сув, керосин, слюда, парафин, мойлар ва бошқа кўп моддалар киради.

Ўтказгичлар билан диэлектриклар орасида ораллиқ ўринини эгалловчи моддалар ярим ўтказгичлар деб аталади. Буларга германий, кремний, мис (II)- оксиди, селен, галлий сульфид ва бошқаларни мисол қилиб келтириш мумкин. Оддий шароитларда бу моддалар ўзларининг хоссаларига кўра диэлектрикларга яқин туради, лекин ташқи таъсирлар остида, масалан, нурлантирилган ёки иситилганда ўтказгичларга айланиши мумкин.

Умуман, моддаларнинг ўтказгичлар, ярим ўтказгичлар ва диэлектрикларга бўлиниши шартлидир. Чунки айни бир модданинг электр хоссалари ташқи шароитга қараб кескин ўзгариши мумкин. Шунинг учун улар орасига кескин чегара қўйиб бўлмайди. Масалан, шиша оддий шароитда изолятор бўлади, бироқ нам ҳавода ўзининг изоляторлик хусусиятини йўқотади. Агар шиша жуда қиздирилса ёки эритилса, у ўтказгич бўлиб қолади.

Юқорида айтиб ўтилганидек, ўтказгичларда эркин электр зарядлари бўлади. Металларда ўз атомлари билан боғланишини йўқотиб қўйган электронлар ана шундай эркин зарядларни ҳосил қиладиларки, биз уларни эркин электронлар деб атаемиз. Агар электр майдонга металл ўтказгич жойлаштирсак (23-расм), ўтказгичдаги эркин электронлар ташқи майдон таъсири ос-



23- расм.

тида шу майдон кучланганлигига қарама-қарши йўналишда кўчади ва натижада ўтказгичнинг AC сиртида ортиқча манфий заряд, BD сиртида эса ортиқча мусбат заряд пайдо бўлади. Шундай қилиб, электр майдонга киритилган ўтказгич электрланади. Ўтказгич сиртида пайдо бўлган зарядлар ўтказгичнинг ичида қўшимча майдон ҳосил қилади. Бу майдоннинг куч чизиқлари 23- расмда штрих чизиқ билан кўрсатилган; бу куч чизиқлар асосий майдон

куч чизиқларига қарама-қарши йўналган. Зарядларнинг ҳаракатланиши ўтказгич ичида зарядлар ҳосил қилган ички майдон ташқи майдонга тенглашгунга қадар, яъни умумий кучланганлик нолга тенг бўлгунча давом этади. Электр майдонда турган ўтказгичдаги зарядлар мувозанатга келганда, ўтказгич ичида майдон бўлмайди. Бунда ўтказгич барча нуқталарда кучланганлик нолга тенг бўлгани учун, (22) формуладан $\frac{\Phi_1 - \Phi_2}{d} = 0$, бундан $\Phi_1 - \Phi_2 = 0$

ёки $\Phi_1 = \Phi_2$ га эга бўламиз. Демак, зарядлар мувозанатда бўлганда ўтказгич сиртидаги ҳамма нуқталарнинг потенциали бир хил бўлади.

Ўтказгич ичида электр майдон бўлмаслиқ ҳодисасидан жисملарни (электр майдонга нисбатан сезгир асбобларни) ташқи электр майдон таъсиридан ҳимоя қилишда фойдаланилади. Бунинг учун жисмни юпқа электр ўтказувчи қатлам билан ўраш, масалан, металл қути ичига қўйиш керак. Бундай қути ичида майдон бўлмайди. Жисملарни ташқи электр майдондан сақлаш э л е к т р о с т а т и к ҳ и м о я (муҳофаза) дейилади.

10-§. Электростатик индукция. Заряднинг сирт бўйича тақсими

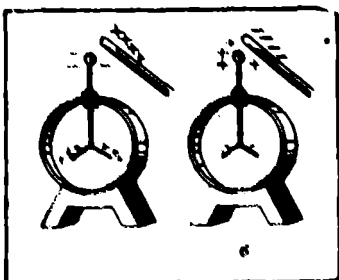
Электроскопга электрланган таёқча яқин келтирилганда, унинг майдони электроскопга таъсир кўрсатиши натижасида электроскопнинг япроқчалари очилади (24- расм). Демак, электроскоп зарядланади. Энди таёқчани электроскопдан узоқлаштирсак, унинг япроқчалари орасидаги бурчак кичраяди, яъни электроскоп қайтадан зарядсизланиб қолади.

Энди электрланган жисм яқинлаштирилганда электроскоп япроқчаларида зарядлар қандай пайдо бўлишини кўриб чиқайлик. Электроскопга зарядланган жисм яқин келтирилганда стерженга электр майдон таъсир қилади ва бу майдон таъсирида эркин электронлар металл стержень ичида ҳаракатга келади. Агар электроскопга мусбат зарядланган жисм яқин келтирилса, у ҳолда электронлар элек-

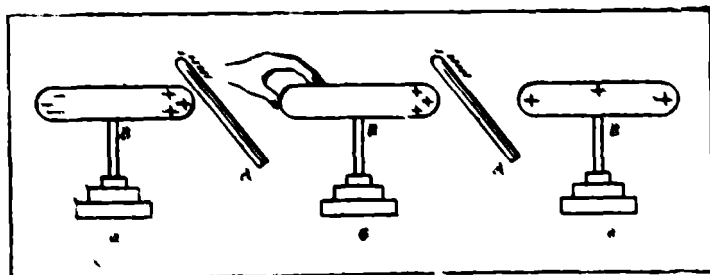
троскопининг шарчасига тўпланади, япроқчаларда эса мусбат заряд ортиқча бўлиб қолади (24-а расмга қ.).

Электроскопга манфий зарядланган жисм яқинлаштирилганда (24-б расмга қ.), электронлар электр майдон таъсирида стерженьнинг пастки учига кетади. Бу тажрибалардан кўринидаки, иккала ҳолда ҳам электроскоп стерженьнинг учларида бир-бирига нисбатан қарама-қарши ишқорили зарядлар тўпланади экан. Электроскоп стерженьнинг зарядланган жисм яқинлаштирилаётган учига доимо жисмдаги зарядга қарама-қарши, узоқдаги учига эса у билан бир хил ишқорали заряд ҳосил бўлади. Таъсир этувчи жисм узоқлаштирилса, электронлар ина ўтказгич бўйлаб бир текис тақсимланади ва ўтказгич зарядсизланиб қолади. Жисмларнинг ташқи электр майдон таъсирида электрланиш ҳолисиси электростатик индукция ёки таъсир орқали электрланиш деб аталади.

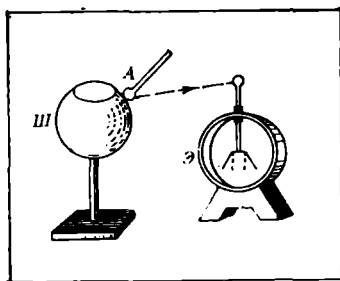
Электростатик индукциядан фойдаланиб ўтказгичдаги зарядларни вақтинча ажратишгина эмас, балки ўтказгични электрлаш ҳам мумкин. Манфий зарядланган *A* жисмини изоляцияловчи тагликка ўриятилган, зарядланмаган *B* ўтказгичга яқин келтирайлик (25-а расм). *A* зарядланган жисмининг электр майдонига *B* ўтказгич электростатик индукция орқали электрланади. *B* ўтказгичнинг *A* жисмдан узоқдаги қисмида эркин электронлар тўпланади. Энди *B* ўтказгични қисқа вақт Ерга улаймиз, масалан, бармоғимизни тегишамиз (25-б расм). Бунда электронлар қўлимиз бўйлаб Ерга ўтиб кетади. Ўтказгичдан қўлимизни олсак ва зарядланган *A* жисмини *B* дан узоқлаштирадик, *B* ўтказгичда электронлар етишмай, у мусбат зарядланиб қолади (25-в расм). *B* ўтказгични худди



24-расм.



25-расм.



26- расм.

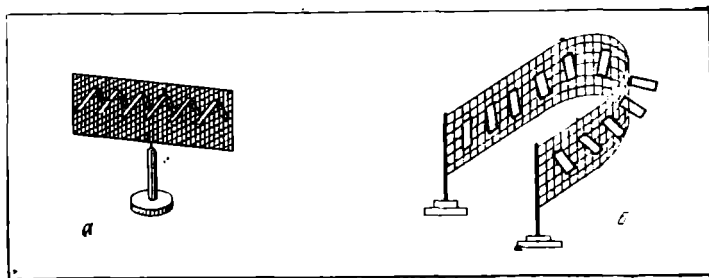
торли тагликка ўрнатиб, уни зарядлаймиз. Зарядларнинг шарда тақсимланишини *А* синаш шари ва *Э* электроскоп ёрдамида текшириш мумкин (26- расм). Синаш шари изоляцион тутқичга маҳкамланган кичик металл шардан иборат. Агар синаш шарини *Ш* шарнинг ташқи сиртига тегизиб, сўнгра уни электроскопга тегизилса электроскоп япроқчалари очилади. Худди шу тажрибани такрорлаб синаш шарини *Ш* шарнинг ичига тегизсак, электроскоп япроқчалари очилмайди. Бу тажрибалардан кўринадики, *ўтказгич* зарядланганда унга берилган заряд *ўтказгичнинг* ҳажм бўйича тақсимланмасдан, балки *ўтказгичнинг* ташқи сирти бўйича тақсимланар экан.

Худди шундай тажриба икки томониға юпқа қоғоз япроқчалари ёпиштирилган металл тўр ёрдамида амалга оширилса, янада кўргазмалироқ бўлади. Металл тўрни зарядлаганда иккала томондаги қоғоз япроқчалари очилади (27- а расм). Агар металл тўр ёй каби букилса (27- б расм), ёйнинг ички томонидаги қоғоз япроқчалари ёпилиб, ташқи томонидаги қоғоз япроқчалари очилади. Демак, ҳамма зарядлар тўрнинг ташқи сиртига ўтади.

Энди зарядлар *ўтказгич* сиртининг ўзида қандай тақсимланишини аниқлайлик. Синаш шарини электрланган шарнинг турли нуқ-

шу йўл билан манфий зарядлаш ҳам мумкин. Бунинг учун *ўтказгични* мусбат заряд майдонига қўйиш керак. *Ўтказгич* қисқа вақт Ерга улаб олингач, у манфий зарядланиб қолади.

Ҳар хил жисмларнинг зарядланган жисмларга тортилишининг сабаби ҳам уларнинг электростатик индукция орқали электрланишидир. *Ўтказгич*да зарядлар қандай тақсимланишини тажрибада аниқлайлик. Кичикроқ тешикли ичи бўш *Ш* металл шарни изоля-

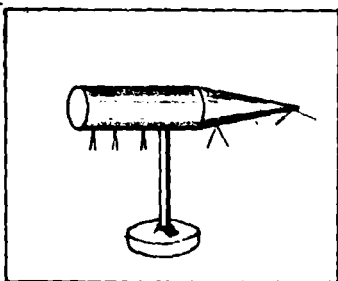


27- расм.

таларига, сўнгра электроскопга тегизиб, шар сиртида зарядлар текис тақсимланганига ишонч ҳосил қилиш мумкин.

Сиртининг эгрилиги ҳар хил бўлган ўтказгичга юпқа қўғоз япроқчалари ёпиштириб, уни электрласак, учли жойларда япроқчалар кўпроқ очилишини кузатамиз (28- расм).

Бу тажрибалардан кўринадики, ўтказгич зарядланганда заряд ўтказгичнинг сирт тузилишига қараб тақсимланар экан.



28- расм.

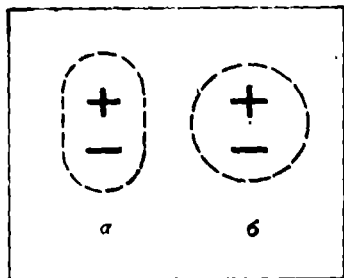
11- §. Электр майдонда диэлектриклар. Диэлектрикнинг қутбланиши

Маълумки, диэлектрикларда ўтказгичлардан фарқли ўлароқ эркин ҳаракатланувчи зарядлар бўлмайди. Диэлектрикнинг атом ва молекулалари ичида манфий ва мусбат зарядланган зарралар электр кучлари билан ўзаро боғланган бўлади-ю, ammo бу боғланиш мутлақо қаттиқ бўлмай, зарралар уларга қўйилган ташқи кучларнинг таъсири остида маълум даражада силжиши мумкин. Ҳар бир молекулада манфий ва мусбат зарядларнинг миқдори бир хил бўлганлиги учун ҳар қандай молекула, умуман олганда, зарядланмаган — нейтрал бўлади.

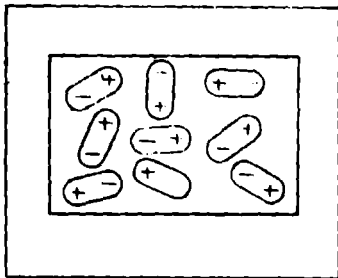
Диэлектрикларни икки турга бўлиш мумкин:

1) мусбат ва манфий зарядлар тақсимо­тининг марказлари уст-ма-уст тушмайдиган молекулалардан (29- а расм) тузилган қ у т б и ҳамда

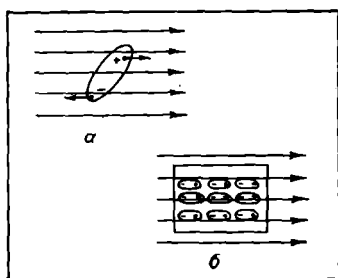
2) мусбат ва манфий зарядлар тақсимо­тининг марказлари уст-ма-уст тушадиган (29- б расм) атом ва молекулалардан тузилган қ у т б с и з диэлектриклар.



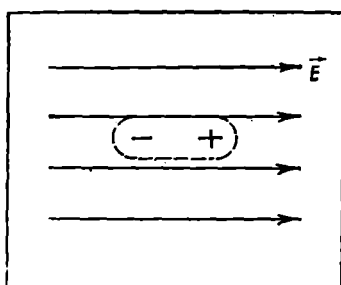
29- расм.



30- расм.



31- расм.



32- расм.

Ораларидаги масофа жуда кичик ва зарядлари миқдори жиҳатидан тенг, ишоралари қарама-қарши бўлган иккита нуқтавий заряд системаси **э л е к т р д и п о л ь** деб аталади. Қутбلى диэлектрикларнинг молекулаларининг электр диполь деб қараш мумкин. Диэлектрикнинг нормал ҳолатида диполлар тартибсиз жойлашган бўлади (30- расм) ва диполларнинг майдонлари бир-бирини ўзаро сусайтиради, шунинг учун диэлектрик ташқарисида майдон сезилмайди.

Агар қутбلى диэлектрикни ташқи электр майдонга жойлаштирсак, ҳар бир диполга уни ташқи майдон куч чизиқлари бўйича буришга интилувчи жуфт кучлар таъсир қилади (31- а расм). Диэлектрикдаги диполлар мусбат учлари билан куч чизиқлари йўналишида бурилиб, маржон шаклида майдон куч чизиқлари бўйлаб тартибلى жойлашиб қолади (31- б расм). Шундай қилиб, *диэлектрикдаги электр диполларнинг (боғланган зарядларнинг) тартибلى жойлашиши ҳодисаси диэлектрикнинг қ у т б л а н и ш и* деб аталади. Молекулаларнинг хаотик—иссиқлик ҳаракати диполларнинг тартибلى жойлашишига халақит беради, шунинг учун улар куч чизиқлар ёнида тебранма ҳаракат қилиб туради. Ташқи майдон қанча кучли бўлса, диполлар шунчалик тартибلى жойлашади.

Агар қутбсиз диэлектрик электр майдонга киритилса, диэлектрикдаги молекулаларнинг мусбат зарядлар маркази ва манфий зарядлар маркази ўзаро қарама-қарши томонга силжийди ва молекулалар диполларга айланади (32- расм), яъни бу хил диэлектриклар ҳам қутбланади. Ташқи майдон қанча кучли бўлса, молекулаларнинг мусбат зарядлар маркази ва манфий зарядлар маркази куч чизиқлар бўйлаб бир-биридан шунча кўпроқ узоқлашади. Натижада қутбланган диэлектрик сиртининг бир томонида ортиқча мусбат зарядлар, иккинчи томонида эса манфий зарядлар бўлади (31- б расмга қ.). Бу зарядлар **б оғ л а н г а н з а р я д л а р** дейилади. Боғланган зарядлар ҳосил қилган майдон ташқи майдон йўналишига қарши йўналган бўлади (33- расм) ва уни сусайтиради, лекин батамом йўқотиб юбормайди.

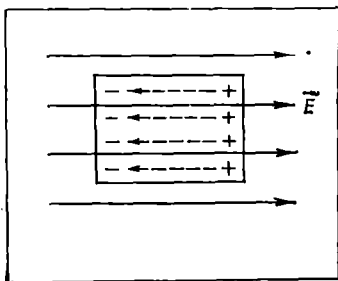
Вакуумдаги электр майдон кучланганлиги (E_0) нинг диэлектрик жойлаштирилгандаги кучланганлик (E) га нисбати билан

ўлчанадиган катталиқ муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги дейилади, яъни:

$$\epsilon = \frac{E_0}{E}. \quad (23)$$

Демак, бирор муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги шу муҳитда майдон кучланганлиги вакуумдагига нисбатан неча марта кічик эканлигини кўрсади.

Диэлектрикнинг қутбланиши, ҳақиқатан ҳам, ташқи электр майдон таъсирида юзага келади ва ташқи майдон олинганда унинг қутбланиши ҳам йўқолади. Агар диэлектрикка қўйилган ташқи майдон кучайтирилса, у ҳолда етарлича катта майдон кучланганлигида диполларнинг бузилиши бошланиши мумкин. Электр зарядлар эркин бўлиб қолади ва диэлектрик ичида ҳаракатланиб, унинг кристалл панжарасининг бузилишига олиб келади. Бундай ҳодиса диэлектрикнинг тешилиши дейилади. Диэлектрик тешилганда у механик жиҳатдан ҳам бузилади.

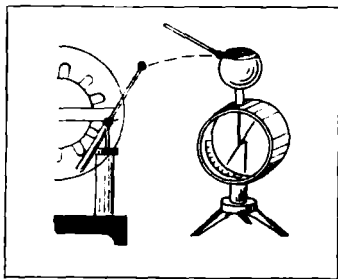


33- расм.

12-§. Электр сигими ва унинг бирликлари

Электр сигими тушунчасини аниқлаб олиш учун қуйидаги тажрибага мурожаат қиламиз. Бунинг учун электрометр стерженига ковак металл шар ўрнатади ва электрометрнинг корпуси ерга уланади. Электрофор машинада зарядлар ҳосил қилиниб, унинг кондукторига синаш шарчасини изоляцияланган дастасидан ушлаган ҳолда тегизиб олинади, сўнгра бу зарядли шарчани шар ўрнатилган электрометрга тегизилади (34- расм). Синаш шарчасини зарядлаб шарга бир неча марта кетма-кет теккизганимизда, электрометрга ўрнатилган шардаги заряд кўпаяди. Бу шардаги заряд кўпайган сари шарнинг потенциали ҳам пропорционал равишда ортиб боришини электрометр стрелкасининг оғишидан кўра-миз.

Агар худди шундай тажрибани бирорта бошқа ўтказгичда ҳам бажариб кўрилса, яна заряд ўтказгичнинг потенциали орасида юқоридагидек боғланиш борлигини кўриш мумкин. Бу тажрибалардан кўринадики, яккаланган ўтказгичнинг заряди ўтказгичнинг потенциалига тўғри пропорционал равишда ўзгарар экан:



34- расм.

$$q = C\varphi, \quad (24)$$

бундан

$$C = \frac{q}{\varphi}. \quad (25)$$

Бунда C — пропорционаллик коэффициент; у ташқи шароитларга, ўтказгичнинг ўлчамлари ва шаклига боғлиқ бўлган физик катталиқ бўлиб, ўтказгичнинг электр сирими ёки сифими дейилади. Демак, *ўтказгичнинг потенциалини бир бирликка ўзгартириш учун керак бўлган электр миқдорида сон жиҳатидан тснг бўлган катталиқ электр сифими* дейилади.

Агар бир хил шароитдаги шакли бир хил, бироқ катталиги турлича бўлган бир неча ўтказгичлар, масалан, радиуслари ҳар хил бўлган металл шарларнинг ҳар бирига бир хил миқдорда заряд бериб, уларнинг потенциаллари электромметр билан ўлчанса, радиуси кичик бўлган шарнинг потенциали радиуси катта бўлган шарнинг потенциалидан катта бўлади. Ҳақиқатан ҳам шундай бўлишлигини формула орқали ҳам кўрсатиш мумкин. Бизга маълумки, шарнинг потенциали $\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r}$ эди. Шунини (25) га қўйсак,

$$C = 4\pi\epsilon_0 r \quad (26)$$

келиб чиқади, яъни шарнинг сифими унинг ўлчамига ва шар жойлашган муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлигига боғлиқ экан. (26) формула ва тажрибалар ўлчами бир хил бўлган, лекин турли моддалардан қилинган ўтказгичларнинг электр сифими бир хил бўлишини кўрсатади.

Ўтказгич атропоидаги жисмлар шу ўтказгичнинг сифимига катта таъсир қилади. Агар зарядланган шарни иккала кафтимиз билан, лекин кафтимизни шарга тегизмасдан ўраб олсак, шарга уланган электромметр потенциалнинг камайганлигини кўрсатади. Шардаги заряд ўзгармаган ҳолда потенциалнинг бундай камайиши шарнинг электр сифими (25) формулага асосан ортишини кўрсатади. Бундай бўлишига сабаб — электростатик индукция ҳодисасидир.

СII системада электр сифими бирлиги қилиб Φ а р а д а (Φ) қабул қилинган. *Ўтказгичдаги электр миқдори бир кулонга ўзгарганда потенциали бир вольтга ўзгарадиган ўтказгичнинг электр сифими бир фарада* деб қабул қилинган, яъни:

$$1\Phi = \frac{1\text{ Кл}}{1\text{ В}} = 1 \frac{\text{ Кл}}{\text{ В}}.$$

Фарада электр сифимининг жуда катта бирлиги бўлгани учун кўпинча электр сифими микрофарада ва пикофарадаларда ифодаланади. Фарадининг миллиондан бир қисми микрофарада (мкФ) деб аталади:

$$1 \text{ мк}\Phi = 10^{-6} \Phi.$$

Микрофараданинг миллиондан бир қисми пикофарада (пФ) деб аталади:

$$1 \text{ пФ} = 10^{-6} \text{ мкФ} = 10^{-12} \text{ Ф}.$$

СГСЭ системада электр сиғими бирлиги қилиб, электр миқдори 1 СГСЭ_q га ўзгартирилганда потенциали 1 СГСЭ_φ га ўзгарадиган ўтказгичнинг сиғими қабул қилинган ва у 1 СГСЭ_c деб белгиланади. Агар СГСЭ системада электр миқдори ва потенциалнинг ўлчамликлари қўйилса, электр сиғими сантиметрларда ифодаланади:

$$1 \text{ СГСЭ}_c = \frac{1 \text{ СГСЭ}_q}{1 \text{ СГСЭ}_\phi} = 1 \text{ см}.$$

СГСЭ системада шар сиғимининг формуласи:

$$C = \epsilon r. \quad (27)$$

Агар шар ҳавода ёки вакуумда жойлашган бўлса ($\epsilon = 1$),

$$C = r, \quad (27 \text{ а})$$

Демак, шарсимон ўтказгичнинг бўшлиқдаги сиғими унинг сантиметрлар билан ўлчанган радиусига тенг бўлар экан.

Электр сиғимининг фарада ва сантиметр бирликлари орасида қуйидагича боғланиш мавжуд:

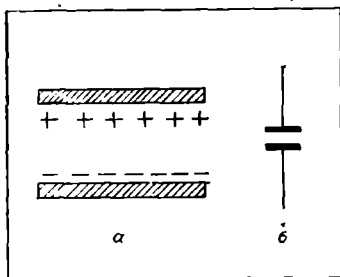
$$1 \text{ Ф} = \frac{1 \text{ Кл}}{1 \text{ В}} = \frac{3 \cdot 10^9 \text{ СГСЭ}_q}{300 \text{ СГСЭ}_\phi} = 9 \cdot 10^{11} \text{ СГСЭ}_c = 9 \cdot 10^{11} \text{ см}.$$

Бундан кўринадики, бир фарада радиуси $9 \cdot 10^{11} \text{ см} = 9 \cdot 10^8 \text{ км}$ бўлган шарнинг сиғими, яъни Ердан Ойгача бўлган масофадан 23 марта катта бўлган шарнинг электр сиғимидир.

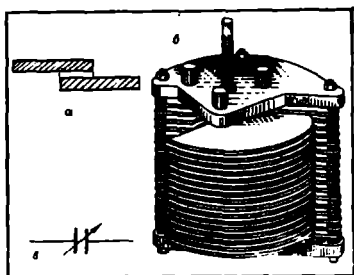
13-§. Конденсатор, унинг турлари ва ишлатилиши

Электротехника, айниқса, радиотехникада ўзида кўп заряд йиғиб тура оладиган катта электр сиғимли асбоблар зарур бўлади. Кўп миқдордаги электр зарядларни йиғувчи асбоблар конденсаторлар деб аталади. Конденсатор бир-биридан изоляция қилиниб, тенг миқдорда қарама-қарши ишорали зарядлар тўплайдиган, ўзаро яқин жойлаштирилган икки ўтказгичдан ташкил топган. Конденсаторни ҳосил қилган ўтказгичлар конденсатор қопламалари деб аталади.

Энг содда конденсатор ясси конденсатор бўлиб, бир-бирига жуда яқин жойлаштирилган иккита бир хил параллел металл пластинкадан иборат бўлади (35-а расм). Конденсаторларнинг схемаларда қандай белгиланиши 35-б расмда тасвирланган. Агар конденсатор пластинкалари бир-бирига нисбатан сурилса (36-а расм), унинг электр сиғими ўзгаради. Радиоприёмникларни созлашда кенг қўлланиладиган ўзгарувчан сиғимли конденсаторларнинг тузилиш ва ишлаш принципи шунга асосланган бўлиб унда изолятор ўрнида кўпинча ҳаво бўлади. Бундай конденсаторлар бир-



35- расм.



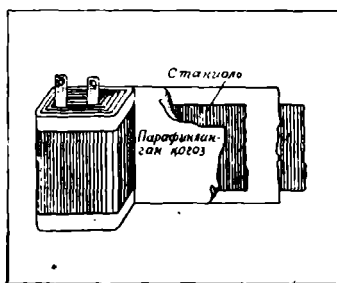
36- расм.

биридан изоляция қилинган металл пластинкалардан ташкил топган бўлиб (36- б расм), бир система пластинкалари қўзғалмайди, иккинчи система пластинкалари эса ўқ атрофида бурила олади. Қўзғалувчан системани бураб пластинкаларнинг бир-бирини қоплайдиган юзасини ўзгартириб, конденсатор сиғимини бир текис ўзгартириш мумкин. 36- в расмда ўзгарувчан сиғимли конденсаторларнинг электр занжирдаги шартли белгиси кўрсатилган.

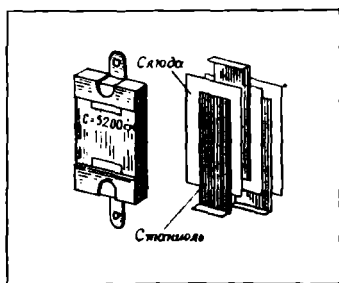
Одатдаги техник конденсаторлар бир-биридан ва металл корпусдан парафин шимдирилган қоғоз лента билан изоляцияланган иккита станиоль лентадан иборат бўлади. Станиоль лента билан қоғоз лента кичикроқ пакет шаклида зич қилиб ўралади. 37- расмда техник конденсаторнинг ташқи кўриниши ва ички тузилиши кўрсатилган.

Радиотехникада слюдадан қилинган конденсаторлар ишлатилади. Бу конденсаторларнинг қопламалари кўрғошин, қалай ёки алюминий зардан қилинади. 38- расмда шундай конденсаторнинг ташқи кўриниши ва алоҳида қисмлари кўрсатилган.

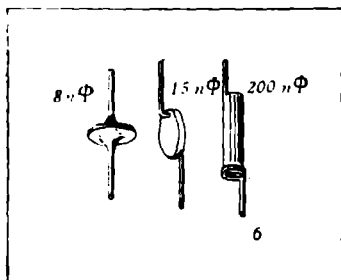
Керамик конденсаторларда (39- расм) изолятор махсус керамикадан қилинади. Керамик конденсаторларнинг қопламалари керамика сиртига югуртирилган кумуш қатлами бўлиб, бу қатламнинг устига лак суркалган бўлади.



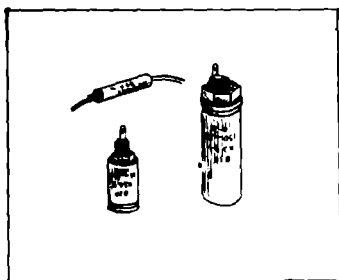
37- расм.



38- расм.



39- расм.



40- расм.

Сигими жуда катта бўлган конденсаторлардан бири электролитик конденсаторлардир (40- расм). Бундай конденсаторнинг алюминий қопламаларидан бирига югуртирилган юпқа алюминий оксиди диэлектрик вазифасини бажаради. Электролитик конденсаторнинг қопламалари иккита алюминий полосадан тайёрланади, бу алюминий полосалар орасига электролит эритмаси шимдирилган тола-тола қоғоз қўйилиб, спираль шаклида ўралади. Бундай конденсаторлар ўзгармас кучланишли қурилмалардагина ишлатилиши мумкин.

Конденсатор қопламаларида заряд тўплаш процесси уни з а р я д л а ш дейилади. Конденсатор зарядланганда унинг иккала қопламасида ишоралари ҳар хил ва миқдор жиҳатдан тенг заряд тўпланади. Конденсаторни зарядлаш учун унинг қопламаларидан бири электр манбанинг мусбат қутбига, иккинчиси эса манфий қутбига уланади. Манфий қутб ўрнига қопламалардан бирини Ерга улаш ҳам мумкин. Зарядланган конденсаторнинг электр майдони унинг қопламалари орасидаги фазода тўпланган бўлади, шунинг учун конденсаторнинг электр сигими атрофидаги jismlарга боғлиқ бўлмайди. Конденсатор заряди деганда қопламалардан биридаги заряднинг миқдори тушунилади. Конденсатор зарядининг унинг қопламалари орасидаги потенциаллар фарқига нисбати билан ўлчанадиган катталик конденсаторнинг сигими деб аталади:

$$C = \frac{q}{\Delta\phi} \quad (28)$$

Агар конденсатор қопламаларини ўтказгич орқали уласак, зарядлар унинг бир қопламасидан иккинчи қопламасига ўтиб ўзаро нейтралланади. Бу ҳодиса конденсаторни р а з р я д л а ш дейилади.

Ҳар бир конденсатор муайян потенциаллар фарқига мўлжалланган бўлади. Агар конденсатор қопламалари орасидаги потенциаллар фарқи жуда ортиб кетса, конденсатор бевосита диэлектрик орқали разрядланиши мумкин, яъни диэлектрик тешилади. Тешикли конденсатор кейинги қўлланишларга яроқсиз бўлиб қолади.

Энди ясси конденсаторнинг сифimini ҳисоблайдиган формула-
ни келтириб чиқарайлик. Конденсатор ҳар бир қопламасининг
юзини S билан, улар орасидаги масофани d билан белгилаймиз.
Сифimini (28) формула орқали ҳисоблаб топиш учун потенциал-
лар фарқини заряд миқдори орқали ифодалаш керак. Потенциал-
лар фарқи майдоннинг кучланганлиги билан аниқланади, майдон
кучланганлиги эса конденсатор қопламаларининг зарядига боғлиқ.
Пластинокларнинг ҳар бири ҳосил қилган майдон кучланганлиги
(10) формула билан топилади. Мусбат ва манфий зарядланган қоп-
ламалар майдонининг кучланганликлари катталики жиҳатидан
тенг бўлиб, конденсатор ичида аynи бир томонга йўналади. Шунинг
учун натижавий кучланганлик қуйидагига тенг бўлади:

$$E = 2E_1 = 2 \frac{\sigma}{2\epsilon\epsilon_0} = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0 S}. \quad (29)$$

(29) ни (22) га қўйиб, конденсатор қопламаларидаги потенциаллар
фарқини топамиз:

$$\Delta\varphi = Ed = \frac{qd}{\epsilon\epsilon_0 S}. \quad (30)$$

(30) ни (28) га қўйиб, ясси конденсатор сифимининг СИ система-
даги ифодасини топамиз:

$$C = \frac{q}{\Delta\varphi} = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{d}. \quad (31)$$

СГСЭ системада эса

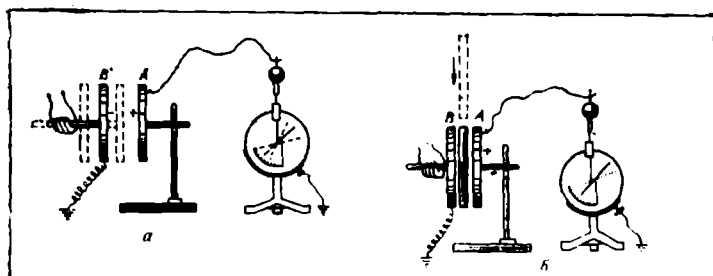
$$C = \frac{eS}{4\pi d} \quad (32)$$

бўлади.

Назарий равишда келтириб чиқарилган (31) формулани тажри-
бада текшириб кўрайлик. Бунинг учун пластинокларни орасидаги
масофани ўзгартириш мумкин бўлган конденсатор ва электрометр
олинади (41- расм). Конденсаторнинг битта қопламаси билан элек-
трометрнинг корпусини ерга ва унинг стерометри конденсаторнинг
иккинчи қопламасига улаб, конденсаторни ~~аниқ~~лаймиз. Электро-
метр пластиноклар орасидаги потенциаллар фарқини кўрсатади
(41- а расм). Пластиноклардан бирини иккинчиси билан бир оз узоқ-
лаштирсак, потенциаллар фарқи ошганини кўра~~миз~~ (41- а расмда-
пунктир чизиқлар билан тасвирланган). Сифимининг таърифига
асосан, потенциаллар фарқининг ортиши (пластиклар ораси-
даги масофа ўзгарганда заряд миқдори ўзгармайди) сифимнинг
камайишини билдиради. (31) формуладан ҳам шундай бўлишлиги
кўринади.

Конденсатор қопламалари орасига диэлектрикдан ясалган пласт-
тинка, масалан, шиша пластинка киритсак, потенциаллар фарқи
камайдиганини кўра~~миз~~ (41- б расм). Демак, конденсаторнинг сифи-
ми ортади. Бу ҳам (31) формуладан кўриниб турибди.

Шундай қилиб, пластиноклар орасидаги масофани жуда кичик
қилиб олиш ва диэлектрик синдирувчанлиги анча катта диэлек-
трик танлаш билан конденсаторнинг ўлчамларини катталаштир-



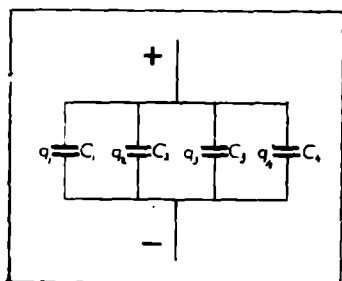
41-расм.

маган ҳолда сифимини орттириш мумкин экан. Шу сабабли, нисбатан кичик потенциаллар фарқида конденсаторларда кўп заряд тўплаш мумкин бўлади. Катта потенциаллар фарқи ҳисобига эмас, балки катта сифим ҳисобига кўп заряд тўплаш муҳимдир. Чунки кучли электр майдонда диэлектрик «тешилиб» конденсатор ишдан чиқади.

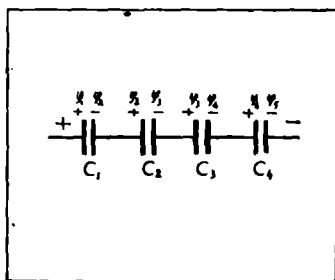
14-§. Конденсаторларни улаш

Кўпинча, маълум катталиқдаги сифим ҳосил қилиш учун конденсаторларни бир-бирига улаб батарея тузилади. Конденсаторларни параллел ва кетма-кет улаш мумкин.

I. Конденсаторларнинг мусбат зарядланган қопламаларини бир ўтказгич, манфий зарядланган қопламаларини иккинчи ўтказгич орқали улаш конденсаторларни п а р а л л е л у л а ш дейилади (42-расм). Параллел уланган конденсаторлар батареясига $\Delta\phi$ потенциаллар фарқи берилганда, ҳар бир конденсатордаги потенциаллар фарқи ҳам $\Delta\phi$ га тенг бўлиб, зарядлар мос ҳолда q_1 , q_2 , q_3 ва ҳоказо бўлади. Кўриб турибмизки, конденсаторларни параллел улаб батарея ҳосил қилинганда, барча конденсаторлар қоплама-сидаги потенциаллар фарқи бир хил бўлиб, улардаги заряд миқ-



42-расм.



43-расм.

дори ҳар хил қийматга эга бўлар экан.* Аммо батареянинг заряди конденсаторлар зарядларининг йиғиндисига тенг бўлади:

$$q = q_1 + q_2 + q_3 + \dots + q_n.$$

Батареянинг электр сифими (28) формулага биноан қуйидагича ҳисбланади:

$$C = \frac{q}{\Delta\varphi} = \frac{q_1 + q_2 + q_3 + \dots + q_n}{\Delta\varphi} = \frac{q_1}{\Delta\varphi} + \frac{q_2}{\Delta\varphi} + \dots + \frac{q_n}{\Delta\varphi},$$

лекин $\frac{q_1}{\Delta\varphi} = C_1, \frac{q_2}{\Delta\varphi} = C_2, \dots, \frac{q_n}{\Delta\varphi} = C_n$, демак,

$$C = C_1 + C_2 + \dots + C_n = \sum_{k=1}^n C_k \quad (33)$$

бўлади. *Параллел улашда конденсаторлар батареясининг сифими алоҳида конденсаторлар сифимларининг йиғиндисига тенг бўлади.*

Конденсаторлар параллел уланганда электр сифим ортади ва батареянинг сифими алоҳида олинган конденсаторларнинг энг катта сифимидан ҳам катта бўлади.

II. Бир конденсаторнинг манфий зарядланган қопламасини бошқа конденсаторнинг мусбат зарядланган қопламасига улаш конденсаторларни кетма-кет улаш дейилади (43- расм.) Конденсаторлар кетма-кет уланганда икки қўшни, масалан, биринчи ва иккинчи конденсаторнинг манфий ва мусбат зарядланган қопламалари тасир орқали зарядланган битта ўтказгични ташкил қилади, шунинг учун уларнинг потенциали (φ) бир хил ва улардан биридаги манфий заряд иккинчисидаги мусбат зарядга сон жиҳатдан тенг бўлади. Бундан конденсаторлар кетма-кет уланганда ҳамма конденсаторларда заряд бирдай ($q_1 = q_2 = \dots = q_n$) бўлади, деган хулоса чиқади. Батареянинг потенциаллар фарқи алоҳида конденсаторлардаги потенциаллар фарқлари йиғиндисига тенгдир. Ҳақиқатан ҳам,

$$(\varphi_1 - \varphi_2) + (\varphi_2 - \varphi_3) + \dots + (\varphi_{n-1} - \varphi_n) = \varphi_1 - \varphi_n,$$

аммо $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_n$, демак,

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_1 + \Delta\varphi_2 + \dots + \Delta\varphi_n.$$

$$\Delta\varphi = \frac{q}{C} \text{ эканлигини эътиборга олсак,}$$

$$\frac{q}{C} = \frac{q}{C_1} + \frac{q}{C_2} + \dots + \frac{q}{C_n}.$$

Тенглама q га қисқартирилганда

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_n} = \sum_{k=1}^n \frac{1}{C_k} \quad (34)$$

бўлади. Демак, конденсаторлар кетма-кет уланганда конденсаторлар батареяси сифимига тескари бўлган катталик алоҳида олинган конденсаторлар сифимларига тескари бўлган катталиклар йиғиндисига тенг бўлади.

Кетма-кет улашда батареянинг сифими алоҳида олинган конденсаторларнинг энг кичик сифимидан ҳам кичик бўлди.

15-§. Электростатик майдон энергияси

Зарядланган ҳар қандай ўтказгич маълум энергияга эга бўлади. Ўтказгич бу энергияни зарядланиш жараёнида олади. Разрядланиш вақтида эса ўтказгич шу энергияни сарфлайди. Зарядланган ўтказгич энергияси ўтказгични зарядлашда бажарган ишга тенг бўлади, яъни:

$$W = A. \quad (35)$$

Ўтказгични зарядлашда бажарилган иш:

$$A' = q\varphi_{\text{ср}} \quad (36)$$

бўлади. Бунда $\varphi_{\text{ср}}$ — ўтказгични зарядлаш жараёнида унинг потенциалини нолдан φ гача текис орттирувчи потенциалнинг ўртача қийматидир, яъни:

$$\varphi_{\text{ср}} = \frac{\varphi + 0}{2} = \frac{\varphi}{2}. \quad (37)$$

$\varphi_{\text{ср}}$ нинг қийматини (36) га қўйсак ва (35) ни ҳисобга олсак, зарядланган ўтказгич энергияси учун қуйидаги формулани ҳосил қиламиз:

$$W = \frac{q\varphi}{2}. \quad (38)$$

Агар зарядланган ўтказгич ўрнида конденсатор олсак, (38) формуладаги φ потенциал конденсатор қопламаларидаги потенциаллар фарқи билан алмашади ва зарядланган конденсаторнинг энергияси қуйидаги формуладан топилади:

$$W = \frac{q\Delta\varphi}{2}. \quad (39)$$

Зарядланган конденсатор учун $q = C\Delta\varphi$ эканлигини ҳисобга олсак, (39) формула қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$W = \frac{C\Delta\varphi^2}{2}. \quad (40)$$

(40) формулага ясси конденсатор сифимининг $C = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{d}$ ва потенциаллар фарқининг майдон кучланганлиги орқали $\Delta\varphi = Ed$ кўринишдаги ифодаларини қўйсак, конденсатор энергияси қуйидаги формула орқали ифодаланади:

$$W = \frac{\epsilon\epsilon_0 E^2}{2} Sd. \quad (41)$$

(41) ни майдон эгаллаб турган $V = Sd$ конденсатор ҳажмига бўлиб, бирлик ҳажмга тўғри келган энергияни, яъни энергия зичлигини топамиз:

$$W = \frac{W}{V} = \frac{\epsilon\epsilon_0 E^2}{2}. \quad (42)$$

1. Ҳосил қилинган (42) формула ясси конденсаторнинг бир жинсли майдони учунгина эмас, балки ҳар қандай электростатик майдон учун ҳам энергия зичлигидир. Шу билан бирга, энергия зичлигининг бу ифодаси ўзгарувчан электр майдон учун ҳам ўринли бўлади.

Тақрорлаш учун саволлар

1. Ўтказгичлар, диэлектриклар ва ярим ўтказгичлар нима? Уларга мисоллар келтиринг.
2. Электростатик ҳимоя деб нимага айтилади?
3. Электростатик индукция ҳодисаси деб нимага айтилади?
4. Зарядланган ўтказгичда зарядлар қандай тақсимланади?
5. Диполь деб нимага айтилади?
6. Диэлектрикнинг қутбланиши деб нимага айтилади?
7. Ўтказгичнинг электр сифими деб нимага айтилади? Унинг бирлиги нима?
8. Конденсатор, уларнинг турлари ва тузилишини тушунтириб беринг.
9. Конденсаторларни параллел ва кетма-кет улаш деб қандай улашга айтилади? Бу вақтда сифми қандай бўлади?
10. Зарядланган конденсатор энергиясининг формуласини келтириб чиқаринг.

МАСАЛА ЕЧИШ НАМУНАЛАРИ

1-масала. Бир хил ишорали заряд билан зарядланган иккита шарча бир-бирини тортishi мумкинми?

Ечилиши. Агар бир хил ишорали заряд билан зарядланган шарлардан бирининг заряди иккинчисиникидан катта бўлса, у ҳолда шарлар тортилиши мумкин. Ўтказгич сиртида зарядларнинг индукцияланиши натижасида заряди кам бўлган ўтказгичнинг тортishi кучи итарилиш кучидан ортиқ бўлади.

2-масала. Сигимлари 4пФ ва 6пФ бўлган иккита шар мос равишда $2 \cdot 10^{-7} \text{ Кл}$ ва $1 \cdot 10^{-7} \text{ Кл}$ заряд билан зарядланиб, бир-бирига тегизилган. Шундан кейин шарлардаги зарядлар қандай тақсимланган?

Берилган: $C_1 = 4\text{пФ} = 4 \cdot 10^{-12}\text{Ф}$; $C_2 = 6\text{пФ} = 6 \cdot 10^{-12}\text{Ф}$;

$$\frac{q_1 = 2 \cdot 10^{-7} \text{ Кл}; \quad q_2 = 1 \cdot 10^{-7} \text{ Кл}}{q_1 = ?, \quad q_2 = ?}$$

Ечилиши. Шарлар бир-бирига тегизилгандан кейин уларнинг зарядлари мос равишда q_1' ва q_2' , потенциаллари эса φ_1' ва φ_2' бўлади. Заряднинг сақланиш қонунига асосан, $q_1 + q_2 = q_1' + q_2'$ бундан $q_2' = q_1 + q_2 - q_1'$.

Шарлар бир-бирига тегизилгандан кейин уларнинг потенциаллари $\varphi_1' = \varphi_2'$ бўлади, яъни

$$\frac{q_1'}{C_1} = \frac{q_2'}{C_2}.$$

q_2' нинг қийматини бунга қўйсак, $\frac{q_1'}{C_1} = \frac{q_1 + q_2 - q_1'}{C_2}$ дан

$$q_1' = \frac{C_1(q_1 + q_2)}{C_1 + C_2}.$$

У вақтда $q'_2 = q_1 + q_2 - \frac{C_1(q_1 + q_2)}{C_1 + C_2}$ бўлади.

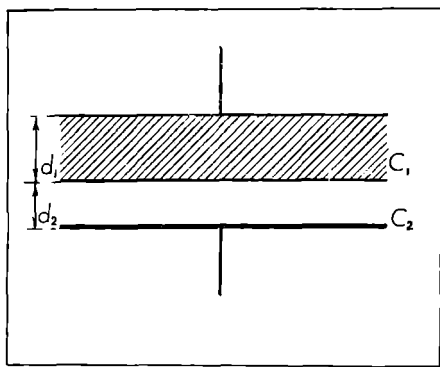
Сон қийматларини қўйиб ҳисоблаймиз:

$$q'_1 = \frac{4 \cdot 10^{-12} \Phi (2 \cdot 10^{-7} + 1 \cdot 10^{-7}) \text{ Кл}}{(4 \cdot 10^{-12} + 6 \cdot 10^{-12}) \Phi} = \frac{12 \cdot 10^{-7}}{10} \text{ Кл} = 1,2 \cdot 10^{-7} \text{ Кл.}$$

$$q'_2 = (2 \cdot 10^{-7} + 1 \cdot 10^{-7} - 1,2 \cdot 10^{-7}) \text{ Кл} = 1,8 \cdot 10^{-7} \text{ Кл.}$$

3-масала. Ясси конденсатор қопламаларининг юзи 2000 см^2 , улар орасидаги масофа $0,5 \text{ мм}$. Қопламалар орасида қалинлиги $0,3 \text{ мм}$ бўлган слюда пластинка ($\epsilon = 7$) бор, қолган қисми эса ҳаво билан тўлган. Конденсатор қопламаларига 220 В потенциаллар фарқи берилган бўлса, конденсаторнинг зарядини топинг.

Берилган: $S_4 = 2000 \text{ см}^2 = 0,2 \text{ м}^2$; $d = 0,5 \text{ мм} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ м}$;



44- расм.

$$\frac{d_1 = 0,3 \text{ мм} = 3 \cdot 10^{-4} \text{ м}; \epsilon = 7; \Delta\phi = 220 \text{ В}}{q = ?}$$

Ечилиши. Конденсаторнинг заряди $q = C\Delta\phi$ формуладан топилади. C сифимни иккита кетма-кет уланган C_1 ва C_2 конденсаторларнинг (44- расм) сифими каби қараш мумкин, яъни

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \text{ ёки } C = \frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2} \text{ бунда}$$

$$C_1 = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{d_1}; \quad C_2 = \frac{\epsilon_0 S}{d_2}; \quad d_2 = d - d_1.$$

Умумий сифим $C = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{d_1 + \epsilon d_2}$ бўлади.

C нинг қийматини $q = C\Delta\phi$ га қўямиз:

$$q = \frac{\epsilon\epsilon_0 S \Delta\phi}{d_1 + \epsilon d_2} = \frac{\epsilon\epsilon_0 S \Delta\phi}{d_1 + \epsilon(d - d_1)}.$$

Сонларни қўйиб ҳисоблаймиз:

$$q = \frac{7 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{\text{м}} \cdot 0,2 \text{ м}^2 \cdot 120 \text{ В}}{3 \cdot 10^{-4} \text{ м} + 7 \cdot 2 \cdot 10^{-4} \text{ м}} \approx 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ Кл.}$$

4-масала. Ясси конденсатор қопламалари орасидаги потенциаллар фарқи 220 В . Ҳар бир қопламанинг юзи 190 см^2 ва заряди $2 \cdot 10^{-9} \text{ Кл}$ бўлса, конденсаторнинг энергиясини ва қопламалар орасидаги масофани топинг.

Берилган: $\Delta\varphi = 200\text{В}$; $S = 190\text{ см}^2 = 1,9 \cdot 10^{-2}\text{ м}^2$;

$$q = 2 \cdot 10^{-6}\text{ Кл}; \quad \epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{\text{м}}$$

$$W = ?, \quad d = ?$$

Ечилиши. Конденсаторнинг энергияси $W = \frac{q\Delta\varphi}{2}$ формуладан аниқланади.

Конденсатор қопламалари орасидаги масофа ясси конденсатор формуласидан топилади:

$$C = \frac{\epsilon_0 S}{d} \text{ дан } d = \frac{\epsilon_0 S}{C} = \frac{\epsilon_0 S \Delta\varphi}{q}$$

Сон қийматларни қўйиб ҳисоблаймиз:

$$W = \frac{2 \cdot 10^{-6}\text{ Кл} \cdot 220\text{В}}{2} = 2,2 \cdot 10^{-7}\text{ Ж}.$$

$$d = \frac{8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{\text{м}} \cdot 1,9 \cdot 10^{-2}\text{ м}^2 \cdot 220\text{ В}}{2 \cdot 10^{-6}\text{ Кл}} = 1,8 \cdot 10^{-3}\text{ м}.$$

Мустақил ечиш учун масалалар

18-масала. Нима учун зарядланмаган енгил шарча ҳам ман-фий, ҳам мусбат зарядланган жисмларга тортилади?

19-масала. Металл ўтказгич керосинга туширилган ва электро-фор машина ёрдамида зарядланган. Шундан кейин изолятор ёрда-мида ўтказгични керосиндан олиб сувга туширилганда ўтказгич-нинг электр сиғими ўзгарадими?

20-масала. Сиғими 5 пФ бўлган шарнинг радиусини топинг.

21-масала. Сиғими 1400 пФ ва қопламаларининг юзи 14 см^2 бўлган слюдали конденсатордаги слюда қалинлигини аниқланг.

22-масала. Конденсатор қисмларга ажратилганда у ҳар бири-нинг юзи 42 см^2 дан бўлган 11 қопламадан ва қалинлиги 25 мкм бўлган 10 та парафин ($\epsilon = 1,8$) шимдирилган қоғоздан тузилган-лиги маълум бўлди. Конденсаторнинг сиғимини аниқланг.

23-масала. Сиғими 100 пФ ва 15 пФ бўлган конденсаторлар параллел уланган. Агар биринчи конденсаторнинг заряди $2 \cdot 10^{-8}\text{ Кл}$ бўлса, иккинчисининг заряди нимага тенг бўлади?

24-масала. 160 В потенциаллар фарқигача зарядланган ясси конденсатор керосинга жойлаштирилган. Конденсаторнинг ҳар бир қопламасининг юзи 250 см^2 , қопламалар орасидаги масофа $1,2\text{ мм}$. Конденсаторнинг энергиясини аниқланг.

II боб. ЎЗГАРМАС ТОҚ

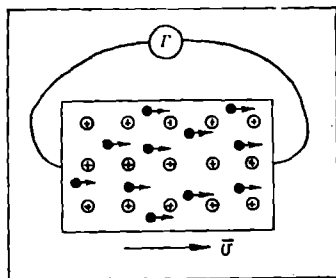
16-§. Электр токи, унинг табиати ва таъсири

Электр зарядларининг тартибли (бир томонга йўналган) ҳаракати э л е к т р т о к и деб аталади. Электр токи пайдо бўлиши ва доимо бўлиб туриши учун биринчидан, моддада эркин электр зарядлари, иккинчидан, уларни тартибли ҳаракатга келтирувчи электр майдон, учинчидан занжир берк бўлиши керак.

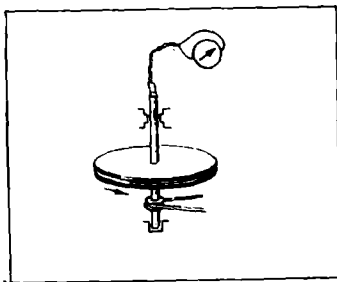
Металларда эркин электронлар эркин зарралар бўлиб ҳисобланади.

Шундай эканлиги 1916 йили Стюарт ва Толмен томонидан ўтказилган тажрибада тасдиқланган. Бу тажрибанинг гоёси 1913 йили Н. Д. Папалекси ва Л. И. Мендельштам томонидан айтилган эди. Бу гоё шундан иборат. Фараз қилайлик, зарядланмаган металл бўлаги жуда катта тезлик билан ҳаракатланаётган бўлсин (45-расм). Кристалл панжара металлдаги эркин зарядларни илаштириб олиб кетади. Металл бўлагининг ҳаракати кескин тўхтатилган да ҳам эркин зарядлар ўз ҳаракатини инерцияси туфайли маълум вақт давом эттиради. Зарядларнинг бу ҳаракати занжирда ток ҳосил қилади, уни занжирга уланган жуда сезгир асбоб-гальванометр стрелкасининг огишидан пайқаш мумкин. Бу ҳодисани кузатиш учун қуйидаги тажриба ўтказилган.

Жуда кўп ўрамли ингичка сым ўралган галтак ўз ўқи атрофида тез айлантирилган (46-расм). Симнинг учлари сезгир гальванометрга сирпанувчи ўтказгичлар билан уланган. Галтак кескин тўхтатилганда гальванометр стрелкаси секунднинг улушларича вақт давомида оғиб, ток борлигини кўрсатган. Бу токнинг йўналиши унинг манфий зарядли зарралар ҳаракатидан вужудга келишини кўрсатган. Бунда кўчириладиган заряднинг катталиги ток ҳосил қилувчи зарралар зарядининг улар массасига нисбатига, яъни $\frac{e}{m}$ га пропорционал бўлади. Шунинг учун занжирда ток мавжуд бўлган бутун вақт давомида гальванометр орқали ўтган заряд катталиги ўлчаниб, $\frac{e}{m}$ нисбат аниқланган. Толмен ва Стюарт тажрибала



45- расм.



46- расм.

ридан мис учун $\frac{e}{m} = 1,6 \cdot 10^{11}$ Кл/кг, алюминий учун $\frac{e}{m} = 1,54 \cdot 10^{11}$ Кл/кг, кумуш учун $\frac{e}{m} = 1,49 \cdot 10^{11}$ Кл/кг аниқланган. Бу катталар электрон учун $\frac{e}{m}$ нисбатнинг бошқа тажрибалардан топилган қийматига тўғри келади.

Агар металл электр майдонга киритилса, унда эркин электронлар иссиқлик ҳаракатларини тўхтатмаган ҳолда майдон таъсирида тартибли ҳаракат қила бошлайди, натижада ток вужудга келади. Металлар *электронли ўтказгичлар* ёки *биринчи тур ўтказгичлар*, эркин электронлар эса *ўтказувчанлик электронлари* деб аталади.

Суюқ эритмаларда, яъни электролитларда электр токи мусбат ва манфий ионларнинг тартибли ҳаракати туфайли юзага келади. Газларда эса электр токи мусбат ва манфий ионлар ҳамда электронларнинг тартибли ҳаракати натижасида юзага келади. Электролитларни ионли ўтказувчанликка, газларни ион-электронли ўтказувчанликка эга бўлган ўтказгичлар деб аталади. Электролитлар билан газлар *иккинчи тур ўтказгичлар* деб ҳам аталади.

Электр токи борлигини ток туфайли юз берадиган қуйидаги таъсир ёки ҳодисаларга қараб билиш мумкин:

1) иссиқлик таъсири — ток ўтаётган ўтказгич қизийди (масалан, иситкич асбоблар, электр қиздириш лампалари, иссиқлик ўлчов асбоблари);

2) химиявий таъсири — электр токи ўтказгичнинг химиявий таркибини ўзгартиради (масалан, электролиз ҳодисаси);

3) магнит таъсири (масалан, токли ўтказгич ёнида магнит стрелкасининг огиши, электромагнитлар, телеграф-телефон);

4) куч таъсири (масалан, магнит майдонда токли симнинг огиши, электродвигатель);

5) ёруғлик таъсири (масалан, сийракланган газларда разряд, электр ёйи).

17-§. Ток кучи, зичлиги ва уларнинг бирлиги

Электр токининг йўналиши учун ҳамма вақт мусбат зарядларнинг ҳаракат йўналиши қабул қилинган. Электр токи **т о к к у ч и** деб аталувчи скаляр катталиқ билан характерланади.

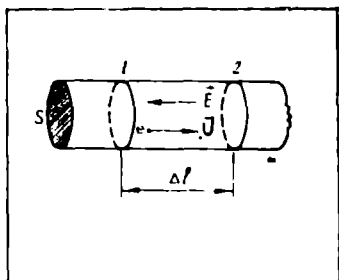
Ўтказгичнинг кўндаланг кесимидан вақт бирлигиди оқиб ўтадиган заряд миқдори билан ўлчанадиган катталиқ ток кучи деб аталади. Агар Δt вақт ичида ўтказгичнинг кўндаланг кесими орқали q заряд миқдори ўтса, у ҳолда

$$I = \frac{q}{\Delta t} \quad (43)$$

катталиқ ток кучини ифодалайди.

Вақт ўтиши билан катталиқ ҳамда йўналиш жиҳатидан ўзгармайдиган ток кучи *ўзгармас ток* деб аталади. Ток кучи ҳар бир зарра олиб ўтадиган заряд катталигига, зарралар концентрация-

си (бирлик ҳажмдаги сони) га, уларнинг тартибли ҳаракатининг тезлигига ва ўтказгичнинг кўндаланг кесими юзига боғлиқ бўлади. Қуйида шуни кўриб чиқамиз. Ўтказгичнинг кўндаланг кесим юзи S га тенг, деб фарз қилайлик (47-расм). Айтайлик, ташқи электр майдон кучланганлиги ўнгдан чап томонга йўналган бўлсин, у ҳолда электронлар бу майдон таъсирида чапдан ўнгга томон ҳаракатланади. Ҳар бир зарранинг заряди q_0 га тенг (электронлар учун $q_0 = e$). Ўтказгичнинг 1 ва 2 кесимлар билан чегараланган ҳажмида $nS\Delta l$ донга зарядли зарра бўлади, бу ерда n — зарядли зарралар концентрацияси. Уларнинг умумий заряди $q = q_0 n S \Delta l$. Агар зарралар чапдан ўнгга томон ўртача $\bar{u}$ тезлик билан ҳаракат қилса, у ҳолда шу ҳажм ичидаги ҳамма зарралар $\Delta t = \frac{\Delta l}{\bar{u}}$ вақт ичида 2 кесимдан ўтади. У вақтда ток кучи учун



47- расм.

$$I = \frac{q}{\Delta t} = \frac{q_0 n S \Delta l}{\frac{\Delta l}{\bar{u}}} = q_0 n S \bar{u} \quad (44)$$

ифодага эга бўламиз. Металлар токни жуда яхши ўтказишига асосий сабаб, уларда эркин электронлар концентрациясининг катталигидир. Аниқланишича, 1 м^3 ҳажмдаги металлда тахминан $10^{28} \div 10^{29}$ та эркин электронлар бўлар экан.

Ўтказгичдан ўтаётган токни характерловчи физик катталиклардан бири ток зичлигидир. Ток зичлиги ўтказгичнинг бирлик кўндаланг кесимидан ўтувчи ток кучига сон жиҳатидан тенг бўлган катталикдан иборат, яъни

$$i = \frac{I}{S} = q_0 n \bar{u}.$$

Бундан кўринадики, токнинг зичлиги зарядларнинг ўртача тезлиги йўналиши бўйича йўналган вектор катталик экан. Демак, ток зичлиги ўзининг вектор катталиклиги билан ҳам ток кучидан фарқ қилади.

СИ системада ток кучи бирлиги қилиб ампер (А) қабул қилинган. Бу асосий бирлик ҳисобланади. Ампернинг таърифи билан «Электромагнетизм» бўлимида танишамиз.

(43) формуладан

$$q = I \Delta t \text{ ва } 1 \text{ Кл} = 1 \text{ А} \cdot \text{с}$$

эканлиги келиб чиқади. Демак, ўтказгичнинг кўндаланг кесимидан бир секунд давомида бир ампер ток ўтганда ўтказгичдан бир кулон заряд миқдори оқиб ўтар экан.

СГСЭ системада ток кучи бирлиги қилиб СГСЭ ток кучи бирлиги қабул қилинган ва қисқача 1 СГСЭ_I деб ёзилади. Демак,

$$1 \text{ СГСЭ}_I = \frac{1 \text{ СГСЭ}_q}{1 \text{ с}}$$

бўлади, яъни ўтказгичнинг кўндаланг кесимидан бир секунд давомида бир СГСЭ_q заряд бирлигига тенг заряд оқиб ўтса, ток кучи бир СГСЭ_I ток кучи бирлигига тенг бўлади.

Ток кучининг СИ ва СГСЭ системадаги бирликлари орасида қуйидагича боғланиш мавжуд:

$$1 \text{ А} = \frac{1 \text{ Кл}}{1 \text{ с}} = \frac{3 \cdot 10^9 \text{ СГСЭ}_q}{1 \text{ с}} = 3 \cdot 10^9 \text{ СГСЭ}_I.$$

Амалда ток кучининг ампер бирлигидан ташқари қуйидаги бирликлари ҳам қўлланилади: 1 мА (миллиампер) $= 10^{-3} \text{ А}$;
 1 мкА (микроампер) $= 10^{-6} \text{ А}$.

Ток зичлигининг СИ системадаги бирлиги

$$[i] = \frac{[I]}{[S]} = 1 \frac{\text{А}}{\text{м}^2}.$$

яъни бир метр квадрат юздан бир ампер ток кучининг ўтиши ток зичлиги бирлигини ифодалайди.

СГСЭ системада ток кучи зичлигининг бирлиги:

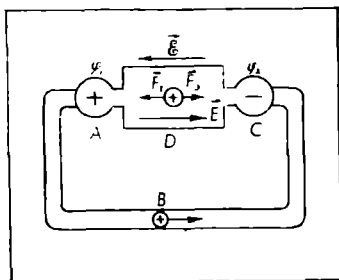
$$[i] = 1 \frac{\text{СГСЭ}_I}{1 \text{ см}^2}.$$

18-§. Ўзгармас ток манбалари. Электр юритувчи куч

Ўтказгичда ток ҳосил қилиш учун ўтказгичнинг ичида электр майдон вужудга келтириш керак. Бунинг учун эса ўтказгич учларига потенциаллар фарқи бериш ва уни доимий сақлаш керак бўлади. Бу мақсадда ўзгармас ток манбаларидан фойдаланилади.

Ҳар қандай ток манбаида иккита—мусбат (юқори потенциалли) ва манфий (паст потенциалли) қутблар бўлади. Ток ҳосил қилиш учун ўтказгич—истеъмолчи манба қутбларига уланади (48-расм). У вақтда ўтказгичнинг ичида электр майдони вужудга келади. Шу майдоннинг таъсирида мусбат зарядлар ABC ўтказгич бўйича манбанинг мусбат қутбидан манфий қутбига кўчади. Бироқ A ва C нуқталарнинг потенциаллари тез тенглашиб қолиши натижасида бу кўчиш тезда тўхтайдди. Зарядларнинг ABC ўтказгич бўйича кўчиши давом этиши учун A ва C нуқталар орасидаги потенциаллар фарқининг йўқолишига йўл қўймай, уни ҳамма вақт тиклаб туриш лозим. Бунинг мусбат зарядларни C нуқтадан яна A нуқтага кўчириш билан амалга ошириш мумкин. Аммо бундай ҳаракат ўз-ўзидан бўлмайди, чунки электр майдон кучлари мусбат зарядларга

қарама-қарши (ABC) йўналишда таъсир этади. Агар ADC қисмда мусбат зарядларга, электр майдон билан бир вақтда, уларни C дан A га томон кўчирадиган қандайдир ташқи майдон кучлари таъсир этса, у вақтда зарядлар $ABCD$ берк йўл бўйлаб узлуксиз ҳаракатланиб туради. Бунда A ва C нуқталар орасидаги потенциаллар фарқи ўзгаришсиз қолади. Демак, манбанинг ичида табиати билан электростатик кучлардан фарқланувчи кучлар мавжуд. Бу кучлар ташқи кучлар дейилади:



48-расм.

Ташқи кучларнинг табиати хилма-хил бўлиши мумкин.

Занжирнинг CDA қисмида ташқи кучлар бирор тур энергия, масалан, механик ёки химик энергия ҳисобига электр майдонга қарши иш бажариб, зарядларни C дан A га кўчириши лозим. ABC қисмда зарядлар (CDA қисмда зарядларни кўчиришда олинган энергия ҳисобига иш бажарувчи) электр майдон таъсирида ҳаракатланади. Электр майдон зарядларнинг занжирнинг бир (CDA) қисмида кўчирилишида қанча энергия олса, иккинчи (ABC) қисмда уларни кўчиришда шунча энергия йўқотади. Мана шу шароитдагина берк занжирда ток узоқ муддат мавжуд бўлиши мумкин. Барча айтилганлар манфий зарядларга ҳам тегишлидир. Аммо уларнинг ҳаракати тескари йўналишда бўлади.

Ташқи кучларнинг таъсири электр юритувчи куч (ЭЮК) деб аталадиган физик катталиқ билан характерланади, у $\mathcal{E}$ билан белгиланади. Ток манбанинг электр майдон таъсирида бирлик мусбат зарядни берк занжир бўйлаб кўчиришда бажарган иши билан ўлчанувчи катталиқ шу манбанинг электр юритувчи кучи деб аталади. Демак,

$$\mathcal{E} = \frac{A}{q} \quad (45)$$

бўлади, бунда A — заряд q ни кўчиришда бажарилган иш. Ток манбаи ЭЮК манбаи деб ҳам юритилади. СИ системада электр юритувчи куч, потенциаллар фарқи каби, вольт (B) билан ўлчанади:

$$[\mathcal{E}] = \frac{[A]}{[q]} = \frac{1 \text{ Ж}}{1 \text{ Кл}} = 1 \text{ В.}$$

Одатда, берк электр занжирини бир-биридан бутунлай фарқ қилувчи икки қисмга — ташқи ва ички қисмларга ажратилади. Зарядлар электр майдон ҳисобига олган энергиясинигина сарф этадиган занжир занжирнинг ташқи қисми дейилади. Зарядлар ташқи кучлар таъсирида электр майдон кучларига қарши

ҳаракатланадиган қисми занжирнинг ички қисми дейилади.

Занжирнинг ички қисми ЭЮК манбаидан иборат эканлиги равшан, занжирнинг барча қолган қисми (ўтказгичлар, электр энергиясини истеъмол қилувчилар, электр ўлчов асбоблари ва ҳ. к.) занжирнинг ташқи қисми бўлади.

ЭЮК манбаи муайян турдаги энергияни электр токи энергиясига айлантиради. Манба ўтказгич учларида потенциаллар фарқи ҳосил қилади ва уни қувватлаб туради. Манба ҳеч вақт электр зарядлари ҳосил қилмайди, у фақат зарядларни тартибли ҳаракатга келтиради, холос. Электр майдон таъсирида зарядлар бутун ташқи занжир бўйлаб кўчади, шунинг учун бу занжирнинг исталган қисмида потенциаллар фарқи мавжуд бўлиши керак. Ташқи занжирда нуқтадан нуқтага потенциалнинг камайиши *потенциал пасайиши* деб аталади.

Манбанинг ичида ЭЮК нинг таъсири электр майдон йўналишига тескари йўналишда бўлади, яъни манбанинг манфий қутбидан мусбат қутбига томон йўналгандир. Ташқи занжир бўлмаганда ЭЮК сон жиҳатдан очиқ манбанинг қутбларидаги потенциаллар фарқига тенг бўлади:

$$\mathcal{E} = \varphi_2 - \varphi_1.$$

Занжирнинг исталган қисмидаги электр юритувчи куч тўғрисида гапириш мумкин. Занжир қисмининг ЭЮК ташқи кучларнинг бутун занжирда эмас, балки занжирнинг аниқ бир қисмида бирлик мусбат зарядни кўчиришда бажарган ишидир.

Электростатик ва ташқи кучларнинг бирлик мусбат зарядни занжирнинг аниқ бир қисмида кўчиришида бажарган ишига тенг бўлган катталиқ занжирнинг шу қисмидаги кучланиш тушуви ёки кучланиши дейилади ва U ҳарфи билан белгиланади.

Электростатик кучларнинг бирлик мусбат зарядни кўчиришда бажарган иши потенциаллар фарқига, ташқи кучларнинг бирлик мусбат зарядни кўчиришда бажарган иши эса электр юритувчи кучга тенглигидан кучланиш

$$U = (\varphi_1 - \varphi_2) + \mathcal{E} = -(\varphi_2 - \varphi_1) + \mathcal{E} \quad (46)$$

формула билан ифодаланади. Агар $\mathcal{E} = 0$ бўлса, у ҳолда

$$U = \varphi_1 - \varphi_2 \quad (47)$$

бўлади, бундан занжир қисмида ЭЮК манбаи бўлмаган ҳолдагина кучланиш шу қисм учларидаги потенциаллар фарқига тенг бўлиши келиб чиқади. Шунинг учун, умумий ҳолда, занжир қисмидаги кучланишнинг унинг учларидаги потенциаллар фарқига тенглаштириш (айнан бир хил катталиқ дейиш) ярамайди.

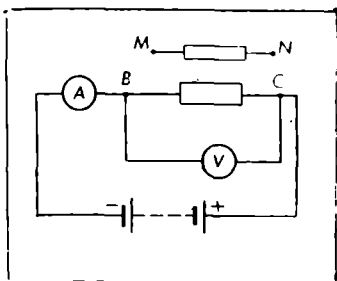
19-§. Занжирнинг бир қисмига онд Ом қонуни.

Қаршилик

Занжирнинг бирор қисмидан ўтаётган токнинг унинг учларига қўйилган потенциал билан қандай боғланишда бўлишлигини аниқлаш учун 49- расмда келтирилган схеманинг *BC* учлари ора-

лигига ўтказгич улаб, ундан ток ўтказайлик. Ток кучини A амперметр билан, ўтказгич учларидаги кучланишни V вольтметр билан ўлчаймиз.

Агар занжирга уланган ток манбаларини ўзгартирсак, ҳам занжирдаги токнинг, ҳам ўтказгич учларидаги кучланишнинг ўзгарганлигини кўрамиз. Бунда ўтказгич учларидаги кучланиш неча марта ортса, ток кучи ҳам шунча марта ортади. Бошқа MN ўтказгич билан тажрибани такрорлаганда ҳам кучланиш билан ток кучи ўзаро боғлиқ ҳолда, юқорида айтилганидек, ўзгаради. У вақтда бу боғланишни қуйидагича ифодалаш мумкин:



49- расм.

$$I = \Lambda U, \quad (48)$$

бу ерда Λ — ўтказгичнинг хоссасини характерлайдиган катталиқ бўлиб, унинг сон қиймати кучланишга ҳам, ток кучига ҳам боғлиқ эмас. Бу катталиқ ўтказгичнинг э л е к т р ў т к а з у в ч а н л и г и деб аталали.

Ўтказгичнинг электр ўтказувчанлигига тескари бўлган $R = \frac{1}{\Lambda}$ катталиқ ўтказгичнинг э л е к т р қ а р ш и л и г и деб аталади. Бу ифодани эътиборга олсак, (48) ифода қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$I = \frac{U}{R}. \quad (49)$$

Бу ифодадан шундай хулосага келамиз: занжирнинг маълум бир қисмидаги ток кучи шу қисмга қўйилган кучланишга тўғри пропорционал ва унинг қаршилигига тескари пропорционалдир. Бу қонунни Ом 1827 йилда тажрибада кашф этди, шунинг учун уни олим шарафига занжирнинг бир қисмига оид Ом қонуни деб аталади.

Ом қонунидан фойдаланиб, қуйидаги ифодани ёзамиз:

$$U = IR. \quad (50)$$

Бундан кўринадики, занжирнинг бир қисмидаги кучланиш унинг қаршилиги билан ундан ўтувчи ток кучининг кўпайтмасига тенг бўлиб, к у ч л а н и ш т у ш и ш и деб аталади.

Кучланиш бир хил бўлган вақтда иккита ўтказгичдан қайси бири ўзи орқали кучсизроқ ток ўтказса, шу ўтказгичнинг қаршилиги каттароқ бўлади.

Нима учун ўтказгичнинг қаршилиги бўлади?

Металлардаги электр токининг эркин электронларнинг тартибли ҳаракатидан иборат эканлигини эсга олсак, ўтказгичларнинг қаршилиги тушунарли бўлади. Электр майдоннинг таъсирида ҳа-

ракатланувчи электронлар металлнинг кристалл панжараси тугунларидаги ионлар билан ўзаро таъсирлашади. Электронларнинг кристалл панжара ионлари билан ва ўзаро таъсири худди электронлар ҳаракатини секинлатувчи қандайдир кучнинг, масалан, иш-қаланиш кучининг таъсирига ўхшаб кетади. Бунинг натижасида электронларнинг тартибли ҳаракат тезлиги камайиши ҳисобига ўтказгичдаги ток кучи ҳам камаяди.

Электролитларнинг қаршилиги электр майдонда ҳаракатланувчи ионларнинг эритма молекулалари ёки атомлари билан ҳамда ўзаро таъсири натижасидир.

СИ системада қаршилиқ бирлиги қилиб немис физиги Ом шарофига Ом қабул қилинган, 49-формуладан:

$$[R] = \frac{[U]}{I} = \frac{1 \text{ В}}{1 \text{ А}} = 1 \text{ Ом}.$$

Ўтказгичдан бир ампер ток кучи ўтганда ўтказгичдаги кучланиш тушини бир вольт бўлса, бундай ўтказгичнинг қаршилигини бир Ом деб қабул қилинган.

СГСЭ системада қаршилиқ бирлиги қилиб 1 СГСЭ қаршилиқ (қисқача 1 СГСЭ_R) қабул қилинган:

$$[R] = \frac{1 \text{ СГСЭ}_\Phi}{1 \text{ СГСЭ}_I} = 1 \text{ СГСЭ}_R.$$

Ом ва СГСЭ_R орасидаги боғланишни топамиз:

$$1 \text{ Ом} = \frac{1 \text{ В}}{1 \text{ А}} = \frac{1}{3 \cdot 10^9 \text{ СГСЭ}_\Phi} = \frac{1}{3 \cdot 10^{11}} \text{ СГСЭ}_R.$$

СГСЭ_R бирлик жуда катта бўлгани туфайли деярли ишлатилмайди.

Амалда қаршилиқнинг омдан ташқари қуйидаги бирликлари ҳам қўлланилади: 1 кОм (килоом) = 10³ Ом; 1 мОм (мегоом) = 10⁶ Ом.

СИ системада ўтказувчанлик бирлиги сименс (См) деб аталади:

$$[A] = 1 \frac{1}{\text{Ом}} = 1 \text{ См}.$$

Ток кучини ўлчаш учун ишлатиладиган асбоб — амперметр занжирга кетма-кет, кучланишни ўлчаш учун ишлатиладиган асбоб вольтметр ва кучланишни ўлчанаётган занжир қисмига параллел уланади. 50-расмда энг оддий электр занжирининг схемаси кўрсатилган.

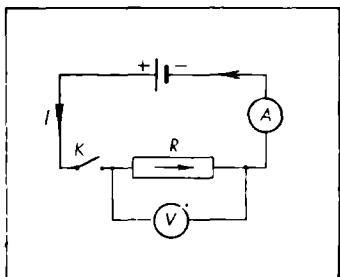
20-§. Ўтказгич қаршилигини ҳисоблаш.

Солиштирма қаршилиқ

Турли моддаларнинг ички тузилиши бир-бирдан фарқ қилгани учун ўтказгичнинг материали қаршилиқка таъсир кўрсатади. 50-расмда кўрсатилгандек занжир тузамиз ва айни бир моддадан ясалган бир хил кўндаланг кесимли бир неча хил узунликда ўтказгич оламиз. Тажриба ўтказгич қанча узун бўлса, ундан ток

шунча кам ўтишини кўрсатади. Демак, ўтказгич қанча узун бўлса, унинг қаршилиги шунча катта бўлади.

Айни бир моддадан ясалган бир хил узунликдаги, бироқ кўндаланг кесими ҳар хил бўлган ўтказгичлар олиб, тажриба ўтказсак, йўғонроқ ўтказгичдан ток кўпроқ ўтишини кўрамиз. Бу факт ўтказгичнинг кўндаланг кесими ортиши билан унинг қаршилигининг камайишини кўрсатади.



50- расм.

Сўнгра бир хил ўлчамли, лекин турли моддалардан қилинган ўтказгичлар олиб, тажрибани яна такрорлаймиз. Бунда турли ўтказгичлардан ўтаётган ток кучи ҳам турлича бўлишини кўрамиз. Бу факт эса қаршилик ўтказгич моддасининг турига ҳам боғлиқ эканлигини кўрсатади.

Ўтказгичларнинг қаршиликларини ўлчаш натижасида шу нарса аниқландики, ўзгармас температурада цилиндрсимон ва тасмасимон ўтказгичларнинг қаршилиги уларнинг узунлигига тўғри пропорционал, кўндаланг кесим юзига тесқари пропорционал бўлиб, ўтказгич моддасининг табиатига боғлиқ бўлади. Ўтказгич узунлигини l билан, кўндаланг кесим юзини S билан белгиласак, у ҳолда қаршилик

$$R = \rho \frac{l}{S} \quad (51)$$

формула орқали ифодаланади, бунда ρ — модданинг электр хоссаси ва ҳолатини — аввало температурасини характерлайдиган катталик бўлиб, уни солиштирма қаршилик деб аталади. Бу формуладан ўтказгичнинг солиштирма қаршилиги учун қуйидаги ифодани ёза оламиз:

$$\rho = \frac{R \cdot S}{l} \quad (52)$$

Агар $l = 1$ м ва $S = 1$ м² бўлса, солиштирма қаршилик сон жиҳатдан қаршиликка тенг бўлади.

СИ системада солиштирма қаршилик бирлиги қилиб Ом·метр (Ом·м) қабул қилинган:

$$[\rho] = \frac{[R] [S]}{[l]} = \frac{1 \text{ Ом} \cdot 1 \text{ м}^2}{1 \text{ м}} = 10 \text{ м} \cdot \text{м}.$$

Техникада солиштирма қаршилик бирлиги қилиб $1 \frac{\text{Ом} \cdot \text{мм}^2}{\text{м}}$ ишлатилади.

Солиштирма қаршиликка тесқари бўлган катталик моддаларнинг солиштирма электр ўтказувчанлиги деб аталади. Бу катталик қуйидагича ифодаланади:

$$\gamma = \frac{1}{\rho} \cdot \quad (53)$$

Моддаларнинг солиштирма қаршилиги жадвалларда берилди.

21-§. Ўтказгич қаршилигининг температурага боғлиқлиги

Температура ўзгариши билан ўтказгичнинг қаршилиги ўзгаради. Масалан, металл ўтказгичларнинг қаршилиги температура кўтарилиши билан ортиб боради. Буни қуйидагича тушунтириш мумкин: температура ортиши билан кристалл панжара тугунларида жойлашган атомлар ва ионларнинг иссиқлик, тебранма ҳаракати кучаяди, натижада тебраниш амплитудаси ортади. Температура қанча юқори кўтарилса, электронларнинг атомлар ва ионлар билан ўзаро тўқнашиши ҳам шунча тез-тез содир бўлади. Бундан ташқари, температура ортиши билан электронларнинг тартибсиз ҳаракати ҳам кучаяди. Буларнинг ҳаммаси ўтказувчан электронларнинг тартибли ҳаракатининг сусайишига олиб келади, натижада ток кучи камаёди, қаршилиқ ортади.

Концентрацияси унча юқори бўлмаган электролитларда температура ортиши билан қаршилиқ камаёди, чунки температура ортиши билан эритмада эриган модда молекулаларининг ионларга парчаланаётган қисми ортади, демак, заряд ташувчи зарралар — ионлар сони ҳам ортади.

Ярим ўтказгичлар деб аталадиган германий, кремний, селен ва шу каби бир қатор моддаларнинг қаршилиги температурага жуда кучли боғлиқ бўлади: температура ортиши билан уларнинг қаршилиги кескин камаёди. Қаршилиқнинг температурага бундай кучли боғлиқлиги температура ортиши билан ярим ўтказгичларда эркин электронлар сонининг кескин ортиши билан тушунтириш мумкин.

Металл ўтказгичларда қаршилиқнинг температурага қандай боғланишда бўлишини ўрганиш мақсадида ўтказилган тажрибаларнинг натижаси шуни кўрсатадики, *қаршилиқнинг нисбий ўзгариши температуранинг ўзгаришига тўғри пропорционал бўлар экан*. Агар 0°C да ўтказгичнинг қаршилиги R_0 , t° температурада қаршилиқ R бўлса, қаршилиқнинг нисбий ўзгариши $\frac{R-R_0}{R_0}$ бўлади. У ҳолда, юқорида айтиб ўтганимиздек,

$$\frac{R-R_0}{R_0} = \alpha t \quad (54)$$

бўлади, бунда α — пропорционаллик коэффициенти, *қаршилиқнинг температура коэффициенти* деб аталади. Бу коэффициент модда қаршилигининг температурага боғлиқлигини характерлайди. (54) формуладан

$$\alpha = \frac{R-R_0}{R_0 t} \quad (55)$$

демак, қаршиликнинг температура коэффициентини ўтказгич температураси бир градусга ўзгаргандаси қаршиликнинг нисбий ўзгаришига тенг бўлади. (55) формуладан α нинг ўлчов бирлигини топish мумкин:

$$[\alpha] = \frac{[R]}{[R][t^{\circ}]} = \frac{1 \text{ Ом}}{1 \text{ Ом} \cdot \text{К}} = 1 \text{ К}^{-1}.$$

(55) формулани қуйидагича ўзгартириб ёзамиз:

$$R = R_0(1 + \alpha t), \quad (56)$$

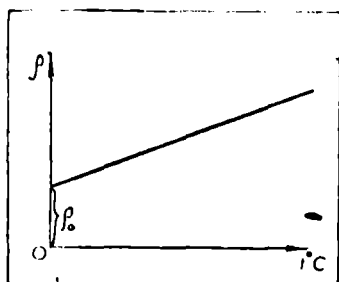
бу ерда $(1 + \alpha t)$ ифода ўтказгич 0°C дан $t^{\circ}\text{C}$ гача қизиганда унинг қаршилиги қанча марта ортганини кўрсатади ва уни термик қаршилик биноми деб аталади. Шундай қилиб, қизиган ўтказгичнинг қаршилиги бошланғич қаршилик билан термик қаршилик биноми кўпайтмасига тенг бўлар экан.

Иситилганда ўтказгичнинг геометрик ўлчамлари жуда кам ўзгаради. Ўтказгичнинг қаршилиги асосан солиштирма қаршилик ўзгариш ҳисобига ўзгаради. Агар (56) формулага $R = \rho \frac{l}{S}$ ва $R_0 = \rho_0 \frac{l}{S}$ қийматларни қўйсақ, солиштирма қаршиликнинг температурага боғлиғини

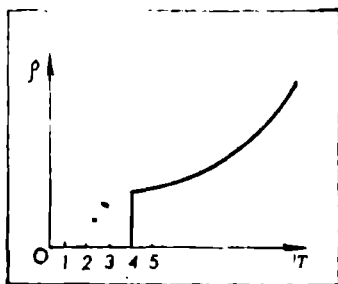
$$\rho = \rho_0(1 + \alpha t) \quad (57)$$

кўринишда бўлади. Шунинг ҳам айтиб ўтиш лозимки, қаршиликнинг температура коэффициентининг ўзи ҳам температурага боғлиқ, лекин температура ўзгарганда α жуда оз ўзгаради, шунинг учун солиштирма қаршиликнинг температурага чиқиқли боғлиқ (51- расм) деб ҳисоблаш мумкин.

Агар кузатилаётган металлнинг температураси термодинамик температура шкаласида нолга яқинлашса, солиштирма қаршилик бирданига ноль қийматга эришади. Бу вақтда солиштирма электр ўтказувчанлик жуда катта бўлиб, металллар электрини жуда яхши ўтказишади. Бу ҳодиса ў т а ў т к а з у в ч а н л и к дейилади. Бунинг 1911 йилда голланд физиги Камерлинг-Оннес суюқ гелийда симобини



51- расм.



52- расм.

совитиш орқали биринчи марта кашф қилган. Симоб совиши натижасида қаршилиги камайиб келиб, температура 4,1 К бўлганда сакраб нолгача тушган (52-расм). Ўта ўтказувчанлик кўпчиликл металл ва қотишмаларда 18 К дан паст бўлган температурада кузатилади. Ўта ўтказувчан моддалардан ток сўнмайди ва модда қизмайди.

Баъзи металлларнинг ўта ўтказувчанлик ҳолатига ўтиш температураси қуйидаги жадвалда келтирилган.

Модда	Ўта ўтказувчанлик ҳолатига ўтиш температураси, К.
1. Титан	0,4
2. Уран	0,8
3. Рух	0,9
4. Алюминий	1,2
5. Қалай	3,8
6. Симоб	4,1
7. Қўрғошин	7,2
8. Нитрат ниобия	15,2

22-§. Ўтказгичларни кетма-кет ва параллел улаш

Электр занжирлари кўпинча бир неча қаршиликлни турли усуллар билан улаб тузилади. Ўтказгичларни улаш турларининг энг соддаси ва кўп учрайдигани кетма-кет ва параллел улашдир.

1. *Ўтказгичларни кетма-кет улаш.* Кетма-кет улашда электр занжирида тармоқлар бўлмайди. Ҳамма ўтказгичлар занжирга бири кетидан бири навбат билан уланади, бунда ҳамма ўтказгичлар орқали бир хил миқдорда ток ўтади.

Занжирга R_1 ва R_2 қаршиликлар кетма-кет уланган ва ундаги ток кучи I га тенг дейлик (53-расм). Занжирнинг AB , BC , AC қисмларидаги потенциаллар айирмасини мос равишда $\varphi_A - \varphi_B$, $\varphi_B - \varphi_C$ ва $\varphi_A - \varphi_C$ деб белгилаймиз. AB ва BC ўтказгичлар учун занжирнинг бир қисмига онд Ом қонунини татбиқ этамиз:

$$\left. \begin{aligned} \varphi_A - \varphi_B &= IR_1 \\ \varphi_B - \varphi_C &= IR_2 \end{aligned} \right\} \quad (a)$$

Бу тенгликларни ҳадма-ҳад қўшиб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\varphi_A - \varphi_C = I(R_1 + R_2).$$

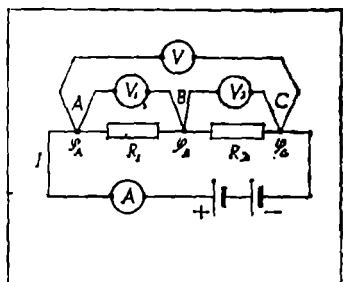
Иккинчи томондан, AC қисм учун

$$\varphi_A - \varphi_C = IR,$$

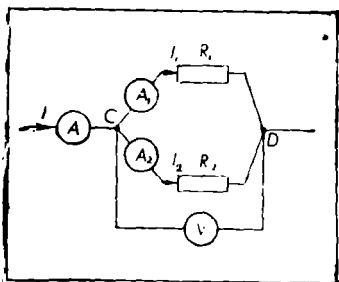
деб ёзишимиз мумкин, бунда R — иккала ўтказгичнинг умумий қаршилиги.

Кейинги икки тенгликдан

$$R = R_1 + R_2 \quad (58)$$



53- рasm.



54- рasm.

эканлиги келиб чиқади. Шундай қилиб, *кетма-кет уланган ўтказгичлардан тузилган занжирнинг умумий қаршилиги алоҳида-алоҳида ўтказгичлар қаршиликларининг йиғиндисига тенг*. Занжирга хусусий ҳолда n та бир хил R_0 қаршилик кетма-кет уланганда занжирнинг умумий қаршилиги:

$$R = nR_0 \quad (59)$$

бўлади.

(а) формулаларнинг биринчисини иккинчисига ҳадма-ҳад бўламиз, у ҳолда $U_1 = \Phi_A - \Phi_B$, $U_2 = \Phi_B - \Phi_C$ эканлигини эътиборга олиб, қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{R_1}{R_2} \quad (60)$$

Бу ифодадан кўринадики, *ўтказгичлар кетма-кет уланганда кучланиш занжирнинг алоҳида қисмларида шундай қисмларнинг қаршиликларига тўғри пропорционал равишда тақсимланар экан*.

2. *Ўтказгичларни параллел улаш*. Ўтказгичларни уларнинг бир учлари C тугунга, иккинчи учлари D тугунга келиб қўшиладиган қилиб улаш ўтказгичларни параллел улаш дейилади (54- рasm). Занжирдан ўтаётган ток кучини I билан, R_1 ва R_2 қаршиликлардан ўтаётган ток кучларини мос равишда I_1 ва I_2 билан белгилаймиз. Заряднинг сақланиш қонунига асосан занжирнинг тармоқланмаган қисмидаги ток тармоқлардаги тоқлар йиғиндисига тенг бўлиши керак. Шунинг учун

$$I = I_1 + I_2$$

деб ёзиш ўринли бўлади. Занжирнинг бир қисмига оид Ом қонунига асосан:

$$I_1 = \frac{\Phi_C - \Phi_D}{R_1}; \quad I_2 = \frac{\Phi_C - \Phi_D}{R_2} \quad (6)$$

у ҳолда

$$I = I_1 + I_2 = (\Phi_C - \Phi_D) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$$

бўлади. Иккинчи томондан эса

$$I = (\varphi_C - \varphi_D) \frac{1}{R},$$

бунда R — занжир қисмининг умумий қаршилиги.

Кейинги икки ифодани ўзаро таққослаб,

$$\frac{1}{R_{\text{пар}}} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \quad \text{ёки} \quad \Lambda_{\text{пар}} = \Lambda_1 + \Lambda_2 \quad (61)$$

эканлигини топамиз. Демак, *параллел уланган ўтказгичлардан иборат бутун занжирнинг электр ўтказувчанлиги айрим ўтказгичларнинг электр ўтказувчанликлари йиғиндисига тенг.*

Агар n та бир хил R_0 ўтказгич ўзаро параллел уланган бўлса, қуйидаги тенгликни ёзиш мумкин:

$$\frac{1}{R_{\text{пар}}} = \frac{n}{R_0} \quad \text{ёки} \quad R_{\text{пар}} = \frac{R_0}{n}. \quad (62)$$

Демак, *тэнг қаршиликли ўтказгичлар параллел уланганда занжир қисмининг умумий қаршилиги битта ўтказгич қаршилигидан n марта кичик бўлади.*

(6) тенгликларнинг биринчисини иккинчисига ҳадма-ҳад бўлиб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{R_2}{R_1}. \quad (63)$$

Занжирга параллел уланган ўтказгичлардан оқаётган ток бу ўтказгичларнинг қаршиликларига тескари пропорционал бўлади.

Такрорлаш учун саволлар

1. Электр токи деб нимага айтилади ва унинг ҳосил бўлиш шартлари қандай?
2. Ток кучи деб қандай катталиққа айтилади? Ток кучи қандай бирликларда ўлчанади?
3. Металларда қандай зарядли зарраларнинг тартибли ҳаракати юзага келганда ток ҳосил бўлади? Электродитларда-чи? Газларда-чи?
4. Ўзгармас ток деб қандай токка айтилади?
5. Ток манбаининг ЭЮҚ деб нимага айтилади? ЭЮҚ қандай бирликда ўлчанади?
6. Занжирнинг бир қисмига оид Ом қонунини таърифланг.
7. Ўтказгичнинг электр қаршилигини сиз қандай тушунасиз ва у нималарга боғлиқ?
8. Солиштирма қаршилик деб нимага айтилади? Ўтказувчанлик деб-чи?
9. Қаршилиқнинг термик коэффициенти деб нимага айтилади? Унинг формуласини келтириб чиқаринг.
10. Ўтказгичлар кетма-кет ва параллел уланганда занжир қисмининг қаршилиги нимага тенг бўлади? Формуласини келтириб чиқаринг.
11. Ўтказгичлар кетма-кет уланганда занжирнинг умумий кучланиши қандай тақсимланади?
12. Ўтказгичлар параллел уланганда уларда ток қандай тақсимланади?
13. Электр занжири қандай элементлардан тузилган? Энг оддий электр занжирнинг схемасини чизиб беринг.

МАСАЛА ЕЧИШ НАМУНАЛАРИ

1-масала. Бири мисдан, иккинчиси алюминийдан қилинган иккита цилиндрик симнинг узунлиги l ва қаршилиги R бир хил. Мис сим алюминий симдан неча марта оғир?

Берилган:

$$\begin{array}{ll} \rho_1 = 1,7 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м} & d_2 = 2,6 \cdot 10^{-3} \text{ кг/м}^3 \\ \rho_2 = 2,5 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м} & l_1 = l_2 = l \\ d_1 = 8,6 \cdot 10^{-3} \frac{\text{кг}}{\text{м}^3} & R_1 = R_2 = R \end{array}$$

$$\frac{P_1}{P_2} = ?$$

Ечилиши. Ўтказгич қаршилигини ҳисоблаш формулалари $R = \rho_1 \frac{l}{S_1}$, $R = \rho_2 \frac{l}{S_2}$ дан қуйидагини топамиз: $\rho_1 \frac{l}{S_1} = \rho_2 \frac{l}{S_2}$; бундан $\frac{P_1}{\rho_1} = \frac{S_1}{S_2}$ (а)

Иккинчи томондан,

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{m_1 g}{m_2 g} = \frac{V_1 d_1}{V_2 d_2} = \frac{l S_1 d_1}{l S_2 d_2} = \frac{S_1 d_1}{S_2 d_2}. \quad (6)$$

(6) формулага (а) дан $\frac{S_1}{S_2}$ нинг қийматини келтириб қўямиз, у ҳолда

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{\rho_1 d_1}{\rho_2 d_2} \text{ бўлади.}$$

Ҳисоблаш:

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{1,7 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м} \cdot 8,6 \cdot 10^3 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}}{2,5 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м} \cdot 2,6 \cdot 10^3 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}} = 2,24.$$

2-масала. Электр лампочкасидаги вольфрам толасининг қаршилиги 20°C температурада $35,8 \text{ Ом}$ га тенг. Агар лампочкани 120 В кучланишли тармоққа уланганда толадан $0,33 \text{ А}$ ток оқиб ўтса, толаннинг температурасини аниқланг.

Берилган: $t_1 = 20^\circ\text{C}$, $R_1 = 35,8 \text{ Ом}$, $U = 120 \text{ В}$,

$$I = 0,33 \text{ А}, \alpha = 4,6 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$$

$$t_2 = ?$$

Ечилиши. Қаршилиқнинг температурага боғланиш формуласи $R_2 = R_0 (1 + \alpha t_2)$ дан фойдаланиб, t_2 ни аниқлаймиз, бунда толаннинг ток ўтаётган вақтдаги қаршилиги R_2 ни $Ом$ қонунидан фойдаланиб топамиз: $R_2 = \frac{U}{I}$.

R_0 қаршилиқни ҳам қаршилиқнинг температурага боғланиш формуласидан топамиз:

$$R_1 = R_0 (1 + \alpha t_1), \text{ бундан } R_0 = \frac{R_1}{1 + \alpha t_1}.$$

Шундай қилиб, қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$\frac{U}{I} = \frac{R_1}{1 + \alpha t_1} (1 + \alpha t_2).$$

Бу ифодани t_2° га нисбатан ечамиз:

$$t_2^{\circ} = \frac{U (1 + \alpha t_1) - IR_1}{\alpha IR_1}.$$

Ҳисоблаш:

$$t_2^{\circ} = \frac{120 \text{ В} (1 + 4,6 \cdot 10^{-3} \text{ К}^{-1} \cdot 20^{\circ}\text{С}) - 0,33\text{А} \cdot 35,8 \text{ Ом}}{4,6 \cdot 10^{-3} \text{ К}^{-1} \cdot 0,33\text{А} \cdot 35,8 \text{ Ом}} = 1935 \text{ К} = 2208^{\circ}\text{С}.$$

3-масала. 1000 ўрам мис сим ўралган ғалтакка қандай кучланиш бериш мумкин? Ўрамнинг ўртача диаметри 6 см. Рухсат этилган ток зичлиги $2 \frac{\text{А}}{\text{мм}^2}$.

$$\begin{aligned} \text{Берилган: } n &= 1000; D = 6 \text{ см} = 6 \cdot 10^{-2} \text{ м}; i = 2 \frac{\text{А}}{\text{мм}^2} = \\ &= 2 \cdot 10^6 \frac{\text{А}}{\text{мм}^2}; \rho = 1,7 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}. \\ \hline U &= ? \end{aligned}$$

Ечилиши. Электр токининг зичлиги деб ўтказгич кўндаланг кесимининг бирлик юзига тўғри келган, ток катталигига айтилади, яъни

$$i = \frac{I}{S},$$

бунда i — ток зичлиги, S — ўтказгичнинг кўндаланг кесими, I — ток кучи.

Занжирнинг бир қисмига, онд Ом қонунига мувофиқ $U = IR$ бўлади; бироқ $I = iS$ ва $R = \rho \frac{l}{S}$ бўлгани учун

$$U = i \cdot S \cdot \rho \frac{l}{S} = i \rho l$$

бўлади.

Ғалтак диаметри ва ўрамлар сони берилганлигидан фойдаланиб, ўтказгичнинг узунлигини топамиз:

$$l = 2\pi \frac{D}{2} n = \pi n D.$$

Масаланинг умумий ечими қуйидаги формула орқали ифодаланади:

$$U = i \rho \pi n D.$$

Ҳисоблаш:

$$U = 3,14 \cdot 6 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot 1000 \cdot 1,7 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м} \cdot 2 \cdot 10^8 \frac{\text{А}}{\text{м}^2} = 6,4 \text{ В}.$$

4-масала. Қаршилиги 10 Ом бўлган симдан ҳалқа ясалган (55-расм). Ҳосил бўлган занжирнинг қаршилиги 1 Ом бўлиши учун ток келтирувчи ўтказгичларни ҳалқанинг қаерларига улаш керак?

Берилган: $R_1 = 10 \text{ Ом}$; $R_2 = 1 \text{ Ом}$

$$R_3 - ?, R_4 - ?$$

Ечилиши: ACB тармоқнинг қаршилигини R_3 билан, ADB тармоқнинг қаршилигини эса R_4 билан белгилаймиз, у ҳолда $R_4 = R_1 - R_3$ бўлади. Тармоқлар ўзаро параллел уланган бўлгани учун умумий қаршилиқ R_2 қуйидагига тенг бўлади:

$$\frac{1}{R_2} = \frac{1}{R_3} + \frac{1}{R_4} = \frac{1}{R_3} + \frac{1}{R_1 - R_3},$$

бундан R_3 ни топамиз:

$$R_3^2 - R_2 R_1 + R_2 R_1 = 0; R_3 = \frac{R_1 \pm \sqrt{R_1^2 - 4 R_2 R_1}}{2}.$$

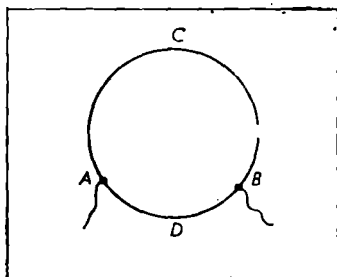
Ҳисоблаш:

$$R_3 = \frac{10 \text{ Ом} \pm \sqrt{100 - 4 \cdot 10 \cdot 1 \text{ Ом}^2}}{2} = \frac{10 \pm 7,75}{2} \text{ Ом}.$$

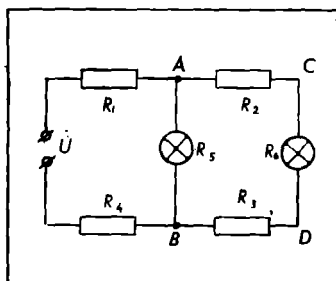
а) $R_3 = \frac{10 + 7,75}{2} \text{ Ом} = 8,9 \text{ Ом}$; $R_4 = (10 - 8,9) \text{ Ом} = 1,1 \text{ Ом}$;

б) $R_3^1 = \frac{10 - 7,75}{2} \text{ Ом} \approx 1,1 \text{ Ом}$; $R_4^1 = (10 - 1,1) \text{ Ом} = 8,9 \text{ Ом}$.

5-масала. 56-расмда келтирилган схема билан уланган лампочкаларнинг қисқичларидаги кучланишни топинг. Бунда $U = 200 \text{ В}$, $R_1 = R_2 = R_3 = R_4 = 4 \text{ Ом}$; $R_5 = R_6 = 10 \text{ Ом}$ деб ҳисобланг.



55-расм.



56-расм.

Берилган: $U = 200$ В, $R_1 = R_2 = R_3 = R_4 = 4$ Ом, $R_5 = R_6 = 10$ Ом.

$$U_1 - ? \quad U_2 - ?$$

Ечилиши. Занжирнинг AB қисми ўзаро параллел уланган икки тармқдан иборат, шунинг учун занжирнинг тўла қаршилиги

$$R = R_1 + R_4 + R_{AB},$$

бунда

$$\frac{1}{R_{AB}} = \frac{1}{R_5} + \frac{1}{R_2 + R_3 + R_4}$$

ёки

$$R_{AB} = \frac{(R_2 + R_3 + R_4) R_5}{R_2 + R_3 + R_4 + R_5} = 6,4 \text{ Ом}$$

бўлади. Занжирнинг тўла қаршилиги

$$R = R_1 + R_4 + \frac{(R_2 + R_3 + R_4) R_5}{R_2 + R_3 + R_4 + R_5} = 14,4 \text{ Ом.}$$

Занжирдан ўтаётган тўла ток кучи Ом қонунига мувофиқ:

$$I = \frac{U}{R} = 13,9 \text{ А.}$$

Тармоқлардаги ток кучларининг нисбати улар қаршиликлари-
нинг нисбатига тескари пропорционалликдан:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{R_{ACDB}}{R_5},$$

бунда I_1 — занжирнинг AB қисмидан ўтаётган ток кучи, I_2 — зан-
жирнинг $ACDB$ қисмидан ўтаётган ток кучи, бироқ $I_2 = I - I_1$,
Демак,

$$I_1 = I_2 \frac{R_{ACDB}}{R_5} = (I - I_1) \frac{R_{ACDB}}{R_5},$$

бундан I_1 ни топамиз ($R_{ACDB} = R_2 + R_3 + R_4$):

$$I_1 = I \frac{R_{ACDB}}{R_5 + R_{ACDB}} = I \frac{R_2 + R_3 + R_4}{R_5 + R_2 + R_3 + R_4} = 8,9 \text{ А.}$$

$$I_2 = I - I_1 = (13,9 - 8,9) \text{ А} = 5 \text{ А.}$$

Ниҳоят, масаланинг шарида сўралаётган кучланишларни то-
миз:

$$U_1 = I_1 R_5 = 8,9 \text{ А} \cdot 10 \text{ Ом} = 89 \text{ В.}$$

$$U_2 = I_2 R_4 = 5 \text{ А} \cdot 10 \text{ Ом} = 50 \text{ В}$$

25. Агар 5 с давомиди 6,4 А ток ўтса, шу вақтнинг ичида ўтказгичнинг кўндаланг кесимидан қанча электрон ўтади?

26. Қаршилиги 5 Ом бўлган ўтказгичнинг кўндаланг кесимидан 1,5 мин давомиди 45 Кл заряд миқдори ўтди. Шу ўтказгичнинг учларидаги кучланишни топинг.

27. Ўтказгичнинг кесим юзи 50 мм^2 , эркин электронлар концентрацияси $4 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ва ундаги ток кучи 3,2 А бўлганда эркин электронлар дрейфининг ўртача тезлигини топинг.

28. Кўндаланг кесим юзи $0,5 \text{ мм}^2$ бўлган мис симининг қаршилиги 9 Ом га тенг бўлиши учун симнинг узунлиги қандай бўлиши керак?

29. Қаршилиги 0,1 Ом ва массаси 54 г бўлган алюминий симнинг узунлигини ва кўндаланг кесим юзини топинг.

30. Узунлиги 5 м ва кўндаланг кесим юзи $0,51 \text{ мм}^2$ бўлган мис сим 1,2 В кучланишли тармоққа уланган. Ўтказгичнинг кўндаланг кесимидан 1 с давомиди қанча электрон ўтади?

31. Электр лампочкадаги вольфрам толасининг 0°C даги қаршилиги 300 Ом, лампочка ёнганда унинг қаршилиги 2400 Ом бўлади. Толанинг чўгланиш температурасини аниқланг.

32. 820°C температурада қаршилиги 49,6 Ом бўладиган иситиш асбоби яшаш учун диаметри 0,4 мм бўлган никелин симдан 20°C температурада қандай узунликда олиш керак?

33. Занжирга 20,5 Ом, 35 Ом қаршиликли ўтказгичлар кетма-кет уланган. Ҳар бир ўтказгич учларидаги кучланишни ва кетма-кет уланган бу ўтказгичлардан иборат бутун занжирнинг умумий қаршилигини топинг. Занжирдан ўтувчи ток кучини 2 А га тенг деб олинг.

34. Иккита ўтказгич кетма-кет уланган. Биринчи ўтказгичнинг қаршилиги 6 Ом. Агар занжирдаги ток кучи 5 А га, кетма-кет уланган икки ўтказгичдан иборат бутун қисм учларидаги кучланиш 40 В га тенг бўлса, иккинчи ўтказгичнинг қаршилиги нимага тенг бўлишини топинг.

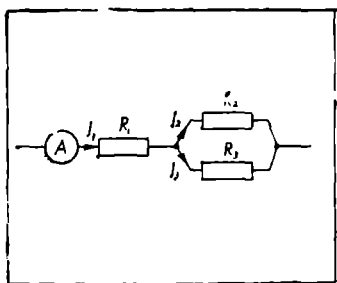
35. Қаршиликлари 2, 4, 6 ва 8 Ом бўлган тўртта ўтказгич параллел уланиб, кучланиши 4,8 В бўлган занжирга қўшилган. Умумий қаршилик ва умумий ток кучини топинг.

36. Қаршилиги 50 Ом бўлган симни нечта тенг қисмларга бўлиб параллел уланганда умумий қаршилик 2 Ом бўлади?

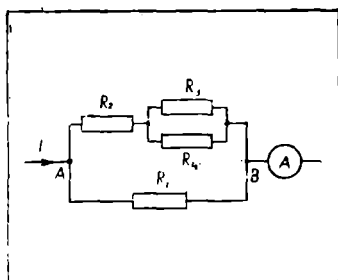
37. 2, 4 ва 5 Ом ли учта ўтказгич занжирнинг тармоқланган қисмини ташкил этади. Агар занжирнинг тармоқланмаган қисмидаги ток кучи 5 А бўлса, унинг тармоқланган қисмининг умумий қаршилиги, шу қисм учларидаги кучланиш ва ҳар бир ўтказгичдаги ток қандай бўлади?

38. Амперметр 3 А токни кўрсатмоқда (57- расм). Қаршиликлари $R_1 = R_3 = 4 \text{ Ом}$; $R_2 = 2 \text{ Ом}$ бўлган ўтказгичлардаги кучланишни ҳамда R_1 ва R_2 қаршиликлардаги ток кучини топинг.

39. Электр занжирга тўртта қаршилик уланган (58- расм): $R_1 = 30 \text{ Ом}$; $R_2 = 12 \text{ Ом}$; $R_3 = 40 \text{ Ом}$; $R_4 = 10 \text{ Ом}$. Амперметр



57- расм.



58 расм.

2 A токни кўрсатмоқда. A ва B нуқталар орасидаги кучланишни ва қаршиликлари R_1 ва R_2 бўлган ўтказгичлардаги ток кучини топиш.

23-§. Занжирнинг бир жинсли бўлмаган қисми учун Ом қонуни

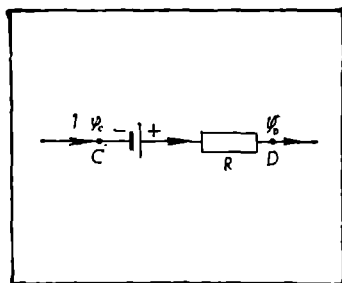
Занжирнинг бир жинсли бўлмаган (ташқи кучлар ҳам таъсир этадиган) қисми учун Ом қонунининг ифодасини ҳосил қилишда энергиянинг сақланиш қонунидан фойдаланамиз. Фараз қилайлик, занжир қисмининг C ва D учларида $\varphi_C - \varphi_D$ потенциаллар фарқи мавжуд бўлсин (59-расм). Занжирнинг кузатилаётган қисмидаги таъсир этувчи ЭЮК ни $\mathcal{E}$ деб белгилаймиз. Унинг маъlum йўналишини (масалан, расмда стрелка билан белгиланган C дан D га томон йўналишни) танлаб оламиз. Агар токнинг оқиш йўналишини ва ЭЮК нинг таъсир йўналишни стрелка йўналиши билан мос тушса, уларни мусбат катталиклар деб қабул қиламиз. Акс ҳолда, уларни манфий катталиклар деб оламиз. Бизнинг мисолимизда $I > 0$ ва $\mathcal{E} > 0$.

Занжирнинг CD қисмида зарядни кўчиришда бажарилган иш электр кучларининг бажарган иши q ($\varphi_C - \varphi_D$) билан ташқи кучларининг бажарган иши $q\mathcal{E}$ нинг йиғиндисига тенг бўлади:

$$A = q(\varphi_C - \varphi_D) + \mathcal{E} \cdot q,$$

бунда q — кўчирилаётган заряд миқдори.

Агар занжир қисмини ташкил этувчи ўтказгичлар ҳаракатсиз бўлса, занжирдан ток ўтишининг бирдан-бир натижаси ўтказгичларнинг қизишидан иборат бўлади. Шунинг учун электростатик ва ташқи кучларнинг зарядни кўчиришда бажарган иши шу ўтказгичларда ажралиб чиққан иссиқлик миқдoriga тенг бўлади. (64) формулани қуйидагича ёза оламиз:



59- расм.

$$\frac{A}{q} = (\varphi_C + \varphi_D) + \mathcal{E}. \quad (65)$$

Бу ифоданинг ўнг томонидаги йиғинди занжирнинг CD қисмидаги кучланишга тенг ((46) формулага қ.)

Занжирнинг бир қисмига оид Ом қонунига бинсан: $U = IR$, бунда I — занжирнинг шу қисмидан ўтаётган ток кучи, R — қисмининг қаршилиги (ЭЮК манбаининг қаршилиги жуда кичик бўлади, шунинг учун уни эътиборга олмаймиз). Демак,

$$IR = (\varphi_C - \varphi_D) + \mathcal{E}, \text{ бундан } I = \frac{(\varphi_C + \varphi_D) + \mathcal{E}}{R} \quad (66)$$

Шундай қилиб, занжирнинг бир жинсли бўлмаган қисмидан ўтаётган ток кучи қисм учларидаги потенциаллар фарқи билан ундаги манба ЭЮК ининг йиғиндисига тўғри пропорционал ва бу қисмининг қаршилигига тесқари пропорционалдир.

(66) формулалар занжирнинг бир жинсли бўлмаган қисми учун Ом қонунини ифодалайди. Бу формулалар занжирнинг бир қисми учун *Омнинг умумлашган формулеси* деб ҳам аталади. $\mathcal{E} = 0$ да (66) формула занжирнинг бир жинсли қисми учун Ом қонунининг (50) ифодасига ўтади.

(66) ифодада $\varphi_C = \varphi_D$ бўлса, берк занжир учун Ом қонунининг

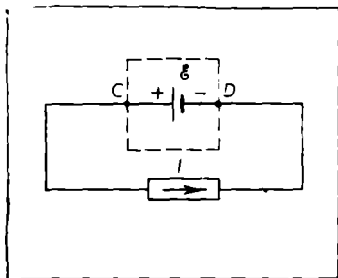
$$I = \frac{\mathcal{E}}{R} \quad (67)$$

ифодаси ҳосил бўлади, бу ерда $\mathcal{E}$ — занжир бўйлаб таъсир этувчи ЭЮК, R — занжирнинг тўла қаршилиги.

24-§. Берк занжирга оид Ом қонуни

Ток манбаи ва R қаршиликдан иборат энг содда берк занжирни кўриб чиқамиз (60- расм). Ток манбаининг қаршилиги кўпинча занжирнинг-ташқи қаршилигидан фарқ қилиб, ички қаршилик деб аталади ва r ҳарфи билан белгиланади. Генераторда ички қаршилик деганда чулғамлар қаршилиги, гальваник элементда электродлит эритмаси ва электродларнинг қаршилиги тушунилади.

Берк занжирга оид Ом қонуни занжирдаги ток кучи, манбаининг ЭЮК ва занжирнинг тўла ($R + r$) қаршилиги орасидаги боғланишини ифодалайди. Агар 60- расмда кўрсатилган ЭЮК манбаига занжирнинг ташқи қисми уланса, берк занжирда ток ҳосил бўлади. Берк занжирнинг ЭЮК фақат манба ичидагина таъсир этади. ЭЮКнинг қиймати занжирдаги ток катталигига боғлиқ эмас ва очиқ манба қутбларидаги потенциаллар фарқига тенг бўлади.



60- расм.

Занжир очик бўлганда ЭЮК манба қутбларидаги потенциаллар фарқи билан компенсацияланса, занжир берк бўлганда потенциаллар фарқи пасаяди. Шунинг учун манба ичидаги ток кучи занжирнинг бир қисмига оид Ом қонунига мувофиқ, қуйидагича ифодаланади:

$$I = \frac{\mathcal{E} - U}{r},$$

бунда U — занжир берк бўлганда манбанинг C ва D қутбларидаги кучланиш. Занжирнинг ташқи қисмидаги ток кучи эса

$$I = \frac{U}{R}$$

бўлади. Бу икки тенгламадан U ни йўқотиб, занжирдан ўтаётган ток кучи учун қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + r}. \quad (68)$$

Бу формула берк занжир учун Ом қонунини ифодалайди: *занжирдаги ток кучи манбанинг электр юритувчи кучига тўғри пропорционал ва бутун занжирнинг қаршилигига тескари пропорционал бўлади.*

(68) формуладан ЭЮК ни топамиз:

$$\mathcal{E} = IR + Ir. \quad (69)$$

Манба қутбларидаги кучланишга тенг бўлган IR кўпайтма занжирнинг ташқи қисмида бирлик зарядни кўчиришда бажарилган иш ўлчови, Ir кўпайтма эса занжирнинг ички қисмида бирлик зарядни кўчиришда бажарилган иш ўлчови бўлиб ҳисобланади. Шунинг учун (69) формулага асосланиб, ЭЮК га қуйидагича умумий таъриф бериш мумкин:

бирлик мусбат зарядни бутун занжир бўйича кўчиришда бажарилган иш билан ўлчанадиган катталиқ манбанинг электр юритувчи кучи дейилади.

Занжирдаги ток кучи $\mathcal{E}$ R ва r га боғлиқ. Агар ички қаршилиқ ташқи қаршиликка нисбатан жуда кичик ($R \gg r$) бўлса, ички қаршилиқ ток кучига сезиларли таъсир кўрсатмайди. Бу ҳолда манба қутбларидаги кучланиш ЭЮК га тахминан тенг бўлади.

Бироқ, қисқа туташувда ($R \rightarrow 0$) занжирдаги ток кучи манбанинг ички қаршилигига боғлиқ бўлади ва r жуда кичик бўлган ҳолда ЭЮК бир неча вольт чамасида бўлганда ҳам ток кучи жуда ортиб кетади. Бунда симлар эриб кетиши, манбанинг ўзи бузилиб қолиши мумкин. Шунинг учун электр занжирини йнгиш ва умуман ток манбалари билан иш кўрганда қисқа туташувга жуда эҳтиёт бўлиш керак.

25-§. Ток манбаларини кетма-кет ва параллел улаш

Амалда занжирдаги битта ЭЮК манбаи, яъни элемент етарли эмас, чунки ток кучи жуда кичик бўлади. Бундай ҳолларда бир нечта ЭЮК манбаи группа қилиб уланади. ЭЮК манбаларидан бир нечасини группа қилиб улаб элементлар батареяси ҳосил қилинади. Батарея манбаларни кетма-кет, параллел ва ара-лаш улаш орқали олинади.

1. Манбаларни кетма-кет улашда иккита қўшни манба бир-бири билан турли исмли қутблари билан уланади (61- расм). Амалда бир хил ЭЮК манбалари батарея қилиб уланади ($\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_3 = \dots = \mathcal{E}_n$).

Ҳар бир манбанинг мусбат қутбнинг потенциали манфий қут-бига қараганда $\mathcal{E}$ га ортиқ бўлади. Иккита қўшни манбанинг мусбат ва манфий қутблари бир-бирига ўтказгич билан уланган, демак, уларнинг потенциаллари бирдай бўлади. Шунинг учун иккинчи манбанинг мусбат қутби билан биринчи манбанинг манфий қутби орасидаги потенциаллар фарқи $\mathcal{E} + \mathcal{E} = 2\mathcal{E}$ бўлади ва ҳоказо. Агар уланган манбаларнинг сони n та бўлса, занжир очиқ бўлган-да, четки манбалар қутбларининг потенциаллар фарқи (яъни бата-реянинг ЭЮК) бир манбаникига қараганда n марта ортиқ бўлади:

$$\mathcal{E}_{ym} = n\mathcal{E}. \quad (70)$$

Иккинчи томондан, ток ҳамма ЭЮК манбаларидан кетма-кет ўт-ганлиги учун бир хил ЭЮК манбаларидан тузилган батареянинг ички қаршилиги битта ЭЮК манбанинг ички қаршилигидан n мар-та катта бўлади:

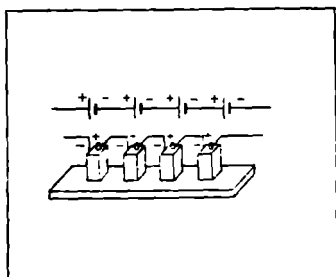
$$r_{ym} = nr. \quad (71)$$

Шундай қилиб, ЭЮК ортиши билан ички қаршилиқ ҳам ортади. ЭЮК манбалари батареяси бўлган занжир учун Ом қонуни қуйида-ги кўринишда бўлади:

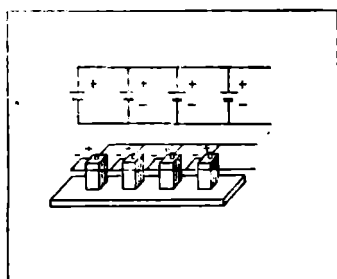
$$I = \frac{\mathcal{E}_{ym}}{R + r_{ym}} = \frac{n\mathcal{E}}{R + nr}. \quad (72)$$

Бу формуладан кўринадики, битта ЭЮК манбаи батарея билан алмаштирилганда ток кучи ортади, чунки ЭЮК n марта ортганда ички қаршилиги n мар-та ортади. Аммо $R \gg r$ бўлгани учун ток анча ортиши мумкин.

Демак, ЭЮК манбаларини кетма-кет улаш ташқи занжир-нинг қаршилиги битта ЭЮК манбаи қаршилигига нисбатан анчагина катта бўлган тақдир-дагина фойдалидир.



61- расм



62- расм.

II. Энди ЭЮК манбаларини параллел улаб батарея ҳосил қилишини кўриб чиқамиз.

ЭЮК манбаларининг барча мусбат қутблари бир ўтказгичга, манфий қутблари эса иккинчи ўтказгичга уланса, бундай улаш ЭЮК манбаларини параллел улаш дейилади (62- расм).

Агар барча элементларнинг ЭЮК бир хил ($\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_3 = \mathcal{E}_4$) бўлса, у ҳолда батареянинг ЭЮК битта манбанинг ЭЮК га

тенг бўлади, чунки манбаларнинг мусбат қутблари ўзаро манфий қутблари ҳам ўзаро уланганлигидан улар бир хил потенциалга эга бўлади.

Батареянинг ўтказувчанлиги ҳар бир манба ўтказувчанлигининг алгебраик йиғиндисига тенг бўлади. Агар манбаларнинг ички қаршилиги бир хил бўлса, у ҳолда батареянинг ўтказувчанлиги ҳар бир манбанинг ўтказувчанлигидан n марта катта бўлади. Бинобарин, батареянинг ички қаршилиги битта манбанинг ички қаршилигидан n марта кичикдир:

$$r_{\text{ум}} = \frac{r}{n}. \quad (73)$$

Манбалар бундай усул билан уланганда, занжирдаги ток кучи

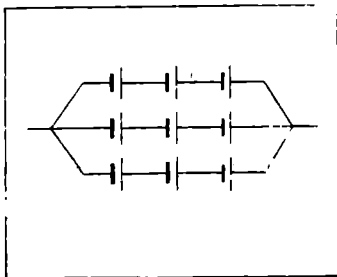
$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + r_{\text{ум}}} = \frac{\mathcal{E}}{R + \frac{r}{n}} \quad (74)$$

формула ёрдамида аниқланади.

(74) формуладан кўринадики, битта ЭЮК манбаи батарея билан алмаштирилганда занжирдаги ток ортиши лозим, чунки сурат ўзгаришсиз қолган ҳолда маҳраж камаяди. Бунда маҳраждаги йиғиндининг фақат бир ҳади — $r_{\text{ум}}$ кичраяди. Бутун йиғиндининг сезиларли ўзгариши унинг асосий қисмини r ташкил этган ҳолдагина, яъни R га қараганда r анча катта бўлган ҳолдагина кузатилади.

Демак, ЭЮК манбаларини параллел улаш ташқи занжирнинг қаршилиги битта ЭЮК манбанинг қаршилигига нисбатан кичик бўлгандагина фойдалидир.

III. ЭЮК манбаларини аралаш улаш ҳам амалда қўллани-



63- расм.

лади. Кетма-кет уланган n та ЭЮК манбалари m та тармоқ қилиб бир-бирига параллел уланса (63-расм), бундай улаш манбаларни а р а л а ш у л а ш деб аталади. Бундай ҳолда берк занжир учун Ом қонуни

$$I = \frac{n\epsilon}{R + \frac{nr}{m}} \quad (75)$$

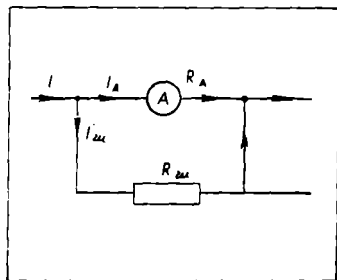
кўрinishда бўлишини исбот қилишни тингловчиларнинг ўзларига ҳавола қиламиз.

26-§. Электр занжирга ўлчов асбобларини улаш. Шунт ва қўшимча қаршилик танлаш

Ток кучини ўлчаш учун амперметр, кучланишни ўлчаш учун вольтметр ишлатилишини юқорида кўриб ўтдик. Электр зарядининг сақланиш қонунига биноан кетма-кет уланган занжирнинг бир қисмидан вақт бирлиги ичида қанча электр заряди ўтса, қолган барча қисмидан ҳам шунча электр заряди ўтади. Шунинг учун занжир кетма-кет уланганда амперметрни занжирнинг ихтиёрий қисмига кетма-кет улаш мумкин. Агар занжир тармоқланган бўлса, амперметр занжирнинг бевосита ток ўлчанаётган қисмига кетма-кет уланади.

Ҳар қандай электр ўлчов асбоблари занжирга уланганда токни ҳам, кучланишни ҳам сезиларли ўзгартирмайдиган қилиб тузилган бўлиши лозим, акс ҳолда бу катталикларнинг асбоб улангунча бўлган қийматларини ўлчаш мумкин бўлмай қолади.

Барча ўтказкичлар сингари амперметр ҳам қаршиликка эга бўлади. Шу сабабли, у уланганда бутун занжирнинг қаршилиги ортади, ток кучи эса камаёди. Амперметрнинг қаршилиги қанча кам бўлса, у уланганда занжирдаги ток шунча кам ўзгаради ва кўрсатиши ҳам ҳақиқатга шунча яқин бўлади. Шунинг учун амперметрни жуда ҳам кичик қаршиликли қилиб ясалади. Кучсиз токларни ўлчашга мўлжалланган амперметр ёрдамида анча кучли токларни ҳам ўлчаш мумкин. Бунинг учун амперметрга унинг ўз қаршилигидан бир неча марта кичик қаршилик параллел уланади. Бу қаршилик шунт дейилади (64-расм). Бунда токнинг кўп қисми шунтдан ўтади. Шунтдаги ва амперметрдаги тоklar орасидаги муносабатни қаршиликларни параллел уланганда тармоқлардаги ток кучларининг нисбати қаршиликларнинг нисбатига тескари пропорционалигидан фойдаланиб топамиз. Занжирдаги токни



64-расм.

I билан, амперметр ва шунтдан ўтаётган токларни мос равишда I_a ва I_w билан белгилаймиз. У вақтда, $\frac{I_w}{I_a} = \frac{R_a}{R_w}$ бўлади. Амперметрнинг қаршилиги шунтнинг қаршилигидан n марта катта бўлсин, яъни $\frac{R_a}{R_w} = n$. У ҳолда

$$\frac{I_w}{I_a} = n \text{ ёки } I_w = n I_a \quad (76)$$

бўлади. Занжирнинг тағмосқланмаган қисмида тўла ток

$$I = I_a + I_w \text{ ёки } I = I_a (n + 1)$$

бўлади, бундан

$$I_a = \frac{I}{n + 1} \quad (77)$$

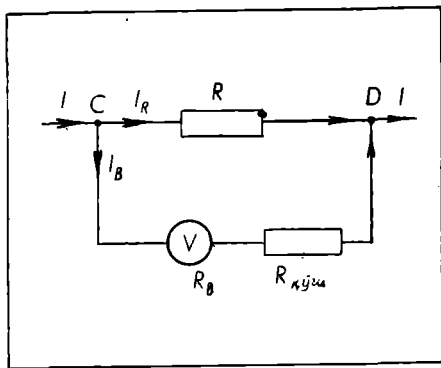
эканлиги келиб чиқади. Кўриниб турибдики, амперметрдаги ток асосий занжирдаги токдан $(n + 1)$ марта кичик бўлади. Демак, шунт уланганлиги туфайли қўлимиздаги асбоб мўлжалланган токка қараганда $(n + 1)$ марта катта токларни ўлчай олар экан. Бунда асбоб ўлчанаётган токнинг фақат $\frac{1}{n + 1}$ қисмини кўрсатади, яъни шкаланинг бир бўлимининг қиймати $(n + 1)$ марта ортади.

Электр занжирларида ўлчаш ишлари олиб борилаётганда қўлланиладиган ўлчов асбобларининг кўпчилиги ток таъсирига асосланган, яъни улар ток катталикларини ўлчайдиган асбоблардир. Аммо Ом қонунига мувофиқ, кучланиш ва ток кучи бир-бирига тўғри пропорционалликдан буларнинг иккаласини ҳам бир асбобнинг ўзи билан ўлчаш мумкин. Асбоб токни ўлчашга мўлжалланганда унинг шкаласи ток кучига, кучланишни ўлчашга мўлжалланганда эса кучланишга мослаб даражаланади.

Вольтметр занжирнинг кучланиши ўлчанаётган қисмига параллел уланади. Вольтметрни бундай улаш занжирнинг қаршилигини камайтиради ва ундаги токни орттиради. Бундан вольтметрдаги ток мумкин қадар кичик бўлиши учун унинг қаршилиги иложи борича катта бўлиши кераклиги келиб чиқади.

Ҳар қандай ўлчов асбоби шу асбоб учун максимал бўлган токка мўлжаллаб тайёрланади. Шунинг учун ҳар қандай ўлчов асбоби билан маълум чегарагача бўлган ток ёки кучланишни ўлчаш мумкин. Аммо ҳамма вақт асбобнинг ўлчаш чегарасини ошириш ёки бошқача айтганда, унинг шкаласининг бўлим қийматини ошириш имконияти мавжуд. Юқорида кўриб ўтганимиздек, амперметр шкаласининг бўлим қийматини ошириш учун унга шунт улаш керак эди. Энди вольтметр бўлимининг қийматини ошириш ва шундай

қилиб уни мўлжалланган кучланишлардан ортиқроқ кучланишни ўлчаш учун мослашда эса маълум бир қаршилиқни вольтметрга кетма-кет улаш керак (65- расм). Бу қаршилиқ қўшимча қаршилиқ деб аталади. Занжирнинг CD қисмида ўлчанаётган кучланишни U билан, қўшимча қаршилиқдаги кучланиш тушишини U_k билан ва вольтметрнинг кўрсатишини U_B билан белгилаймиз.



65- расм.

Ом қонунига мувофиқ, ўлчанаётган кучланиш $U = U_k + U_B = I_B (R_k + R_B)$ га тенг бўлади.

Фараз қилайлик, қўшимча қаршилиқ вольтметр қаршилигидан n марта катта бўлсин:

$$\frac{R_k}{R_B} = n, \text{ бундан } R_k = n R_B. \quad (78)$$

У ҳолда юқоридаги ифодани қуйидагича ўзгартирамиз:

$$U = I_B (R_B + n R_B) = I_B R_B (n + 1) = U_B (n + 1),$$

бундан

$$U_B = \frac{U}{n+1} \quad (79)$$

Демак, занжирнинг CD қисмига уланган вольтметрнинг кўрсатиши шу қисмдаги кучланишдан $(n + 1)$ марта кичик экан. Бундан вольтметр қаршилигига нисбатан n марта катта қаршилиқ вольтметрга кетма-кет уланганда асбоб мўлжалланган кучланишга қараганда $(n + 1)$ марта каттароқ кучланишни ўлчати мумкин эканлиги келиб чиқади. Бунда асбоб ўлчанаётган кучланишнинг фақат $\frac{1}{n+1}$ қисминигина кўрсатади, қолган қисми қўшимча қаршилиқда тушади. Бу ҳолда шкаланинг бўлим қиймати $(n + 1)$ марта ортган бўлади.

Хулоса қилиб шуни айтиш мумкинки, амперметрга унинг қаршилигидан n марта кичик қаршилиқни ((76) формула) параллел улаб, вольтметрга унинг қаршилигидан n марта катта қаршилиқни ((78) формула) кетма-кет улаб, иккала асбобнинг ўлчаш чегарасини $(n + 1)$ марта орттириш мумкин экан.

27-§. Ўзгармас токнинг иши ва қуввати

Электр занжирида энергия бир турдан бошқа турга бир неча марта айланади. Ток манбаида бирор хил энергия (масалан, механик, химиявий энергия) электр энергияга айланади, ток занжирида

эса электр энергия эквивалент миқдорда бошқа хил энергияга айланади. Электр энергиянинг бошқа тур энергияларга айланишига, электр зарядни занжир бўйлаб ҳаракатлантирувчи электр майдон кучларининг бажарган иши ўлчов бўлади. Электр занжирида зарядларни кўчиришда электр кучларининг бажарган иши W иш иши ифодалайди, шунинг учун бу ишни ҳисоблаш қийин эмас.

Занжирнинг бир жинсли ўтказгичдан иборат ихтиёрий қисмидан t вақт ичида q заряд миқдори ўтган, деб фараз қилайлик. Унда электр майдон $A = qU$ иш бажаради, бунда U — занжир қисмидаги кучланиш, Ток кучи

$$I = \frac{q}{t}$$

бўлгани учун бу иш қуйидагига тенг:

$$A = IUt, \quad (80)$$

Занжирнинг бир қисмида ўзармас токнинг бажарган иши шу қисм учларидаги кучланиш билан ундан оқаятган ток ҳамда шу ток ўтиб турган вақт кўпайтмасига тенг.

Энергиянинг сақланиш қонунига асосан, бу иш занжирнинг бир текшираётган қисмининг энергия ўзгаришига тенг бўлиши керак. Шунинг учун маънадан ток олиб ўтадиган ва занжирнинг аниқ бир қисмида t вақт ичида ажралиб чиқадиган энергия токининг ишига тенгдир. Агар бир жинсли занжирнинг бир қисмига онд Ом қонунига асосан (80) формулада ток кучини кучланиш орқали ёки кучланишнинг ток кучи орқали ифодаласак, ток бажарган ишнинг бир-бирига эквивалент бўлган қуйидаги ифодаларини топамиз:

$$A = IUt = I^2 R t = \frac{U^2}{R} t. \quad (81)$$

Ўтказгичлар кетма-кет уланганда $A = I^2 R t$ формуладан фойдаланиш қулай, чунки бу ҳолда ток ҳамма ўтказгичларда бир хил қийматга эга бўлади. Ўтказгичлар параллел уланганда эса $A = \frac{U^2}{R} t$ формуладан фойдаланиш қулай, чунки бу ҳолда ҳамма ўтказгичларда кучланиш бир хил бўлади.

Агар кучланиш вольтларда, ток кучи амперларда, вақт эса секунд ҳисобида ўлчанса, (80) формуладан ишнинг бирлиги

$$[A] = 1В \cdot 1А \cdot 1с = 1Ж$$

бўлиши келиб чиқади.

Айни бир вақт ичида ток бир истеъмолчида иккинчи истеъмолчидагига қараганда кўпроқ иш бажариши мумкин. Шунинг учун ток иши билан бир қаторда ток қуввати тушунчаси киритилади. Вақт бирлиги ичида токнинг бажарган иши билан ўлчанадиган катталиқ токнинг қуввати деб аталади:

$$P = \frac{A}{t}.$$

Бу ифодадаги ишни унинг (81) формуладаги қийматлари билан алмаштирсак, ток қуввати учун

$$P = UI = I^2 R = \frac{U^2}{R} \quad (82)$$

ифодаларни ҳосил қиламиз. Занжирнинг бирор қисмидаги ток қуввати шу қисм учларидаги кучланиш билан қисмдан ўтаётган ток кўпайтмасига тенг бўлар экан.

СИ системада қувват бирлиги

$$[P] = 1\text{А} \cdot 1\text{В} = 1\text{Вт}.$$

Амалда ваттдан ташқари қуйидаги қувват бирликлари ҳам ишлатилади:

1 гектоватт (гВт) = 100 Вт; 1 киловатт (кВт) < 1000 Вт;

1 меговатт (мВт) = 1000000 Вт.

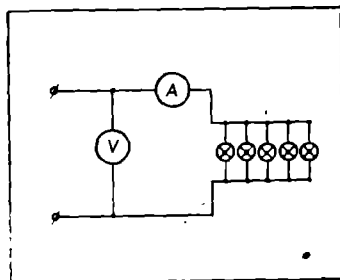
Қувват бирлиги ватт бўлганлигидан, ток иши (электр энергияси) нинг бирлиги қуйидагича бўлади:

$$[A] = 1\text{Вт} \cdot 1\text{с}.$$

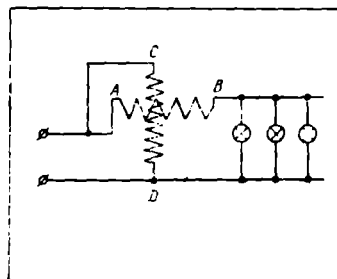
Агар қувват ватт, гект-ватт, киловатт ҳисобида ўлчанса, ишнинг амалда қўлланиладиган бирликлари 1 ватт-соат (Вт-соат) = $3,6 \cdot 10^3$; 1 гектоватт-соат (гВт-соат) = $3,6 \cdot 10^5$ Ж; 1 киловатт-соат (кВт-соат) = $3,6 \cdot 10^6$ Ж бўлади.

Ток бажарган иш махсус автоматик асбоблар (электр сўётчиклар) билан ўлчанади, улар ишни киловатт-соат ҳисобида қайд қилади. Электр занжириндаги қувватни амперметр ва вольтметр ёрдамида ўлчаш мумкин. Бунинг учун қуввати ўлчанаётган занжир қисмига (истеъмолчиға) амперметрни кетма-кет қилиб, вольтметрни эса параллел қилиб улаш лозим. 66- расмда чўғланма лампочкаларнинг қувватини ўлчаш учун амперметр ва вольтметрни улаш схемаси кўрсатилган.

Ток қувватини в а т т м е т р деб аталадиган махсус асбоб билан ҳам ўлчаш мумкин. Бу асбоб ҳам вольтметр принципи, ҳам амперметр принципида тузилган. 67- расмда ваттметрнинг уланиш



66- расм.



67- расм.

схемаси кўрсатилган, бу ерда AB қўзғалмас ғалтак — ток ғалтаги энергия истеъмолчиларига (лампочкаларга) кетма-кет, CD қўзғалувчан ғалтак, яъни кучланиш ғалтаги эса лампочкаларга параллел уланган. Ваттметрнинг кўрсатишларини амперметрнинг кўрсатишлари билан вольтметрнинг кўрсатишларига қараб текшириш мумкин.

28-§. Жоуль — Ленц қонуни

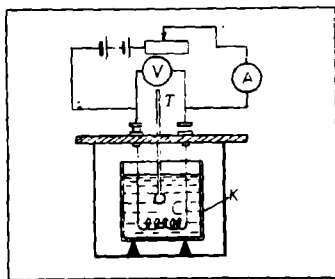
Ўтказгичдан ток ўтганда ўтказгич қизийди. Бу ҳодисани қуйидагича тушунтириш мумкин. Ўтказгичда ток бўлмаганда ундаги эркин электронлар тартибсиз ҳаракатланади ва кристалл панжаранинг ионларига тўқнашиб, улар билан энергия алмашади. Эркин электронларнинг ионларга берадиган энергияси ўрта ҳисобда ионларнинг электронларга шу тўқнашиши вақти давомида бераётган энергиясига тенг бўлади. Бу ҳолда эркин электронлар системаси билан панжарадаги ионлар системаси ўртасида иссиқлик мувозанати юзага келади.

Ўтказгичдан ток ўтаётганда эса электронлар тартибли ҳаракатга келади. Электронлар кристалл панжарадаги ионлар билан тўқнашганда, уларга кўпроқ энергия беради-ю, лекин улардан камроқ энергия олади. Электронлар энергиясининг камайиши электр майдон энергияси ҳисобига тезда тикланади. Бунинг натижасида эркин электронлар системаси билан панжарадаги ионлар системаси ўртасидаги иссиқлик мувозанати бузилади, ўтказгичнинг ички энергияси ортади ва ўтказгич билан атрофидаги муҳит ўртасида иссиқлик мувозанати юзага келмагунча ўтказгичнинг температураси кўтарилга боради.

Рус олими Э. Х. Ленц ва инглиз олими Жоуль бир-биридан таъомила беҳабар, турли ҳолларда тоқ ажратган иссиқлик миқдорини тажрибада ўлчаб топдилар. Сарфланган электр энергия билан ажралиб чиққан иссиқлик орасидаги муносабатни ўрнатиш мақсадида схемаси 68- расмда кўрсатилган қурилмада тажриба ўтказиш мумкин. Тоза сувли K калориметрга C спираль сим туширилиб, амперметр ва вольтметр билан ток кучи ва кучланиш ўлчанса ҳамда секундомер ёрдамида токнинг ўтиш вақти белгиланса, токнинг иши (80) формулага асосан ҳисобланади:

$$A = IUt.$$

Агар занжирга электр энергиясини бошқа тур энергияга айлантирувчи махсус асбоблар (масалан, электр двигателъ) уланмаган бўлса, энергиянинг сақланиш қонунига биноан токнинг бутун иши иссиқлик ажралишига кетади, шунинг учун



68- расм.

$$Q = A = IUt$$

деб ёзиш мумкин.

Спиралнинг қаршилиги R бўлса, занжирнинг бир қисмига онд Ом қонунига асосан $U = IR$ бўлганидан,

$$Q = I^2 R t \quad (83)$$

ифодани ҳосил қиламиз. Бу формула Жоуль—Ленц қонунини ифодалайди: *занжирнинг бир қисмидан ток ўтганда ажралиб чиққан иссиқлик миқдори ток кучининг квадрати билан қисм қаршилиги ва токнинг ўтиш вақти кўпайтмасиги тенгдир.*

Электр токининг ишини турли формулалар билан ифодалаш мумкинлигини ((81) формулага қ.) назарга олиб, Жоуль—Ленц қонунини қуйидаги кўринишларда ёзиш мумкин:

$$Q = IUt = \frac{U^2}{R} t. \quad (84)$$

Агар ток кучи ампер ҳисобида, қаршилиқ Ом ҳисобида, вақт секунд ҳисобида ўлчанса, иссиқлик миқдори жоуль ҳисобида ифодаланади.

Агар иссиқликни калорияларда, ишни жоулларда ифодаласак, тажрибада

$$k = \frac{Q}{A} = 0,24 \frac{\text{кал}}{\text{Ж}}$$

эканини аниқлаш мумкин. Бу тажрибанинг натижаси энергиянинг сақланиш қонунини тасдиқлайди, чунки бевосита ўлчашлар билан бир жоуль механик ишнинг 0,24 калория иссиқликка эквивалент эканлиги исботланган.

Шундай қилиб, иссиқлик миқдори калорияларда ифодаланганда Жоуль—Ленц қонуни қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$Q = 0,24 I^2 R t. \quad (85)$$

Иссиқлик миқдорини ҳисоблаётганда 0,24 коэффициент кал/Ж бирликка эга эканлини эътиборга олиш лозим бўлади.

29-§. Ток манбаининг қуввати ва фойдали иш коэффициенти

Электр юритувчи кучи $\mathcal{E}$ ва ички қаршилиги r бўлган ток манбаига қаршилиги R бўлган истеъмолчи уланган бўлсин. Занжирда ажраладиган тўла қувват занжирнинг ташқи ва ички қисмларида ажраладиган қувватлар йиғиндисига тенг бўлади:

$$P = I^2 R + I^2 r = I^2 (R + r),$$

бунда I — занжирдаги ток кучи. Берк занжир учун Ом қонунига кўра $\mathcal{E} = I(R + r)$ эканлигидан,

$$P = \mathcal{E} I = \frac{\mathcal{E}^2}{R + r}. \quad (86)$$

Шундай қилиб, занжирда ажраладиган тўла қувват (ток манбаининг қуввати) ток кучи билан манба ЭЮКнинг кўпайтмасига тенгдир. Истеъмолчида бу тўла қувватнинг биз фойдали деб атайдиган фақат бир қисми ажралиб чиқади:

$$P_{\phi} = I^2 R = \frac{\mathcal{E}^2}{R + r} \cdot \frac{R}{R + r}. \quad (87)$$

Қувватнинг қолган қисми эса ток манбаида ва ток ўтказувчи симларда исроф бўлади.

Фойдали қувватнинг занжирдаги ЭҶКнинг умумий қувватига нисбати билан ифодаланувчи катталиқ ток манбаининг фойдали иш коэффициенти (Ф И К) дейилади:

$$\eta = \frac{P_{\Phi}}{P_{\Phi}} = \frac{R}{R+r} \quad (88)$$

Бу формуладан истеъмолчининг қаршилиги манбаининг қаршилигидан қанча катта бўлса, ФИКнинг шунча катта бўлиши қелиб чиқади. Шунинг учун манбаининг қаршилигини иложи борида кичик қилиб олишга ҳаракат қилинади.

Берилган ток манбаининг қуввати истеъмолчининг қаршилигига • боғлиқ. У қисқа туташувда ($R \rightarrow 0$) максимал қийматга эришади:

$$R_{\max} = \frac{\delta^2}{r} \quad (89)$$

Бироқ бу ҳолда барча қувват манбаининг ичида ажралиб чиқади ва бутунлай бефойда бўлади. R катталашганда тўла қувват камайиб боради ва $R \rightarrow \infty$ да нолга интилади.

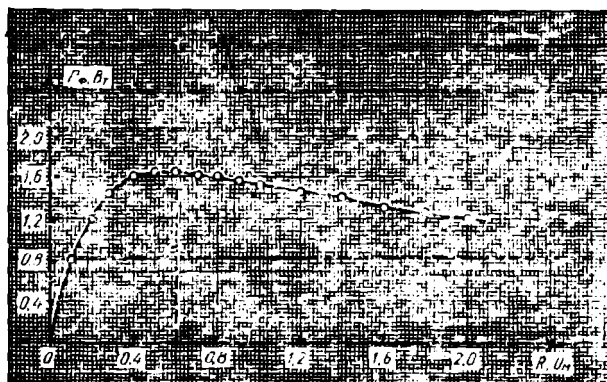
Ток манбаидан ажралиб чиқувчи фойдали қувватнинг қиймати энг катта бўлганда R ва r лар орасидаги муносабатни топамиз. Бунинг учун қуйидаги ҳисоблашни бажарамиз. Фараз қилайлик, манбаининг ЭҶК $\mathcal{E} = 2B$, ички қаршилиги $r = 0,6$ Ом бўлсин. R га қийматлар бериб, (87) формуладан фойдали қувват P_{Φ} ни ҳисоблаймиз:

$$P_{\Phi} = \frac{4R}{(R+0,6)^2} \text{ Вт.}$$

Ҳисоблаш натижалари қуйидаги жадвалда берилган.

№	R (Ом)	P_{Φ} (Вт)	№	R (Ом)	P_{Φ} (Вт)
1	0	0	9	0,8	1,63
2	0,1	0,82	10	0,9	1,60
3	0,2	1,25	11	1,0	1,56
4	0,3	1,48	12	1,2	1,48
5	0,4	1,60	13	1,4	1,40
6	0,5	1,65	14	1,6	1,32
7	0,6	1,67	15	1,8	1,25
8	0,7	1,65	16	2,0	1,18

Ордината ўқига P_{Φ} нинг, абсцисса ўқига R нинг қийматларини қўйиб, фойдали қувватнинг истеъмолчи қаршилиги (ташқи қаршилиқ) га боғланиш графигини чизамиз (69-расм). Графикдан кўринадикки, занжирнинг ташқи қисмида ажраладиган фойдали қувват дастлаб ўса бориб, $R=r$ бўлганда энг катта қийматга эришади, сўнгра камая бошлайди. Демак, берилган ток манбаидан энг кўп фойдали қувват олиш учун истеъмолчининг қаршилигини ток



69- расм.

манбаининг ички қаршилигига тенг қилиб олиш керак. Бу ҳолда (88) формулага асосан ФИК 0,5 (50%) ни ташкил этади. Агар $R = r$ бўлса, (87) формуладан

$$P_{\text{ф max}} = \frac{\delta^2}{4r} \quad (90)$$

бўлади, яъни энг катта фойдали қувват қисқа туташувдаги қувватнинг (89) формула чорагига тенг бўлади.

Такрорлаш учун саволлар.

1. Занжирнинг бир жиқсли бўлмаган қисмига сид Ом қонунининг моҳияти нимадан иборат?
2. Берк занжир учун Ом қонунининг моҳияти нимадан иборат?
3. Кетма-кет уланган манбалар батареясининг ЭЮК нимага тенг?
- Бу ҳолда берк занжир учун Ом қонуни ифодасининг кўриниши қандай бўлади?
4. Параллел уланган манбалар батареясининг ЭЮК нимага тенг?
- Бу ҳолда берк занжир учун Ом қонунининг ифодаси қандай кўринишда бўлади?
5. Амперметр қандай асбоб? У занжирга қандай уланади?
6. Амперметрга шунт танлашнинг моҳияти нимадан иборат?
7. Вольтметр қандай асбоб? У занжирга қандай уланади?
8. Вольтметрга қўшимча қаршилик танлашдан мақсад нима?
9. Занжирнинг бир қисмида ўзгармас тск бажарган иш нимага тенг ва у қандай birlikларда ўлчанади?

10. Ўзгармас токнинг қуввати нимага тенг ва у қандай бирликларда ўлчанади?
 11. Ваттметр нима? У занжирга қандай ўланади?
 12. Жоуль — Лени қонунини таърифланг ва формуласини ёзинг.
 13. Ток манбаининг қуввати деб нимага айтилади?
 14. Электр занжирда ажралиб чиққан фойдали қувватни ошириш учун нима қилиш керак?
 15. Ток манбаининг ФИҚ нима? У қандай катталикларга боғлиқ?

МАСАЛА ЕЧИШ НАМУНАЛАРИ

1-масала. 0,2 Ом қаршиликли симга гальваник элемент уланганда у 0,5 А ток кучи беради, шу элемент 2,4 Ом қаршиликли бошқа симга уланганда у 0,25 А ток кучи беради. Элементнинг ЭЮК ва ички қаршилигини топинг.

Берилган: $R = 0,2 \text{ Ом}; I_1 = 0,5 \text{ А};$
 $R_2 = 2,4 \text{ Ом}; I_2 = 0,25 \text{ А}$

$$\mathcal{E} - ?, r - ?$$

Ечилиши. Элементни биринчи симга улаганимизда занжирдаги ток кучи $I_1 = \frac{\mathcal{E}}{R_1 + r}$ формуладан аниқланади, бундан

$$\mathcal{E} = I_1 R_1 + I_1 r. \quad (a)$$

Элементни иккинчи симга улаганимизда занжирдаги ток кучи

$$I_2 = \frac{\mathcal{E}}{R_2 + r}$$

формула билан ҳисобланади, бундан

$$\mathcal{E} = I_2 R_2 + I_2 r. \quad (b)$$

(a) ва (b) формулаларни биргаликда ечиб, элементнинг ички қаршилигини топамиз: $I_1 R_1 + I_1 r = I_2 R_2 + I_2 r$ бундан

$$r = \frac{I_2 R_2 - I_1 R_1}{I_1 - I_2}.$$

(a) ғоддага ички қаршилик ғодасини қўйиб, элементнинг ЭЮК топилади:

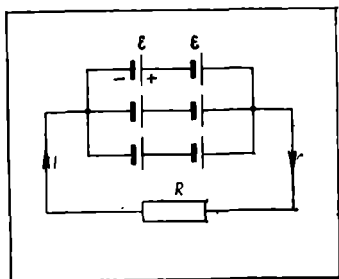
$$\mathcal{E} = I_1 R_1 + I_1 \frac{I_2 R_2 - I_1 R_1}{I_1 - I_2} = \frac{I_1 I_2 (R_2 - R_1)}{I_1 - I_2}.$$

Ҳисоблаш:

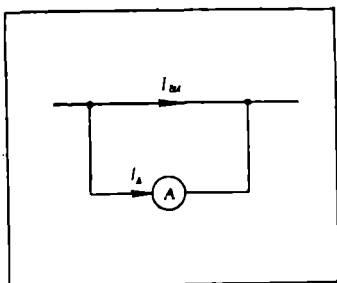
$$r = \frac{0,25 \cdot 2,4 \text{ Ом} - 0,5 \cdot 0,2 \text{ Ом}}{0,5 \text{ А} - 0,25 \text{ А}} = \frac{0,6 - 0,1}{0,25} \text{ Ом} = 2 \text{ Ом}.$$

$$\mathcal{E} = \frac{0,5 \cdot 0,25 \text{ А} (2,4 \text{ Ом} - 0,2 \text{ Ом})}{0,5 \text{ А} - 0,25 \text{ А}} = \frac{0,5 \cdot 0,25 \cdot 2,2}{0,25} \text{ В} = 1,1 \text{ В}.$$

2-масала. Ҳар бирининг ЭЮК 2В, ички қаршилиги 0,3 Ом бўлган олтига аккумулятордан қаршилиги 0,3 Ом бўлган ташқи занжирга ток берилади. Аккумулятор параллел уланган учта группадан иборат бўлиб, ҳар бир группа кетма-кет уланган икки элементдан ташкил топган. Ташқи занжирдаги ток кучи қанчага тенг?



70- рasm.



71- рasm.

Берилган: $R = 0,3 \text{ Ом}$; $\varepsilon = 2\text{В}$; $r = 0,3 \text{ Ом}$;
 $n = 6$; $n_1 = 2$; $n_2 = 3$.

$I - ?$

Ечилиши. Занжирнинг схемасини чизамиз (70-рasm). Бу схемада элементлар аралаш уланган. Занжирдаги ток кучи

$$I = \frac{\varepsilon_{\text{ум}}}{R + r_{\text{ум}}}$$

формула орқали топилади. Батареянинг ЭЮК битта тармоқдаги элементлар ЭЮК ларининг йиғиндисига тенг: $\varepsilon_{\text{ум}} = 2\varepsilon$. Батареянинг қаршилиги эса қуйидагича топилади: $\frac{1}{r_{\text{ум}}} = \frac{n_2}{n_1 r}$, яъни $\frac{1}{r_{\text{ум}}} = \frac{1}{2r} + \frac{1}{2r} + \frac{1}{2r}$, бундан $r_{\text{ум}} = \frac{n_1}{n_2} r \frac{2}{3} r$. Демак, занжирдаги ток кучи

$$I = \frac{n_1 \varepsilon}{R + \frac{n_1}{n_2} r} = \frac{2 \varepsilon}{r + \frac{2}{3} r}$$

га тенг бўлади.

Ҳисоблаш:

$$I = \frac{2 \cdot 2\text{В}}{(0,3 + \frac{2}{3}) \text{Ом}} = \frac{4}{0,5} \text{ А} = 8\text{А}.$$

3- масала. Қаршилиги $0,04 \text{ Ом}$ бўлган амперметрга узунлиги 15 см ва кўндаланг кесим юзи 3 мм^2 бўлган мис сим параллел уланган. Амперметр $0,1 \text{ А}$ токни кўрсатади. Занжирдаги ток кучини топинг.

Берилган: $R_s = 0,04 \text{ Ом}$; $l = 15 \text{ см} = 15 \cdot 10^{-3} \text{ м}$;

$S = 3 \text{ мм}^2 = 3 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$; $I_s = 0,1 \text{ А}$; $\rho = 1,7 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}$

$I - ?$

Ечилиши. Параллел уланган ўтказгичлардан ўтаётган ток кучларининг нисбати шу ўтказгичлар қаршилиқларининг нисбатига тескари пропорционал эканлигидан фойдаланиб, қуйидаги ифодани ёзамиз (71-расм):

$$\frac{R_{ш}}{R_a} = \frac{I_a}{I_{ш}}.$$

бунда $R_{ш} = \rho \frac{l}{S}$ шунтнинг қаршилиги, $I_{ш} = I - I_a$ — шунтдаги ток кучи, I — занжирдаги ток кучи. Демак,

$$\frac{\rho \frac{l}{S}}{R_a} = \frac{I_a}{I - I_a},$$

бундан I ни топамиз:

$$I = \frac{I_a \left(R_a - \rho \frac{l}{S} \right)}{\rho \frac{l}{S}} = \frac{I_a (R_a S - \rho l)}{\rho l}.$$

Ҳисоблаш:

$$I = \frac{0,1 \text{ А} (0,04 \text{ Ом} \cdot 3 \cdot 10^{-6} \text{ м}^{-2} - 1,7 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м} \cdot 15 \cdot 10^{-2} \text{ м})}{1,7 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м} \cdot 15 \cdot 10^{-2} \text{ м}} = 4,6 \text{ А}.$$

4-масала. Ички қаршилиги 400 Ом бўлган вольтметр ёрдамида 5 В гача бўлган кучланишни ўлчаш мумкин. 1) Шу вольтметр ёрдамида 150 В кучланишни ўлчаш учун унга қандай қўшимча қаршиликни кетма-кет улаш керак? 2) Қўшимча қаршилиқ учларида потенциаллар фарқи қандай бўлади?

Берилган: $R_a = 400 \text{ Ом}$; $U_a = 5 \text{ В}$; $U = 150 \text{ В}$.

$$R_x = ? \quad U_x = ?$$

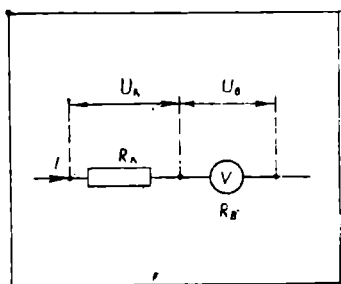
Ечилиши. Вольтметрда ва қўшимча қаршилиқда кучланиш тушinish (72-расм) $U = U_a + U_x = IR_a + IR_x$; бунда I — вольтметр ва қўшимча қаршилиқдан ўтаётган ток кучи, уни $I = \frac{U_a}{R_a}$ ифодадан аниқлаш мумкин. I нинг қийматини юқоридаги ифодага келтириб қўйиб, R ни топамиз:

$$R_x = \frac{U - IR_a}{I} = R_a \frac{U - U_a}{U_a}.$$

Қўшимча қаршилиқдаги кучланиш:

$$U_x = IR_x = \frac{U_a}{R_a} \cdot R_a \frac{U - U_a}{U_a} = U - U_a,$$

га тенг бўлади.



72- расм.

Ҳисоблаш:

$$R_K = 400 \text{ Ом} \frac{(150 - 5) \text{ В}}{5 \text{ В}} = 11600 \text{ Ом.}$$

$$U_K = 150 \text{ В} - 5 \text{ В} = 145 \text{ В.}$$

5-масала. Ички қаршилиги 2 Ом бўлган ток манбаига қаршилиги 4 Ом бўлган истеъмолчи уланганда ток манбаи қисқичларидаги кучланиш 6 В гача пасаяди. Манбаининг тўла қуввати қандай? Бу ток манбаи истеъмолчига энг кўпи билан қанча қувват беради?
Берилган: $r = 2 \text{ Ом}$; $R = 4 \text{ Ом}$; $U = 6 \text{ В}$

$$P_0 = ? \quad P_{\text{тmax}} = ?$$

Ечилиши. Занжирнинг схемасини чизамиз (73- расм). Манбаининг тўла қуввати $P_0 = \mathcal{E} I$ га тенг. Ток кучи $I = \frac{U}{R}$; ЭЮК эса $\mathcal{E} = U + I r = U + \frac{U}{R} r = U \left(1 + \frac{r}{R}\right)$. Демак, тўла қувват формуласи қуйидаги кўринишга келади:

$$P_0 = U \left(1 + \frac{r}{R}\right) \cdot \frac{U}{R} = \frac{U^2}{R} \left(1 + \frac{r}{R}\right).$$

$R = r$ бўлганда истеъмолчида энг кўп қувват ажралиб чиқади, у ҳолда занжирдаги ток кучи $I = \frac{\mathcal{E}}{R+r} = \frac{\mathcal{E}}{2r}$, максимал қувват эса

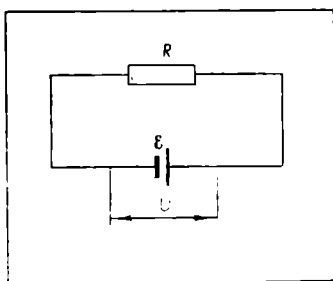
$$P_{\text{тmax}} = I^2 R = \frac{\mathcal{E}^2}{4r^2} \cdot r = \frac{\mathcal{E}^2}{4r} \left(1 + \frac{r}{R}\right)^2$$

га тенг бўлади.

Ҳисоблаш:

$$P_0 = \frac{36 \text{ В}}{4 \text{ Ом}} \left(1 + \frac{2 \text{ Ом}}{4 \text{ Ом}}\right) = 13,5 \text{ Вт.}$$

$$P_{\text{тmax}} = \frac{36 \text{ В}}{4 \cdot 2 \text{ Ом}} \left(1 + \frac{2 \text{ Ом}}{4 \text{ Ом}}\right)^2 = 10,1 \text{ Вт.}$$



73- расм.

6-масала. Чулғамнинг қаршилиги 16 Ом бўлган электр чойнакда температураси 9°C бўлган 600 см³ сув бор. Агар тармоқнинг кучланиши 220 В, чойнакнинг ФИК 60 % бўлса, ундаги ҳамма сувни қайнатиб, буғга айлантириш учун қанча вақт керак?

Берилган: $R = 16 \text{ Ом}$; $t_1^{\circ} = 9^{\circ}\text{C}$; $t_2^{\circ} = 100^{\circ}\text{C}$;

$V = 600 \text{ см}^3 = 6 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3$; $U = 220 \text{ В}$; $\eta = 60 \% = 0,6$;

$c = 4190 \frac{\text{Ж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$; $\lambda = 22,6 \cdot 10^5 \frac{\text{Ж}}{\text{кг}}$

$t - ?$

Ечилиши. Сувнинг қайнаши ва буғга айланиши учун кетган иссиқлик миқдори $Q = \eta Q_{\text{ум}}$, бунда $Q_{\text{ум}} = \frac{U^2}{R} t$ бўлиб, у чойнак тармоққа уланганда t вақт давомида ажралиб чиққан иссиқлик миқдорини беради.

Иккинчи томондан,

$$Q = cm(t_2 - t_1) + m\lambda = Vd[c(t_2 - t_1) + \lambda],$$

бунда $d = 10^3 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$ — сувнинг зичлиги. Шундай қилиб,

$$Vd[c(t_2 - t_1) + \lambda] = \eta \frac{U^2}{R} t,$$

бундан

$$t = \frac{Vd \cdot R [c(t_2 - t_1) + \lambda]}{\eta U^2}.$$

Ҳисоблаш:

$$t = \frac{6 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3 \cdot 10^3 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3} \cdot 16 \text{ Ом} \left[4190 \frac{\text{Ж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} (100 - 9)^{\circ}\text{C} + 22,6 \cdot 10^5 \frac{\text{Ж}}{\text{кг}} \right]}{0,6 \cdot 120^2 \text{ В}^2} =$$

$$= 2936 \text{ с} = 49 \text{ мин.}$$

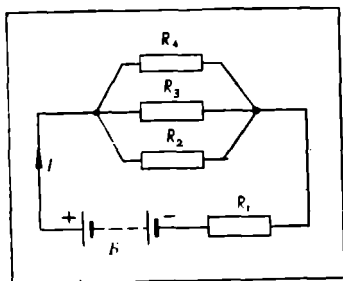
Мустақил ечиш учун масалалар

40. Гальваник элементга вольтметр уланганда у 1,2 В ни кўрсатади, элементни қаршилиги 2 Ом бўлган сим билан туташтирилгач, вольтметр 1 В ни кўрсатади. Элементнинг ички қаршилигини топинг.

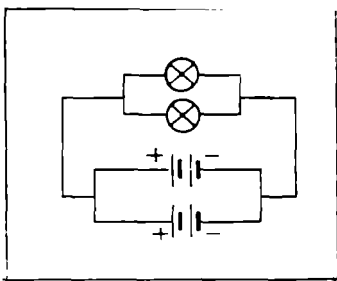
41. Электр юритувчи кучи 12 В бўлган батареяга 2 Ом қаршилик уланганда занжирдаги ток 5 А бўлса, батареянинг қисқа туташув токини аниқланг.

42. Батарея қутбларидаги потенциаллар фарқи 110 В бўлганда 5 А ток кучи ҳосил қилиш учун ЭЮК 2 В дан ва ички қаршилиги 0,2 Ом дан бўлган аккумуляторнинг нечасини кетма-кет улаш керак?

43. ЭЮК лари 1,9 В ва 1,1 В, ички қаршиликлари 0,8 Ом ва 0,1 Ом бўлган иккита элемент ўзаро параллел уланиб, 10 Ом қар-



74- расм.



75- расм.

шиликка туташтирилган. Занжирининг ташқи қисмидаги ток кучини топинг.

44. Қаршилиги $0,16\text{ Ом}$ бўлган амперметрга қаршилиги $0,04\text{ Ом}$ бўлган шунт уланган. Амперметр 8 А ни кўрсатади. Линиядаги ток кучи топилсин.

45. Қаршилиги $0,4\text{ Ом}$ бўлган амперметр 5 А ток кучини ўлчашга мўлжалланган. Шу амперметр билан 100 А ток кучини ўлчаш учун унга қандай шунт улаш керак?

46. Қаршилиги 200 Ом бўлган вольтметр шкаласининг бўлим қиймати 20 марта ортиши учун унга қандай қўшимча қаршилик улаш керак?

47. Ҳар бирининг ЭЮК $2,03\text{ В}$ ва ички қаршилиги $0,12\text{ Ом}$ (74- расм) бўлган учта элементни кетма-кет улаб батарея тузилган. Агар $R_1 = 6\text{ Ом}$, $R_2 = 4\text{ Ом}$, $R_3 = 6\text{ Ом}$ ва $R_4 = 8\text{ Ом}$ бўлса, занжирдаги ток кучи қандай бўлади?

48. 127 В ли иккита электр лампочкаси бўлиб, улардан бири 60 Вт , иккинчиси 90 Вт қувватга мўлжалланган. Қайси лампанинг қаршилиги катта ва неча марта?

49. Массаси 900 кг бўлган лифт ўртача $0,44\text{ м/с}$ тезлик билан кўтарилади. Мотор қисқичларидаги кучланиш 220 В га тенг, унинг ФИК 90% . Мотор сарфлаётган қувватни ва ток кучини топинг.

50. Қуввати 600 Вт бўлган электр иситгич 120 В кучланишга мўлжалланган. Иситгич ясалган никелин симнинг қўндаланг кесим юзи $0,2\text{ мм}^2$ бўлса, бундай симдан қандай узунликда олиш керак?

51. Қуввати 600 Вт бўлган электр чойнакда 1 л сувнинг 20°С дан 100°С гача isiши учун кетган вақтни аниқланг. Чойнакнинг ФИК 80% .

52. Секундига бир граммдан эриётган музни эритиб, ҳосил бўлган сувни эриш нуқтасида то қайнаш нуқтасигача иситиш учун қаршилиги 100 Ом бўлган иситгичдан қанча ток ўтиши керак?

53. Қаршилиги 2 Ом бўлган электромотор 120 В кучланишда ишлайди. Мотор ишлаётганда 10 А ток кучи ўтса, унинг истеъмол қилувчи қувватини ва ФИК ни топинг.

51. ЭЮК 12 В бўлган батареянинг қисқа туташув токи 5 А бўлса, батарея занжирида ажралувчи энг катта қувватни аниқланг.

55. 75- расмда ЭЮК 2 В ва ички қаршилиги 0,03 Ом дан бўлган тўртта элементдан тузилган батареянинг схемаси келтирилган. Бу батареядан ўзаро параллел уланган ва ҳар бирининг қаршилиги 10 Ом дан бўлган иккита электр лампочкаси таъминланади. Улағичлар узунлиги 5 м ва кўндаланг кесими 7 мм² бўлган темир симдан иборат. Бир минут давомида: 1) лампочкаларда, 2) уловчи симларда ва 3) батареяда қанча иссиқлик миқдори ажралиб чиқади?

30-§. Металлларнинг ўтказувчанлигига оид классик электрон назария элементлари

Эркин электронлар ҳақидаги тасаввурдан фойдаланиб Лоренц металлларнинг электр ўтказувчанлигига оид классик электрон назариясини яратди. Лоренц металллардаги эркин электронлар ўзлуксиз равишда тартибсиз ҳаракатда бўлади ва бу маънода металлдаги электронлар тўпламини «электрон газ» дейиш мумкин деб ҳисоблади. Электронлар ўзаро эмас, балки кўпроқ металлларнинг кристалл панжараларини ташкил этувчи ионлар билан тўқнашади ва бу тўқнашвлар электрон газ билан кристалл панжара орасида иссиқлик мувозанати ўрнатилишига олиб келади. Тўқнашвлар орасидаги вақтда электронлар деярли эркин ҳаракатланади.

Электрон газга газлар кинетик назариясининг натижаларини табиқ этиш мумкинлигини ҳисобга олиб, электронлар иссиқлик ҳаракати ўртача тезлигининг қийматини

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8 \cdot kT}{\pi m}} \quad (91)$$

формула бўйича ҳисоблаб чиқиш мумкин. Бу формулада k — Больцман доимийси, T — металлнинг абсолют температураси, m — электроннинг массаси. Хона температураси ($T \sim 300$ К) учун бу формула бўйича ҳисоблаш қуйидаги қийматга олиб келади:

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Ж}}{\text{К}} \cdot 300 \text{ К}}{3,14 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}}} = 10^5 \frac{\text{м}}{\text{с}}$$

(91) формула орқали ифодаланувчи тезлик билан бораётган хаотик (иссиқлик) ҳаракатдаги электронларга майдон таъсир қилганда уларнинг бирор u ўртача тезликдаги тартибли ҳаракати юзага келади. Бу тезлик қийматини (44) формулага асосан баҳолаш мумкин.

Мис ўтказгичлар учун ток зичлигининг стандарт бўйича чегаравий қиймати $i \cong 10 \frac{\text{А}}{\text{мм}^2} = 10^7 \frac{\text{А}}{\text{м}^2}$ ни ташкил этади. Электронлар концентрацияси n учун $10^{23} \text{ см}^{-3} = 10^{29} \text{ м}^{-3}$ қийматни олиб,

$$\bar{v} = \frac{i}{q_0 n S} = \frac{i}{en} = \frac{10^7 \frac{\text{А}}{\text{м}^2}}{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} \cdot 10^{29} \text{ м}^{-3}} \cong 10^{-3} \frac{\text{м}}{\text{с}}$$

ни ҳосил қиламиз. Шундай қилиб, ҳатто жуда катта ток зичлик-
ларида зарядлар тартибли ҳаракатининг ўртача тезлиги $\bar{v}$ йисқик-
лик ҳаракатининг ўртача тезлиги v дан 10^8 марта камдир. Электр
майдоннинг ўтказгич ичида тарқалиш тезлиги эса жуда катта бў-
либ, ёруғлик тезлигига яқин бўлади. Электр токининг тарқалиш
тезлиги деганда шу тезлик назарда тутилади. Ҳақиқатан ҳам ўз-
гармас токда иштирок этувчи электрон узунлиги бир неча метр
бўлган ўтказгични бир неча минут давомида ўтиши мумкин, бироқ
электр сигнали шу ўтказгичнинг бир учидан иккинчи учига тахми-
нан ўн нано секунд (10^{-9} с) вақт давомида етиб келади.

Энди металлларнинг тузилиши ҳақидаги тасаввурларга асосла-
ниб Ом қонунини кўриб чиқамиз. Занжирнинг бир қисмига оид Ом
қонунидан маълумки ток кучи ўтказгичнинг учларидаги потен-
циаллар фарқига тўғри пропорционал. Бунда пропорционаллик
коэффициенти ўтказгичнинг электр қаршилигини беради.

Бизга узунлиги l ва қўндаланг кесим юзи S бўлган ўтказгич
берилган бўлсин. Агар ўтказгичнинг учларидаги потенциаллар фар-
қи U бўлса, ўтказгич ичидаги электр майдон кучланганлигининг
модули $E = \frac{U}{l}$ бўлади ва битта электронга модули $F = eE = e \frac{U}{l}$

бўлган куч таъсир этади. Бу куч таъсири остида электрон $\bar{v}$ ўрта-
ча тезлик билан тартибли ҳаракат қилади. Агар электроннинг икки
кетма-кет тўқнашиши орасидаги вақтнинг ўртача қийматини τ би-
лан белгиласак, у ҳолда электрон тартибли ҳаракатининг ўртача
тезлиги унинг F куч таъсирида олган тезланиши билан τ вақт кў-
пайтмасига тенг. Бунда ҳар бир тўқнашишдан кейин электрон тез-
лигининг йўналиши турлича ўзгариши мумкин, шунинг учун ҳар
бир тўқнашишдан кейинги бошланғич тезлик векторининг ўртача
қиймати нолга тенг бўлади ва бошланғич тезлик электронларнинг
тартибли ҳаракатининг ўртача тезлигига таъсир кўрсатмайди.

Электроннинг майдон таъсирида олган тезланиши $\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m}$, бунда
 m — электроннинг массаси. Тартибли ҳаракатнинг ўртача тезлик
модули

$$\bar{v} = a \tau = \frac{F}{m} \tau = \frac{eE}{m} \tau = \frac{e \tau U}{m l}. \quad (92)$$

Бу ифодадан $\bar{v}$ нинг қиймати (44) формулага қўйиб, ток кучини
топамиз:

$$I = enS \bar{v} = \frac{e^2 n}{m l} S \tau U. \quad (93)$$

Бу формуладан ток кучининг кучланишга тўғри пропорционал экан-
лигини кўриш мумкин. Бу эса Ом қонуни билан мос тушади. (93)
формулани Ом қонуни $I = \frac{U}{R}$ билан таққослаб ўтказгич қаршилиги-
нинг қуйидаги ифодасини топамиз:

$$R = \frac{m l}{e^2 n \tau S} \quad (94)$$

$R = \rho \frac{l}{S}$ бўлганидан, солиштирма қаршилиқ қуйидагига тенг бўлади:

$$\rho = \frac{m}{e^2 n \tau} \quad (95)$$

Демак, электронларнинг концентрацияси ортиши билан солиштирма қаршилиқ камаяди, ўтказувчанлик ортади. (95) формула ҳам тажриба натижаларига мос келади.

Иссиқлик ҳаракати тезлиги қанчалик катта бўлса, тўқнашлар шумчалик тез-тез юз беради ва τ вақт шунчалик қисқа бўлади. Зарралар иссиқлик ҳаракатининг ўртача тезлиги $\sqrt{T}$ га пропорционаллигидан [(91) формула], $\tau \sim \frac{1}{\sqrt{T}}$ бўлади.

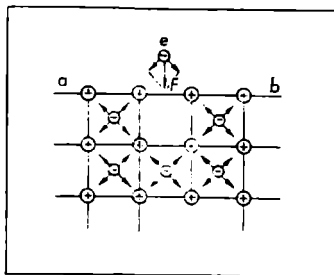
Металларда эркин электронлар концентрацияси температурага боғлиқ эмас. Шунинг учун солиштирма қаршилиқ $\tau \sim \frac{1}{\sqrt{T}}$ бўлиши ҳисобигагина ўзгаради.

Бироқ, (57) формулага асосан, $\rho \sim T$, яъни солиштирма қаршилиқ температура кўтарилиши билан чизиқли равишда ортади. Назария эса $\rho \sim \sqrt{T}$ натижани беради. Назария билан тажрибанинг бундай мос келмаслиги металлда электронларнинг ҳаракатига Нютоннинг классик механикасини қўллаб бўлмаслигини кўрсатади. Шунинг учун классик механикага асосланган назария тажрибадан келиб чиқадиган барча қонуниятларни миқдор жиҳатдан изоҳлаб бера олмайди.

Электронларнинг металллардаги ҳаракатини к в а н т м е х а н и к а с и деб аталадиган назария тўғри тавсифлайди.

31-§. Электроннинг чиқиш иши

Металл ичидаги электронларнинг энергияси катта бўлади, шунинг учун бу электронларнинг тезлиги металл сиртига томон йўналганда, улар металлдан ташқарига чиқиб кетиши мумкиндек кўринади. Бироқ одатдаги температураларда металллар ўз ўзидан электронларни чиқармайди. Эркин электронлар металл ичида тутиб турилар экан, демак, металлнинг сирти яқинида электронларга таъсир қилувчи ва металл ичига қараб йўналган кучлар мавжуд бўлиши керак. Бу кучларнинг табиати қандай эканлигини аниқлаш учун 76-расмда тасвирланган кристалл панжарани тасаввур қиламиз. Металл ичидаги эркин электронларга мусбат ионлар томонидан таъсир қилувчи тортишчи кучлари ўзаро мувозанатлашади. Шу сабабли электронлар металл ичида панжара тугунлари орасида эркин ҳаракатлана олади. Агар бирор сабаб билан электрон металл чегарасидан ташқарига чиқса (ab сирт орқали), у ҳолда унга металл сиртидаги ионларнинг мувозанатлашмаган



76-расм.

тортишиш кучлари ва электроннинг кетиши туфайли ҳосил бўлган ортнқча мусбат заряднинг тортишиш кучи таъсир қила бошлайди. Металл томонга йўналган натижавий F куч e электронни металлга қайтаради. Металлнинг сирти металлдан тўхтовсиз отилиб чиқаётган ва унга қайтиб келаётган электронлардан иборат жуда зич «электрон бўлути» билан қуршалиб қолади. Шундай қилиб, электрон металлни ташлаб, атроф-муҳитга кетиши учун уни металлга тортадиган кучларни енгиш устида маълум иш бажариши керак. Бу иш электроннинг металлдан чиқиши иши деб аталади. Турли металллар учун чиқиш иши турлича бўлади ва одатда, жадвалларда берилади.

Чиқиш иши электрон вольтларда (eV) ўлчанади. Бир электрон вольт электр майдоннинг потенциаллар фарқи бир вольт бўлган икки нуқтаси орасида электронни кўчиришда бажариладиган ишга тенг. Электрон заряди $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл бўлгани учун

$$1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} \quad 1 \text{ В} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Ж}.$$

Чиқиш ишини бажариш учун керак бўлган энергияни электрон ларга ҳар хил усуллар: металлни қиздириш — термоэмиссия, унга ёруғлик билан таъсир қилиш — фотоэмиссия, металлни атомлар ёки мусбат ионлар билан бомбардимон қилиш — иккиламчи эмиссия ва шу сингари усуллар билан бериш мумкин.

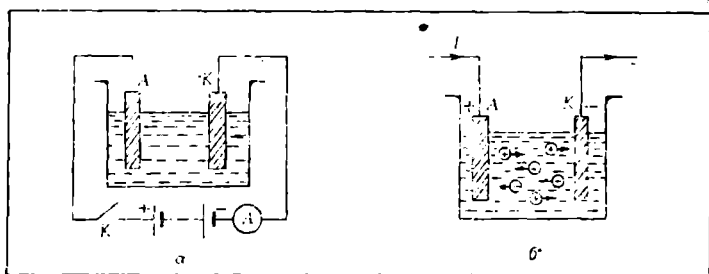
32-§. Суюқликларда электр токи

Суюқликлар ҳам қаттиқ жисмлар каби, диэлектрик, ярим ўтказгич ва ўтказгич бўлиши мумкин. Дистилланган сув диэлектриклар жумласига киради. Масалан, селен, сульфидлар аралашмаси суюқ ярим ўтказгичлардир. —

Электр токини ўтказадиган суюқликлар электролитлар деб аталади. Электролитларга туз, кислота ва ишқорларнинг сувдаги эритмаси киради. Бунга ишонч ҳосил қилиш учун қуйидагича тажрибани бажариб кўраммиз.

Идишга дистилланган сув солиб, унга иккита металл ёки кўмир стерженлар туширилади. Бу стерженлар электродлар деб аталади. Электродларни амперметрга ва ЭОК манбаига кетма-кет улаймиз (77-а расм). Манбанинг мусбат қутбига уланган электрод анод (А), манфий қутбига уланган электрод катод (К) деб аталади. Агар калитни уласак, амперметр занжирда ток деярли йўқлигини кўрсатади. Демак, дистилланган сув изолятор бўлиб, унда заряд ташувчи эркин зарралар бўлмайди. Лекин сувга бирор туздан озгина солинса, занжирда ток пайдо бўлади. Эритмада заряд ташувчи зарралар пайдо бўлади (77-б расм).

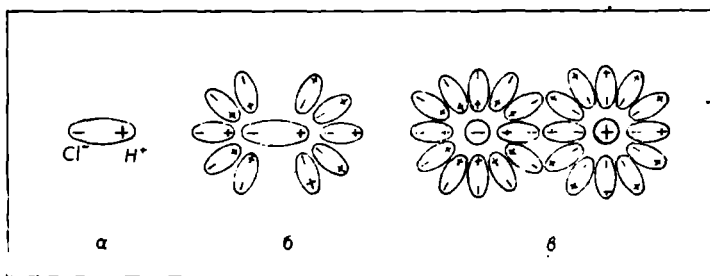
Электролитлардаги ўтказувчанликнинг моҳиятини тушуниш учун дистилланган сувга водород хлорид (HCl) кислотасидан озгина қўшамиз. Водород хлорид молекуласидаги водород ва хлор атомларининг ўзаро таъсирини қуйидагича тасаввур қилиш мумкин: водород ва хлор атомлари бирикиб водород хлорид молекуласини



77- расм.

ҳосил қилишда водороднинг яккаю ягона валентлик электрони хлор аточига ўтиб, уни манфий хлор (Cl^-) ионига айлантиради, водороднинг ўзи эса мусбат водород (H^+) ионига айланади. Бу иккала ион бир-бирининг яқинида электр кучи билан тутиб турилади. Шу сабабли, водород хлорид молекуласида атомларнинг ўзаро таъсири мусбат водород иони билан манфий хлор ионининг ўзаро таъсиридан иборат. Шунга мувофиқ хлорид кислота молекуласининг электр диполи кўринишида схематик тасвирлаш мумкин (78-а расм)

Водород хлорид кислотаси сувда эриганда хлорид кислота молекулалари сув молекулалари қуршовига тушиб қолади. Сув молекулалари ҳам диполдир. Хлорид кислота диполини сув молекулалари қарама-қарши зарядли ионлари томони билан ўраб олади (78-б расм) ва хлорид кислота молекуласининг шунчалик чўзадики, у бошқа молекулалар билан тўқнашганда салгина силкинса ҳам парчаланиб, мусбат водород ва манфий хлор ионларига айланади (78-в расм). *Модда эриганда эритувчи таъсирида молекулаларнинг ионларга ажралиши жараёни электролитик диссоциация дейилади.* Эритилган модда барча молекулаларининг ионларга ажралган улушини кўрсатувчи сон диссоциация даражаси дейилади. Диссоциация даражаси эритманинг температураси, кон-



78- расм.

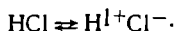
центрациясига ва эритувчининг диэлектрик киритувчанлигига боғлиқ бўлади. Температура қўтарилган сарф диссоциация даражаси ошади, бинобарин, мусбат ва манфий ионларнинг сони кўпаяди ўтказувчанлик ортади.

Суюқлик молекулалари узлуксиз ҳаракатда бўлгани каби ҳосил бўлган ионлар ҳам тўхтовсиз, тартибсиз ҳаракатда бўлади. Агар турли исмли заряд билан зарядланган ионлар бир-бирига улар орасида ўзаро тортишish кучи таъсир қиладиган даражада яқинлашса, у ҳолда улар бу кучлар таъсирида бирлашиб эриган модданинг нейтрал молекуласини ҳосил қилиши мумкин. *Мусбат ва манфий ионлар биригиб, нейтрал молекула ҳосил қилиши жараёни рекомбинация деб аталади.*

Электролитларда диссоциация жараёни билан рекомбинация жараёни бир вақтда бўлади. Эрувчи модда эритувчи моддада эриганда дастлаб диссоциация жараёни рекомбинацияга нисбатан кучлироқ бўлади. Маълум вақтдан кейин, шаронт ўзгармаса, эритмада динамик (ҳаракатчан) мувозанат юзага келади, бу ҳолда вақт бирлиги ичида диссоцияланувчи молекулаларнинг сони рекомбинация туфайли ҳосил бўлувчи нейтрал молекулаларнинг сонига тенг бўлади. Демак, *динамик мувозанат ўрнатилганда эритманинг бирлик ҳажмидаги ионларнинг сони ўзгармайди.*

Шундай қилиб, электролитлардаги эркин зарядлар мусбат ва манфий ионлардир. Водород ва барча металлларнинг ионлари ҳамма вақт мусбат зарядлидир. Металлмаслар — кислота қолдиқлари ва ишқор қолдиқлари ионлари манфий зарядланган бўлади.

Диссоциация ва рекомбинация жараёнлари шартли равишда ушбу тенглама билан ифодаланади:



Стрелкалар процесс ҳар иккала йўналишда боришнинг кўрсатади. Агар электролитларга электронлар ботирилиб, уларга потенциаллар фарқи берилса, ионлар тартибли ҳаракатга келади. Мусбат ионлар (катионлар) катодга, манфий ионлар (анионлар) анодга қараб ҳаракатланади (77-б расм). Шундай қилиб, *электролитларда электр токи ионларнинг электр майдон таъсирида тартибланган ҳаракатидан иборат бўлади.*

Концентрация унча катта бўлмаса, электролитлар учун Ом қонуни ўринли бўлади:

$$I = \frac{\varphi_A - \varphi_K}{R}.$$

Бунда R — электролитнинг қаршилиги, $(\varphi_A - \varphi_K)$ — электродлар орасидаги потенциаллар фарқи. Электролитнинг бирлик ҳажмидаги ионлар сони қанча кўп бўлса ва бу ионлар майдон таъсирида қанча тез ҳаракатланса, у ҳолда электролитнинг $\sigma = \frac{1}{R}$ электр ўтказувчанлиги шунча катта бўлади.

Электролитлар иситилганда уларнинг қаршилиги камаяди. Чунки: 1) температура ортиши билан молекулаларнинг кинетик энергияси ҳам ортади ва тўқнашиш натижасида уларнинг кўпроқ қисми диссоциланади, демак, ионлар сони кўпаяди, 2) температура кўтарилиши билан суюқликнинг ички ишқаланиши камаяди, бу эса ионлар ҳаракати тезлигининг ортишига олиб келади.

33-§ Электролиз. Фарадей қонунлари

Агар электролитга электродлар туширилса ва уларга потенциаллар фарқи берилса, ионлар тартибли ҳаракатга келади ва электр токи ҳосил бўлади. Ионлар тегишли электродга етиб борганда унга ортиқча зарядларни бериш ёки етишмовчи зарядларини олиш билан нейтрал атом ёки молекулаларга айланади. Электролит ва электродларнинг табиатига қараб нейтралланган ионлар ё электродларда ажралади, ё электрод ёки эритувчи модда билан химиявий реакцияга киришади. Нейтралланган ионлар киришадиган химиявий реакциялар иккиламчи реакция деб аталади. Иккиламчи реакция маҳсулотлари электродларда ажралади ёки эритмага ўтади. Масалан, мис купоросининг сувдаги эритмасига мис электродлар туширилган бўлсин. Диссоциация

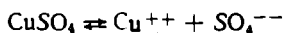
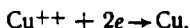
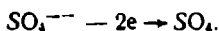


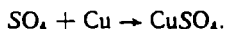
схема бўйича кетади. Мис ионлари катодга етгандан кейин ўзига етишмайдиган иккита электронни катоддан олиб, нейтрал мис атомига айланади:



Мис атомлари катодда қаттиқ чўкинди кўринишда ажралиб чиқади. Манфий SO_4^{--} ион эса анодга етиб келгандан сўнг унга ўздан иккита ортиқча электронни бериб, нейтрал кислота қолдигига айланади:



SO_4 бирикма сувга қараганда мис билан яхшироқ реакцияга киришади. Шунинг учун ҳам иккиламчи реакция анод материали — мис билан бўлади:



Ҳосил бўлган молекула электролитга тушади. Шундай қилиб, мис купоросининг сувдаги эритмасидан ток ўтганда мис аноднинг эриши (камайиши) ва миснинг катодга ўтириб қолиши содир бўлади, ammo электролит таркиби ўзгармайди.

Электролит орқали ток ўтганда электролитнинг электродларда таркибий қисмларга ажралиш жараёни э л е к т р о л и з деб аталади. Электролиз ҳодисасини 1836 йилда инглиз физиги Фарадей муфассал ўрганди ва қуйидаги иккита қонунни кашф этди:

1) электродда ажралиб чиққан модда миқдори электролит орқали ўтган заряд миқдорига тўғри пропорционалдир:

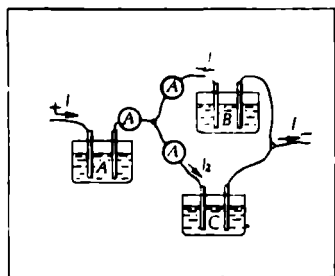
$$m = kq = kIt, \quad (96)$$

бу ерда $q = It$ — ионлар t вақт ичида олиб ўтган заряд миқдори, m — ажралган модда массаси, k — пропорционаллик коэффициентлари бўлиб, унн модданинг электрохимиявий эквиваленти деб аталади.

$q = 1$ бўлганда k сон жиҳатдан m га тенг бўлади. Демак, электрохимиявий эквивалент электролит орқали бир бирлик заряд ўтганда ажралган модда массасини билдиради.

СИ системада унинг

$$[k] = \frac{[m]}{[q]} = \frac{\text{кг}}{\text{Кл}}$$



79- расм.

ҳисобида ўлчаниши (96) формуладан келиб чиқади. Амалда k нинг мг/Кл бирлиги ишлатилади. Масса ва заряднинг катталигини ўлчаб, турли моддаларнинг электрохимиявий эквивалентини аниқлаш мумкин. Моддаларнинг электрохимиявий эквиваленти жадвалларда берилади.

Фарадейнинг биринчи қонунининг тўғрилигига ишонч ҳосил қилиш учун учта ваннада олинган бир хил электролитларни 79-расмда кўрсатилган схема бўйича улаганимизда, айни бир вақт ичида I ток ўтган ваннада ажралиб чиққан модда массаси I_1 ва I_2 тоқлар ўтаётган ванналарда ажралиб чиққан модда массаларининг йиғиндисига тенг бўлиб чиқади. Чунки умумий I ток I_1 ва I_2 тоқларга ажралади. Бундан кўринадики, электродда ажралувчи модда массаси ҳақиқатдан ҳам электролитдан ўтувчи заряд миқдорига тўғри пропорционал бўлар экан. Биз кузатаётган электролитлар бир хил бўлгани учун учала ваннада ҳам ажралувчи модданинг электрохимиявий эквиваленти бир хилдир.

2. Фарадейнинг иккинчи қонуни модданинг электрохимиявий эквивалентини унинг химиявий эквиваленти билан боғлайди.

Сон жиҳатдан берилган элемент массасига тенг бўлган, граммлар (ёки килограммлар) да ифодаланган химиявий бирикмаларда 1,0078 грамм (ёки килограмм) водороднинг ўрнини босадиган ўлчамсиз капиалик элементнинг химиявий эквиваленти деб аталади.

Химиявий бирикмаларда элементнинг битта атоми билан ўрин алмашинадиган водород атомлари сони элементнинг в а л е н т л и г и (n) деб аталади. Бир валентли элемент учун химиявий эквивалент унинг атом оғирлиги (A) га тенгдир. n валентли элемент учун химиявий эквивалент A/n га тенг. Массаси граммларда ифодаланган, сон жиҳатдан химиявий эквивалентга тенг бўлган элемент миқдори грамм-эквивалент (г-экв) деб аталади. Массаси

A/n килограммга тенг бўлган модда миқдори килограмм-эквивалент (кг-экв) деб аталади.

Фарадейнинг иккинчи қонуни қуйидагича таърифланади: *барча моддаларнинг электрохимиявий эквивалентлари уларнинг химиявий эквивалентларига тўғри пропорционалдир:*

$$k = C \frac{A}{n}.$$

Пропорционаллик коэффициентини C барча моддалар учун бир хил қийматга эга. C доимийга тескари бўлган катталик Фарадей сонини дейилади ва F билан белгиланади:

$$F = \frac{1}{C}.$$

Демак, Фарадейнинг иккинчи қонуни қуйидагича ифодаланади:

$$k = \frac{1}{F} \cdot \frac{A}{n}. \quad (98)$$

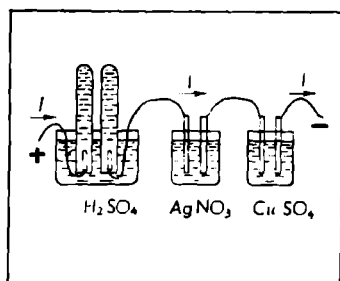
k нинг қийматини (96) формулага қўямиз:

$$m = \frac{1}{F} \cdot \frac{A}{n} \cdot q. \quad (99)$$

Бу формула Фарадейнинг бирлашган қонунини ифодалайди. Бу формуладан кўринадики, агар q заряд сон жиҳатдан F Фарадей сонига тенг бўлса, у ҳолда m масса сон жиҳатдан A/n га тенг бўлади. Бундан *электродларда химиявий эквивалентга сон жиҳатдан тенг бўлган модда массаси ажралиб чиқиши учун электролитдан Фарадей сонига тенг миқдорда заряд ўтиши керак* деган хулоса келиб чиқади. Тажриба йўли билан

$$F = 96500 \frac{\text{Кл}}{\text{г-экв}} = 96500 \frac{\text{Кл}}{\text{моль}}$$

эканлиги аниқланган, яъни электролиз вақтида бир грамм-эквивалент модда ажралиши учун электролитдан 96500 Кл заряд ўтиши керак.



80- расм.

Фарадейнинг иккинчи қонунининг тўғри эканлигига ишонч ҳосил қилиш учун 80- расмда кўрсатилгандек, уч хил электролит солинган учта ваннани кетма-кет улаб, ток ўтказамиз. Айни бир t вақт давомида учта ваннадан ҳам бир хил миқдорда $q = It$ заряд ўтади. Бунда электродларда ажралган моддаларнинг массаларини тортганимизда, уларнинг химиявий эквивалентга боғлиқ ҳолда ҳар

хил қийматга эга бўлишини кўриш мумкин. Шу йўл билан электролиз вақтида ажралган модда миқдорининг химиявий эквивалентга пропорционал эканлигига ишонч ҳосил қиламиз.

34-§. Электролизнинг техникада қўлланилиши

Техникада электролиз турли мақсадларда кенг қўлланилади. Улардан муҳимлари қуйидагилардир:

1. *Электрометаллургия.* Эритилган рудаларни электролиз қилиш йўли билан алюминий, натрий, магний, бериллий ва бошқа подир металллар ажратиб олинади. Масалан, алюминий олиш учун хом ашё бўлиб лой тупроққа эга бўлган минерал бокситлар (Al_2O_3) хизмат қилади. Электродлар сифатида кўмир пластинкалар қўлланилади. Ток ўтганда ажралган иссиқлик ҳисобига рудалар эриган ҳолатда ушлаб турилади.

Шунингдек, саноатда, техникада кўп ишлатиладиган тоза металллар асосан электролиз ёрдамида олинади. Бундай усул билан химиявий жиҳатдан тоза металл олиш *р а ф и н л а ш* деб аталади. Масалан, электролитик мис олиш учун электролит сифатида мис купоросининг суюлтирилган сульфат кислотадаги эритмаси олинади. Юпқа мис пластинкалари электродлар сифатида ишлатилади. Сўнгра электролитдан катоднинг ҳар бир квадрат метрига 250 А дан ошмайдиган қилиб ток ўтказилади. Тоza мис катодга ўтириб қолади, анод эса бу вақтда эриб кетади, бунда фақат мис эрийди, аралашмалари эса ғовак чўкма ҳосил қилиб, аста-секин ваннанинг тубига чўкади. Олтин, кумуш, рух, қалай ва бошқа металллар ҳам шу тариқа рафинланади.

2. *Гальваностегия.* Электролиз ёрдамида металл буюмларни бошқа металлнинг юпқа қатлами билан қоплаш *г а л ь в а н о с т е г и я* деб аталади. Масалан, буюмларни никеллаш, кумушлаш, олтин суви юритиш, хромлаш ва шунга ўхшашлар гальваностегия йўли билан амалга оширилади. Бунинг учун буюм электролитга катод сифатида жойлаштирилади. Буюмни қоплайдиган металл тузининг сувдаги эритмаси электролит вазифасини бажаради. Электролитдан ток ўтказилганда мазкур буюмни қоплаш керак бўлган металл буюм сиртига юпқа қатлам ҳосил қилиб ўтириб қолади.

3. *Гальванопластика.* Рельефли буюмларнинг металл нусхасини олиш *г а л ь в а н о п л а с т и к а* деб аталади. Бунинг учун нусхаси олинadиган сирт устига осон эрувчи суюқ металл қуюлади. Қотгач, у олинади ва бунда сирт тескари тасвирининг нусхаси ҳосил бўлади. Нусхага электролитик усул билан анча қийин эрувчи металл қоплами ётқизилади, сўнгра нусха эритиб юборилади. Шундай усул билан, масалан, медаль, тангаларнинг нусхаси олинади, типография клишелари тайёрланади ва ҳоказо.

4. *Электр билан силлиқлаш* Бунда металлларнинг сирти электролиз йўли билан силлиқланади. Сирти силлиқландиган буюм ваннага анод ўрнида жойлаштирилади ва ваннага буюм ясалган металл тузининг эритмаси солинади. Электролиз пайтида

аноднинг гадир-будур жойларидан кўпроқ модда эриб, эритмага ўтиб кетади, яъни буюм силлиқланади.

Такрорлаш учун саволлар

1. Классик электрон назарияга асосан эркин электронларнинг иссиқлик ҳаракати тезлиги қандай ҳисобланади? Электр майдон таъсиридаги тартибли ҳаракати тезлиги-чи?
2. Классик электрон назарияга асосан Ом қонунини тушунтиринг.
3. Электроннинг чиқиш иши деб нимага айтилади ва у қандай бирликда ўлчанади?
4. Электролит деб нимага айтамыз?
5. Электролитик диссоциация қандай процесс? Рекомбинациячи?
6. Нима учун температура ортиши билан электролитларнинг қаршилиги камайди?
7. Электролиз деб қандай ҳодисага айтилади?
8. Фарадейнинг биринчи ва иккинчи қонуналирини таърифланг ва формуласини ёзинг.
9. Фарадей сонининг физик маъноси нима?
10. Электролиз техникада қаерларда қўлланилади?

МАСАЛА ЕЧИШ НАМУНАЛАРИ

1-масала. Платинадан ажралиб чиқиш учун бу металллардаги эркин электронлар тезлиги энг камида қандай бўлиши керак?

Берилган: $A = e\phi = 5,3 \text{ эВ} = 5,3 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Ж};$
 $m = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ Кг.}$

$$v - ?$$

Ечилиши. Маълумки, металлдаги эркин электронлар металл сиртидан ташқарига чиқиш учун иш бажариши керак. Агар электрон иссиқлик ҳаракатининг кинети энергияси чиқиш ишига тенг бўлса, бундай электрон металл сирти яқинида ҳаракат қилганда уни ташлаб чиқиб кетиши мумкин. Шунга асосан

$$\frac{mv^2}{2} = e\phi$$

деб ёза оламиз. Бундан изланаётган катталикини топамиз:

$$v = \sqrt{\frac{2e\phi}{m}}.$$

Ҳисоблаш:

$$v = \sqrt{\frac{2 \cdot 5,3 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Ж}}{9,1 \cdot 10^{-31} \text{ Кг}}} \cong 1,4 \cdot 10^6 \frac{\text{м}}{\text{с}}.$$

2-масала. Сульфат кислотанинг сувдаги эритмасидан 10^{20} та электрон ўтганда ажралиб чиққан кслород массасини аниқланг.

Берилган: $N = 10^{20}; \mu = 32 \frac{\text{Кг}}{\text{кмоль}};$

$$k = 8,29 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Кг}}{\text{Кл}}$$

$$m - ?$$

Ечилиши. Бу масалани икки усул билан ечиш мумкин.

1. Бир электроннинг заряди $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл эканини билган ҳолда N та электронларнинг электролитдан олиб ўтган электр миқдорини топамиз:

$$q = Ne.$$

Фарадейнинг биринчи қонунига биноан:

$$m = kq = kNe.$$

Ҳисоблаш:

$$m = 8,29 \cdot 10^{-9} \frac{\text{кг}}{\text{Кл}} \cdot 10^{20} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} = 1,3 \cdot 10^{-8} \text{ кг} = 1,3 \text{ мг}.$$

2. Кислород икки валентли элемент бўлгани учун N та электрон ўтганида икки марта кам кислород атоми ажралади. Кислороднинг битта атомининг массаси $m_0 = \frac{\mu}{2N_A}$ га тенг бўлади, бунда μ —

кислороднинг моляр массаси, N_A — Авогадро сони. У ҳолда электролиз натижасида ажралган кислород массаси

$$m = \frac{N}{2} m_0 = \frac{N\mu}{4 N_A}$$

га тенг бўлади.

Ҳисоблаш:

$$m = \frac{10^{20} \cdot 32 \frac{\text{кг}}{\text{кмоль}}}{4 \cdot 6,02 \cdot 10^{23} \frac{\text{кмоль}}{\text{кмоль}^{-1}}} = 1,3 \cdot 10^{-8} \text{ кг} = 1,3 \text{ мг}.$$

3- масала. ZnSO_4 эритмасидан рух ажратиб олиш учун 2 кВт-соат энергия сарф қилинган. Электродлар орасидаги потенциаллар фарқи 2В бўлса, электродда қанча рух массаси ажралади?

Берилган: $W = 2$ кВт-соат $= 72 \cdot 10^6$ Ж; $\varphi_1 - \varphi_2 = 2\text{В}$;

$$A = 65,38; \frac{\text{г}}{\text{г-экв}}; n = 2; F = 96500 \frac{\text{Кл}}{\text{г-экв}}.$$

$$m = ?$$

Ечилиши. Фарадейнинг бирлашган қонунига асосан электролиз вақтида ажралиб чиққан рух массаси қуйидагига тенг:

$$m = \frac{A}{n} \cdot \frac{q}{F}$$

бунда A — рухнинг атом оғирлиги; n — унинг валентлиги, q — электролитдан ўтган заряд миқдори, F — Фарадей сони. q заряд катталигини топиш учун шу зарядни икки электрод оралиғига тенг массага кўчиришда электр майдони бажарадиган ишнинг формуласидан фойдаланамиз:

$$A = q (\varphi_1 - \varphi_2).$$

Бу иш электролиз вақтида сарфланган энергияга тенг бўлади: $A = W = q (\varphi_1 - \varphi_2)$, бундан

$$q = \frac{W}{\Phi_1 - \Phi_2}.$$

Демак, ажралган рухнинг массаси

$$m = \frac{A}{n} \cdot \frac{W}{F(\Phi_1 - \Phi_2)}$$

формула орқали ифодаланади.

Ҳисоблаш:

$$m = \frac{65,38 \text{ г} \cdot 72 \cdot 10^3 \text{ Ж}}{2 \cdot 2В \cdot 96500 \text{ Кл}} = 1,22 \text{ кг.}$$

4-масала. Иккита алоҳида ваннада буюмларга электролитик йўл билан бир хил ток кучида мис ва кумуш қопланмоқда. Агар кумуш қатламининг массаси 40,24 г бўлса, мис қатламининг массаси қандай бўлади?

$$\text{Берилган: } m = 40,24 \text{ г} = 40,24 \cdot 10^{-3} \text{ кг}, A = 107,88, \\ n = 1, A_1 = 63,57, n_1 = 2.$$

$$m_1 = ?$$

Ечилиши. Фарадейнинг бирлашган қонунига асосан қуйидагиларни ёзамиз:

$$m = \frac{A}{n} \cdot \frac{It}{F}; \quad m_1 = \frac{A_1}{n_1} \cdot \frac{It}{F}.$$

бунда A ва A_1 — кумуш билан миснинг атом оғирлиги, n ва n_1 уларнинг валентлиги, I — электролитдан ўтаётган ток кучи, t — унинг ўтиш вақти. Биринчи ифодани иккинчи ифодага ҳадма-ҳад бўлсак, қуйидаги нисбат ҳосил бўлади:

$$\frac{m}{m_1} = \frac{A}{A_1} \cdot \frac{n_1}{n},$$

бундан

$$m_1 = \frac{A_1}{A} \cdot \frac{n}{n_1} m.$$

Ҳисоблаш:

$$m_1 = \frac{40,24 \cdot 10^{-3} \text{ кг} \cdot 63,57 \cdot 1}{107,88 \cdot 2} = 1,19 \cdot 10^{-3} \text{ кг.}$$

МУСТАҚИЛ ЕЧИШ УЧУН МАСАЛАЛАР

56. $8,3 \cdot 10^8$ м/с тезликка эга бўлган эркин электронлар цезийдан чиқа олса, унинг чиқиш ишини топинг.

57. Икки соатда 8,049 г кумуш ажралиб чиқиши учун ток кучи қандай бўлиши керак?

58. Кумуш нитрат (AgNO_3) эритмали электролитик ванна билан кетма-кет уланган амперметр 0,9 А ток кучини кўрсатмоқда. Агар 5 мин давомиде ток ўтганида 316 мг кумуш ажралган бўлса, амперметрнинг кўрсатиши тўғри бўладими?

59. Агар 5 соат давомида электролитик ваннадан 5 А ток ўтиб турган бўлса, электролиз туфайли ажралган натрийнинг массаси қанча бўлади? Натрийнинг электрохимиявий эквивалентини ҳисобланг.

60. Сульфат кислотасининг сувдаги эритмасидан 1 соат давомида 5 А ток ўтди. Агар температура 0°C , босим 1 атм бўлса, ажралиб чиққан кислород ва водород газларининг ҳажми қанча бўлади?

61. Катод пластинкасининг кенглиги 5 см, унинг электролитга ботиш чуқурлиги 10 см, токнинг мумкин бўлган зичлиги 1 A/дм^2 бўлса, электродда ажралган мис қопламанинг массаси 5 г бўлиши учун миснинг электрохимиявий эквивалентини аниқлаш тажрибаси қанча вақт давом этиши керак?

62. Рух сульфат эритмасини 1 соат давомида электролиз қилганда, ундан 2,45 г рух ажралиб чиққан. Агар вольтметр қаршиликдаги кучланиш тушишини 6 В га тенг эканлигини кўрсатса, электролиз қилинаётган ванна билан кетма-кет уланган қаршиликнинг катталигини топинг.

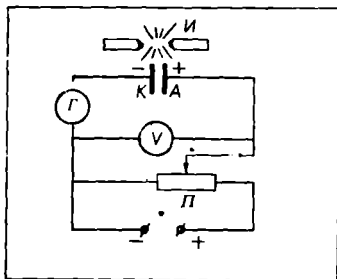
63. Электролиз 8 В кучланиш остида олиб борилганда қурилманинг ФИК 80% бўлса, 100 кг рафинланган (тозаланган) мис олиш учун қанча энергия сарфлаш керак?

35-§. Газларда электр токи

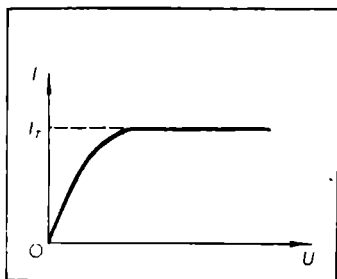
Барча газлар нормал шароитда яхши изолятор бўлади. Бунинг сабаби уларда эркин ҳаракатланувчи электр зарядларининг йўқлигидир. Бироқ бирор сабабга кўра, газда эркин электр зарядлар пайдо бўлса, у ўтказгич бўлиб қолади. Газ орқали электр токи ўтиш ҳодисаси газ разряди деб аталади.

Одатдаги шароитларда газлар нейтрал атом ва молекулалардан иборат бўлади. Иситиш ёки нурланиш таъсири натижасида бир қисм атомлар ионлашади — нейтрал атомлар мусбат ион ва электронга ажралади. Бу процесс ионизация деб, ионизацияни юзага келтирувчи ташқи таъсир эса ионизатор деб аталади.

Газларда разряд ҳодисаларини кузатиш учун қуйидаги тажрибаларни ўтказамиз (81-расм). Мусбат ва манфий зарядланган А ва К пластинкалар орасидаги газ И ионизатор таъсирида бўлсин. Бу икки пластинка орасидаги кучланиш П потенциометр ёрдамида бошқарилиб, улар орасида кучли майдон ҳосил қилинади. Газларнинг ионланишида ҳосил бўлувчи ток жуда кичик бўлганлигидан, занжирга сезгир Г гальванометр уланган. Кучланиш жуда кичик бўлганда гальванометр деярли кўрсатмайди. Демак, ток кучи



81-расм.



82- расм.

нолга тенг. Кучланиш ортиши билан ток маълум қийматгача чизиқли боғланишда ортиб боради.

Ионизаторлар таъсирида газлар осон ионлашади. Бунда баъзи молекулалар шунчалик тез ҳаракатланадики, ҳатто улар бошқа молекулалар билан тўқнашиш натижасида парчаланиб, ионларга ажралади. Температура қанчалик юқори бўлса, ионлар шунча кўп ҳосил бўлади. Ионлашиш натижасида атомдан узи-

либ чиққан электрон бирор муддат эркин қолади ёки дарҳол газнинг нейтрал молекулаларидан бири билан бирлашиб, бу молекулани манфий ионга айлантиради. Шундай қилиб, ионлашган газда мусбат ва манфий ионлар ҳамда электронлар бўлади.

Ташқи ионизатор таъсирида ҳосил бўлаётган ионлар ва электронлар майдон таъсирида тартибли ҳаракат қилганларидан, газдан ток ўтади. Юқорида айтганимиздек, дастлаб бу ток электродлар орасига қўйилган кучланиш ортиши билан чизиқли боғланишда ортиб боради. Агар кучланишни янада ортириб борсак, ток кучи маълум қийматдан сўнг ўзгармай қолади (82- расм). Токнинг бу қиймати I_r деб аталади.

Шундай қилиб, газларда металлларда бўладиган электрон ўтказувчанлик билан электролитларда бўладиган ионли ўтказувчанлик бирга қўшилади. Демак, газлар электрон-ионли ўтказувчанликка эга.

Молекула ёки атомдан битта электронни узиб чиқариш учун ионизатор маълум иш бажариши керак, бу иш и о н л а н и ш и ш и деб аталади. Кўпчилик газлар учун унинг қиймати 5 дан 25 эВ гача етади.

Газда ионизация билан бирга ионларнинг рекомбинация процесси ҳам боради. Натижада ионларнинг маълум концентрацияси билан характерланувчи мувозанат ҳолат қарор топади, ионларнинг бундай концентрацияси ионизаторнинг қувватига боғлиқ бўлади. (Ионизаторнинг қуввати шу ионизаторнинг газнинг бирлик ҳажмида вақт бирлиги давомида ҳосил қилган ионлар жуфти билан характерланади.)

§ 36. Номустақил ва мустақил газ разрядлари

Юқорида айтиб ўтганимиздек, ташқи электр майдон бўлганида ионлашган газда турли исмли ионлар ва электронларнинг тартибли ҳаракати туфайли ток вужудга келади. Ионизаторнинг таъсири тўхтаганда газ ионларининг концентрацияси дарҳол нолгача камаяди ва ток тўхтайтиди. Газларда ток мавжуд бўлиши учун иони-

затор зарур бўлган разряд номустақил газ разряди деб аталади.

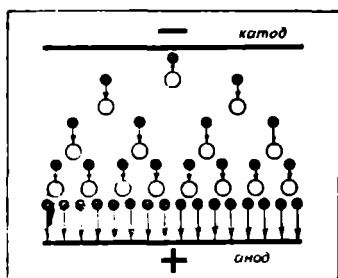
Кучли электр майдонда газда ўз-ўзидан ионлашиш бошланади, бунинг натижасида ионизатор бўлмаганда ҳам газларда ток мавжуд бўлиши мумкин. Бундай турдаги разряд мустақил газ разряди деб аталади. Ўз-ўзидан ионлашиш ҳодисалари умумий тарзда шундай бўлади. Табiiй шароитларда газда ҳамма вақт ҳам оз миқдорда эркин электронлар ва ионлар бўлиб, улар космик нурлар, атмосферада, тупроқда ва сувда бўладиган радиоактив моддаларнинг нурланишидан иборат ионизаторлар таъсирида ҳосил бўлади. Анчагина кучли электр майдон бу зарраларни шундай тезликларгача тезлатиши мумкинки, уларнинг кинетик энергияси ионланиш ишидан катта бўлади. Бунда электронлар билан ионлар электронлар томон ҳаракатланаётганда нейтрал атом ва молекулалар билан тўқнашиб, уларни ионлаштиради. Тўқнашишда ҳосил бўладиган янги электронлар ва ионлар ҳам майдон томонидан тезлаштирилади ва ўз навбатида улар ҳам янги нейтрал атом ва молекулаларни ионлаштиради. Бу ҳодиса тўхтовсиз давом этаверади. Газнинг бундай ўз-ўзидан (ташқи ионизаторсиз) ионлашиш зарб билан ионлашиш дейилади.

Электронлар кучсизроқ майдон бўлганида ҳам ионларга нисбатан газ молекулаларини зарб билан ионлаштириши мумкин. Бундай фарқ бўлишига асосий сабаб — электронларнинг газдаги эркин югуриш йўли узунлигининг ионларникидан катта бўлишидир. Шунинг учун электронлар зарб билан ионлаштириш учун зарур бўлган кинетик энергияга ионларга қараганда кичикроқ майдон кучланганлигида эга бўлади.

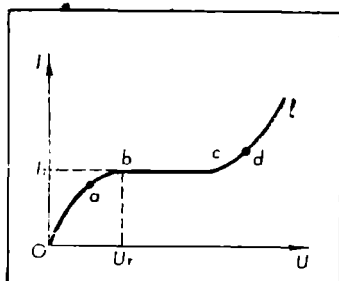
Электронларнинг навбатдаги тўқнашиш олдидаги кинетик энергияси майдон кучланганлигига ва электроннинг эркин югуриш йўли узунлигига пропорционал бўлади:

$$\frac{mv^2}{2} = eE \cdot \lambda, \quad (100)$$

бунда m — электроннинг массаси, v — унинг тезлиги, E — майдон кучланганлиги, λ — электроннинг эркин югуриш йўли узунлиги, e — электрон заряди. Агар электроннинг кинетик энергияси нейтрал атомни ионлаштириш учун бажарилиши лозим бўлган ишдан ортиқ бўлса электрон атом билан тўқнашганда уни ионлаштиради. Натижада битта электрон ўрнига иккита электрон (атомга келиб урилаётган электрон ва атомдан уриб чиқарилган электрон) ҳамда битта мусбат ион пайдо бўлади. Улар ҳам ўз навбатида майдон таъсирида энергия олади ва ўз йўлида учраган атомларни ионлаштиради ва ҳоказо. Натижада газнинг бутун ҳажмида электронлар ва ионлар сони кескин ортиб, ионлар ва электронлар «кўчкиси» («куюни») ҳосил бўлади. Ана шу кўчки номустақил разряднинг мустақил разрядга ўтишини таъминлаб, мустақил газ разрядини ҳосил қилиб туради. 83- расмда электрон кўчкисининг ҳосил бўлиши схематик тарзда кўрсатилган, бу ерда электронлар нуқталар билан, нейтрал атомлар доирачалар билан белгиланган (мусбат ионлар тасвирланмаган).



83- расм.



84- расм.

Шунин ҳам айтиб ўтиш лозимки, унча кучли бўлмаган майдонларда ҳам мусбат ионлар мустақил разрядда муҳим роль ўйнайди, чунки бу ионларнинг энергиялари электронларни металлдан уриб чиқариш учун етарли бўлади. (Одатда, ионизация ишига нисбатан электронларнинг металлдан чиқиш иши кичик бўлади.) Шунинг учун майдон томонидан тезлаштирилган мусбат ионлар манбанинг катодига урилиб, ундан электронларни уриб чиқаради. Бу электронлар ҳам ўз навбатида газни ионлаштиришда актив иштирок этади.

84- расмда газдаги ток кучининг электродлар орасидаги кучланишга боғланишининг экспериментал графиги берилган. Графикдан кўринишича, электродлар орасидаги кучланиш аста-секин ортиб борганда (электр майдон ҳали кучсиз) дастлаб занжирдаги ток кучланишга пропорционал ортади (эгри чизиқнинг Oa қисми), сўнгра унинг ортиши секинлашади (ab қисм) ва, ниҳоят, шундай пайт келадикки, кучланиш бундан кейин ортса ҳам, ток ўзгармас бўлиб қолади (bc қисм), бу эса тўйиниш токини ифодалайди. Бироқ кучланишни анча оширсак, ток яна орта бошлайди (cd қисм). Демак, электр майдон кучли бўлгани учун газда ионизатор ҳосил қилган ионлардан ташқари яна ўз-ўзидан ионлашиш бошланади. Ток кескин ортади ва номустақил газ разряди мустақил газ разрядига айланади.

Кучланиш кичик бўлганда ионизатор таъсирида ҳосил бўлган ионларнинг ҳаммаси ҳам электродларга қараб ҳаракатланавермайди, шунинг учун занжирда ток кучи кам бўлади. Кучланиш ортган сари электродларга интилувчи ионлар сонининг ортиб бориши билан ток кучи Ом қонунига кўра кўпая боради. Кучланишнинг бир секундда ҳосил бўлган барча ионларни электродларга қараб ҳаракатлантирувчи қиймати (U_1) да ток кучи максимал қийматга эришади (I_1), бу ҳолда газда тўйиниш токи ҳосил бўлади. Энди кучланишни янада ортирсак, мустақил разряд бошланади.

Газ ионлари электродга келар экан, ортиқча электронларини беради ёки ўзига етишмайдиган электронларни қўшиб бўлади ва нейтрал молекулаларга айланиб, яна қайтадан газга аралашиб

кетади, демак, улар электродларда таркибий қисмлар шаклида ажралмайди. Винобарин, Фарадейнинг биринчи қонунини газларга қўллаб бўлмайди.

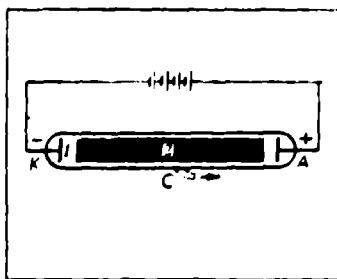
37-§. Мустақил разряднинг турлари

Газларнинг хосса ва ҳолатларига, электродларнинг материали, шакли, ўлчамлари ва ўзаро жойлашишига, шунингдек электродларга берилган кучланиш катталигига қараб газларда мустақил разряднинг ҳар хил турларини кузатиш мумкин. Масалан, милтиллама разряд, электр ёйи, учқунли разряд шулар жумласидандир.

1. *Милтиллама разряд* сийракланган газларда юз беради. Бу разрядни кузатиш учун икки учига кичик металл пластинкалар кўринишида электродлар пайвандланган узун шиша най оламиз (85-расм) ва бу электродларни юксак кучланиш (бир неча юз вольт) манбаига улаймиз. Босим турлича бўлгандаги электр разрядни кузатиш мумкин бўлиши учун найда ҳавони сўриб олувчи насосга уланган С тармоқ чиқарилган. Найдаги ҳаво босими атмосфера босимига тенг бўлганда қўйилган кучланишга мос майдонда эркин электронлар ва зарб билан ионлашиш туфайли ҳосил бўлган ионлар соми оз бўлганлигидан ҳаво ток ўтказмайди.

Кучланишни ўзгартирмай туриб насос ёрдамида найдан ҳавони сўриб ола бошлаймиз. Бунда ҳаво босими 10X мм симоб устунига яқинлашганда электродлар орасида пушти-бинафша рангда нурланувчи илгичка шнур кўринишида разряд ҳосил бўлади. Ҳаво сўриб олинган сари нурланувчи шнур йўғонлашади ва найнинг бутун кўндаланг кесимини тўлдиради. Босим тахминан 10 мм симоб устунига етганда найдаги нурланувчи устуннинг учи катоддан ажралади. Босим 1—2 мм симоб устунига тушиб қолганда разряд асосан икки қисмдан иборат бўлади: 1) катодга бевосита тегиб урувчи ёруғлик чиқармайдиган қисм, бу қисм катоднинг қоронги фазаси (1-соҳа) деб аталади; 2) найнинг қолган қисминини то анодгача тўлдирилган шуълаланувчи газ устуни, разряднинг бу устуни ёруғлик сочувчи анод устуни — мусбат устун (2-соҳа) деб аталади. Босим 0,1—0,01 мм симоб устунига тенг бўлганда анод устуни қоронги оралиқлар билан ажралган айрим қатламларга бўлинади.

Милтиллама разряд мусбат ионлар катоддан уриб чиқарган электронларнинг газ молекулаларини зарб билан ионлашиш туфайли ҳосил бўлади. Катод яқинида бу электронлар майдон таъ-



85-расм.

сирида энди тезлаша бошлаган бўлади. Шунинг учун 1-соҳада улар амалда зарб билан ионлаштирмайди ва ҳатто газ молекулаларини «уйғонган» ҳолатга ҳам келтира олмайди, (молекула билан тўқнашганда электрон энергиясининг бир қисмини молекулага бериши мумкин ва бунда молекулаларнинг ички энергияси ортиб, бундай молекула «уйғонган» молекула деб аталади), шунинг учун бу соҳа нурланмайди. Электронлар мусбат устун (2-соҳа) га етгач, етарлича кинетик энергияга эга бўлади ва шу сабабли устундаги газни ионлаштиради. Зарб билан ионлаштиришда ҳосил бўладиган мусбат ионлар катодга қараб интилади ва катоддан янги электронларни уриб чиқаради, бу электронлар ўз навбатида 2-соҳадаги газни ионлаштиради ва ҳоказо. Шундай қилиб, милтиллама разряд узлуксиз равишда ҳосил бўлиб туради.

Милтиллама разряднинг 2-соҳасида ионланиш билан бирга рекомбинация ҳодисаси ҳам кетади. Молекулаларнинг уйғонган ҳолатдан нормал ҳолатга ўтишида, шунингдек, рекомбинациялашишида кўпинча энергия кўзга кўринувчи ёруғлик тарзида чиқиши мумкин, шунинг учун милтиллама разрядда газ ёруғлик чиқаради. Бу нурланишнинг ранги газнинг табиатига боғлиқ бўлади.

Сийракланган газда ионлар концентрацияси, шунингдек, нейтрал молекулалар сони кам бўлгани учун газда ажраладиган энергия миқдори унча катта бўлмайди, шунинг учун газнинг нурланиши совуқ нурланишлигича қолади.

Ҳозирги вақтда милтиллама разряд турли газ-ёруғлик найларида ёруғлик манбаи сифатида кенг қўлланилади. Кундузги ёруғлик лампаларида разряд симоб буғларида бўлади. Симоб буғининг нурланиши найнинг ички сиртига қопланган махсус моддалар (люминофорлар) қатлами томонидан ютилади. Ютилган ёруғлик таъсирида люминафорлар ёруғлик соча бошлайди ва моддани танлаш йўли билан нурланаётган ёруғлик таркибини кундузги ёруғлик таркибига яқин келтириш мумкин.

Газ-ёруғлик найларидан, шунингдек реклама ва декорация мақсадларида ҳам фойдаланади.

2. *Электр ёйи*. Разряд турлари ичида амалий жиҳатдан жуда муҳим бўлгани электр ёйидир.

Электр ёйи ҳосил қилиш учун иккита кўмир стержень олиб, уларнинг учлари бир-бирига яқин жойлаштирилади. Электродларга 40—50 В кучланиш бериб, аввал уларнинг учлари бир-бирига тегизилади. Бунда иккала стерженнинг учлари орасида бирданига кўзни қамаштирарли даражада равшан ярқираш рўй беради. Электродларни бир-биридан салгина ажратиб, токнинг электродлар учлари орасида чўлганган ҳаво орқали нур сочувчи ёй тарзида ўтаётганини кўриш мумкин. Ёй ҳосил бўлганда манфий электрод ўткирлашади, мусбат электроднинг учи эса чуқурлашади (кратер ҳосил бўлади). Мусбат кўмирнинг температураси 3900°С гача, манфий кўмирнинг температураси эса 2500°С гача етади.

Совет физиги В. Ф. Миткевич бу разрядда асосий ролни манфий электронлар келадиган электронлар оқими ўйнашини кўрсатиб берди. Манфий электроднинг қаттиқ чўлганган учи жуда кўп электронлар чиқаради, бу электронлар газни ионлаштириб, электронлар орасида ток ҳосил қилади. Катоднинг температураси етарли даражада юқори бўлиб турса, бу ток давом этади. Агар катод совинилса, ёй ўчиб қолади. Электр ёйи фақат кўмир электродлар орасидагина эмас, балки металл электродлар орасида ҳам ҳосил бўлади.

Электр ёйини 1802 йилда рус олими В. В. Петров кашф қилган бўлиб, бу ёй ҳозирги вақтда Петров ёйи деб аталади. Петров ёйи кучли ёруғлик манбаи сифатида прожекторларда, кинопроекторларда, маякларда қўлланилади. Ёй температура-сининг юқори бўлиш ундан электр металлургиясида электр билан пайванд қилишда фойдаланишга имкон беради.

3. Учқун разряд атмосфера босимида тенг босим шаронтида электронлар орасидаги электр майдоннинг кучланганлиги жуда катта ($3 \cdot 10^6$ В м чамасида) бўлганда ҳавода ҳосил бўлади. Учқун разряд вақтида ўзига хос чарсиллаш эшитилади ва ташқи кўри-нишдан у ингичка каналдан чиқиб тармоқланаётган чувалчанг-симон равшан шуълалардан иборат бўлади. Кузатишларнинг кўрсатишича, учқун газда ўтадиган узлукли токдир. Ҳосил бўлган учқун электронлар оралигидан тез ўтиб ўчади, унинг ўрнига иккинчиси ҳосил бўлади, бу ҳам ўчиб, унинг ўрнига янгиси пайдо бўлади ва ҳоказо.

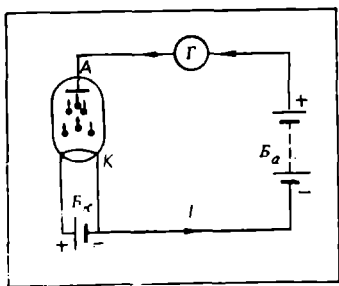
Учқун разряд ҳосил бўлишида газнинг электрон зарбидан ионланиши билан бир қаторда, газнинг учқун нури таъсиридан ионлашиш процесслари ҳам катта роль ўйнайди.

Учқун разряддан қаттиқ қотишмаларга ишлов беришда фойдаланилади. Металларга ишлов беришда учқундан кесгич ва парма сифатида фойдаланилади.

38-§. Вакуумда электр токи. Электронлар дастаси

Икки электродли шиша найда (85-расмга қ.) мустақил газ разряд газ босими унча паст бўлмаган шаронтидагина юз бериши мумкин. Газ босими 0,0001 мм симоб устунидан пасайтирилса, най электродларидаги кучланиш нолдан фарқли бўлган тақдирда ҳам разряд тўхтайдми, яъни ток нолга тенг бўлиб қолади. Чунки газ сийраклашганда ундаги атом ва молекулалар жуда камайиб, электрон зарбидан ионлашиш ва ионларнинг катоддан электронлар уриб чиқариши ҳисобига ток ўтиб туриши таъминланмайди.

Найдаги газни сўриб олавериб, ундаги газ молекулалари концентрациясини шу даражага етказиш мумкинки, бунда молекулалар бир-бири билан бир марта ҳам тўқнашмай, найнинг бир деворидан иккинчи деворига ета олади. Наيداги газнинг бундай ҳолати в а к у у м деб аталади. Демак, вакуум энг яхши изолятор бўлиб ҳисобланади.



86- расм.

Аммо вакуумда электр токи ҳосил қилиш мумкин, бунинг учун вакуумга заряд ташувчи зарралар манбаи киритиш керак бўлади. Бундай манбаининг иши кўпинча юқори температурага иситилган металлларнинг электронлар чиқариш хоссасига асосланади. Бизга маълумки, ҳар қандай металл унинг ичида эркин электронлар бўлиши билан характерланади, бу эркин электронлар ўзига хос электрон гази ҳосил қилиб иссиқлик ҳаракатида қатнашади.

Электронлар металлдан ташқарига чиқиши учун чиқиш иши бажариши керак. Агар электронларга қўшимча энергия берилса, уларда металлни ташлаб чиқиш имкони тугилади. Электронларга турли усуллар, масалан, металлни ёритиш, унга ташқи электр майдони бериш ёки металлни қиздириш йўли билан энергия бериш мумкин. Электронларнинг жисмдан чиқиш ҳодисаси электронлар эмиссияси деб аталади. Жисм қиздирилганда электронларнинг ундан чиқиш ҳодисаси термоэлектрон эмиссияси деб аталади. Вакуумда ток ҳосил қилишда заряд ташувчи зарраларни юзага келтиришда термоэлектрон эмиссиядан фойдаланилади.

85- расмда кўрсатилган тажрибани бир оз ўзгартирайлик. Най ичига катод сифатида ингичка сим кавшарлаб, унинг учларини ташқарига чиқариб қўямиз. Бу сим илгаригидек катод бўлади. Уни бошқа электр токи манбаи ёрдамида чўғлантирамиз (86- расм).

Сим чўғланган замон анодга, катодга нисбатан мусбат потенциал берилган бўлса, занжирга уланган гальвонометр ток борлигини кўрсатади. Сим қанча кучли чўғланса, гальванометр токнинг ҳам шунча кўп бўлишини кўрсатади. Демак, чўғланган катод вакуумда электр токи ҳосил бўлиши учун зарур бўлган заряд ташувчи зарраларнинг мавжудлигини таъминлайди, яъни чўғланган катод заряд ташувчи зарралар манбаи бўлади. Бу зарралар, албатта термоэлектрон эмиссия туфайли катоддан учиб чиққан эркин электронлардир. Катоддан чиққан электронлар анод билан катод орасидаги электр майдон таъсирида анодга томон тартибли ҳаракат қилади ва натижада ток ҳосил бўлади. Агар анод тешиб қўйилса, электр майдонда тезлашган электронларнинг бир қисми шу тешикдан учиб ўтиб, анод орқасида электронлар дастасини ҳосил қилади. Электронлар дастаси катод қаршидаги шишани чўғлантиради. Шунинг учун электронлар дастасини катод нурлари деб ҳам аталади. Катод нурлари бир қатор хоссаларга эга бўлиб, уларни кузатиш ва улардан фойдаланиш мумкин. Бу хоссаларнинг баъзилари қуйидагилардан иборат.

1. Электронлар дастаси жисмга тушганда уни иситади. Уларнинг бу хоссасидан ҳозирги замон техникасида ўта тоза металлларни вакуумда эритиш учун фойдаланилади.

2. Тез ҳаракатланувчи электронларнинг моддага урилиб тормозланишдан рентген нурлари пайдо бўлади. Бу хоссадан рентген трубкаларида фойдаланилади.

3. Электронлар ёғдирилганда шиша, рух, кадмий сульфид каби моддалар (люминофорлар) ёруғлик чиқаради. Тез электронлар таъсирида нурланиш к а т о д о л ю м и н е с ц е н ц и я ' деб аталади. Люминофорлардан ўзига тушган электронлар дастаси энергиясининг кўпроқ қисмини ёруғлик энергиясига айлантирадиганларни амалда кенг қўлланилади.

4. Электронлар дастаси ўзининг дастлабки ҳаракат йўналишидан электр ва магнит майдонлар таъсирида оғади. Қуёшдан келаётган электронлар оқими Ернинг магнит майдонида унинг қутбларига томон оғади. Шунинг учун атмосферанинг юқориги қатламларидаги газларнинг ёруғлик чиқариш ҳодисаси (қ у т б ш а ф а н) фақат қутбларда юз беради.

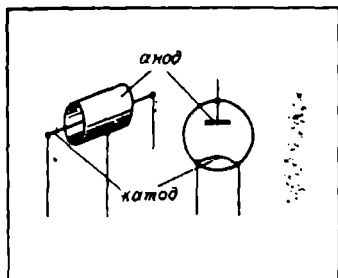
Электронлар дастасини электр ёки магнит майдон ёрдамида бошқариш имкониятларидан ва люминофор билан қопланган экраннинг электронлар таъсирида ёруғлик чиқариш ҳодисасидан электрон-нур трубкаларидан фойдаланилади. Электрон-нур трубкиси телевизор ва осциллографнинг асосий қисмини ташкил этади.

39-§. Электрон лампалар. Диод ва триод

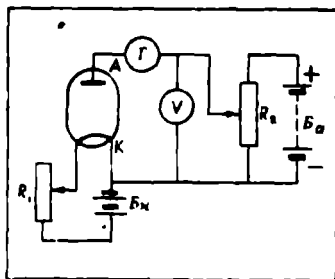
Электрон лампа ичидан ҳаёоси сўриб олинган ва бир неча электродлар кавшарланган шиша ёки металл баллондан иборат. Агар электродлар сони иккита бўлса, бундай электрон лампа — д и о д, электродлар сони учта бўлса, т р и о д деб аталади. Электродларнинг сони учтадан ортиқ бўлган электрон лампалар ҳам кўп ишлатилади: Барча электрон лампалар ишлашининг асосини уларда термoeлектрон эмиссия туфайли ҳосил бўладиган электронлар оқимини бошқариш ташкил этади.

87-расмда диоднинг тузилиши кўрсатилган. Конструкцияси бўйича электродлар турли шаклда тайёрланган бўлиши мумкин. Энг содда ҳолда катод ингичка тўғри тола, анод эса катодга нисбатан коаксиал цилиндр шаклида бўлади. 87-расмда диоднинг конструктив ва ишчи схемаси кўрсатилган бўлиб, бунда А — анод, К — катод.

Диоднинг ишлаш принципи билан танишиш учун схемаси 88-расмда келтирилган занжир тузамиз. Бу схемада B_1 — катодни чўғлантириш учун ток берувчи батарея, уни чўғлантириш батареяси деб аталади. B_2 — анод билан катод орасида кучланиш ҳосил қилувчи батарея, уни анод батареяси деб, электродлар орасидаги кучланишни эса анод кучланиши (U_a) деб аталади. Анод, гальванометр, анод батареяси, катоддан иборат занжир анод занжири деб, шу занжирдаги токни эса анод токи (I_a) деб аталади. Катод, чўғлантириш батареяси, реостатдан



87- расм.

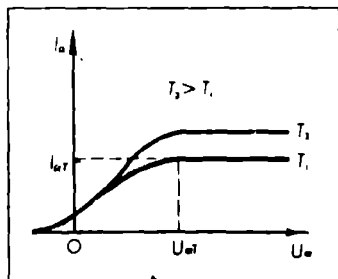


88- расм.

иборат занжир чўғланиш занжири ёки катод занжири деб, ундан оқаётган токни чўғланиш токи (I_H) деб аталади.

Катод чўғлантириш батареяси томонидан ҳосил қилинган ток билан қиздирилади. Реостат R_1 ёрдамида чўғланиш токини бошқариб, катоднинг чўғланиш температурасини ўзгартириш мумкин. Анод кучланишининг катталигини R_2 реостат ёрдамида ўзгартириб вольтметр ёрдамида, анод токи гальванометр ёрдамида ўлчанади.

Агар катод чўғланишини бирдай сақлаган ҳолда анод токнинг анод кучланишига боғланиши олинса, у ҳолда 89- расмда тасвирланган туташ эгри чизиқ ҳосил бўлади. Ушбу эгри чизиқ диоднинг вольт-ампер характеристикаси дейилади. Анод кучланиши нолга тенг бўлганда термоэлектрон эмиссия тўғрисида катоддан учиб чиққан электронлар унинг атрофида манфий фазовий зарядлар — электронлар булутини ҳосил қилади. Бу булут катоддан учиб чиқаётган электронларни итарилади ва уларнинг кўпчилиги қисминини қайтариб юборади. Шунга қарамайдан, унча кўп бўлмаган жуда катта энергияга эга бўлган электронлар анодгача учиб боришга муваффақ бўлади, натижада анод занжирдан кучсиз ток оқа бошлайди.



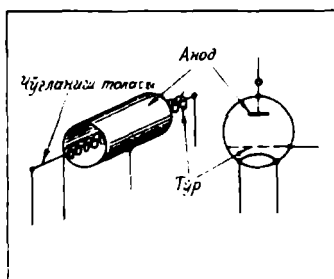
89- расм.

Электронларнинг анодга тушишини тўла тўхтатиш, яъни $I_a = 0$ бўлиши учун, анод билан катод орасига маълум катталиктаги манфий кучланиш бериш керак бўлади. Шунинг учун диоднинг вольт-ампер характеристикаси нолдан бошланмай, балки координата бошидан бир оз чапроқдан бошланади.

Агар анод билан катод орасида электр майдон ҳосил қилинса ($U_a > 0$), у ҳолда электронлар булутидagi электронлар анодга

қараб ҳаракатланади. Кучланиш ортиши билан анодга томон ҳаракатланувчи электронлар сони ва унга мос равишда анод токи ҳам ортади. Кучланишнинг бирор U_a қийматида айна шу (T_r)

температурада катоддан учиб чиқаётган барча электронлар анодга етиб боради. Кучланишнинг кейинги ортиши анод токини ортирмайди, яъни ток тўйиниш қийматига эришади. Демак, *тўйиниш токи муайян температурада анод сиртидан бирлик вақт ичи-*



90- расм.

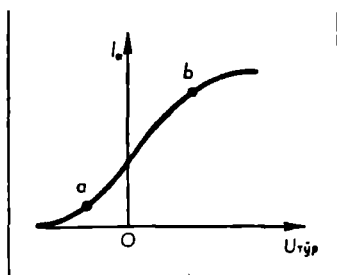
да учиб чиққан электронлар сони билан аниқланади. Бинобарин, тўйиниш токини ошириш учун катоднинг чўгланиш температурасини кўтариш керак. 89-расмда диоднинг, катоднинг икки хил чўгланиш температурасидаги вольт-ампер характеристикаси берилган, бунда $T_2 > T_1$.

Электрон лампанинг чўгланган катоди фақат электронлар чиқаради, шунинг учун лампанинг катоди анод батареясининг манфий қутбига улангандагина анод заنجирида ток мавжуд бўлади. Қўйилган кучланишнинг қутби ўзгартирилганда барча электронлар катодга қайтади. Демак, диод бир томонлама ток ўтказиш хусусиятига эга бўлиб, ундан ўзгарувчан токни тўғрилашда фойдаланилади. Бундай мақсад учун мўлжалланган диод кенотрон деб аталади.

Электрон лампадаги электр токини бошқариш мумкин. Бунинг учун лампа ичига бир ёки бир нечта тўр деб аталувчи қўшимча металл электродлар киритиш керак. Кўпинча бу электродлар сим спираллар кўринишида тайёрланади ва катод билан анод орасига жойлаштирилади. Ҳч электродли лампа ёки триод анод, катод ва тўр каби электродларга эга. 90- расмда триоднинг конструктив ва ишчи схемаси берилган, бунда T — тўр (учинчи электрод). Триоддаги электр токи фақат анод потенциалига эмас, балки тўрнинг катодга нисбатан потенциалига ҳам боғлиқ бўлади.

Тўр билан катод орасидаги кучланиш $U_{тўр}$ к у ч л а н и ш и ($U_{тўр}$) деб аталади. Агар анодга мусбат ва унча катта бўлмаган кучланиш берилса (бунда $U_a > 0$ деб ҳисоблаймиз), у ҳолда электронлар катоддан тезроқ тортдиб олина бошлайди. Улардан айримлари тўрга тушади ва натижада унча катта бўлмаган тўр токи ҳосил бўлади. Бироқ электронларнинг асосий қисми тўр орқали учиб ўтиб, анодга етиб боради. Тўр катодга яқин жойлашганлиги туфайли тўр ва катод орасидаги кучланишнинг озгина ўзгариши ҳам анод ток кучига катта таъсир кўрсатади.

Тўр кучланиши ($U_{тўр}$) манфий бўлганда анод токи камаяди ва етарлича катта манфий кучланишда ток тамоман йўқолади — *лампа берк* ҳисобланади. Агар анод кучланиши ўзгармас бўлган



91- расм.

кучланишига боғланиши олин-
са, 91- расмда кўрсатилган эгри
чизиқ ҳосил бўлади. Бу боғла-
ниш триоднинг тўр х а р а к-
т е р и с т и к а с и деб аталади.
Графикдан кўриниб турибдики,
тўр кучланишини ўзгартириб
анод токини бошқариш, яъни
уни камайтириш ёки кўпайти-
риш мумкин экан. Характерис-
тиканинг ўрта *ab* қисми ха-
рактеристиканинг ишчи қисми
дейилади. Бу соҳада анод токи-
нинг ўзгариши тўр кучланиши-

нинг ўзгариши билан деярли чизиқли боғланган. Характеристика
ишчи қисмининг тиклиги қанча катта бўлса, тўр кучланиши орт-
ганда анод токи ҳам шунча кескин ортади. Бу ҳол триоддан заиф
ток ва кучланишлар тебранишларини кучайтиргич сифатида фойда-
ланиш имкониятини беради. Бундан ташқари, триоддан ўзгарув-
чан ток ва кучланишларни генерациялаш (уйғотиш) ҳамда ўзгар-
тириш (шаклнинг ўзгартириш) да фойдаланиш мумкин.

Такорлаш учун саволлар

1. Газ разряди деб нимага айтилади?
2. Ионизация қандай процесс?
3. Мустақил ва номустақил газ разрядлари орасидаги фарқ нимадан иборат?
4. Мустақил разряднинг қандай турларини биласиз?
5. Тўйиниш токи қандай катталиқ?
6. Вакуумда электр токини қандай ҳосил қилиш мумкин?
7. Термоэлектрон эмиссия нима?
8. Диод нима ва у қандай тузилган?
9. Диоднинг вольт-ампер характеристикаси нима?
10. Триод нима, у қандай тузилган?
11. Триоднинг тўр характеристикаси нима?
12. Электрон лампалар қаерларда ишлатилади?

МАСАЛА ЕЧИШ НАМУНАЛАРИ

1-масала. Нормал босимда электроннинг ҳаводаги эркин югу-
риш йўлининг узунлиги 0,005 мм га тенг деб фараз қилиб, зарб
билан ионлаш содир бўлиши мумкин бўлган майдоннинг кучлан-
ганлигини аниқланг. Ионлашиш содир бўлиши учун электрон
 $24 \cdot 10^{-19} \text{ Ж}$ энергияга эга бўлиши лозим

Берилган: $\lambda = 0,005 \text{ мм} = 5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$; $W = 24 \cdot 10^{-19} \text{ Ж}$;
 $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$.

Е — ?

Ечилиши. Электр майдонда ҳаракатланаётган электроннинг λ
масофада эришган энергияси $W_e = e(\varphi_1 - \varphi_2)$ га тенг (бунда φ_1 ва

φ_2 — электрон ўтган йўлнинг бошланғич ва охири нуқталаридаги потенциаллар. Бу ифодадан $\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{W_э}{e}$.

Майдон кучланганлиги билан потенциаллар фарқи орасидаги боғланиш эса $\varphi_1 - \varphi_2 = E\lambda$. Бу икки ифодадан қуйидагиларни ёзиш мумкин:

$$E \cdot \lambda = \frac{W_э}{e}, \text{ бундан } E = \frac{W_э}{e\lambda}.$$

Агар электрон молекула билан тўқнашганда ҳамма энергиясини молекулани ионлаш учун сарфлайди деб ҳисобласак, яъни $W_э = W_{и}$ бўлса, у ҳолда юқоридаги ифодани ҳосил қиламиз.

Ҳисоблаш:

$$E = \frac{24 \cdot 10^{-19} \text{ Ж}}{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} \cdot 5 \cdot 10^{-6} \text{ м}} = 3 \cdot 10^6 \frac{\text{В}}{\text{м}};$$

2-масала. Тўйиниш токи 10мА бўлганда катод ўзидан ҳар секунда қанча электрон чиқаради?

Берилган: $I_T = 10 \text{ мА} = 10^{-2} \text{ А}; e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}.$

$N = ?$

Ечилиши. Ток кучи $I = \frac{q}{t}$; бунда q — катоддан t вақт ичида чиққан заряд миқдори. Бу заряд миқдори $q = eNt$ га тенг, бунда N — катоднинг сиртидан ҳар секундда ажралиб чиққан электронлар сонини ифодалайди.

Тўйиниш токида бирлик вақт ичида катоддан чиққан барча электронлар шу вақт ичида анодга етиб келади. Шунинг учун $I_T = \frac{q}{t} = eN$, бундан изланаётган катталиқни топамиз:

$$N = \frac{I_T}{e}.$$

Ҳисоблаш:

$$N = \frac{10^{-2} \text{ А}}{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}} = 6,310^{+16} \frac{1}{\text{с}}.$$

3-масала. Электрон энг камида қандай тезлиқ билан ҳаракатланганда водород атомини ионлаштира олади? Водород атомининг ионизация потенциали 13,5 В.

Берилган. $U_{и} = 13,5 \text{ В}; m = 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ кг};$

$e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$

$v = ?$

Ечилиши. Атом ёки молекулани ионлаштириш учун тезлаштирувчи майдонда электрон ўтиши зарур бўлган потенциаллар фарқининг энг кичик қиймати шу атом ёки молекуланинг ионизация потенциали деб аталади. Шу потенциаллар фарқини ўтганда электроннинг олган кинетик энергияси атомнинг ионизация энергиясига тенг бўлади:

$W_s = W_n$ ёки $\frac{mv^2}{2} = eU_n$, бунда m ва e — электроннинг массаси ва заряди. У ҳолда тезлик

$$v = \sqrt{\frac{2eU_n}{m}}$$

ифодадан аниқланади.

Ҳисоблаш:

$$v = \sqrt{\frac{2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} \cdot 13,5 \text{ В}}{9,11 \cdot 10^{-31} \text{ Кг}}} = 2,2 \cdot 10^6 \frac{\text{м}}{\text{с}}.$$

Мустақил ечиш учун масалалар

64. Агар ер билан булут орасидаги потенциаллар фарқи 10^6 В, разряд энергияси $2 \cdot 10^6$ Ж бўлса, разряд вақтида ўтган электронларнинг сонини топинг.

65. Симоб атомларининг ионизация энергияси 10,4 эВ, симоб атоми зарб билан ионлаш учун электрон энг камида қандай тезликка эга бўлиши керак?

66. Юзи 100 см^2 дан бўлган пластинкалар орасидаги масофа қандай бўлганда тўйиниш токи 10^{-10} А бўлади? Ионизатор 1 см газда ҳар секундда $12,5 \cdot 10^8$ жуфт ион ҳосил қилади.

67. Диод лампада максимал анод токи 50 мА. Ҳар секундда катоддан неча электрон учиб чиқади?

68. Ҳаво молекуласининг ионизация энергияси 15 эВ, молекула зарб билан ионлаш учун электрон югуриш йўлининг ўртача узунлиги қандай бўлиши керак? Нормал босимда ҳавода разряд майдон кучланганлиги $3 \cdot 10^6 \frac{\text{В}}{\text{м}}$ бўлганда юзага келади.

69. Электр ёйининг қаршилиги 0,2 Ом, кўмир электродлар орасидаги потенциаллар фарқи 50 В. Ёйдаги ток кучини ва бир минутда ажраладиган иссиқлик миқдорини топинг.

70. Гелий атомиининг ионизация потенциалі 24,5 В. Ионизация иши топилсин.

71. Симоб атомларининг ионизацияси учун уларнинг қандай температурадаги илгариланма ҳаракат ўртача кинетик энергияси етарли бўлади? Симоб атомиининг ионизация потенциалі 10,4 В.

III боб. ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

40-§. Токнинг магнит майдони

Тинч ҳолатда турган электр зарядлари орасида ҳосил бўлувчи ўзаро таъсир ҳар бир заряд атрофида мавжуд бўлган электр майдон орқали узатилиб, Кулон қонуни билан аниқланар эди. Энди 1820 йилда даниялик олим Эрстед томонидан ўтказилган, электр ҳодисалари билан магнит ҳодисалари орасидаги боғланишни кўрсатувчи тажрибалар билан танишиб чиқайлик.

1. Ҳалқасимон ўтказгич олиб, ундан ток ўтказамиз ва унга иппак ипга осилган зарядланган А синаш шарчасини яқинлаштирамиз (92- расм). Шарчага ҳалқа томонидан таъсир этувчи ҳеч қан-

[illegible]

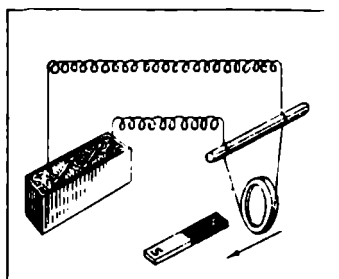
4. Школы востановили работу в соответствии с программой, утвержденной Министерством просвещения. По окончании учебного года в школе были проведены экзамены. По окончании учебного года в школе были проведены экзамены. По окончании учебного года в школе были проведены экзамены.

1

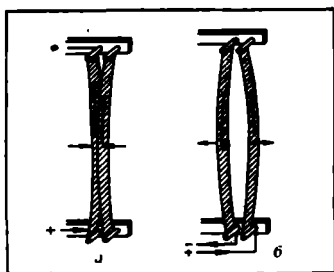
2

3

WISCONSIN



94- расм.



95- расм.

кучларнинг табиати бир хил деган хулосага олиб келади. Бу кучлар магнит кучлари дейилади.

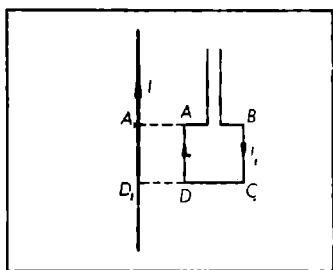
Тинч турган электр зарядлари атрсфидаси фазода электр майдон ҳосил бўлгани каби, тоқлар атрсфидаси фазода тскли ўтказгичга таъсир этувчи, материянинг махсус кўриниши бўлган магнит майдон ҳосил бўлади. Мана шу магнит майдонлар магнит кучларининг манбандир.

Бу ўтказилган тажрибалардан кўринадики, электр токи, яъни ҳаракатланаётган электр зарядлари мавжуд бўлган ҳамма ерда магнит майдон ҳам бўлади. Демак, *электр токи билан магнит майдонни бир-биридан ажратиб бўлмайди.* Магнит майдонни ток (ҳаракатланаётган заряд) ҳосил қилади; магнит майдонининг мавжуд эканлиги унинг токка (ҳаракатланаётган зарядга) таъсири орқали аниқланади. Бу магнит майдоннинг асосий хусусиятларидан бири ҳисобланади. Магнит майдон ўтказгичда ток ҳосил бўлгандагина вужудга келганидан, токни кўпинча магнит майдоннинг манбаи деб қаралади.

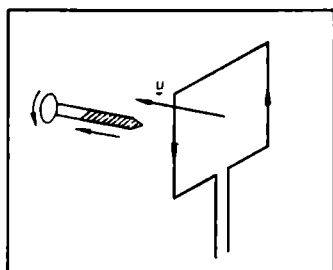
Магнит майдон модда эмас, балки алоҳида зарралардан мужасамланган моддадан тамомила фарқли равишда, материянинг фазода узлуксиз мавжуд бўлган туридир. Шунинг учун у энергияга эга. Магнит майдоннинг энергияси фазода узлуксиз тақсимланган. Токли ўтказгичларнинг магнит майдонни чексизликкача ёйилади, бироқ масофа ортиши билан магнит кучлари жуда тез заифлашади. Шу сабабли амалда магнит кучларининг таъсирини токли ўтказгичга яқин масофалардагина сезиш мумкин.

41-§. Магнит майдон индукция вектори

Электростатикада биз электростатик майдоннинг хоссаларини нуқтавий заряд, яъни ўлчамлари шу майдонни ҳосил қилаётган зарядларгача бўлган масофаларга нисбатан кичик бўлган жисملарда тўпланган заряд ёрдамида ўргандик (3-§. га қ.). Магнит майдоннинг хоссаларини эса шу майдоннинг токли берк ясси кон-



96- расм.



97- расм.

турга — рамкага кўрсатадиган таъсирга қараб ўрганамиз. Бу кон-турнинг ўлчамлари магнит майдонни вужудга келтираётган ток оқаётган ўтказгичларгача бўлган масофага нисбатан кичик бўлиши керак. Магнит майдонни текшириш учун буралиш деформациясини сеза оладиган, ингичка эластик симга осиб қўйилган рамкадан фойдаланамиз.

Тажриба токли рамка токли ўтказгич яқинига жойлаштирилганда токли ўтказгич ҳосил қилган магнит майдон рамкага ориентирловчи таъсир кўрсатиши натижасида унинг маълум бурчакка бурилишини кўрсатади. Масалан, узун тўғри сим орқали I ток оқаётган бўлсин (96- расм). Бундай сим яқинига келтирилган $ABCD$ рамка бурилиб, сим орқали ўтувчи A_1ABCCD_1 текислик бўйлаб жойлашиб олади. Бунда рамканинг ориентирланиши ундаги токнинг йўналишига боғлиқ бўлади: рамкадаги I_1 токнинг йўналиши ўзгарганда рамка 180° бурилади.

Рамканинг магнит майдонда муайян тарзда ориентирланиш ҳодисаси магнит майдоннинг ўзи ҳам йўналишга эга эканлигини билдиради. Демак, магнит майдонни характерлайдиган катталиқ вектор бўлиши ва бу векторнинг йўналиши рамка ёки магнит стрелкаси оладиган йўналишга боғлиқ бўлиши керак. Магнит майдонни характерлайдиган бу вектор катталиқ магнит индукция вектор и деб аталади. Магнит индукция векторининг рамка турган жойдаги йўналиши учун рамка текислигига ўтказилган нормалнинг мусбат йўналиши қабул қилинган. [Нормалнинг учидан қаралганда рамкадаги ток соат стрелкаси ҳаракатига тескари йўналган ҳолда кўринса (97- расм), бу йўналиш нормалнинг мусбат йўналиши деб қабул қилинади.] Бошқача айтганда, нормалнинг мусбат йўналиши учун дастасининг ҳаракат йўналиши рамкадан оқаётган токнинг йўналиши билан бир хил бўлган парма (ўнг винт) нинг илгариланма ҳаракат йўналиши қабул қилинган.

Майдон таъсирида рамканинг ориентирланиши магнит майдонда рамкага жуфт куч таъсир қилишини кўрсатади. Тажриба бу жуфт куч моментининг катталиги магнит майдонни вужудга келтираётган тоklarга ва уларнинг вазиятига, шунингдек, рамканинг хосса-

ларига: ўлчамлари, ориентирланиши ва ундан ўтаётган ток кучига боғлиқ эканлигини кўрсатади. Маълум катталикдаги ток ўтаётган рамкага ўтказилган нормал магнит майдон бўйлаб йўналганда рамкага таъсир қиладиган жуфт куч моменти нолга тенг бўлади. Рамкага ўтказилган нормал магнит майдонга перпендикуляр йўналганда эса жуфт куч моменти максимал қийматига эришади. Тажрибада жуфт кучлар моментининг максимал қиймати.

$M_{\max}$ рамкадаги I ток кучига ҳамда рамканинг S юзига пропорционал эканлигига ишонч ҳосил қилиш осон, яъни

$$M_{\max} \sim I \cdot S. \quad (101)$$

Тажриба йўли билан топилган бу асосий фактдан магнит майдонни миқдор жиҳатдан характерлаш учун фойдаланиш мумкин. Ҳақиқатан ҳам,

$$B = \frac{M_{\max}}{I \cdot S} \quad (102)$$

нисбат рамканинг хоссаларига боғлиқ бўлмай, фазонинг аниқ бир нуқтасидаги магнит майдонни характерлайди. Бу катталик магнит майдон индукция вектори деб аталади ва $\vec{B}$ ҳарфи билан белгиланади.

$$P_T = I \cdot S \quad (102a)$$

катталик токли рамканинг магнит моменти деб аталади. СИ системада унинг бирлиги

$$[P_T] = [I] \cdot [S] = 1 \text{ А} \cdot \text{м}^2$$

Магнит майдон индукция вектори магнит майдонни тўлиқ тавсифлайди, чунки фазонинг ҳар бир нуқтаси учун бу векторнинг сон қиймати ва йўналишини топиш мумкин. СИ системада магнит майдон индукция бирлиги қилиб *шундай магнит майдоннинг индукцияси қабул қилинадиги, бу майдонда юзи 1 м^2 бўлган рамкадан 1 А ток ўтганда майдон рамкага $1 \text{ Н} \cdot \text{м}$ момент билан таъсир кўрсатади.* Магнит майдон индукциясининг бу бирлиги югославиялик физик Тесла шарафига тесла (Тл) деб аталади. Шундай қилиб,

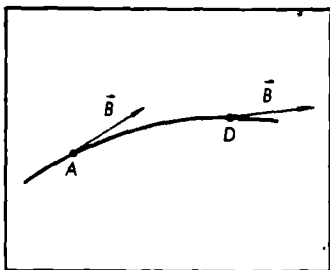
$$1 \text{ Тл} = \frac{1 \text{ Н} \cdot \text{м}}{1 \text{ А} \cdot 1 \text{ м}^2} = 1 \frac{\text{Н}}{\text{А} \cdot \text{м}}.$$

Электр майдоннинг куч характеристикаси бўлиб майдон кучланганлиги вектори ($\vec{E}$) ҳисобланса, магнит майдоннинг куч характеристикаси бўлиб магнит индукция вектори ($\vec{B}$) ҳисобланади.

42-§. Магнит майдон индукция чизиқлари. Тўғри ток, айланма ток, соленоид ва тороиднинг магнит майдони

Электростатикада электростатик майдонни кучланганлик чизиқлари орқали тасвирлангани каби, магнит майдонни ҳам магнит майдон индукция чизиқлари орқали тасвирлаш мумкин. *Магнит*

майдон индукция чизиқлари деб шундай чизиқларга айтиладики, уларга ўтказилган уринмалар майдоннинг ҳар бир нуқтасида $\vec{B}$ вектор билан бир хил йўналган бўлади (98-расм).

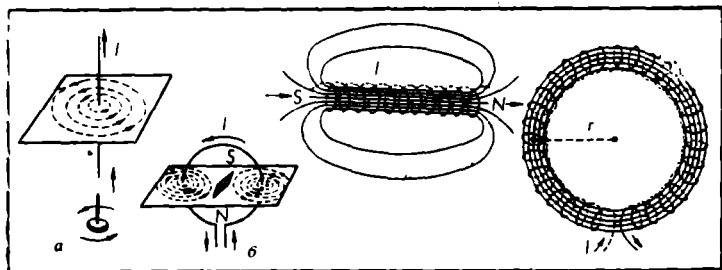


98-расм.

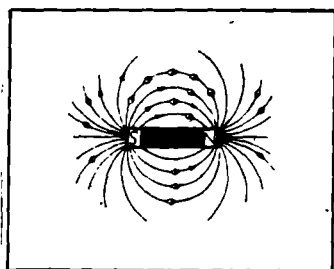
Парма қондасидан фойдаланиб, турли хусусий ҳоллар учун магнит майдон куч чизиқларининг манзарасини аниқлашимиз мумкин. Бу манзарани тажрибада темир кукунлари воситасида кузатиш мақсадга мувофиқдир. Мисол тариқасида токли тўғри ўтказгичнинг магнит майдони учун магнит индукция чизиқларини ясаймиз;

агар парманинг илгариланма ҳаракатини ток билан бир хил йўналтирсак, у ҳолда парма дастасининг айланиш йўналиши магнит индукция чизиқларининг йўналишини кўрсатади (99-а расм). Тўғри ток магнит майдонининг куч чизиқлари марказлари ўтказгич ўқида жойлашган концентрик айланалардан иборат бўлиб, бу айланалар ўтказгич ўқиға перпендикуляр текисликда ётади. Айланаларга ўтказилган стрелкали чизиқлар мазкур куч чизиқларига уринма бўлган $\vec{B}$ индукция векторининг йўналишини кўрсатади. Электр майдон кучланганлик чизиқлари каби, магнит индукция чизиқлари шундай ўтказиладикки, уларнинг зичлиги магнит майдон индукция векторининг шу жойдаги қийматини характерлайди.

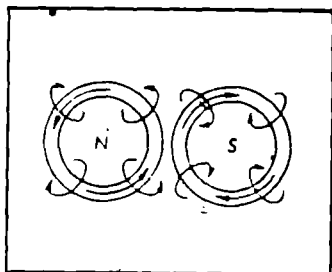
Юқорида кўрсатилган усул билан айланма ток (99-б расм), соленоид (токли ғалтак, 99-в расм) ва тороид (марказлари айлана бўйлаб жойлашган бир хил айланма тоқлар системаси, 99-г расм) магнит индукция чизиқларининг манзарасини аниқлаш мумкин. Соленоиднинг ички қисмида магнит майдонни бир жинсли дейиш мумкин. Тороиднинг магнит майдони фақат унинг ички қисмида мужассамланган бўлади.



99-расм.



100- расм.

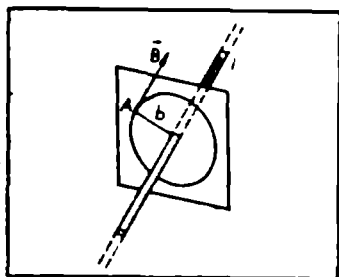


101- расм.

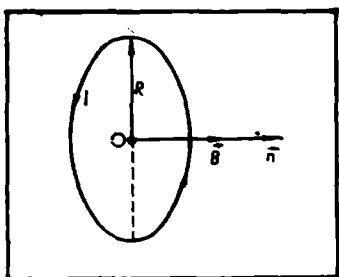
Соленоиднинг магнит майдони (соленоид ташқарисидagi майдон) билан доимий магнит майдон орасида ўхшашлик бор (100- расм). Шартли равишда куч чизиқлари ғалтакнинг бир учидан чиқиб, иккинчи учига киради, деб ҳисоблаш мумкин. Доимий магнитнинг куч чизиқлари чиқадиган учи магнитнинг *шимолий қутби* (бу қутбни *N* ҳарфи билан белгиланади), куч чизиқлари кирадиган иккинчи учи эса *жанубий қутби* (бу қутбни *S* ҳарфи билан белгиланади) деб аталади. Тоғли ҳар қандай ғалтакнинг ҳам иккита магнит қутби бўлади (99- в расмга қ.). Ғалтак ўрамларидаги токнинг йўналиши маълум бўлса, магнит қутбларини парма қондаси асосида аниқлаш мумкин. Ғалтакнинг бир учидан қаралганда ғалтак ўрамларидаги ток соат стрелкаси ҳаракатига тескари йўналишда оқадиган бўлиб кўринса, ғалтакнинг бу учи шимолий қутб бўлади (101- а расм). Ғалтакнинг иккинчи учи жанубий қутб бўлиб, унинг бу учидан қаралганда ток ғалтак ўрамларидан соат стрелкаси ҳаракати йўналишида оқади (101- б расм). Ғалтакнинг қутбларини ўзгартириш учун ундаги токнинг йўналишини ўзгартириш кифоя. Айниқ бир айланма ток икки қарама-қарши томондан (бир томондан қараганда соат стрелкаси ҳаракати бўйича, иккинчи томондан унга қарама-қарши) йўналишда таъсир этади. Бу магнит қутблари фақат жуфт ҳолда мавжуд бўлишини ва бирор усул билан битта қутб ҳосил қилиш мумкин эмаслигини билдиради.

Агар икки ғалтак бир-бирига турли исмли қутблари билан қаратиб қўйилган бўлса, у вақтда улар бўйлаб ток бир йўналишда оқади ва ғалтаклар бир-бирига тортилади. Агар улар бир-бирига бир хил исмли қутблари билан қаратиб қўйилган бўлса, у ҳолда улар бўйлаб ток қарама-қарши йўналишда оқади ва ғалтаклар бир-бирдан итарилади. Ғалтаклардаги сингарн доимий магнитларнинг ҳам бир исмли қутблари бир-бирларидан итарилади, турли исмли қутблари эса бир-бирига тортилади.

Магнит индукция чизиқларининг муҳим хусусияти шундан иборатки, уларнинг бошланиши ҳам, охири ҳам бўлмайди. Улар ҳаминша берк бўлади. Электростатик майдоннинг куч чизиқлари эса очиқ, яъни мусбат зарядлардан бошланиб, манфий зарядларда тугайди. Магнит индукция куч чизиқларининг берк бўлиши шуни



102- расм.



103- расм.

кўрсатадики, табиатда электр зарядлари каби магнит зарядлари бўлмайди. Бундай майдон уярмавий майдон дейлади. Демак, магнит майдон уярмавий майдондир.

Айтайлик, токли ўтказгичлар вакуумда жойлашган бўлсин. Ҳисоблашларнинг кўрсатишича, ток ҳосил қилган магнит майдон индукция векторининг катталиги қуйидаги формулалар орқали ифодаланади.

1. Чексиз узун тўғри ток вужудга келтирган магнит майдон индукция вектори:

$$B = \mu_0 \frac{I}{2\pi b}, \quad (103)$$

бунда I — ток кучи, b — токли ўтказгичдан магнит индукцияси ҳисобланаётган A нуқтагача бўлган масофа (102-расм); μ_0 — ўлчамли катталиқ бўлиб, унинг ўлчамлиги ва сон қиймати фақат бирликлар системасининг танланишига боғлиқ бўлади, муҳитнинг хоссаларига эса боғлиқ эмас, μ_0 катталиқ вакуумнинг абсолют магнит сингдирувчанлигини билдиради ва магнит доимийси деб аталади. Унинг сон қиймати $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Тл} \cdot \text{м}}{\text{А}}$ га тенг.

2. Айланма ток марказидаги магнит майдон индукция вектори

$$B = \mu_0 \frac{I}{2R}, \quad (104)$$

бунда R — айлананинг радиуси (103-расм), I — ток кучи.

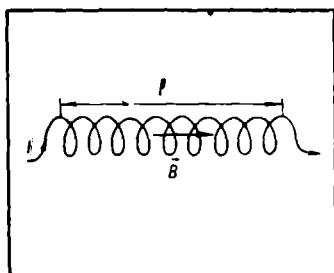
3. Соленоид ичидаги магнит майдоннинг индукция вектори

$$B = \mu_0 \cdot I \cdot n = \mu_0 \frac{I \cdot N}{l}, \quad (105)$$

бунда I — соленоиддан ўтаётган ток кучи, $n = \frac{N}{l}$ — соленоиднинг бирлик узунлигига тўғри келувчи ўрамлар сони, l — соленоиднинг узунлиги, N — барча ўрамлар сони (104-расм).

4. Тороиднинг магнит майдон индукция вектори

$$B = \mu_0 \cdot I \cdot n = \mu_0 \frac{I \cdot N}{2\pi r}, \quad (106)$$



104- расм.

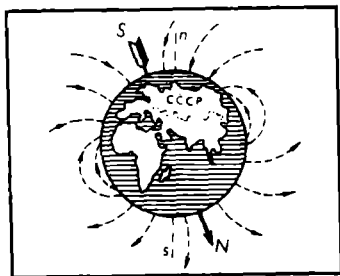
бунда I — тороиддаги ток кучи, N — барча ўрамлар сони, r — тороидал ҳалқанинг радиуси (99-г расмга қ.). Тороиднинг ичида магнит майдон бир жинсли эмас, чунки тороиднинг турли кесимларида магнит майдон индукция векторининг йўналиши турличадир. Шунинг учун бутун тороид майдонининг бир жинслилиги ҳақида гапирилганда магнит майдон индукция векторининг модули наларда тутилади.

Юқорида келтирилган магнит майдон индукциясини ҳисоблаш формулалари француз олимлари Био, Савар ва Лаплас томонидан тажрибада аниқлангани учун *Био—Савар—Лаплас қонуни* деб аталади.

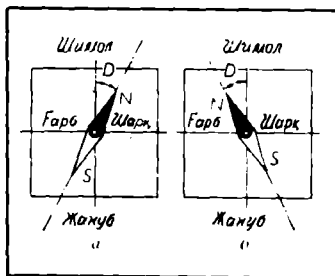
43-§. Ернинг магнит майдони

Вертикал ўққа жойлаштирилган магнит стрелкаси (агар унинг яқинида магнитлар ёки электр токлари бўлмаса) маълум бир жойда ҳамма вақт маълум йўналишда туриб олади: унинг бир учи шимолни, иккинчи учи жанубни кўрсатади. Бу эса Ернинг магнит майдони мавжудлигидан далолат беради. *Магнит стрелкасининг йўналиши* (105-расмда NS йўналиш), *географик меридиан йўналиши* (ns йўналиш) билан мос тушмайди.

Магнит стрелкасининг ўқи жойлашадиган вертикал текисликер юзидagi шу нуқтанинг магнит меридиани текислиги деб аталади. Қузатилаётган жойнинг географик меридиани билан магнит меридиани орасидаги бурчак *магнит оғиш* деб аталади. Магнит стрелкасининг шимолӣ қутби географик меридиан



105- расм.



106- расм.

текислигидан гарбга ёки шарққа оғишига қараб, магнит оғиш гарбий оғиш (106-б расм) ёки шарқий оғиш (106-а расм) дейилади. Ҳар хил жойларда магнит оғиш ҳар хил бўлади. Шу билан бирга, бир жойнинг ўзида ҳам оғиш бурчаги ўзгармас бўлиб қолмайди, балки жуда секинлик билан йилдан-йилга ўзгаради.

Ҳар қандай йўналишда бемалол айлана оладиган магнит стрелкасининг ўқи Ернинг шу жойдаги магнит майдон индукция векторининг йўналишида жойлашади. Ер юзида шундай жойлар борки, бу жойларда магнит майдон индукция вектори жуда кескин ўзгаради. Бундай жойлар *магнит аномалияси соҳалари* деб аталади. Энг катта магнит аномалияларидан бири Курск магнит аномалияси. Бундай аномалиялар бўлишига сабаб — ер тагида унча чуқур бўлмаган масофаларда магнит темир рудасининг мавжудлиги.

Ер магнетизмининг табиати ҳали яхши ўрганилган эмас. Ер магнит майдонининг ўзгаришида атмосферада (айниқса, унинг юқори қатламларида) ҳам, Ер қобиғида ҳам бўладиган ҳар хил электр тоқлари катта роль ўйнайди. Кейинги космик тадқиқотларга мувофиқ, Ернинг магнит майдони унинг сиртидан фақат 6500 км атрофидаги баландликларгача мавжуд бўлади. Ундан юқорида майдон қуёш чиқарадиган плазма таъсирида бузилади.

Такрорлаш учун саволлар

1. Ўтказгичдан ўтаётган токнинг магнит стрелкасини огдиришдан қандай хулоса чиқариш мумкин?

2. Параллел тоқлар ўзаро қандай таъсирлашади?

3. Магнит майдони деб нимага айтилади ва унинг қандай хоссалари бор?

4. Магнит индукция вектори деб нимага айтилади? У қандай бирликларда ўлчабди?

Магнит майдон индукция чизиқлари деб нимага айтилади ва унинг йўналиши қандай қондага кўра аниқланади?

6. Тўғри ток деб нимага айтилади? Айланма ток деб-чи? Улар ҳосил қилган магнит майдон индукция вектори нимага тенг?

7. Соленоид, тўртов нима? Улар ҳосил қилган магнит майдон индукция вектори формуласини ёзинг.

8. Магнит қутблари деб нимага айтилади ва улар ўзаро қандай таъсирлашади?

9. Тоқли соленоиднинг магнит майдони билан тўғри токнинг магнитининг майдони ўртасида қандай ўхшашлик бор?

10. Нима учун магнит майдон устурмачи майдон деб ҳисобланади?

11. Ернинг магнит майдони мавжудлигини қандай аниқлаш мумкин?

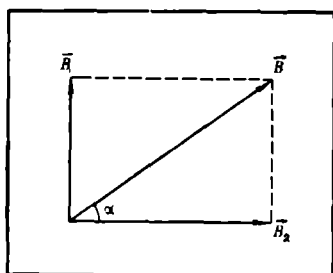
12. Магнит оғиш деб нимага айтилади?

МАСАЛА ЕЧИШ НАМУНАЛАРИ

1- масала. Индукция вектори 3 Тл бўлган ва жанубдан шимолга томон йўналган магнит майдон билан индукция вектори 4 Тл бўлган ва гарбдан шарққа томон йўналган магнит майдон фазонинг бирор соҳасида қўшилади. Натижавий магнит майдон индукциясининг катталиги ва йўналиши аниқлансин.

Берилган: $B_1 = 3\text{Тл}$; $B_2 = 4\text{Тл}$.

$B = ?$ $\alpha = ?$



107- расм.

Ечилиши. Магнит индукция вектор катталиктир. Шунинг учун аввал чизма чизамиз ва параллелограмм қондасига асосан магнит индукция векторларини қўшиб, натижавий векторни топамиз (107- расм). Шаклдан

$$\vec{B} = \vec{B}_1 + \vec{B}_2 \text{ ёки } B = \sqrt{B_1^2 + B_2^2},$$

$$\sin \alpha = \frac{B_1}{B} = \frac{B_1}{\sqrt{B_1^2 + B_2^2}}.$$

Ҳисоблаш: $B = \sqrt{9 + 16} = 5 \text{ Тл}; \sin \alpha = \frac{3 \text{ Тл}}{5 \text{ Тл}} = 0,6; \alpha = 36^\circ 51'.$

2- масала. Вакуумда узунлиги 20 см, диаметри 5 см ва ўқидаги магнит индукция вектори $1,26 \cdot 10^{-3} \text{ Тл}$ га тенг бўлган майдон ҳосил қиладиган соленоид тайёрлаш учун соленоид ўрамларининг учларига қандай потенциаллар фарқи бериш керак? Соленоид ўрамларига 0,5 мм диаметрли мис сим ишлатилади.

Берилган: $l = 20 \text{ см} = 0,2 \text{ м}; D_1 = 5 \text{ см} = 5 \cdot 10^{-2} \text{ м}; D_2 = 0,5 \text{ мм} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ м}; B = 1,26 \cdot 10^{-3} \text{ Тл}; \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Тл} \cdot \text{м}}{\text{А}}; \rho = 1,7 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}.$

$U = ?$

Ечилиши. Соленоид ўрамларининг учларидаги потенциаллар фарқи, Ом қонунига мувофиқ қуйидагига тенг:

$$U = I \cdot R,$$

бунда I — ток кучи, R — соленоид ўрамларининг қаршилиги. Бу қаршилиқ қуйидаги формуладан аниқланади:

$$R = \rho \frac{l}{S},$$

бунда $l_1 = \pi D_1 N$, $S = \frac{\pi D_2^2}{4}$, N — соленоиддаги барча ўрамлар сони, уни соленоид узунлигининг мис симнинг диаметрига бўлиб топамиз:

$N = \frac{l}{D_2}$. Демак,

$$R = \rho \frac{\pi D_1 N}{\pi D_2^2} \cdot 4 = 4\rho \frac{D_1 N}{D_2^2}.$$

Соленоиддаги ток кучини $B = \mu_0 n I$ формуладан топамиз, бунда $n = \frac{N}{l}$ — соленоиднинг узунлик бирлигига тўғри келадиган ўрамлар сони, N нинг ўрнига $\frac{l}{D_1}$ қийматни келтириб қўйсак, $n = \frac{1}{D_1}$ ва

$$I = \frac{B}{\mu_0 n} = \frac{B D_1}{\mu_0}.$$

ифодани ҳосил қиламиз. Шундай қилиб, соленоид ўрамлари учла-
ридаги потенциаллар фарқи $U = I \cdot R = \frac{4\pi I D_1 B}{\mu_0 D_2^2}$ га тенг бўлади.

Ҳисоблаш:

$$U = \frac{4 \cdot 1,7 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м} \cdot 0,2 \text{ м} \cdot 5 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot 1,26 \cdot 10^{-3} \text{ Тл}}{4 \cdot 3,14 \cdot 10^{-7} \frac{\text{Тл} \cdot \text{м}}{\text{А}} \cdot 25 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2} = 2,7 \text{ В.}$$

3-масала. Ампер ўрамлар сони 1500 га тенг бўлган 20,9 см узунликдаги тороид ҳосил қилган магнит майдон индукция вектори-
ни топинг.

Берилган: $IN = 1500 \text{ А}; l = 20,9 \text{ см} = 0,209 \text{ м};$

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Тл} \cdot \text{м}}{\text{А}}$$

$B = ?$

Ечилиши. Тороид ҳосил қилган магнит майдоннинг индукция
вектори $B = \mu_0 I n = \mu_0 \frac{IN}{2\pi r}$ формуладан аниқланади, бунда I —
торонддан ўтаётган ток кучи, N — барча ўрамлар сони, r — тороид-
нинг радиуси, $l = 2\pi r$ дан $r = \frac{l}{2\pi}$ га эга бўламиз, у ҳолда

$$B = \mu_0 \frac{IN}{2\pi l} \cdot 2\pi = \mu_0 \frac{IN}{l}$$

бўлади.

Ҳисоблаш:

$$B = \frac{4 \cdot 3,14 \cdot 10^{-7} \frac{\text{Тл} \cdot \text{м}}{\text{А}} \cdot 1500 \text{ А}}{0,209 \text{ м}} = 9 \cdot 10^{-3} \text{ Тл.}$$

Мустақил ечиш учун масалалар

72. Чексиз узун тўғри симдан 5 А ток ўтмоқда. Шу симдан 2,5 см масофада магнит майдон индукция вектори нимага тенг?

73. Радиуси 5 см бўлган доирaviй сим ўраидан 2 А ток ўт-
моқда. Шу ўрам марказидаги магнит майдон индукция вектори
топилин.

74. Водород атомида электрон $0,53 \cdot 10^{-8}$ см радиусли доирaviй
орбита бўйича ҳаракатланади деб қабул қилиб, орбита марказида-
ги магнит майдон индукция катталигини аниқланг. Ҳаракатланаёт-
ган электронга эквивалент бўлган айланма ток кучини 0,01 мА га
тенг деб ҳисобланг.

75. Ўзаро параллел иккита сим орасидаги масофа 20 см. Улар-
нинг бирдан 5 А, иккинчисидан 2,5 А ток ўтмоқда. Икки сим ора-
сидаги масофанинг ўртасига жойлашган нуқтадаги магнит майдон
индукция вектори топилин.

76. Узунлиги 40 см бўлган соленоидда 4000 ўрам бор. Агар со-
леноиддаги ток кучи 0,5 А бўлса, унинг магнит майдон индукция
вектори нимага тенг?

77. Агар 400 ўрамдан иборат соленоиддаги ток кучи 8 А бўлганда, соленоид ичидаги магнит майдон индукцияси 0,01 Тл бўлса, соленоиднинг узунлиги қандай бўлган?

78. Томонлари 3 см ва 5 см бўлган токли рамка электромагнит қутблари орасига жойлаштирилган. Рамка текислиги магнит куч чизиқларига параллел. Рамкадаги ток кучи 10 А ва магнит майдоннинг индукцияси 0,1 Тл бўлса, рамкага магнит майдон томонидан таъсир этувчи кучлар моментини аниқланг.

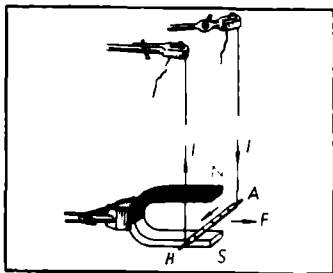
79. Магнит майдонда магнит моменти 10 м^2 . А бўлган рамкага $0,5 \text{ Н} \cdot \text{м}$ айлантирувчи момент таъсир этади. Рамка текислиги магнит куч чизиқларига параллел жойлашган. Шу майдоннинг индукциясини топинг.

80. Иккита доиравий ўрам ўзаро перпендикуляр текисликларда жойлашиб, ўрамларининг марказлари бир-бирининг устига тушади. Ҳар бир ўрамнинг радиуси 2 см ва улардан ўтаётган ток кучи бир хил бўлиб, 5 А га тенг. Шу ўрамлар марказидаги магнит майдон индукция вектори топилин.

44-§. Магнит майдонининг токли ўтказгичга таъсири. Ампер қонуни

Биз 40-§ да ток ўтаётган иккита ўтказгичнинг ўзаро таъсирлашишини кўрган эдик. Бунини ўтказгичлардан ҳар бирига таъсир қилувчи кучнинг иккинчи ўтказгичдаги ток ҳосил қилган магнит майдонга боғлиқ бўлиши оқибатида рўй берадиган ҳодиса деб тушуниш керак. Шунинг учун токли ўтказгични магнит майдонга, масалан, ўзгармас магнит майдонга жойлаштирсак, унга куч таъсир этади. Бунини шундай бир тажрибада текшириб кўриш мумкин.

Иккита эластик симга қаттиқ ўтказгични, у тақасимон магнит қутблари ўртасида турадиган қилиб олиб (108-расм) ундан ток ўтказганимизда ўтказгич ҳаракатга келади. Токнинг йўналишини ўзгартирсак, ўтказгичнинг ҳаракат йўналиши олдинги йўналишига қарама-қарши томонга ўзгарганлигини кўрамыз. Шунга ўхшаш тажрибалар асосида токнинг йўналиши, магнит майдон йўналиши ва ўтказгичнинг ҳаракат йўналиши орасидаги муносабатни топиш мумкин.



108-расм.

Токли ўтказгичга магнит майдон томонидан таъсир қилувчи кучларни аниқлаш масаласини биринчи бўлиб машҳур француз олими Ампер 1820 йида ҳал қилган. Ампер магнит майдони томонидан токли ўтказгичга кўрсатилаётган таъсир кучи катталиги жиҳатидан ток кучига, магнит майдоннинг индукция векторига, ўтказгичнинг магнит майдонда жойлашган қисмининг узунлигига ҳамда

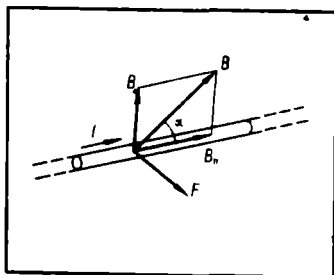
магнит майдон индукция вектори йўналиши билан ток йўналиши орасидаги бурчак синусига тўғри пропорционал эканлигини аниқлади:

$$F_A = BIl \sin \alpha. \quad (107)$$

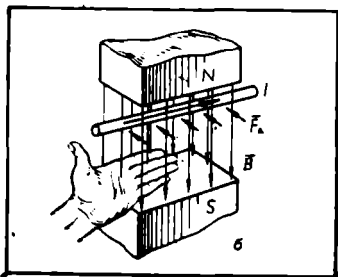
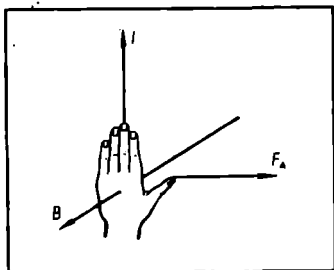
Магнит майдондаги токни ўтказгичга таъсир қилувчи куч катталигини аниқлайдиган бу формула Ампер қонуни деб, $\vec{F}_A$ эса Ампер кучи деб аталади.

Ампер қонунидан магнит майдон индукция вектори токнинг йўналишига перпендикуляр бўлганда Ампер кучи энг катта қийматга эга бўлади, деган хулосага келамиз. Индукция вектори токнинг йўналишига параллел бўлганда бу куч нолга тенг бўлади. Ушбу факт магнит индукция векторининг фақат I ток кучининг йўналишига перпендикуляр йўналган ташкил этувчисигина F_A кучининг ҳосил бўлишига сабаб бўлади, деб айтишимизга асос бўла олади (109- расм). Ампер кучи ток кучи йўналишига ва магнит индукция векторига перпендикуляр йўналган бўлади. Унинг йўналиши чап қўл қондаси билан аниқланади. Бу қоида қуйидагидан иборат: *агар чап қўлимизни кафтимизга индукция векторининг ўтказгичга перпендикуляр бўлган ташкил этувчиси кирадиган қилиб, очилган тўрт бармоғимизни эса ток йўналиши бўйлаб жойлаштирсак, у ҳолда очилган бош бармоғимиз ўтказгичга таъсир қилувчи куч (Ампер кучи) нинг йўналишини кўрсатади* (110-а, б расм).

Магнит майдоннинг токни ўтказгичга кўрсатадиган таъсири турли қурилмаларда қўлланилади.



109- расм.



110- расм.

45-§. Магнит майдонга киритилган тоқли рамка

Юқорида кўриб ўтдикки, магнит майдондаги тоқли ўтказгичга магнит майдон томонидан Ампер кучи таъсир қилади. Магнит майдоннинг тоқли рамка (тоқли ясси контур) га таъсири амалда муҳим роль ўйнайди. Айтайлик, I ток ўтаётган $ABCD$ тўғри бурчакли рамка бир жинсли магнит майдонда жойлаштирилган бўлсин. Агар магнит индукция вектори контур текислигига параллел йўналган бўлса (107) формулага асосан, $\sin \alpha = 0$ бўлганлиги учун I , унинг AD ва CB томонларига куч таъсир қилмайди (III-а расм). Рамканинг AB томонига Ампер қонунига асосан, расмдан китобхонга қараб йўналган F_1 куч, CD томонига эса, аксинча, китобхондан расм томонга тик йўналган F_2 куч таъсир этади. AB томоннинг узунлиги a га тенг бўлса, бу томонга таъсир этувчи куч қуйидагича ифодаланади:

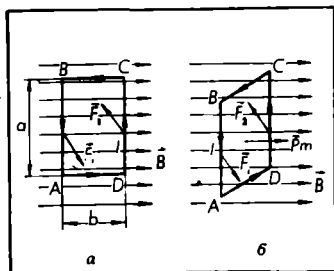
$$F_1 = IBa.$$

Аммо $\vec{F}_1$ ва $\vec{F}_2$ кучлар сон жиҳатдан тенг, лекин қарама-қарши йўналган бўлади. Бу F_1 ва F_2 кучлар жуфт кучлар деб аталади. Шундай қилиб, рамканинг AB ва CD томонларига жуфт кучлар таъсир қилар экан. Жуфт кучларнинг йўналишига эътибор берар эканмиз, қуйидагиларни кўрамиз: жуфт кучлар таъсирида рамка текислиги магнит майдон индукция чизикларига перпендикуляр равишда шундай жойлашишга интиладики, биз магнит майдон йўналиши бўйлаб қараганимизда рамкадаги тоқ соат стрелкаси ҳаракати йўналиши бўйлаб оқаётган бўлади. Бошқача қилиб айтганда, тоқли рамка магнит майдонда шундай вазиятни эгаллашга интиладики, бунда рамкадаги токнинг рамка ўқида ҳосил қиладиган магнит майдон индукцияси ташқи магнит майдон индукцияси билан бир хил йўналган бўлади (III-б расм).

Рамкага таъсир этувчи жуфт кучларнинг моменти қуйидагига тенг:

$$M = Fb = IBab,$$

бунда b — рамканинг BC томонининг узунлиги. Рамкадан оқаётган ток кучи билан рамка юзининг кўпайтмаси рамканинг магнит

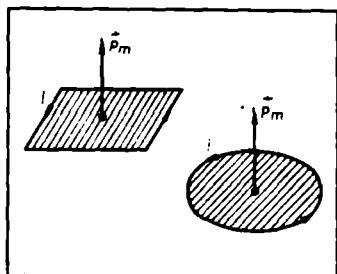


III-расм.

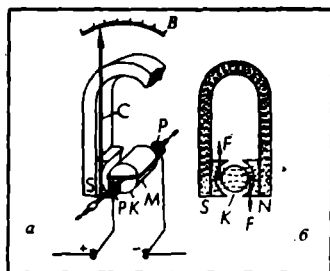
моментига тенг эканлигини юқорида кўрган эдик. Рамканинг юзи $S = a \cdot b$ эканлигини эътиборга олсак, қуйидагини ёзиш мумкин:

$$M = P_m \cdot S \quad (108)$$

P_m — магнит моменти вектор катталиги бўлиб, у контур текислигига ўтказилган мусбат нормал бўйича йўналган. Тажрибаларнинг кўрсатишича, магнит моментининг сон қиймати кон-



112- расм.



113- расм.

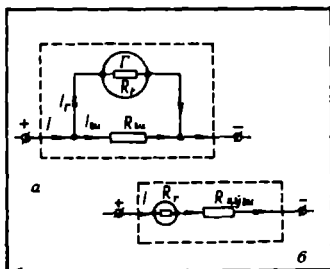
турдан ўтаётган ток кучи билан унинг юзининг катталигига боғлиқ бўлиб, контурнинг шаклига боғлиқ эмас (112- расм).

Шундай қилиб, магнит майдонга киритилган токни рамкага магнит моментига пропорционал бўлган жуфт кучлар momenti таъсир қилади ва бу куч momenti рамкани унинг текислиги майдонга перпендикуляр жойлашадиган қилиб буради. Рамканинг магнит momenti эса, ўз навбатида, ундан ўтаётган ток кучига пропорционалдир. Бу ҳолдан магнитоэлектр системадаги электр ўлчов асбобларининг тузилишида фойдаланилади.

113- расмда ғалтаги айланадиган гальванометрнинг тузилиши кўрсатилган. Кучли пўлат магнитнинг қутблари орасига K темир цилиндр билан унга кийдирилган енгил M алюминий рамка жойлаштирилган. Бу рамкага изоляция қилинган ингичка симдан ғалтак ўралган. Рамкани маълум вазиятда иккита P спираль пружина тутиб туради. Ўлчанадиган ток ғалтакка P пружиналар ва ярим ўқ орқали берилади. Ғалтақдан ток ўтаётганда ғалтак магнит майдонда бурилади, бунда пружиналар буралиб, бу ҳол C стрелка ёрдамида B шкалада ўз аксини топади. Ток қанча кучли бўлса, рамканинг бурилиш бурчаги ҳам шунча катта бўлади.

Бу системадаги гальванометрлар жуда сезгир ва жуда аниқ бўлади. Ғалтақдан ўтаётган токнинг йўналиши ўзгарганида рамканинг айланиш йўналиши ҳам ўзгаради, шунинг учун магнитоэлектр асбоблар ўзгарувчан тоқларни ўлчаш учун ярамайди.

Гальванометрнинг ғалтагига катта қаршилик кетма-кет қилиб уланса, бу асбоб ёрдамида кучланишларни ўлчаш мумкин. Катта қўшимча қаршилик уланган гальванометр — вольтметр-дир.



114- расм.

Гальванометрга шунт уланса, у ҳолда анча кучли токларни ўлчаш учун ишлатиладиган асбоб — амперметр бўлади. 114-а расмда амперметрнинг тузилиш схемаси, 114-б расмда эса вольтметрнинг тузилиш схемаси кўрсатилган. Шунт ва қўшимча қаршиликлар асбоблар корпусининг ичида жойлаштирилган бўлади.

46-§. Параллел токларнинг ўзаро таъсири

Ампер қонунидан фойдаланиб, вакуумда ўзаро параллел жойлашган иккита чексиз узун тўғри ўтказгичдан ток ўтганда улар орасида вужудга келадиган ўзаро таъсир кучларининг ифодасини топиш мумкин (115-расм). Ўтказгичлардан ўтаётган ток кучлари I_1 ва I_2 , улар орасидаги масофа d бўлсин. I_1 токнинг магнит майдони I_2 токнинг l узунликдаги қисмига қандай куч билан таъсир этишини кўриб чиқамиз. Бунинг учун I_1 токнинг магнит майдон индукция векторининг чизиклари концентрик айланалардан иборат эканлигини ва агар I_1 ток пастдан юқорига оқаётган бўлса, иккинчи ўтказгич устида ётган нуқталарда $\vec{B}$ вектор (парма қондасига биноан) китобхондан йўналган бўлишини қайд қилиб ўтамиз. Бу магнит майдон индукция вектори сон жиҳатидан Био—Савар—Лаплас қонунига асосан (103) формулага қ.л:

$$B_1 = \mu_0 \frac{I_1}{2\pi d}$$

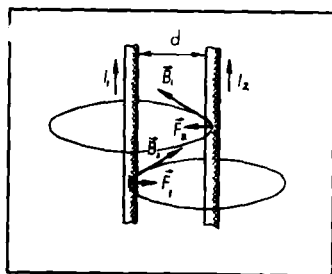
га тенг.

Биринчи токнинг магнит майдони томонидан иккинчи токка кўрсатиладиган F_2 таъсир кучи катталиги жиҳатидан, Ампер қонунига мувофиқ, қуйидагига тенг бўлади:

$$F_2 = B_1 I_2 l,$$

бунда $\sin \alpha = 1$, чунки B_1 вектор I_2 ток йўналишига перпендикуляр, яъни $\alpha = 90^\circ$. Бу формулага B_1 нинг юқоридаги қийматини келтириб қўйиб, F_2 куч учун қуйидаги муносабатни ҳосил қиламиз:

$$F_2 = \frac{\mu_0 I_1 \cdot I_2}{2\pi d} l. \quad (109)$$



115-расм.

Худди шундай мулоҳазаларга асосланиб, I_2 ток I_1 токнинг l қисми атрофида ҳосил қиладиган $\vec{B}_2$ индукция вектори чизма текислигига перпендикуляр ва чизма орқасига йўналган ҳолда I_1 токнинг l қисми I_2 токка тортилади, деб айтиш мумкин. Бу тортилиш кучининг катталиги $F_1 = \mu_0 \frac{I_1 \cdot I_2}{2\pi d} l$ га тенг эканлигини исбот қилиш мумкин (бу исботни бажаришни китобхонга ҳавола қиламиз).

Шундай қилиб, бир томонга оқаётган икки параллел ток бир-бирига тортишади ва бу тортишиш кучлари ўзаро тенг, деган хулосага келамиз. (109) формуладан кўринадикки, параллел тоқлар ҳар бир токнинг l узунлигига, ток кучларининг кўпайтмасига тўғри пропорционал ва улар орасидаги масофага тескари пропорционал бўлган куч билан ўзаро таъсирлашади.

Худди шунга ўхшаш текширишлар қарама-қарши йўналган иккита параллел ток бир-бирдан итарилишини ва бу итарилиш кучининг сон қиймати ҳам (109) формула билан ифодаланишини кўрсатади.

(109) формула СИ системада асосий бирликлардан бири — ток кучи бирлиги ампер (А) нинг таърифига асос қилиб олинган. Ампер — вакуумда бир-бирдан 1 м масофада жойлашган иккита чексиз узун параллел ўтказгичнинг ҳар биридан бир хил миқдорда ток ўтганда ўтказгичлар орасида уларнинг ҳар бир метрида $2 \cdot 10^{-7}$ Н га тенг ўзаро таъсир кучи ҳосил қиладиган ток кучидир.

Шундай ўтказгичлар 115-расмда тасвирланган деб ҳисоблаймиз. У ҳолда

$$I_1 = I_2 = 1 \text{ А}; d = 1 \text{ м}; l = 1 \text{ м}; \text{ ва } F = 2 \cdot 10^{-7} \text{ Н}.$$

Бу қийматларни (109) формулага келтириб {қўйиб μ_0 магнит доимийсининг сон қийматини топамиз:

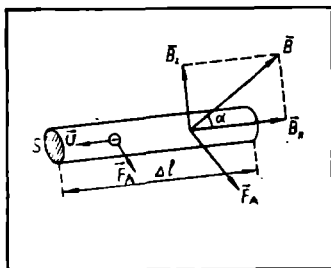
$$\mu_0 = \frac{2\pi d F}{I_1 \cdot I_2 \cdot l} = \frac{2\pi \cdot 2 \cdot 10^{-7} \text{ Н} \cdot \text{м}}{1 \text{ А} \cdot 1 \text{ А} \cdot 1 \text{ м}} = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Н}}{\text{А}^2}. \quad (110)$$

47-§. Лоренц кучи

Ток ўтаётган ўтказгич тоқсиз ўтказгичдан унда заряд ташувчиларнинг тартибли ҳаракати мавжудлиги билан фарқ қилади. Бундан магнит майдондаги тоқли ўтказгичга таъсир этувчи куч ҳаракатланувчи алоҳида заряд (электрон) ларга таъсир этувчи кучлардан иборат, бинобарин, таъсир зарядлардан улар оқаётган ўтказгичга берилиши керак, деган хулоса келиб чиқади. Ҳаракатланаётган зарядларга магнит майдон томонидан берилган импульс тўқнашиш пайтида металлнинг кристалл панжараси ионларига ёки электролит молекулаларига узатилади. Бу хулоса бир қатор тажрибалар асосида тасдиқланади. Хусусан, эркин ҳаракатланувчи зарядланган зарралар дастаси, масалан, электронлар дастаси магнит майдон таъсирида оғади.

Энди ҳаракатланаётган зарядга магнит майдон томонидан таъсир қилувчи кучнинг ифодасини топайлик. Бунинг учун ампер қонунидан фойдаланамиз. Ток кучи сон жиҳатидан ўтказгич кесимидан вақт бирлиги ичида ўтган заряд миқдорига тенг. Агар айрим зарядларнинг катталиги q , ўтказгичнинг бирлик ҳажмида ҳаракатланувчи зарядлар шони n , уларнинг тартибли ҳаракат тезлиги v ва ўтказгичнинг кўндаланг кесими S бўлса, у ҳолда ток кучи $I = qnvS$ га тенг эканлигини кўриб ўтган эдик. Ток кучининг бу қийматини (107) формулага қўйиб, қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз.

$$F_A = qnvS \Delta B \sin \alpha,$$



116- расм.

бунда Δl — ўтказгичнинг магнит майдондаги қисмининг узунлиги, α — Δl билан $\vec{B}$ индукция вектори орасидаги бурчак (116-расм). Ўтказгичнинг Δl узунлигида ҳаракатланаётган барча зарядлар сони $N = nS\Delta l$; F_A эса шу зарядларга таъсир этувчи куч. Бундан кўринадики, ҳаракатланаётган ҳар бир зарядга магнит майдон томонидан

$$F_L = \frac{F_A}{N} = \frac{qnvS\Delta l B \sin \alpha}{nS\Delta l} = qvB \sin \alpha \quad (111)$$

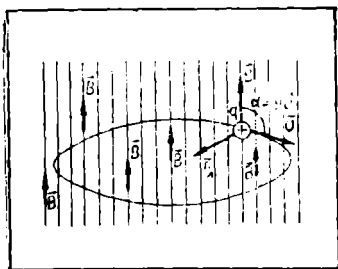
куч таъсир этади. Бу куч Лоренц кучи деб аталади. Лоренц кучи майдон индукцияси билан тезлик векторларига перпендикуляр бўлиб, унинг йўналиши ҳам чап қўл қондасига асосланган. Агар чап қўлимиз кафтини унга заряд тезлиги $\vec{v}$ га перпендикуляр бўлган магнит майдон индукцияси $\vec{B}_1$ вертикал ташиқил этувчисининг чиқиқлари кирадиган қилиб тутиб, ёйилган тўрт бармоқни мусбат заряд йўналишида (ёки манфий заряд йўналишига тескари йўналишда) жойлаштирсак, у ҳолда 90° га керилган бош бармоғимизнинг йўналиши зарядга таъсир этувчи F_L лоренц кучининг йўналишини кўрсатади (116-расмга қ.).

Лоренц кучи ҳар доим зарядланган зарранинг йўналишига перпендикуляр йўналгандир, шунинг учун Лоренц кучи зарра устида иш бажармайди. Демак, зарядланган заррага ўзгармас магнит майдон орқали таъсир этиб, унинг энергиясини ўзгартириш мумкин эмас.

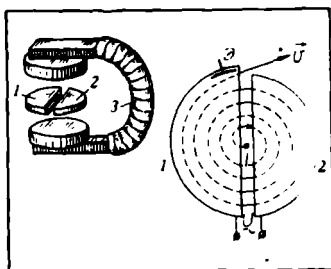
48-§. Циклотрон

Циклотрон зарядланган зарралар (электронлар, протонлар, альфа зарралар ва бошқа зарралар) ҳаракатини катта (ёруғлик тезлигига яқин) тезликларгача тезлатиш учун хизмат қилувчи қурилма. Бундай зарралардан атом ядроларини ўрганиш, радиоактив изотоплар олиш ва шунга ўхшаш мақсадларда фойдаланилади.

Циклотроннинг ишлаш принципини тушуниш учун бир жинсли $\vec{B}$ магнит майдонда q зарядли зарранинг ҳаракатини кўриб чиқамиз. Бу майдоннинг $\vec{B}$ индукция вектори зарранинг бошланғич u тезлигига перпендикуляр равишда йўналган бўлсин (117-расм). Магнит майдон томонидан таъсир этувчи Лоренц кучи зарра тезлигининг модулини ўзгартирмайди, чунки Лоренц кучи бу тезликка перпендикуляр йўналганлигидан иш бажармайди, шунинг учун зарранинг кинетик энергияси ўзгармайди. Лоренц кучининг катталиги зарранинг тезлигига ва магнит майдоннинг индукциясига боғ-



117- расм.



118- расм.

лиқ [(111) формулага қ.]. Бу иккала катталиқ ўзгармас бўлганлиги учун Лоренц кучининг модули ҳам ўзгармайди. Шу сабабли зарра Лоренц кучи таъсирида катталиги жиҳатдан ўзгармас бўлган

$$a_n = \frac{F_L}{m} = \frac{q}{m} v B \quad (112)$$

нормал тезланишга эга бўлади, бунда m — зарранинг массаси. Ўзгармас нормал тезланиш билан бўладиган ҳаракат айлана бўйлаб текис ҳаракатдан иборатдир. У вақтда зарра ҳаракатланаётган айлананинг радиуси

$$a_n = \frac{v^2}{R}$$

формуладан топилади. Бу ифодага тезланишнинг қийматини (112) формуладан келтириб қўйиб, ҳосил бўлган тенгламани R га нисбатан ечсак,

$$R = \frac{m}{q} \cdot \frac{v}{B} \quad (113)$$

ни оламиз. $\frac{q}{m}$ нисбат солиштирма заряд дейилади. Шундай қилиб, $\vec{v}$ вектор $\vec{B}$ векторга перпендикуляр бўлган ҳолда зарядланган зарра айлана бўйлаб ҳаракат қилади. Бундай айлананинг радиуси зарранинг тезлигига ва магнит майдон индукциясига боғлиқ бўлади.

Зарранинг бир марта айланиши учун кетган вақтни топайлик. Бунинг учун $2\pi R$ айлана узунлигини зарранинг v тезлигига бўламиз. Натижада қуйидагини оламиз:

$$T = 2\pi \frac{m}{qB} \quad (114)$$

Зарранинг айлана бўйлаб айланиш даври унинг тезлигига боғлиқ бўлмай, фақат зарранинг солиштирма заряди ва майдоннинг магнит индукцияси орқали аниқланар экан. Бу ҳол зарядли зарраларни бир қанча цикл давомида унча катта бўлмаган электр майдон

билан тезлаштирадиган қурилма — **ц и к л о т р о н** ясашга имкон беради. Циклотроннинг принципиал схемаси 118-а расмда тасвирланган. Бу қурилманинг асосини **д у а н т л а р** деб аталувчи, ярим доира шаклига эга бўлган иккита—1 ва 2 металл қутича кўринишидаги электрод ташкил этади. Дуантлар ҳавоси сўриб олинган камера ичига ўрнатилган катта электромагнит қутблари орасига жойлашган бўлади. Электромагнит ҳосил қилган майдон бир жинсли ва дуантлар текислигига перпендикулярдир. Камеранинг марказида дуантлар орасида зарядли зарралар манбаи ўрнатилган бўлади. Дуантларга юқори частотали ўзгарувчан кучланиш берилади ва бу кучланиш дуантлар орасидаги бўшлиқда худди шундай частотали ўзгарувчан электр майдонни вужудга келтириб, зарраларни тезлаштиради. Тезлаштирилган зарраларнинг ишораси мусбат бўлса, улар манфий потенциалли дуантнинг ичига учиб киради, бу жойда электр майдон деярли йўқ (чунки дуант-металл қутичанинг сирти эквипотенциал сирт бўлиб, электр майдон фақат дуантлар орасидаги бўшлиқда бўлади). Зарядли зарралар магнит майдон таъсирида айлана бўйлаб ҳаракатланиб, ярим айланани босиб ўтгандан кейин яна дуантлар орасидаги бўшлиқда киради. Дуантлар орасидаги кучланишнинг ўзгариш частотаси шундай таънадаки, зарра ярим айланани ўтиб, дуантлар орасидаги бўшлиққа келган вақтда улар орасидаги потенциаллар фарқи ишорасини ўзгартиради. Бунда зарра янгидан тезлатилган бўлади ва биринчи дуантда ҳаракатланганига қараганда каттароқ энергия билан иккинчи дуантнинг ичига учиб киради. Катта тезликка эга бўлган зарра иккинчи дуантда катта радиусли айлана бўйлаб ҳаракатланади, бироқ унинг ярим айланани ўтиш вақти аслича қолаверади [(114) формулага қ.]. Зарра дуантлар орасига кирган вақтда улар орасидаги кучланиш ўз ишорасини яна ўзгартиради.

Шундай қилиб, агар кучланишнинг ўзгариш частотасини зарранинг (114) формула билан аниқладиган айланиш даврига мослаштирилса, у ҳолда зарра ҳар гал дуантлар орасидан ўтганда qU га тенг бўлган қўшимча энергия порциясини олиб, спиралга яқин эгри чизиқ бўйлаб ҳаракатланади (U — генератор ишлаб чиқарган кучланиш). Натижада зарра дуантларнинг четига жуда катта тезликда етиб келади ва ундан Э оғдирувчи электрод таъсирида жуда катта кинетик энергия билан чиқади. Масалан, протон циклотронда 25 МэВ энергиягача тезлатилиши мумкин.

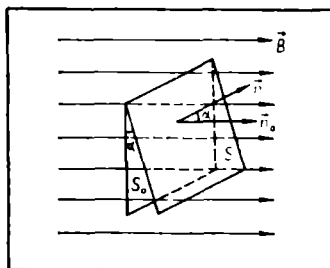
49-§. Магнит индукция оқими.

Бир жинсли майдонда магнит куч чизиқлари ўзаро параллел бўлади ва магнит майдон индукция вектори катталики ва йўналиши жиҳатидан майдоннинг ҳамма нуқталарида бир хил бўлади. Магнит куч чизиқлари ёрдамида магнит индукция векторининг катталигини ҳам аниқлаш мумкин. Бунинг учун магнит **и н д у к ц и я о қ и м и** деб аталадиган янги физик катталики киритилади. *Индукция чизиқларига перпендикуляр жойлашган ихтиёрий S_0 юз орқали*

ўтаётган $\vec{B}$ магнит индукция чизиқларининг сони билан ўлчанадиган катталик магнит индукция оқими деб аталади (119-расм) ва Φ ҳарфи билан белгиланади. Демак, таърифга биноан:

$$\Phi = BS_0. \quad (115)$$

Агар индукция чизиқлари S сиртга перпендикуляр бўлмаса, у ҳолда шаклдан $S_0 = S \cos \alpha$ га эга бўлиб, S сиртдан ўтаётган магнит индукция оқими



119-расм.

$$\Phi = BS \cos \alpha \quad (116)$$

га тенг бўлади, бунда α — индукция вектор чизиги билан S сиртга ўтказилган нормал орасидаги бурчак. Магнит индукция оқими скаляр катталик бўлиб, ҳосил қилинган бурчакнинг қийматиға боғлиқ ҳолда мусбат ва манфий қийматлар олади. (116) формула фақат бир жинсли магнит майдон индукция оқимини ҳисоблашда ишлатилади. Бир жинсли бўлмаган майдонда сиртнинг турли нуқталарида индукция векторининг катталиги турлича бўлади ва бу ҳолда (116) формулани тадбиқ этиб бўлмайди.

СИ системада магнит индукция оқими бирлиги қилиб магнит индукция вектори бир тесла бўлган бир жинсли магнит майдонда индукция вектор чизиқларига перпендикуляр жойлашган 1 м^2 юздан ўтадиган магнит индукция оқими қабул қилинган. Бу birlik немис физиги Вебер шарафига вебер (Вб) деб аталади. Шундай қилиб (115) формулага биноан:

$$1 \text{ Вб} = 1 \text{ Тл} \cdot 1 \text{ м}^2 = 1 \text{ Тл} \cdot \text{м}^2.$$

Магнит индукция векторини $B = \frac{\Phi}{S}$ формула билан ифодалаб, индукция бирлигининг бошқа кўринишини аниқлаш мумкин:

$$1 \text{ Тл} = \frac{1 \text{ Вб}}{1 \text{ м}^2} = 1 \frac{\text{Вб}}{\text{м}^2}.$$

Агар магнит индукция чизиқларига нисбатан перпендикуляр жойлашган 1 м^2 юздан ўтаётган магнит оқими 1 вебер бўлса, у ҳолда магнит индукция вектори 1 теслага тенг бўлади.

Таърирлаш учун саволлар

1. Магнит майдондаги токни ўтказгичга таъсир этувчи кучнинг катталиги қандай аниқланади? Чап қўл қондаси нима?
2. Токли рамкага бир жинсли магнит майдон қандай таъсир кўрсатади?
3. Рамканинг магнит моменти деб нимага айтилади?
4. Магнитоэлектрик асбобларининг ишлаши қандай ҳодисага асосланган?
5. Параллел тоқлар ўзаро қандай таъсирлашади ва у таъсир кучи қандай аниқланади?

6. Ток кучининг бирлиги амперга таъриф беринг.
7. Лоренц кучи деб нимага айтилади ва қандай аниқланади?
8. Циклотрон қандай қурилма? Унинг тузилишини ва ишлаш принципини тушунтиринг.
9. Магнит индукция оқими деб нимага айтилади? У қандай бирлиҳда ўлчавади?

МАСАЛА ЕЧИШ НАМУНАЛАРИ

1-масала. Қўндаланг кесими 1 мм^2 бўлган мис симдан квадрат шаклида контур ясаиб, унинг диагонали 110 В кучланишли ўзгармас ток манбаига уланган (120-расм). Контур текислиги индукцияси $17 \cdot 10^{-4} \text{ Тл}$ бўлган бир жинсли магнит майдон куч чизиқларига нисбатан параллел жойлашган. Контурга таъсир этувчи кучнинг катталиги ва йўналиши аниқлансин.

Берилган: $S = 1 \text{ мм}^2 = 10^{-6} \text{ м}^2$; $U = 110 \text{ В}$; $B = 17 \cdot 10^{-4} \text{ Тл}$;
 $\rho = 1,7 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}$.

$F = ?$

Ечилиши. Токли контурга магнит майдон томонидан кўрсатиладиган таъсир кучи унинг ҳар бир қисмларига таъсир этаётган кучларнинг йиғиндисига тенг бўлади. Контурнинг AC ва DE қисмлари магнит майдон йўналиши бўйича жойлашган, шунинг учун бу қисмларга магнит майдон томонидан куч таъсир этмайди. Контурнинг CD ва AE қисмларига таъсир этувчи кучлар эса ўзаро тенг ва Ампер қонунига мувофиқ

$$F_1 = F_{CD} = F_{AE} = BI_1 l$$

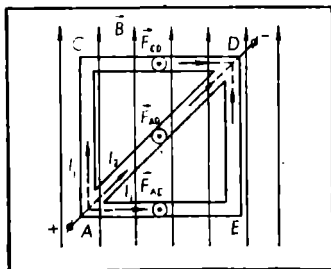
га тенг бўлади, бунда $\sin \alpha = \sin 90^\circ = 1$, I_1 — қисмлардаги ток кучи, l — қисмнинг узунлиги. Контурнинг бу қисмларидан ўтаётган ток кучини занжирнинг бир қисмига оид Ом қонунидан фойдаланиб топамиз.

$$I_1 = \frac{U}{R_1} = \frac{US}{2\rho l},$$

бунда $R_1 = \rho \frac{2l}{S}$ — контурнинг ACD ёки AED қисмининг қаршилиги. Демак,

$$F_1 = \frac{BUS}{2\rho}$$

бўлади. Энди контурнинг AD диагоналига таъсир этаётган кучни топамиз. Диагоналнинг узунлиги $\sqrt{l^2 + l^2} = l\sqrt{2}$ га тенг ва ток йўналиши билан $\vec{B}$ вектор орасидаги бурчак $\alpha = 45^\circ$ ни ташкил этади, шунинг учун бу қисмга таъсир этаётган куч қуйидагига тенг бўлади:



120-расм.

$$F_2 = \sqrt{2} B I_2 l \sin 45^\circ,$$

бунда I_2 — диагоналдан ўтаётган ток кучи, унинг қиймати Ом қонунига мувофиқ қуйидаги ифодадан аниқланади:

$$I_2 = \frac{U}{R_2} = \frac{US}{\sqrt{2} \rho l},$$

бунда R_2 — контурнинг AD қисмининг қаршилиги. Демак, AD қисмга таъсир этувчи куч:

$$F_2 = \sqrt{2} B \cdot \frac{US}{\sqrt{2} \rho l} l \sin 45^\circ = \frac{BUS}{\rho} \sin 45^\circ.$$

Шаклдан кўриниб турибдики, контурнинг CD , AD ва AE қисмларига таъсир этаётган куч шу қисмларнинг ўртасига қўйилган ва чизма текислигидан китобхонга томон йўналган. Шунинг учун контурга таъсир этувчи натижавий куч ҳам чизма текислигидан китобхонга томон йўналган бўлиб, унинг катталиги

$$\vec{F}_A = 2\vec{F}_1 + \vec{F}_2 \text{ ёки } F_A = 2F_1 + F_2$$

йиғинди билан аниқланади. Бу йиғиндига F_1 ва F_2 кучларнинг ифодасини келтириб қўйсак, қуйидагига эга бўламиз:

$$F_A = \frac{BUS}{\rho} (1 + \sin 45^\circ).$$

Ҳисоблаш:

$$F_A = \frac{17 \cdot 10^{-6} \cdot 110 \cdot 10^{-6} \cdot 1 \text{ Тл} \cdot \text{В} \cdot \text{м}^2}{1,7 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}} (1 + 0,707) = 18,7 \text{ Н}.$$

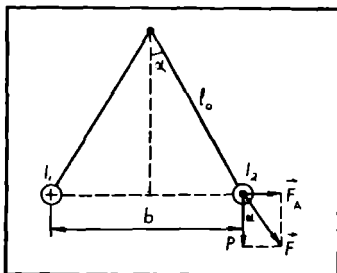
2-масала. Ўзаро параллел бўлган иккита узун ўтказгич шу ўтказгичларга параллел жойлашган умумий ўққа иплар орқали осилган. Ипнинг узунлиги 4 см. Ўтказгичларнинг ҳар бир метр узунлигининг массаси 50 г. Ўтказгичлардан қарама-қарши йўналишда бир хил ток ўтганда иплар билан ўқ орқали ўтувчи вертикал орасидаги бурчак 30° га тенг бўлса, ток кучи қанча бўлади?

Берилган: $l_0 = 4 \text{ см} = 4 \cdot 10^{-2} \text{ м}$; $\frac{m}{l} = 50 \frac{\text{г}}{\text{м}} = 5 \cdot 10^{-2} \frac{\text{кг}}{\text{м}}$; $\alpha = 30^\circ$;

$$I_1 = I_2 = I.$$

$l = ?$

Ечилиши. Масаланинг шартига биноан чизмасини чизамиз (121-расм). Фараз қилайлик, I_1 ток чизма текислигига перпендикуляр йўналишда китобхонга томон, I_2 ток эса китобхондан чизма текислигига перпендикуляр оқаётган бўлсин. Ўтказгичлардаги токларнинг йўналиши қарама-қарши бўлгани учун улар бир-биридан итарилади. Ўтказгичга таъсир этувчи Ампер кучи



121-расм.

$$F_A = \mu_0 \frac{I_1 \cdot I_2 l}{2\pi d} \Rightarrow \mu_0 \frac{I^2 l}{2\pi b}$$

га тенг бўлади, бунда l — ўтказгичнинг узунлиги, b — ўтказгичлар орасидаги масофа. Шаклдан

$$b = 2l_0 \sin \alpha \text{ ва } F_A P \cdot \lg \alpha,$$

бунда P — ўтказгичнинг оғирлик кучи. Демак,

$$P \lg \alpha = \mu_0 \frac{I^2 l}{2\pi b} \text{ ёки } mg \lg \alpha = \mu_0 \frac{I^2 l}{4\pi l_0 \sin \alpha}.$$

Бундан

$$I = \sqrt{\frac{4\pi g l_0 \sin \alpha \cdot \lg \alpha}{\mu_0} \cdot \frac{m}{l}}.$$

Ҳисоблаш:

$$I = \sqrt{\frac{4 \cdot 3,14 \cdot 10^{-7} \frac{\text{М}}{\text{с}^2} \cdot 4 \cdot 10^{-2} \text{м} \cdot 0,5 \cdot 0,5772}{4 \cdot 3,14 \cdot 10^{-7} \text{Н/А}^2} \cdot 5 \cdot 10^{-3} \frac{\text{кг}}{\text{м}}} = 238 \text{ А}.$$

3-масала. 1000 В тезлаштирувчи потенциаллар фарқини ўтган электрон бир жинсли магнит майдонга индукция куч чизиқларига перпендикуляр йўналишда учиб киради. Агар магнит индукция вектори 10^{-3} Тл га тенг бўлса, электрон ҳаракатланаётган айланининг радиуси қандай бўлади?

Берилган: $U = 1000 \text{ В}; B = 10^{-3} \text{ Тл}; e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл};$
 $m = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}.$

R — ?

Ечилиши. Магнит майдон ҳаракатланаётган зарядли заррага Лоренц кучи билан таъсир этади. Агар электроннинг ҳаракат йўналиши индукция чизиқларига тик бўлса, унга таъсир этаётган Лоренц кучи

$$F_L = evB$$

бўлади, v — электроннинг тезлиги. Бу куч таъсирида электрон магнит майдонида айлана бўйлаб ҳаракат қилади, бинобарин, бу куч марказга интилма кучга тенг бўлади. Шунинг учун

$$evB = \frac{mv^2}{R}$$

деб ёзиш мумкин, бунда m — электроннинг массаси, R — айланининг радиуси. Бу тенгламадан R ни топамиз:

$$R = \frac{mv}{eB}.$$

Энергиянинг сақланиш қонунига асосан, тезлаштирувчи майдоннинг электронни кўчиришда бажарган иши унинг кинетик энергиясига тенглигидан фойдаланиб, электроннинг v тезлигини топамиз:

$$eU = \frac{mv^2}{2}, \text{ бундан } v = \sqrt{\frac{2eU}{m}}.$$

Бунн эътиборга олиб, айлананинг радиуси учун қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$R = \frac{m}{eB} \sqrt{\frac{2eU}{m}} = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{2mU}{e}}.$$

Ҳисоблаш:

$$R = \frac{1}{10^{-3} \text{ Тл}} \sqrt{\frac{2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг} \cdot 10^3 \text{ В}}{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}}} = \frac{1}{10} \sqrt{\frac{9,1}{8}} \text{ м} \cong 0,1 \text{ м}.$$

4-масала. Ҷрамининг кўндаланг кесим юзи 200 см^2 , узунлиги 40 см бўлган ғалтакда 4000 та ўрам бор. Агар ғалтакдаги токнинг кучи $0,5 \text{ А}$ бўлса, магнит оқими қандай бўлади?

Берилган: $S = 200 \text{ см}^2 = 2 \cdot 10^{-2} \text{ м}^2$; $l = 40 \text{ см} = 0,4 \text{ м}$; $N = 4000$; $I = 0,5 \text{ А}$.

Ф — ?

Ечилиши. Магнит индукция оқими формуласини ёзамиз: $\Phi = BS \cos \alpha$. Магнит индукция чизиқлари ўрам текислигига перпендикуляр бўлгани учун $\alpha = 0^\circ$ ва $\cos 0^\circ = 1$. Токли ғалтакнинг магнит индукция векторининг катталиги $B = \mu_0 \frac{IN}{l}$ формула билан аниқланади. Магнит индукциянинг бу қийматини магнит оқими формуласига келтириб қўямиз:

$$\Phi = \mu_0 \frac{INS}{l}.$$

Ҳисоблаш:

$$\Phi = 4 \cdot 3,14 \cdot 10^{-7} \frac{\text{Н}}{\text{А}^2} \frac{0,5 \cdot 4000 \cdot 2 \cdot 10^{-2} \text{ м}^2}{0,4 \text{ м}} = 1,26 \cdot 10^{-4} \text{ Вб}.$$

Мустақил ечиш учун масалалар.

81. Индукцияси $2 \cdot 10^{-2} \text{ Тл}$ бўлган магнит майдонга перпендикуляр йўналишда $0,5 \text{ м}$ узунликдаги токли ўтказгич жойлаштирилган. Агар магнит майдон токли ўтказгичга $0,15 \text{ Н}$ куч билан таъсир этаётган бўлса, ундан оқаётган ток кучини топинг.

82. Икки симли узатиш линиясидан 5 А ток ўтади. Симлар орасидаги масофа 40 см бўлса, ҳар бир симнинг узунлик бирдигига таъсир этаётган кучни топинг.

83. Электромагнит қутблари орасида индукцияси 1 Тл бўлган бир жинсли магнит майдон ҳосил бўлади. Магнит куч чизиқларига тик ўрнатилган 70 см узунликдаги симдан 70 А ток ўтади. Симга таъсир қилувчи куч топилсин.

84. Бир жинсли магнит майдонга жойлаштирилган $0,4 \text{ м}$ узунликдаги тўғри токли ўтказгичга $9 \cdot 10^{-3} \text{ Н}$ куч таъсир қилади. Агар ўтказгичдаги ток 10 А , майдон индукцияси $7,6 \cdot 10^{-2} \text{ Тл}$ бўлса, ток ва магнит майдон индукция вектори йўналиши орасидаги бурчакни аниқланг.

85. Индукцияси $0,1 \text{ Тл}$ бўлган магнит майдонда 30 см радиусли айлана ёйи бўйича ҳаракатланаётган электроннинг кинетик энергияси топилсин.

86. Зарядли зарра 10^8 м/с тезлик билан магнит майдонда айлана бўйлаб ҳаракатланади. Магнит майдоннинг индукцияси 0,3 Тл айлананинг радиуси 4 см. Зарранинг кинетик энергияси 12 кэВ га тенг бўлиши учун унинг заряди қандай бўлиши керак?

87. Вакуумда бир жинсли магнит майдон йўналиши билан рамкатекислиги 60° бурчак остида жойлашган бўлиб, унинг юзидан 0,001 Вб га тенг магнит оқими ўтади. Рамканинг юзи 200 см². Магнит майдон индукцияси топилин.

88. Магнит индукция чизиқларига перпендикуляр равишда электрон бир жинсли магнит майдонига учиб киради. Электроннинг тезлиги $4 \cdot 10^7$ м/с. Магнит майдон индукцияси 10^{-3} Тл. Электроннинг марказга интилма тезланишини топинг.

89. 300 В потенциаллар фарқи билан тезлаштирилган электрон тўғри ўтказгичдан 4 мм нарида ўтказгичга параллел равишда ҳаракатланади. Агар ўтказгичдаги ток кучи 5 А га тенг бўлса, электронга қандай куч таъсир қилади?

90. Магнит индукцияси 1 тесла бўлган циклотронда протонлар 6 МэВ энергияга эга бўлиши учун улар қандай радиусли орбита бўйича ҳаракатланиши керак?

IV боб. ЭЛЕКТРОМАГНИТ ИНДУКЦИЯ.

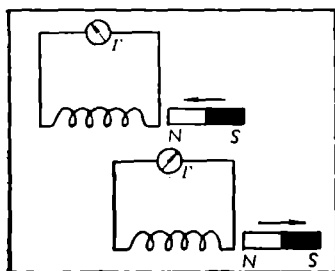
50-§. Электромагнит индукция ҳодисаси.

Даниялик олим Эрстед 1820 йилда токнинг магнит таъсирини аниқлагандан сўнг инглиз физиги Фарадей бу кашфиёт билан танишгач, шундай хулосага келади: модомики, берк ўтказгич бўйлаб оқаётган ток магнитни ҳаракатга келтирар экан, магнитнинг ҳаракатланиши ҳам берк ўтказгичда ток ҳосил қилиши керак. Бу хулосанинг тўғрилигини Фарадей 1831 йилда кўп тажрибалар асосида тасдиқлайди. У магнит майдонда берк контур илгариланма ҳаракат қилганда ёки бурилганда, шунингдек, қўзғалмас контур маълум вақт давомида ўзгарувчан магнит майдонда турганида контурларда ток ҳосил бўлишини аниқлади.

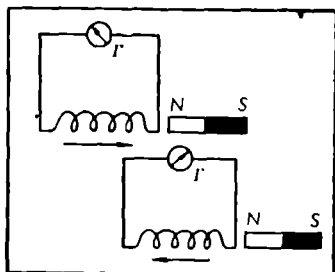
Магнит майдоннинг ўзгариши туфайли берк контурда ҳосил бўладиган ток **индукцион ток**, ҳодисанинг ўзи эса **электромагнит индукция** деб аталади. Индукцион токни ҳосил қилувчи электр юритувчи куч **индукцион электр юритувчи куч** (ИЭЮК) деб юритилади.

Фарадейнинг индукцион ток ҳосил бўлишининг шартларини аниқлашга доир тажрибаларини кўриб чиқамиз.

1. Агар магнит контур ичига киритилса ёки контурдан чиқарилса, берк контурда ток индукцияланади; магнит ғалтакка яқинлаштирилганда гальванометр стрелкаси бир томонга оғади (ғалтак ичидаги магнит оқими орта боради), магнитни ғалтакдан узоқлаштирилганда эса (магнит оқими камайиб боради) стрелка бошқа томонга оғади, яъни магнит индукция оқимининг ортиши ёки камайиши билан индукцион токнинг йўналиши ўзгаради (122-расм.)



122- расм.



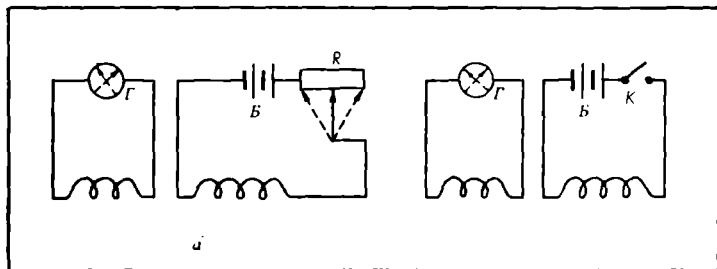
123- расм.

Демак, магнит индукция оқимининг ўзгариши натижасида индукцион ток ҳосил бўлар экан.

Магнит қанча кучли, унинг ҳаракати қанча тез ва ғалтакдаги сим ўрамлари сони қанча кўп бўлса, индукцион ток кучи ҳам шунча катта бўлади. Агар магнитни берк ғалтак яқинига ёки ҳатто ғалтак ичига жойлаштирсак, магнит қўзғалмаганда индукцион ток ҳосил бўлмайди. Бундан берк контурда индукцион ток ҳосил қилиш учун биргина магнит майдоннинг бўлиши етарли бўлмай, балки магнит ҳаракатланиши, яъни магнит майдон ўзгариши керак, деган хулоса келиб чиқади.

2. Учлари гальванометрга уланган ғалтакни қўзғалмас магнитга яқинлаштирганимизда ёки ундан узоқлаштирганимизда ҳам ғалтакда индукцион ток ҳосил бўлади (123- расм). Бу ҳолда ҳам ғалтакни кесиб ўтаётган магнит индукция оқими ўзгаради, чунки ғалтак магнитнинг қутбига яқинлашганда ғалтакни кесиб ўтувчи магнит индукция куч чизиқлари ортади, ғалтак узоқлашганда унинг контурини кесиб ўтувчи индукция чизиқлари камаяди.

3. Икки ғалтакни ёнма-ён қўйиб, биринчи ғалтакнинг учларини гальванометрга, иккинчи ғалтакнинг учларини ток манбаига улайлик. Иккинчи ғалтакдаги ток кучини реостат билан ўзгартириб (124- а расм) ёки калит ёрдамида занжирга улаб-узиб турилса (124- б расм), биринчи ғалтакда индукцион ток ҳосил бўлганини



124- расм.

кўриш мумкин. Бу иккала ҳолда ҳам биринчи ғалтакни кесиб ўтувчи магнит индукция оқими ўзгаради, чунки иккинчи ғалтак занжирида ток ўзгаради.

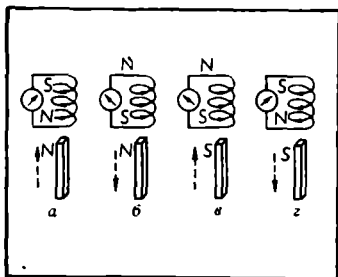
Шунга ўхшаш тажрибалар ёрдамида Фарадей электромагнит индукция қонунини кашф қилди. Бу қонун қуйидагича таърифланади: *индукцион ток берк контурда фақат ўтказгич контури орқали ўтаётган магнит индукция оқими ўзгаргандагина ҳосил бўлади, яъни магнит оқим ўзгариб турган вақт давомидагина мавжуд бўлади.*

51-§. Индукцион токнинг йўналиши. Индукцион ЭЮК нинг катталиги

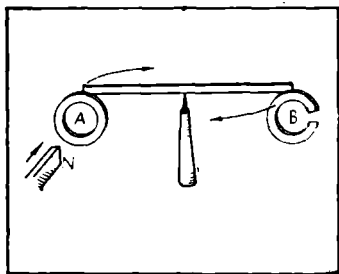
Магнитни берк ғалтакка яқинлаштириш ёки ундан узоқлаштириш билан ғалтакда индукцион ток ҳосил қилиб ва ғалтак занжиридаги гальванометр стрелкаси ёрдамида бу токнинг йўналишини аниқлаб, сўнгра парма қондасини магнит майдон йўналишини аниқлашга татбиқ этиш орқали ғалтакнинг магнит қутбларини аниқлаш мумкин.

Шу мақсадда 1833—1834 йилларда рус олими Э. Х. Ленц кўп тажрибалар ўтказган. У тажрибалар асосида магнит қутбини ғалтакка яқинлаштирганда ғалтакнинг магнитга яқин учида шу қутб билан бир хил қутб ҳосил бўлишини (125- а, в расмлар), магнитнинг қутбини ғалтакдан узоқлаштирганда эса ғалтакнинг магнитга яқин учида бошқа исмли (қарама-қарши) қутб ҳосил бўлишини аниқлади (125- б, г расмлар). Бундан индукцион токнинг магнит майдони магнитнинг ҳаракатига қаршилиқ қилиши кўринади.

Тажрибалар натижаларини умумлаштириб Ленц индукцион ток йўналишини аниқлаш қонунини топди. Бу қонун унинг шарафига *Ленц қонун*и деб аталиб, қуйидагича таърифланади: *ҳар доим индукцион токнинг магнит майдони токнинг ўзини юзага келтирган магнит индукция оқимининг ўзгаришига қарши таъсир кўрсатади.* 126- расмда Ленц қонунини тасдиқловчи тажрибани намойиш қиладиган асбоб кўрсатилган. Вертикал ўқ атрофида эркин айлана оладиган қилиб ўрнатилган стерженнинг бир учига яхлит,

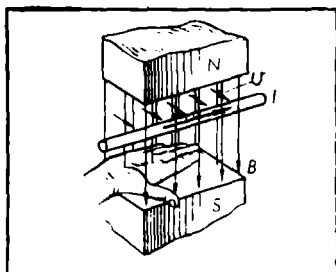


125- расм.



126- расм.

иккинчи учига учлари туташмаган алюминий ҳалқа ўрнатилган. Яхлит ҳалқага магнит яқинлаштирилганда ёки узоқлаштирилганда ҳалқадаги эркин электронлар ташқи магнит майдон таъсирида тартибли ҳаракатга келиб, берк контурдан ўтаётган ток каби индукцион ток ҳосил қилади. Бу токнинг магнит майдони уни ҳосил қилаётган магнитнинг майдонига қарши таъсир кўрсатади ва натижада система ҳаракатга келади.



127- расм.

Магнитнинг учлари туташмаган ҳалқага яқинлаштирилганда эса система ҳаракатланмайди, чунки ҳалқадаги эркин электронлар ҳаракатда бўлгани билан, очиқ контурдан ток ўтмагани каби, ток ҳосил бўлмайди.

Ўтказгичда ҳосил бўлган индукцион токнинг йўналиши $\vec{j} \perp \vec{B}$ қўл қонидасидан фойдаланиб аниқланади. Агар $\vec{j}$ нг қўлимизни магнит майдонда магнит индукция вектори кафтимишга кирадиган қилиб, 90° га керишган бош бармоғимизни эса ўтказгичнинг ҳаракат йўналишини кўрсатадиган қилиб тутсак, у ҳолда ёзилган тўртта бармоғимиз индукцион токнинг йўналишини кўрсатади (127- расм).

Индукцион ток фақат берк ўтказгичдагина бўлиши ва ўтказгичнинг қаршилигига қараб катта ёки кичик бўлиши мумкин. Индукцион ЭЮК берк бўлмаган ўтказгичда ҳам юзага келади, бунда унинг қиймати ўтказгичнинг қаршилигига боғлиқ бўлмайди. Шунинг учун электромагнит индукция ҳодисасини ўрганишда индукцион ЭЮК катта аҳамиятга эга бўлиб, қуйидагича таърифланади: *ўтказгич контуридан ўтаётган магнит индукция оқимининг ҳар қандай ўзгаришида бу контурда индукцион ЭЮК вужудга келади.*

Агар жуда кичик Δt вақт ичида магнит индукция оқими $\Delta \Phi$ миқдорига ўзгарса, у ҳолда магнит индукция оқимининг ўзгариш тезлиги $\Delta \Phi / \Delta t$ га тенг бўлади. Электромагнит индукция қонунига асосан индукцион ЭЮК нинг катталиги $\Delta \Phi / \Delta t$ га пропорционалдир:

$$\mathcal{E}_i = -k \frac{\Delta \Phi}{\Delta t} \quad (117)$$

Бу формулада k — пропорционаллик коэффициенти бўлиб, унинг сон қиймати (117) тенгликка кирган барча катталикларнинг қандай бирликларда ўлчанишига боғлиқ. Формуладаги минус ишораси ўтказгич контуридан ўтаётган магнит оқими ортганда ($\frac{\Delta \Phi}{\Delta t} > 0$) индукцион ЭЮК манфий бўлишини кўрсатади, яъни у магнит оқимига қаршилиқ кўрсатадиган индукцион ток ҳосил қилади. Магнит

оқими камайганда ($\frac{\Delta\Phi}{\Delta t} < 0$) ЭЮК мусбат бўлади ва индукцион ток камайиб бораётган магнит оқимини сақлаб туришга ҳаракат қилади.

СИ системада $\mathcal{E}$, вольт билан, $\Delta\Phi$ вебер билан, Δt секунд билан ифодаланади ва пропорционаллик коэффиценти $k = 1$ бўлади, у ҳолда (117) формулага мувофиқ

$$IB = \frac{1B6}{1c}$$

га эга бўламиз.

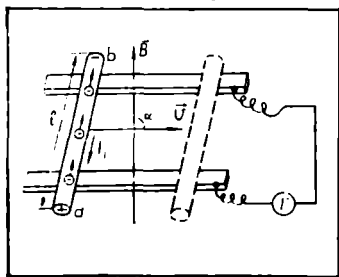
Бундан магнит индукция оқимининг бирлиги веберни қуйидагича таърифлаш мумкин: *агар берк контур билан чегараланган юз орқали ўтадиган магнит индукция оқими бир секунд ичида 0 гача бир текис камайганда контурда бир вольт индукция ЭЮК пайдо бўлса, бу магнит индукция оқими бир веберга тенг бўлади:*

$$1B6 = 1B \cdot 1c = 1B \cdot c.$$

52-§. Магнит майдонда очиқ ўтказгич ҳаракатланганида индукцион ЭЮК нинг вужудга келиши.

Агар ҳаракатсиз ўтказгич ўзгармас магнит майдонда турган бўлса, ўтказгичнинг ҳар бир электронига Лоренц кучи таъсир этади. Бу кучнинг йўналиши ташқи майдоннинг йўналишига ҳамда электроннинг ҳаракат йўналишига боғлиқ бўлади. Металлдаги эркин электронларнинг тартибсиз ҳаракат қилиши туфайли магнит майдон таъсирида ўтказгичдаги зарядлар ҳаракатининг ўзгариши турлича бўлади ва тинч ҳолатдаги ўтказгичда ҳеч қандай индукцион ЭЮК ҳосил бўлмайди.

Энди очиқ ўтказгич бир жинсли магнит майдонда унинг куч чизиқларига нисбатан бирор бурчак остида ҳаракатланганида бўладиган ҳодиса билан танишиб чиқамиз. Бунинг учун магнит майдонда ўзаро параллел жойлашган иккита металл рельс устига тўғри ab ўтказгични ўрнатамиз. Сўнгра ўтказгични $\vec{v}$ ўзгармас тезлик билан ҳаракатга келтирамиз (128-расм). Магнит индукция чизиқлари билан ўтказгичнинг ҳаракат йўналиши орасидаги бурчак α га тенг бўлсин. Ўтказгич билан барча унда мавжуд бўлган эркин электронлар ҳам ўша йўналишда ҳаракатга келади. Бунда пайдо бўладиган ва электронларга таъсир этадиган магнит майдон кучларининг — Лоренц кучининг ҳаммаси бир томонга йўналган бўлиб, ўтказгич ичида эркин электронларни ўтказгич бўйлаб бир томонга силжитади. Натижада ўтказгичнинг a учи мусбат,



128-расм.

b учи манфий зарядланади ва улар орасида индукцион ЭЮК вужудга келади. Агар ab ўтказгичнинг учлари гальванометр орқали сим билан туташтирилса, гальванометр индукцион ток ҳосил бўлганини кўрсатади. Бу ерда индукция ЭЮК ни вужудга келтирувчи ташқи кучлар — ўтказгичнинг эркин электронларига таъсир этувчи магнит кучларидир.

Магнит майдонда ҳаракатланаётган ўтказгичда ҳосил бўлган индукцион ЭЮК ни ҳисоблайлик. Ҳаракатланаётган зарядли заррага магнит майдон томонидан таъсир этадиган Лоренц кучи (111) формулага мувофиқ қуйидагига тенг:

$$F_L = qUB \sin \alpha.$$

Бу куч a b ўтказгич бўйлаб йўналган. Лоренц кучининг l йўлда бажарган иши $A = F_L l = qUBl \sin \alpha$ бўлади. ab ўтказгичдаги индукция ЭЮК бирлик мусбат зарядни кўчиришда бажарилган ишдан иборат эканлигидан қуйидагини ёзамиз:

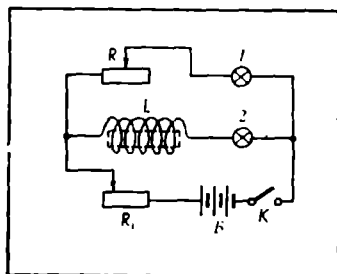
$$\mathcal{E}_i = \frac{A}{q} = UBl \sin \alpha. \quad (118)$$

Бу формула бир жинсли магнит майдонда U тезлик билан ҳаракатланувчи ва узунлиги l бўлган ҳар қандай ўтказгич учун тўғри бўлади.

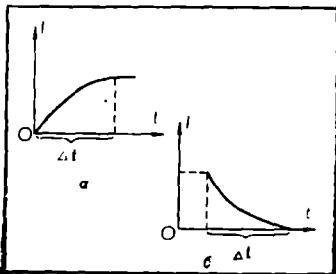
53-§. Ўзиндукция ҳодисаси. Индуктивлик.

Олинган контурда оқаётган электр токи шу контурни кесиб ўтувчи магнит индукция оқимини вужудга келтиради. Бу контурдаги ток кучи ўзгарса, магнит оқими ҳам ўзгариб, контурдаги токнинг ўзгаришига қарама-қарши йўналишга эга бўлган индукцион токни ҳосил қилувчи ЭЮК ни индукциялайди. Шунинг учун бу ҳодиса ўз индукция ҳодисаси дейилади.

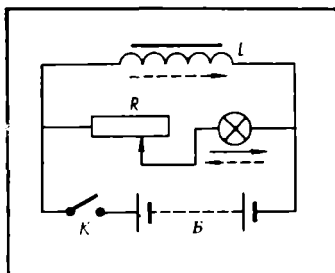
Ўзиндукция ҳодисаси билан тажрибада танишиб чиқиш учун ўзгармас ток манбаи ва иккита параллел тармоқдан иборат занжир тузамиз (129-расм). Тармоқлардан бирига 1 чўғланма лампа ва унга кетма-кет қилиб R реостат, иккинчи тармоққа шундай 2 лам-



129-расм.



130-расм.



131- рasm.

па ваъунга кетма-кет қилиб темир ўзаги бўлган L ғалтак (электромагнит) улайлик. R реостат ёрдамида иккала тармоқнинг ҳам қаршилигини бирдай қилиб оламиз. K қалит уланганда 1 лампа занжир уланган ҳамоно ёнади, 2 лампа эса бирмунча кечикиб ёнади. Бу тажрибада рўй берган ҳодисаларнинг сабаби электромагнит индукция эканлигини кўрсатиш мумкин.

Занжирни улаганда ғалтакдаги электр токи маълум бир I қийматга бирдан эмас, балки бирор Δt вақт ўтгандан кейин аста-секин эришади (130- а рasm). Ток кучи билан бир вақтда магнит индукция оқими ҳам ортиб боради, натижада ғалтакда ЭЮК индукцияланиб индукцион ток ҳосил бўлади. Ленц қонунига мувофиқ магнит оқими ортаётган вақтда индукцион ток занжирдаги токнинг ортишига қарши таъсир кўрсатади, шунинг учун 2 лампанинг ёниши бир оз кечикади. Занжирдаги ток маълум қийматга эришганда магнит оқимининг ўзгариши тўхтади ва ўзиндукция ЭЮК ҳамда индукцион ток нолга тенг бўлади.

Энди ғалтакка параллел равишда битта лампа ва унга кетма-кет қилиб R реостат улаймиз (131- рasm). Занжирни узганимизда ўчиш олдидан лампанинг равшан ёнишини кўрамиз, бунга ҳам электромагнит индукция ҳодисаси сабабчидир. Занжир узилганда ундаги ток бирданига эмас, балки аста-секин камайиб бориб, бирор Δt вақт ичида йўқолади (130- б рasm). Бу токнинг ўзгариши натижасида ғалтакда ўзиндукция ЭЮК пайдо бўлиши билан индукцион ток ҳосил бўлиб, у дастлабки токни тиклаб туради. Натижада занжирни узиш пайтида лампадан занжирни узишдан олдинги токка қарши йўналган ток ўтади. Бу ток кучи K қалит уланган ҳолда лампа орқали ўтаётган ток кучидан катта бўлади, яъни ўзиндукция ЭЮК элементар батареясининг ЭЮК дан катта бўлиб, лампа ўчиш олдидан равшан ёнади.

Ғалтакда унинг ўз магнит оқими ўзгариши натижасида индукцияланадиган электр юритувчи куч ўз индукция электр юритувчи куч ($\mathcal{E}_{is}$), ток эса ўз индукцион ток (I_{is}) деб аталади. Ўзиндукция ЭЮКнинг қатталиги ғалтакдаги магнит оқимининг ўзгариш тезлигига пропорционал бўлади, магнит индукция оқимининг ўзгариши эса ўз навбатида ғалтакдан ўтаётган токнинг ўзгаришига пропорционал бўлади. Шунинг учун ўзиндукция ЭЮК учун қуйидаги ифодани ёзиш мумкин:

$$\mathcal{E}_{is} = - \frac{\Delta \Phi}{\Delta t} = - L \frac{\Delta I}{\Delta t}, \quad (119)$$

бунда L — ғалтакдаги токнинг ўзгариш тезлиги билан унда ҳосил бўлган ўзиндукция ЭЮК орасидаги боғланишни характерлайдиган

катталиқ бўлиб, бу катталиқ ғалтакнинг индуктивлиги деб аталади. Бу формулага асосан индуктивликни қуйидагича таърифлаш мумкин: *бирлик вақт давомида контурдаги ток кучи бир birlikка ўзгарганда контурда ҳосил бўладиган ўзиндукция ЭЮК га сон жиҳатидан тенг бўлган катталиқ шу контурнинг индуктивлиги* деб аталади.

СИ системада индуктивлик бирлиги қилиб генри (Гн) қабул қилинган. (119) формулага асосан *бир секунд давомида ток кучи бир амперга ўзгарганда контурда бир вольт ўзиндукция ЭЮК индукцияланса, бу контурнинг индуктивлиги бир генрига тенг* бўлади. Демак,

$$1 \text{ Гн} = \frac{1 \text{ В}}{1 \text{ А}} = 1 \frac{\text{В} \cdot \text{с}}{\text{А}}.$$

Индуктивликнинг катталиги ўтказгичнинг ўлчамига, шаклига ҳамда муҳитнинг хоссаларига боғлиқ бўлади.

Мисол тарзида ҳаводаги соленоиднинг индуктивлигини ҳисоблайлик. Шундай l узунликдаги соленоидни оламизки, уни чексиз узун деб ҳисоблаш мумкин бўлсин. Бу соленоид орқали 1 ток ўтганда унинг ичида бир жинсли майдон ҳосил қилади. Бу майдоннинг магнит индукцияси (105) формулага биноан $B = \mu_0 n I$ га тенг.

Ҳар бир ўра n орқали ўтаётган магнит оқими $\Phi_1 = BS$ га, соленоид билан тутинган оқим эса

$$\Phi = N\Phi_1 = n l B S = \mu_0 n^2 l S I \quad (120)$$

га тенг, бу ерда S — соленоиднинг кўндаланг кесим юзи, $N = n l$ — ўрамларнинг тўла сони.

Магнит индукция вектори магнит майдонни ҳосил қилган ток кучига пропорционалликдан, контурдаги ток ва шу токни ҳосил қилиб контур орқали ўтаётган тўла магнит оқимининг ўзаро пропорционал бўлиши келиб чиқади:

$$\Phi = L I, \quad (121)$$

бу ерда L — пропорционаллик коэффициентни контурнинг индуктивлигини ифода-лайди.

Агар (120) ифодани (121) ифода билан таққосласак, соленоиднинг индуктивлиги учун қуйидаги ифодага эга бўламиз:

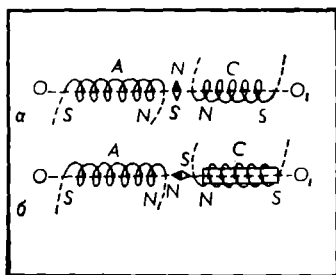
$$L = \mu_0 n^2 l S = \mu_0 n^2 V, \quad (122)$$

бу ерда $V = l S$ соленоиднинг ҳажми.

54-§. Моддаларнинг магнит хоссалари

Шу вақтгача биз ўрганилаётган магнит майдонни вакуумда (ёки амалда ҳавода ҳам худди шунинг ўзи бўлади) мавжуд деб фараз қилиб келдик. Энди магнит майдонга муҳит (модда) қандай таъсир кўрсатишини кўриб чиқайлик.

Икки бир хил A ва C ғалтакларни олиб, уларни бир-биридан бир оз силжитган ҳолда горизонтал OO_1 ўқ бўйича жойлаштирамиз (132-расм). Ғалтаклар орасига вертикал ўқ атрофида ҳаракатлана оладиган қилиб магнит стрелкаси жойлаштирамиз. Бутун қурил-мани магнит стрелкаси ғалтаклар ўқиға нисбатан перпендикуляр жойлашадиган қилиб ўрнатамиз, сўнг иккала ғалтакдан катталиги бир хил, лекин йўналиши қарама-қарши бўлган ток ўтказамиз



132-расм.

(132-а расм). Бу вақтда магнит майдонга жойлаштирилган стрелка ҳаракатга келмайди. Чунки иккала токнинг ҳосил қилган магнит майдони бир хил миқдорда ва қарама-қарши йўналган бўлгани учун ғалтаклар орасидаги ҳажмда магнит индукция нолга тенг бўлади.

Иккала ғалтақдан ўтаётган ток кучини ўзгартирмаган ҳолда улардан бирининг, масалан, С ғалтақнинг ичига темир стержень киритамиз (132-б расм). У ҳолда магнит стрелкаси ўз ҳолатини

ўзгартиради. С ғалтақнинг магнит майдони кучаяди ва ғалтаклар орасидаги натижавий майдон нолдан фарқли бўлади. Бу ҳол темир стерженнинг С ғалтақнинг магнит майдонида магнитланиб қолиши ва ўзининг хусусий магнит майдонини ҳосил қилиши билан тушунтирилади. Бу магнит майдон и ч к и м а й д о н деб аталади. Стержень моддасида натижавий майдоннинг магнит индукцияси $\vec{B}$ ташқи (С ғалтақ) майдон индукцияси $\vec{B}_0$ билан стержень магнитланиши натижасида ҳосил бўлган ички майдон индукцияси $\vec{B}_u$ нинг вектор йиғиндисига тенг бўлади:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_u. \quad (123)$$

Шу ва шунга ўхшаш кўпгина тажрибаларнинг ҳамда назариянинг кўрсатишича, магнит майдонга жойлаштирилган барча моддалар магнит хоссаларига эга бўлади, яъни магнитланади ва шунинг учун дастлабки майдонни маълум даражада ўзгартиради. Магнит майдонга таъсир кўрсатадиган бундай моддалар магнетиклар деб аталади.

Ампер жисмларнинг магнитланишини тушунтириш учун моддаларнинг молекулаларида ёки атомларида а й л а н м а т о к л а р мавжуд, яъни атом ва молекулалар таркибидаги электронларнинг узлуксиз айланма ҳаракати натижасида а й л а н м а т о к ҳосил бўлади, деб қаради. Бу м о л е к у л я р т о к деб аталади. Ҳар бир шундай ток атроф фазода магнит майдон ҳосил қилади. Ташқи майдон таъсири бўлмаганда молекуляр токлар тартибсиз жойлашганлигидан, уларнинг натижавий майдони нолга тенг бўлади. Ҳар бир молекуланинг магнит моменти тартибсиз йўналишда жойлашган бўлгани сабабли, жисмнинг йиғинди магнит моменти ҳам нолга тенг бўлади. Ташқи майдон қўйилганда молекулалар моментларининг маълум бир йўналишда ориентацияланиши кўпроқ бўлади, бунинг натижасида магнетик магнитланиб, унинг йиғинди магнит моменти нолдан фарқли бўлиб қолади. Бу ҳолда ҳар бир молекуляр токнинг магнит майдони бир-бири билан қўшилиб, B_u майдонни ҳосил қилади.

(123) формуладан қуйидаги муносабатни ҳосил қиламиз:

$$\frac{B}{B_0} = 1 + \frac{B_u}{B_0},$$

бун да $\frac{B}{B_0} = \mu$ деб белгилаймиз, у ҳолда

$$\mu = 1 + \frac{B_u}{B_0}. \quad (124)$$

$\mu = \frac{B}{B_0}$ ўлчамсиз катталиқ бўлиб, модданинг нисбий магнит сингдирувчанлиги деб аталади. Бу катталиқ муҳитдаги магнит индукция вакуумдаги магнит индукциядан неча марта катта эканлигини кўрсатади, бинобарин:

$$B = \mu B_0. \quad (125)$$

Вакуум ва ҳаво учун $\mu = 1$, чунки бу муҳитлар учун ички майдон индукция вектори нолга тенг.

(124) формуладан кўринадики, ички магнит майдон индукцияси $\vec{B}_u$ қанча катта бўлса, модданинг нисбий магнит сингдирувчанлиги ҳам шунча катта бўлади. μ_0 магнит доимийси (ёки вакуумнинг абсолют магнит сингдирувчанлиги) билан μ нисбий магнит сингдирувчанлигининг кўпайтмасига тенг бўлган катталиқ муҳитнинг абсолют магнит сингдирувчанлиги деб аталади:

$$\mu_a = \mu_0 \cdot \mu. \quad (126)$$

СИ системада μ_a ҳам метрга генри бирлигида ўлчанади.

Олимлар турли моддаларнинг магнит хоссаларини ўрганиб, бу моддаларнинг магнит сингдирувчанлиги вакуумнинг магнит сингдирувчанлигидан катта ҳам, кичик ҳам бўлиши мумкинлигини аниқлади. Магнит сингдирувчанлигининг катталигига қараб моддалар учта гурпуага бўлинади.

Магнит сингдирувчанлиги вакуумнинг магнит сингдирувчанлигидан кичик бўлган моддалар ди а м а г н и т м о д д а л а р ёки ди а м а г н е т и к л а р деб аталади ($\mu < 1$). Булар жумласига висмут, сурьма, қўрғошин, кумуш, мис, олтин, сув, аргон, гелий, неон, криптон, ксенон ва барча органик моддалар, масалан, қанд, крахмал ва бошқалар киради.

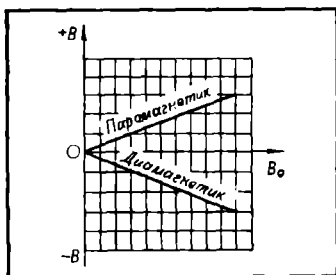
Магнит сингдирувчанлиги вакуумнинг магнит сингдирувчанлигидан озгина катта бўлган моддалар ($\mu > 1$) п а р а м а г н и т м о д д а л а р ёки п а р а м а г н е т и к л а р деб аталади. Парамагнетиклар жумласига алюминий, платина, натрий, хром, марганец, темир тузларининг эритмалари, кислород, ҳаво ва бошқалар киради.

Магнит сингдирувчанлиги вакуумнинг магнит сингдирувчанлигидан кўп марта катта бўлган моддалар ($\mu \gg 1$) ф е р р о м а г н и т м о д д а л а р ёки ф е р р о м а г н е т и к л а р деб аталади. Бундай моддалар жумласига темир, чўян, пўлат, никель, кобальт, қатор магнит қотишмалари, масалан, магнито ва бошқалар киради.

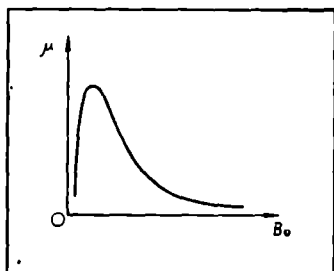
55-§. Ферромагнетикларнинг асосий хоссалари. Доимий магнит лар.

Ферромагнетиклар — кучли магнит моддалардир, уларнинг магнитланиши кучсиз магнит ҳисобланган диа- ва парамагнетикларникидан бир неча (10^{10} гача) марта каттадир.

Диа- ва парамагнетикларнинг магнитланиши ташқи майдон индукцияси билан чизиқли боғланишга эга (133- расм), бу моддалар учун магнит сингдирувчанлик ўзгармас катталиқдир.



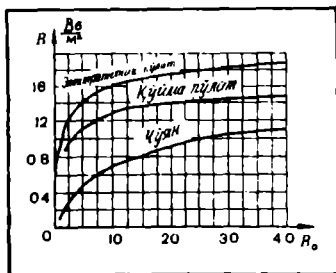
133- расм.



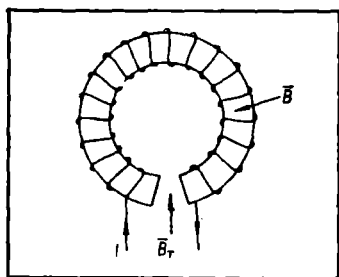
134- расм.

Ферромагнетикларнинг магнит сингдирувчанлиги доимий эмас. Унинг қиймати магнит майдон индукцияси катталигига боғлиқ. Ферромагнетик аста-секин кучаювчи магнит майдонга жойлаштирилса, μ дастлаб тез ортади, максимумга эришади ва сўнггра $\mu = 1$ қийматга яқинлашиб камаяди (134- расм). Ферромагнетикларнинг магнитланиши ташқи магнит майдонга боғлиқдир (135- расм).

Темирнинг магнитланиши билан ташқи майдон индукцияси орасидаги боғланишни биринчи бўлиб, А. Г Столетов муфассал ўрганди. Столетовнинг экспериментал усули индукция ҳодисасига асосланган эди. Лекин биз бу ерда ферромагнит жисмлардаги магнит индукция векторини ўлчашнинг бошқача усулини кўриб чиқамиз. Бунинг учун торонд шаклидаги соленоид ичига текширилмоқчи бўлган ферромагнетикдан ясалган ўзак киритилади (136- расм).



135- расм.



136- расм.

Ўзакнинг ичида тўла магнит индукция

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_u$$

бўлади, бунда $\vec{B}_0$ — соленоидда оқаётган ток ҳосил қилган магнит индукция, $\vec{B}_u$ — молекуляр тоқлар ҳосил қилган магнит майдон индукцияси.

Соленоиднинг ўзагини кесиб унда торгина кўндаланг тирқиш ҳосил қилайлик. Бу тирқиш $\mu = 1$ бўлган муҳит (ҳаво) билан тўлган бўлса ҳам ундаги индукция вектори $\vec{B}_0$ га тенг бўлмайди. Ўзакнинг ичидаги $\vec{B}$ индукция вектори тороиднинг ўқиға параллел бўлади. Агар тороиддаги тирқиш тор бўлса, у индукцияни сезиларли даражада ўзгартирмайди. Демак, тирқиш соҳасидаги магнит индукция вектори $\vec{B}_t$ ўзак ичидаги магнит индукция вектори $\vec{B}$ га тенг бўлади:

$$\vec{B}_t = \vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_u.$$

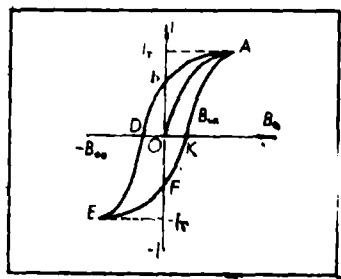
Шундай қилиб, ўзакнинг магнитланиши туфайли тирқишдаги магнит индукция ортади. Тирқишдаги B_t индукцияни ўлчаш билан (масалан, бу майдоннинг тоқли контурға таъсирига қараб) биз ўзакдаги B индукциянинг қийматини ўлчаган бўламиз.

Ферромагнетикларнинг ўзига хос хусусиятларидан бири шуки, улар магнитловчи майдон таъсири тўхтагандан кейин ҳам магнитланганича қолади. Ферромагнетикнинг магнит ҳолатини магнитланиш деб аталадиган катталик билан характерлаш қулайдир. B билан B_0 орасидаги айирма модданинг магнитланиш ўлчови бўла олади. Ферромагнетикнинг магнитланиши қуйидагига тенг:

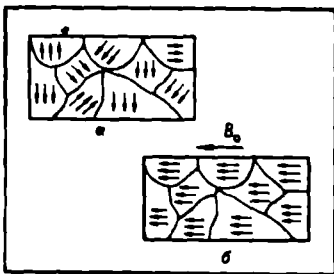
$$I = B - B_0 = (\mu - 1)B_0. \quad (127)$$

I билан B_0 орасидаги боғланиш мураккабдир, бу боғланишни магнитланиш эгри чизиғи орқали кўрсатиш мумкин.

Тажриба асосида қуйидаги маълумотлар олинади. Агар темир-намуна олдиндан магнитланмаган бўлса, дастлаб I катталик B_0 нинг ўсиши билан деярли чизиқли боғланишда ўсади (137-расм; ОА чизиқ). Бироқ, кейинроқ қиёсан заиф майдонларда ҳам тўйиниш юз беради: B_0 нинг ўсишиға қарамай I магнитланиш ўзгармай қолаверади. Тўйиниш юз берганда барча молекуляр тоқлар бутунлай майдон бўйлаб жойлашади, шунинг учун ташқи майдоннинг янада ортиши билан бу тоқлар ҳосил қилган майдон бошқа ўзгармай қолади. Агар I_t тўйиниш ҳолатиғача магнитланган ферромагнетикда ташқи магнит индукцияни камайтира бошласак, у ҳолда I магнитланиш ҳам камаяди; бироқ у энди графикда кўрсатилган АО чизиқ бўйича эмас, балки АВ чизиқ орқали камаяди. Ташқи магнит майдон ноль бўлганда ферромагнетик тўла магнитсизланмайди: B нуқтада I_k қолдиқ магнитланиш сақланиб қолади. Унинг тўла магнитсизланиши учун $\vec{B}_0 = -\vec{B}_{ок}$ индукцияли қарама-қарши ташқи майдон ҳосил қилиш зарур. Бу $\vec{B}_{ок}$ кат-



137- расм.



138- расм.

талик коэрцитив (тўхтатувчи) куч деб аталади. Қарама-қарши майдонни яна кучайтиришда ферромагнетик қайта магнитлана бошлайди (DE чизик) ва I_r тўйинишгача магнитланади. Сўнгга ферромагнетикни яна магнитсизлаш (EFK чизик) ва қайтадан I_r гача магнитлаш (KA чизик) мумкин. I магнитланиш ўзгаришининг магнитловчи майдон B_0 индукцияси ўзгаришларидан бундай орқада қолиш ҳодисаси магнит гистерезис деб, $ABDEFKA$ берк эгри чизик эса гистерезис сиртмоғи деб аталади. Турли хил ферромагнетикларнинг гистерезис сиртмоғининг шакли турлича бўлади. Сиртмоқнинг шакли материалнинг энг муҳим магнит характеристикаси ҳисобланади.

Ферромагнетикларнинг яна бир муҳим хусусияти шундан иборатки, ҳар бир ферромагнетик учун К ю р и н у қ т а с и деб аталувчи аниқ θ температурада улар ўзларининг магнит хоссаларини йўқотади. Масалан, темир учун бу температура $\theta = 1043$ К, никель учун $\theta = 633$ К. Кюри нуқтасидан юқори температурада ферромагнетик оддий парамагнетикка айланади.

Ферромагнетикнинг бундай хусусиятларига сабаб шуки, уларда ўз-ўзидан тўйинишгача магнитланган кичик соҳалар (ўлчам 10^{-6} м) бўлади, бу соҳалар доменлар дейилади. Ферромагнетикларда доменларнинг мавжудлиги тўғрисидаги гипотезани 1907 йили француз олими П. Вейс илгари сурган, 1935 йили совет олимлари П. Ландау ва Е. Лифшиц назарий исботлаган, Н. Акулов ва М. Дектер эса тажрибада аниқлаган. Доменлар кўплаб миллиард атомларни бирлаштиради. Алоҳида доменлардаги магнит майдонларнинг йўналишлари бир хил эмас, шунинг учун ташқи магнит майдон бўлмаганда бутун ферромагнетик магнитланмаган бўлади (138-а расм).

Ташқи магнит майдон таъсирида доменлар бир-бирини кучайтирадиган бўлиб қайта ориентацияланади (138-б расм). Барча доменлардаги магнит майдонлар ташқи магнит майдон бўлаб йўналганда магнит майдон энг кўп кучаяди, бунда ферромагнетик тўйинишгача магнитланади.

Ташқи майдон йўқотилганда ферромагнетиклар бутунлай магнитсизланмайди, балки қолдиқ магнит индукциясини сақлайди.

чунки иссиқлик ҳаракати бундай йирик атом тўпламлари — доменларни тезда ориентирсизлай олмайди. Шу сабабли магнит гистерезис ҳосил бўлади. Ферромагнетикни қиздириш ва силкитиш ҳам магнитсизлашга ёрдам беради. Кюри нуқтасига тенг бўлган температурада иссиқлик ҳаракати доменларнинг ўзидаги атомларни ориентирсизлай олади, бунинг натижасида ферромагнетик парамагнетикка айланади.

Ферромагнетикларда қолдиқ магнитланиш ҳосил қилиш мумкинлиги доимий магнитларни, яъни ташқи манбалардан электр токи бериб турмаганда ҳам атрофдаги фазода магнит майдон ҳосил қила оладиган жисмларни яратишга имкон беради. Доимий магнитлар қолдиқ магнитланиши ва коэрцитив кучи катта бўлган ферромагнетиклар («қаттиқ» пўлатлар) дан ясалади.

Ферромагнетиклар техникада кенг ишлатилади. Улардан магнит экранлар, товушни магнит усулида ёзиб олиш учун ленталар, турли асбоб ва механизмлар (телефон, телеграф аппарати, трансформатор, магнит крани) учун электромагнитик ўзақлар тайёрлашда фойдаланилади.

56-§. Магнит майдон энергияси

Магнит майдоннинг ток билан чамбарчас боғлиқ эканини юқорида кўриб ўтдик. Унда магнит майдон токнинг пайдо бўлиши, ўзгариши ва йўқолиши билан мос равишда пайдо бўлади, ўзгаради ва йўқолади. Демак, ток энергиясининг бир қисми ҳамма вақт магнит майдон ҳосил қилишга сарфланади. Шунинг учун ҳосил бўлган магнит майдон токнинг бу майдонни ҳосил қилиш учун сарфлаган ишига тенг ёки бошқача қилиб айтганда, ток билан боғланган магнит индукция оқимини ҳосил қилиш учун сарфлаган ишига тенг энергияга эга бўлиши керак. Электромагнит индукция ҳодисасининг, жумладан, ўзиндукция ҳодисасининг физик моҳияти магнит майдоннинг энергияси мавжуд эканлиги билан тушунтирилади. Контурга уланган ток ўзининг максимал қийматига (Ом қонуни билан аниқланадиган) дарҳол эришмай, балки бирор кичик вақт оралиғида ўсиб етади. Чунки ток энергиясининг бир қисми бу вақтда магнит майдон ҳосил қилишга сарф бўлади. Уланган токнинг бундай «тормозланиши» контурда ўзиндукция тескари токининг пайдо бўлишига тенг кучлидир. Ток максимал қийматга етгач, ўзгармас бўлиб қолади. Бунда унинг магнит майдони ҳам ўзгармас бўлади. Ток узилганда эса унинг магнит майдони аста-секин йўқолади. Бироқ энергиянинг сақланиш қонунига асосан магнит майдоннинг энергияси йўқ бўла олмайди. Бу энергия узилаётган токни кучайтирувчи ўзиндукция токининг энергиясига айланади. Шундай қилиб, *электромагнит индукция ҳодисаси электр токи энергияси ва магнит майдон энергиясининг ўзаро алмашилишига асосланган*. Ўзиндукция ҳодисаси механикадаги инерция ҳодисасига ўхшайди. Масалан, инерция туфайли жисм бирор куч таъсири остида маълум тезликка бирдан эмас, балки аста-секин эришади. Тормозловчи куч қанча катта бўлмасин, барибир жисмни бир онда

тўхтатиб бўлмайди. Модомики, ўзиндукция билан инерция ўхшаш экан, механикада масса жисм тезлигини оширишда қандай роль ўйнаса, ток ҳосил қилиш жараёнида индуктивлик ҳам худди шундай роль ўйнаши керак. Бунда жисмнинг тезлиги родини электро-динамикада электр зарядларининг ҳаракатини характерлайдиган катталиқ сифатида ток кучи ўтайди. Шундай экан, магнит майдон-нинг энергиясини жисмнинг механикадаги $\frac{mv^2}{2}$ кинетик энергия-сига ўхшатиб, қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$W_m = L \frac{I^2}{2}, \quad (128)$$

бунда L — контурнинг индуктивлиги, I — ундан ўтувчи ток кучи.

Бу формула билан ифодаланган магнит майдон энергияси ўтказгичнинг геометрик характеристикаси бўлган индуктивлик ва ўтказгичдаги ток кучи орқали ифодаланган. Шу энергияни маг-нит майдон характеристикалари орқали ифодалаймиз. Бунинг учун индуктивлиги L бўлган ва I ток ўтаётган чексиз узун соленоидни кўриб чиқамиз.

Соленоиддан ўтаётган токнинг магнит майдон энергияси (128) формула билан аниқланади. Соленоиднинг индуктивлиги (122) формулага биноан,

$$L = \mu_0 n^2 V,$$

бу ерда V — соленоиднинг ҳажми, n — соленоиднинг бирлик узун-лигидаги ўрамлар сони, μ — соленоиднинг ички қисмини тўлдир-ган муҳитнинг нисбий магнит сингдирувчанлиги. Бундан ташқари I ток кучи билан соленоиднинг ичидаги магнит индукцияси B ора-сида (105) формулага биноан, қуйидагича боғланиш бор:

$$B = \mu_0 n I, \text{ бундан } I = \frac{B}{\mu_0 n}.$$

L ва I ларнинг бу қийматларини (128) формулага қўйиб, қуйида-гини топамиз:

$$W_m = \frac{B^2}{2\mu_0} V. \quad (129)$$

Шундай қилиб, магнит майдон энергияси бу майдон индукция-сининг квадратига ва у эгаллаган фазонинг ҳажмига пропорционал бўлади.

Магнит майдоннинг соленоид эгаллаган ҳажм бирлигига тўғри келадиган энергияси, яъни магнит майдон энергиясининг зичлиги қуйидагига тенг бўлади:

$$w_m = \frac{W_m}{V} = \frac{B^2}{2\mu_0}. \quad (130)$$

Магнит майдон энергияси зичлиги учун келтириб чиқарилган бу ифода электр майдон энергияси зичлиги учун келтирилиб чиқарилган

$$w_e = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} = \frac{D^2}{2\epsilon_0 \epsilon}$$

ифодада ўхшайди, бироқ бу ерда электр катталиклари $\epsilon_0, \epsilon, E, D$ магнит катталиклари μ_0, μ, H, B билан алмаштирилган.

Электромагнит майдоннинг тўла энергия зичлиги электр ва магнит майдон энергия зичликларининг йигиндисига тенг бўлади:

$$w = w_e + w_m = \frac{1}{2} \left(\epsilon_0 \epsilon E^2 + \mu \mu_0 H^2 \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{D^2}{\epsilon_0 \epsilon} + \frac{B^2}{\mu \mu_0} \right). \quad (131)$$

Такрорлаш учун саволлар

1. Фарадей кашф этган электромагнит индукция қонунининг моҳияти нимада?
2. Ленц қонунининг моҳияти нимада?
3. Ўнг қўл қондаси қандай таърифланади ва қандай ҳолларда қўлланилади?
4. Ўзиндукция ҳодисаси нимадан иборат?
5. Ўзиндукция ЭЮК нининг катталиги нималарга боғлиқ?
6. Ўтказгичнинг индуктивлиги деб нимага айтилади ва унинг СИ системадаги бирлиги қандай?
7. Магнетиклар деб қандай моддаларга айтилади? Диамагнит, парамагнит ва ферромагнит моддаларнинг бир-биридан фарқи нимада?
8. Нисбий магнит сингдирувчанлик деб нимага айтилади?
9. Абсолют магнит сингдирувчанлик деб нимага айтилади? Унинг СИ системадаги бирлиги қандай?
10. Ферромагнетикларнинг асосий хоссалари нималардан иборат?
11. Кюри нуқтаси деб аталадиган температура нимани билдиради?
12. Доимий магнитлар қандай моддалардан ясалади ва қаерларда ишлатилади?
13. Магнит майдон энергияси қандай ҳисобланади?

МАСАЛА ЕЧИШ НАМУНАЛАРИ

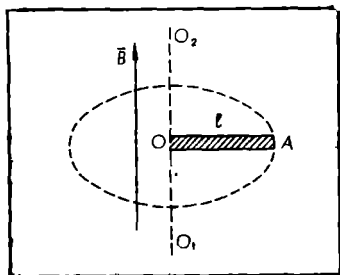
1-масала. Индукцияси $5 \cdot 10^{-3}$ Тл бўлган магнит майдонда 1 м узунликдаги стержень унинг учидан ўтувчи магнит майдоннинг куч чизиқларига параллел бўлган ўқ атрофида $20 \frac{\text{рад}}{\text{с}}$ ўзгармас бурчак тезлик билан айланмоқда. Стерженьнинг учларида ҳосил бўладиган индукция ЭЮК нинг катталигини топинг.

Берилган:

$$B = 5 \cdot 10^{-3} \text{ Тл}; l = 1 \text{ м}; \omega = 20 \frac{\text{рад}}{\text{с}}$$

$\mathcal{E}_i - ?$

Ечилиши. Стержень айланаётганда магнит куч чизиқларини кесди (139-расм). Ҳар бир айланишда у $\Phi_0 = B \cdot S$ магнит оқимини кесиб ўтади, бу ерда S радиуси l бўлган доиранинг юзи: $S = \pi l^2$. Стержень секундида n марта айланади, бинобарин n марта кўпроқ магнит оқимини кесди. Оқим бир секундда шундай ўзгарганидан ўзгариш катталиги ўз индукция ЭЮК га тенг бўлади:



139-расм.

$$\mathcal{E}_i = -n\Phi_0 = -nB\pi l^2.$$

n -айланишлар сони билан ω бурчак тезлик ўзаро қуйидагича

боғланган: $\omega = 2\pi n$, бундан $n = \frac{\omega}{2\pi}$. У. ҳолда индукция ЭЮК учун қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$\mathcal{E}_i = -B\pi l^2 \frac{\omega}{2\pi} = -\frac{B\omega l^2}{2}.$$

$$\text{Ҳисоблаш: } \mathcal{E}_i = -\frac{5 \cdot 10^{-2} \text{ Тл} \cdot 1 \text{ м}^2 \cdot 20 \frac{1}{\text{с}}}{2} = -0,5 \text{ В.}$$

$$(\mathcal{E}_i) = 0,5 \text{ В.}$$

2-масала. 1 Тл индукцияли магнит майдонда оқимга перпендикуляр йўналишда ҳаракатланаётган ўтказгичда, 1 А га тенг индукцион ток ҳосил қилиш учун ўтказгичнинг тезлиги қандай бўлиши керак? Ўтказгич кўндаланг кесими $0,017 \text{ мм}^2$ бўлган мис симдан ясалган.

Берилган: $I_i = 1 \text{ А}; B = 1 \text{ Тл}; \alpha = 90^\circ;$

$$S = 0,017 \text{ мм}^2 = 1,7 \cdot 10^{-8} \text{ м}^2; \rho = 1,7 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м.}$$

$$v = ?$$

Ечилиши. Магнит майдонда ҳаракатланаётган ўтказгичда вужудга келадиган индукция ЭЮК қуйидагича ифодаланади:

$$\mathcal{E}_i = vBl\sin\alpha$$

$$\text{бундан } v = \frac{\mathcal{E}_i}{Bl\sin\alpha}$$

Занжирнинг бир қисмига оид Ом қонунига биноан (ушбу ҳолда ЭЮК манбаи бўлмагани учун):

$$\mathcal{E}_i = I_i \cdot R,$$

бу ерда R — ўтказгичнинг қаршилиги, у

$$R = \rho \frac{l}{S}$$

ифодадан топилади. Шундай қилиб, v учун умумий ҳолда қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$v = \frac{I_i \cdot \rho}{BS\sin\alpha}$$

$$\text{Ҳисоблаш: } v = \frac{1 \cdot \text{А} \cdot 1,7 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}}{1 \text{ Тл} \cdot 1,7 \cdot 10^{-8} \text{ м}^2 \cdot 1} = 1 \text{ м/с.}$$

3-масала. Радиуси 1 см бўлган 100 ўрамдан иборат соленоид электромагнит қутблари орасига унинг магнит майдон куч чизиқларига перпендикуляр қилиб жойлаштирилган. Соленоид учларига уланган асбоб соленоид магнит майдондан чиқарилганда $6,28 \cdot 10^{-6} \text{ Кл}$ индукцияланган заряд оқимини кўрсатади. Соленоиднинг қаршилиги 50 Ом, асбобнинг ички қаршилиги 1550 Ом. Магнит қутблари орасидаги магнит майдон индукциясини аниқланг.

Берилган: $a = 1 \text{ см} = 10^{-2} \text{ м}; N = 100; \Delta q = 6,28 \cdot 10^{-6} \text{ Кл}; R = 50 \text{ Ом}; r = 1550 \text{ Ом}$

$$B = ?$$

Ечилиши. Соленоид майдондан чиқарилганда унинг ҳар бир ўраида $\mathcal{E}_{10} = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t}$ индукцион ЭЮК пайдо бўлади, бунда Δt соленоидни майдондан чиқариш вақти, $\Delta\Phi$ —соленоиддан ўтган магнитнинг қутблараро фазосидаги магнит оқимининг ўзгариши. Бутун ғалтакда ҳосил бўлган индукция ЭЮК

$$\mathcal{E}_i = N \cdot \mathcal{E}_{10} = -N \frac{\Delta\Phi}{\Delta t}.$$

Магнит оқимининг ўзгариши қуйидагига тенг: $\Delta\Phi = \Phi_0 - \Phi$, бунда $\Phi_0 = BS$ —соленоид майдонда турганда ундан ўтадиган оқим, $\Phi = 0$ —соленоид майдондан чиқарилгандаги оқим. Соленоиднинг кесим юзи $S = \pi a^2$ га тенг, демак, $\Delta\Phi = B\pi a^2$ ва

$$|\mathcal{E}_i| = N \frac{B\pi a^2}{\Delta t}. \quad (a)$$

Занжирда ток манбаи бўлмагани туфайли ва соленоид билан асбоб кетма-кет уланганлигини эътиборга олиб, занжирнинг бир қисмига оид Ом қонунига биноан

$$|\mathcal{E}_i| = I_i (R + r)$$

деб ёзиш мумкин, бунда I_i —индукцион ток кучи. $I_i = \frac{\Delta q}{\Delta t}$ бўлгани учун қуйидаги муносабатни ҳосил қиламиз:

$$|\mathcal{E}_i| = \frac{\Delta q}{\Delta t} (R + r).$$

Бу муносабатни (a) билан таққослаб

$$\frac{\Delta q}{\Delta t} (R + r) = \frac{B\pi a^2}{\Delta t} \cdot N$$

тенгламани ёзишимиз мумкин. Бу тенгламани B га нисбатан ечсак,

$$B = \frac{\Delta q (R + r)}{N\pi a^2}$$

га эга бўламиз.

$$\text{Ҳисоблаш: } B = \frac{6,28 \cdot 10^{-6} \text{ Кл} (50 + 1550) \text{ Ом}}{3,14 \cdot 10^{-4} \cdot 100 \text{ м}^2} = 0,32 \text{ Тл.}$$

4-масала. Соленоид чулғами кўндаланг кесими 1 мм^2 бўлган N та мис сим ўраидан иборат. Соленоиднинг узунлиги 25 см ва унинг қаршилиги $0,2 \text{ Ом}$. Соленоиднинг индуктивлигини топинг.

Берилган: $S = 1 \text{ мм}^2 = 10^{-6} \text{ м}^2$; $l = 25 \text{ см} = 0,25 \text{ м}$;

$R = 0,2 \text{ Ом}$; $\rho = 1,7 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}$

$h = ?$

Ечилиши. Соленоиднинг индуктивлиги қуйидаги ифодага тенг:

$$L = \mu \mu_0 \frac{N^2 S}{l},$$

бу ерда N —соленоиддаги барча ўрамлар сони, S —соленоиднинг кесим юзи, l —соленоиднинг узунлиги. Масаланинг шартда муҳит

берилмаган, шунинг учун $\mu = 1$ (муҳитни ҳаво ёки вакуум) деб оламиз. Барча ўрамлар сони $N = \frac{l_1}{\pi D}$ бўлади, бунда l_1 — симнинг узунлиги, D — соленоиднинг диаметри. Қаршиликнинг ўтказгичи ўлчамларига боғланиш формуласидан $l_1 = \frac{RS}{\rho}$ эканлигини топамиз.

Соленоиднинг кўндаланг кесим юзи формуласи $S = \frac{1}{4} \pi D^2$ дан фойдаланиб ҳамда N ва l нинг ифодаларини L нинг ифодасига келтириб қўйиб, қуйидаги муносабатни ҳосил қиламиз:

$$L = \mu \mu_0 \frac{R^2 S^2}{4 \pi l \rho^2}.$$

Ҳисоблаш:

$$L = 1 \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Гн}}{\text{м}} \cdot \frac{0,04 \cdot 0\text{м}^2 \cdot 10^{-12} \cdot \text{м}^4}{4\pi \cdot 0,25\text{м} \cdot 2,89 \cdot 10^{-18} \text{Ом}^2 \cdot \text{м}^2} = 5,6 \cdot 10^{-6} \text{ Гн}.$$

5-масала. Узунлиги 50 см ва кўндаланг кесим юзи 2 см² бўлган соленоид $2 \cdot 10^{-7}$ Гн индуктивликка эга. Соленоид ичига темир ўзак киритилгандаги магнит майдон энергиясининг зичлиги 10^{-3} Ж/м³ бўлиши учун соленоиддан қанча ток ўтиши керак? Шу шароитдаги ўзак материалнинг магнит сингдирувчанлиги 400 га тенг.

Берилган: $l = 50 \text{ см} = 0,5 \text{ м}$; $S = 2 \text{ см}^2 = 2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$; $\mu = 400$;
 $L = 2 \cdot 10^{-7} \text{ Гн}$; $w = 10^{-3} \text{ Ж/м}^3$.

$I = ?$

Ечилиши. Магнит майдон энергиясининг зичлиги

$$w_m = \frac{W_m}{V} = \frac{LI^2}{2V}$$

га тенг, бу ерда I — соленоиддаги ток кучи, L — унинг индуктивлиги, V — соленоид ичидаги магнит майдоннинг ҳажми, у $V = IS$ га тенг, у ҳолда

$$w = \frac{1}{2} \frac{LI^2}{I \cdot S}$$

бўлади. Бу ифодадан I ни топамиз:

$$I = \sqrt{\frac{2ISw}{L}}.$$

Ҳисоблаш:

$$I = \sqrt{\frac{2 \cdot 0,5\text{м} \cdot 2 \cdot 10^{-4}\text{м}^2 \cdot 10^{-3} \text{ Ж/м}^3}{2 \cdot 10^{-7} \text{ Гн}}} = 1 \text{ А}.$$

Мустақил ечиш учун масалалар

91. Ўтказгич контури кесиб ўтадиган магнит оқими бир текис 0,8 Вб га ўзгарганда, индукцион ЭЮК 1,6 В га тенг бўлган. Магнит оқимининг ўзгариш вақтини топинг. Ўтказгичнинг қаршилиги 0,32 Ом бўлса, индукцион ток кучи қандай?

92. 100 ўрам симли соленоидда магнит оқими 0,005 с давомидан $5 \cdot 10^{-3}$ дан $2,5 \cdot 10^{-3}$ Вб гача бир текисда ўзгарган. Индукция ЭЮК ни топинг.

93. Узунлиги 0,5 м бўлган ўтказгич индукцияси 0,1 Тл бўлган бир жинсли майдонда куч чизиқларига перпендикуляр равишда 2 м/с тезлик билан ҳаракатланганда ҳосил бўлган индукция ЭЮК ни аниқланг.

94. Магнит индукцияси 2 Тл бўлган магнит майдонда куч чизиқларига перпендикуляр йўналишда қаршилиги 12 Ом бўлган ғалтак 0,6 м/с тезлик билан ҳаракатланганда 24 В индукция ЭЮК ҳосил бўлади. Ғалтакдаги симнинг узунлигини ва ундан ўтувчи токнинг кучини аниқланг.

95. 1 м узунликдаги горизонтал стержень унинг бир учидан ўтган ўқ атрофида айланаётир. Индукцияси $5 \cdot 10^{-8}$ Тл бўлган магнит майдон куч чизиқлари айланиш ўқиға параллел. Стержень секундиға неча марта айланганда унинг учларидаги потенциаллар фарқи 10^{-3} В га тенг бўлади?

96. Узунлиги 20 см ва кўндаланг кесимининг юзи 30 см^2 бўлган соленоидға сым ўрами кийгизилган. Соленоид 320 ўрамға эға, ундан 3 А ток ўтади. Соленоиддаги ток 0,001 с давомида узилса, кийгизилган ўрамда ўртача қанча ЭЮК индукцияланади?

97. Ғалтакдан ўтаётган токни 0,1 с давомида нолдан 5 А гача бир текисда орттирганимизда 50 В ўзиндукция ЭЮК ҳосил бўлади. Ғалтакнинг индуктивлигини топинг.

98. Узунлиги 20 см ва диаметри 3 см бўлган ғалтак 400 ўрамға эға бўлиб, ундан 2 А ток ўтади. Ғалтакнинг индуктивлиги ва ғалтакнинг кўндаланг кесимидан ўтаётган магнит оқими топилсин.

99. Занжирдаги ток 0,1 с давомида 5 А дан 10 А гача бир текис ўзгартирилганда 20 В га тенг ўзиндукцион ЭЮК ҳосил бўлади. Шу вақтдаги магнит майдон энергияси қанча бўлади?

100. 1 А ток ўтганда индуктивлиги 0,001 Гн бўлган ғалтакни кесиб ўтувчи магнит оқими $2 \cdot 10^{-8}$ Вб бўлса, ғалтакдаги ўрамлар сони ва магнит майдон энергияси қанча бўлади?

101. Диаметри 4 см бўлган ғалтакнинг индуктивлиги 0,001 Гн бўлиши учун 0,6 мм диаметрли симдан унга бир қават зич қилиб неча ўрам ўраш керак?

102. Пўлат ғўлада магнит индукция 0,75 Тл. Токлар ҳосил қилган магнит майдоннинг индукцияси $1,88 \cdot 10^{-3}$ Тл бўлса, пўлатнинг магнит сингдирувчанлиги қандай?

103. Индукцияси 0,4 Тл бўлган магнит майдонға 300 ўрамли, қаршилиги 40 Ом, кўндаланг кесим юзи 16 см^2 бўлган ғалтак киритилган. Ғалтакнинг ўқи билан магнит куч чизиқлари орасидаги бурчак 60° бўлса, магнит майдон тўла йўқолишида ғалтакдан қанча электр миқдори ўтади?

104. Узунлиги 60 см ва кўндаланг кесим юзи 4 см^2 бўлган соленоиднинг индуктивлиги $4 \cdot 10^{-7}$ Гн га тенг. Соленоид ичида магнит майдон энергиясининг ҳажм зичлиги $2 \cdot 10^{-3} \frac{\text{Ж}}{\text{м}^3}$ бўлиши учун соленоиддан ўтаётган ток кучи қандай бўлиши керак?

V 606. ЎЗГАРУВЧАН ТОК

57-§. Ўзгарувчан ток ҳосил қилиш

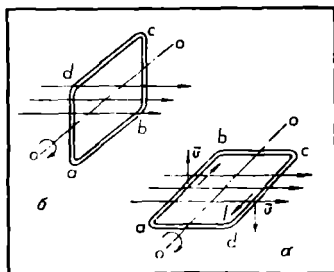
Тўғри тўрт бурчакли рамка кўринишида ўтказгич олиб, уни бир жинсли магнит майдонга жойлаштириб, OO ўқ атрофида айлантирамиз (140- расм). Бунда рамканинг юзини кесиб ўтувчи магнит оқими ҳам катталиги, ҳам йўналиши жиҳатидан узлуксиз ўзгариб боради, натижада электромагнит индукция қонунига асосан, рамкада ўзгарувчан индукцион ЭЮК вужудга келади.

Рамка OO_1 ўқ атрофида соат стрелкаси йўналиши бўйича айланаётган бўлсин. У вақтда рамка текислиги куч чизиқларига параллел бўлган ҳолда рамканинг ab қисми юқорига томон, cd қисми эса пастга томон ҳаракатланади (140- расм). Унг қўл қондасини татбиқ этиб, рамканинг ab қисмида индукцион ток ва индукцион ЭЮК a учидан b учига томон, cd қисмида эса c учидан d учига томон йўналган бўлишини, бинобарин, ЭЮК лар бир-бирини қучайтиришини топамиз.

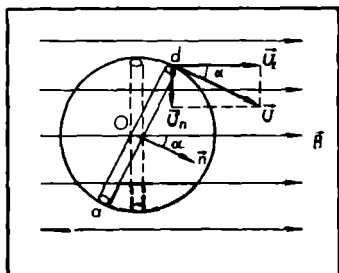
141-расмда рамканинг OO йўналишда кузатишда қўндаланг кесими кўрсатилган, бу ҳолат рамканинг 140-б расмдаги ҳолатига мос, бунда рамканинг ab ва dc томонларининг кўндаланг кесими a ва d билан, рамканинг бошланғич ҳолатидан оғиш бурчаги α билан белгиланган. Рамка текислигига ўтказилган $\vec{n}$ нормал билан $\vec{B}$ индукция вектори орасидаги бурчак ҳам α га тенг бўлади. d нуқта $\vec{v}$ чизиқли тезлик билан Od радиусли айлана бўйича ҳаракатланади. Бу вақтда dc томон магнит индукция чизиқларини $\vec{v}$ тезликнинг нормал ташкил этувчиси $\vec{v}_n$ тезлик билан кесиб ўтади. Шаклдан кўринишича

$$v_n = v \sin \alpha$$

бўлади, бу ерда α — рамканинг t вақт ичида аввалги (пунктир билан чизилган) ҳолатидан оғиш бурчаги, cd томонда ҳосил бўлган индукция электр юритувчи кучи (118) формулага биноан қуйидагига тенг бўлади:



140- расм.



141- расм.

$$\mathcal{E}_i = Blv_n = Blv \sin \alpha,$$

бу ерда l рамканинг cd томонининг узунлиги. Агар рамка OO ўқ атрофида ўзгармас ω бурчак тезлик билан айланаётган бўлса, у ҳолда ихтиёрий t вақтдан кейин унинг бошланғич вазиятидан оғиш бурчаги $\alpha = \omega t$ бўлади ва

$$\mathcal{E}_i = Blv \sin \omega t \quad (132)$$

ифодага эга бўламиз. Шундай қилиб, бир жинсли магнит майдонда рамка ўз ўқи атрофида бир текис айланганида унда синусоида қонуни бўйича ўзгарадиган индукцион ЭЮК ҳосил бўлади.

(132) формуладан кўриниб турибдики, $\alpha = \omega t = 90^\circ$ ёки $\sin 90^\circ = 1$ бўлганда, $Blv \sin \alpha$ кўпайтма энг катта қийматга эга бўлади, бу рамканинг 140-б расмдаги ҳолатига тўғри келади. Ўзгарувчан ЭЮК нинг максимал қиймати ЭЮК нинг амплитуда қиймати деб аталади ва $\mathcal{E}_0$ билан белгиланади. Демак, $\mathcal{E}_0 = Blv$ бўлади. У вақтда

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t \quad (133)$$

ҳосил бўлади. ЭЮК нинг ихтиёрий вақтдаги қийматини (133) формула бўйича ҳисоблаб топиш мумкин. Шунинг учун $\mathcal{E}$ катталиқ ЭЮК нинг ихтиёрий берилган вақтдаги қиймати ёки оний қиймати дейилади.

Бутун занжирга онд Ом қонунидан фойдаланиб, айти вақтда рамкадан оқаётган индукцион ток кучини ҳисоблаб топиш мумкин:

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R} = \frac{\mathcal{E}_0}{R} \sin \omega t.$$

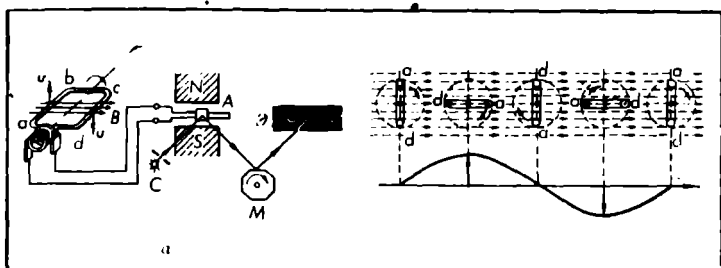
Бу формулада $\mathcal{E}_0/R$ катталиқ максимал ток кучига тенг бўлиб, ток кучининг амплитуда қиймати дейилади. Бу катталиқ I_0 билан белгиланиб, ихтиёрий вақтдаги ток кучи, яъни ток кучининг оний қиймати учун қуйидаги формулани ёзиш мумкин:

$$I = I_0 \sin \omega t. \quad (134)$$

Бу формуладан кўринадики, рамка бир жинсли магнит майдонда бир текис айланганида кузатиш давомида индукцион ток кучи синусоидал қонун бўйича ўзгарар экан.

Биз юқорида ўзгарувчан ток ҳосил бўлишини математик ифодасини мулоҳазалар орқали келтириб чиқардик.

| Энди уни тажрибада қандай кузатиш мумкинлигини қараб чиқайлик. Бунинг учун ab рамка ўрамининг учларига осциллограф улаймиз (142-а расм). Ўрам магнит майдонида текис айланма ҳаракат қилганда рамкада ҳосил бўлувчи индукция ЭЮК ва токнинг графиги синусоида шаклида бўлишини осциллограф ёрдамида Э экранда кўрамиз. 142-б расмда ўрам бир марта тўла айланганда индукция ЭЮК нинг қандай ҳосил бўлиши кўрсатилган. Унда рамка ad томонининг магнит майдон индукция векторига нисбатан қандай жойлашишлари ва индукция ЭЮК графиги келтирилган.



142- расм.

143- расмда ЭЮК билан ток кучининг вақтга боғланиш графиги кўрсатилган. График синусоидадан иборат. ЭЮК ва индукцион ток кучининг графигидан индукция ЭЮК ва индукцион ток катталиги жиҳатидан ҳам, йўналиши жиҳатидан ҳам ўзгариши кўриниб турибди. Катталиги ва йўналиши жиҳатидан ўзгарадиган ток ўзгарувчан ток дейилади. Катталиги ва йўналиши жиҳатидан синусоидал қонунига мос равишда даврий ўзгарадиган ток синусоидал ўзгарувчан ток дейилади.

Рамканинг магнит майдонда айланишининг ω бурчак тезлигига тенг бўлган катталик ўзгарувчан токнинг даврий частотаси деб аталади.

Ўзгарувчан ток кучининг бир марта тўла тебранишн учун кетган вақт оралиғи T ўзгарувчан токнинг даври дейилади. Бир секунддаги ўзгарувчан ток кучининг тўла тебранишлар сони ўзгарувчан токнинг частотаси деб аталади. Бу катталиклар орасида қуйидагича боғланиш мавжуд:

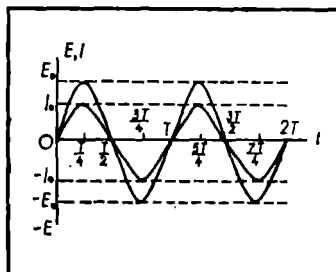
$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu. \quad (135)$$

(133) ва (134) формулалардаги ωt катталик ўзгарувчан токнинг фазаси деб аталади, у вақтнинг ихтиёрий пайтида ўзгарувчан ЭЮК билан ўзгарувчан ток кучининг катталигини аниқлайди.

Умуман олганда, токнинг тебранишлар фазаси ЭЮК нинг ўзгариш фазаси билан тўғри келиши шарт эмас. Шунинг учун умумий ҳолда

$$I = I_0 \sin(\omega t + \varphi) \quad (136)$$

деб ёзиш мумкин, бу ерда φ — ток билан ЭЮК нинг тебранишлар фазаси орасидаги фарқ.



143- расм.

58-§. Ток ва кучланишнинг ҳақиқий қиймати

Юқорида келтириб чиқарилган (133) ва (134) формулалардан кўринадик, ЭЮКнинг энг катта қийматига токнинг ҳам энг катта қиймати тўғри келади ёки ЭЮК нолга тенг бўлганда ток ҳам нолга тенг бўлади. Бу ҳолда ЭЮКнинг ўзгаришлари билан токнинг ўзгаришлари бир хил фазада бўлади дейилади. Кучланиш ва ток фазалари бир-бирига мос келадиган ўтказгичнинг қаршилиги акти в қ а р ш и л и к дейилади. Актив қаршиликка эга бўлган ўтказгичда ток энергияси бошқа тур энергияга айланади.

Ток ўзгаришнинг бир тўла даври ичида ток кучи I қандай катта қийматларга эришмасин, унинг ўртача қиймати нолга тенг бўлади. Демак, ўзгарувчан токнинг қийматини бу катталиқ билан баҳолаб бўлмайди. Ўзгарувчан токнинг кучини баҳолашда унинг йўналишига боғлиқ бўлмайдиган таъсири, масалан, токнинг иссиқлик таъсири танланади. Дарҳақиқат, агар маълум бир қаршиликка эга бўлган ўтказгичдан I ток ўтса, у ҳолда ўтказгичда ажраладиган иссиқлик миқдори ток кучи квадратига пропорционал бўлади, яъни токнинг йўналишига боғлиқ бўлмайди. *Ўтказгичда бирдай вақт ичида ўзгарувчан ток ажрата оладиган миқдорда иссиқ ажрата олувчи ўзгармас ток қиймати ўзгарувчан токнинг ҳақиқий ёки эффектив қиймати* деб аталади.

Синусоидал ўзгарувчан ток учун токнинг $I_{\text{эфф}}$ эффектив қиймати билан I_0 амплитуда қиймати орасидаги боғланишни топамиз. Бунинг учун ўзгарувчан ток кучи квадратининг бир давр ичидаги ўртача қийматини аниқлаймиз. Бу қиймат нолга тенг бўлмайди, чунки ток кучининг квадрати бутун тебраниш даврида мусбатдир.

$$\sin^2 \alpha = \frac{1 - \cos 2\alpha}{2}$$

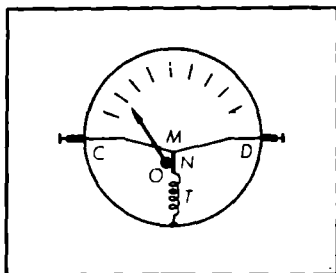
бўлганидан

$$I^2 = I_0^2 \sin^2 \omega t = \frac{I_0^2}{2} (1 - \cos 2\omega t)$$

га эга бўламиз. $\frac{I_0^2}{2}$ катталиқ ўзгармасдир. $\cos 2\omega t$ функциянинг бир давр ичидаги ўртача қиймати нолга тенг. Шунга асосан ток кучи квадратининг ўртача қиймати:

$$I^2 = \frac{I_0^2}{2}.$$

Актив қаршиликда бир давр давомида ўзгарувчан ток қувватини ҳисоблаймиз. Бу қувватнинг катталиги ток кучи квадратининг бир давр ичидаги ўртача қиймати орқали ифодаланади. Ток кучининг бир давр ичидаги ўртача қиймати нолга тенг бўлгани сабабли, унинг квадрати ҳам нолга тенг бўлади, яъни $(I)^2 = 0$. Шунинг учун R актив қаршиликда бир давр давомида ажралиб чиқадиган қувват қуйидагига тенг бўлади:



144- расм.

$$N = I^2 R = \frac{I_0^2}{2} R. \quad (137)$$

Бу ифодани ўзгармас ток занжирида ажралиб чиқадиган қувват формуласи

$$N = I^2 R$$

билан таққослаб (бу ерда I — ўзгармас ток кучи), ўзгарувчан ток ҳақиқий қийматининг таърифига асосан, қуйидаги ифодани ёзамиз:

$$I_{\text{эфф}} = \frac{I_0}{\sqrt{2}}. \quad (138)$$

Шундай қилиб, синусоидал ток учун ток кучининг эффектив киймати амплитуда қийматидан $\frac{1}{\sqrt{2}}$ марта кичикдир.

Худди шунингдек, ЭЮК ва кучланишнинг эффектив қиймати ҳам уларнинг амплитуда қийматидан $\frac{1}{\sqrt{2}}$ марта кичик бўлади:

$$\epsilon_{\text{эфф}} = \frac{\epsilon_0}{\sqrt{2}}; \quad U_{\text{эфф}} = \frac{U_0}{\sqrt{2}}. \quad (139)$$

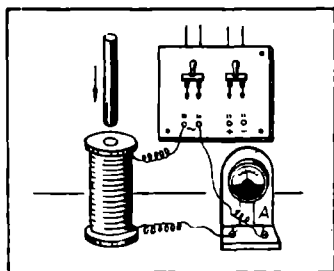
Ўзгарувчан ток занжирларида токни ва кучланишни ўлчаш учун кўрсатишлари токнинг йўналишига боғлиқ бўлмаган асбоблар ишлатилади. Бундай асбобларни иссиқлик ўлчов асбоблари деб аталади.

Иссиқлик ўлчов асбобларининг асосий қисми CD толадан иборат бўлиб, унинг ўртасига иккинчи MN ип уланган. Бу ип O блок орқали T пружина билан тортилиб туради (144- расм). Блокка стрелка ўрнатилган. Ўлчанадиган ток C ва D клеммаларга берилиб, CD толадан ўтказилади. Ажраладиган иссиқлик таъсирида CD сим қизийди ва бу қизिश туфайли узаяди. CD сим узайганда MN ипни T пружина кўпроқ тортади, натижада блокка ўрнатилган стрелка бурилади. CD симдан ўтувчи ток кучи қанча катта бўлса, сим шунча кўпроқ узаяди ва стрелка шунча кўпроқ оғади. Шундай қилиб, шкалани тегишлича даражалаб олгач, асбобдан ўтаётган ток кучини ўлчаш мумкин. Бу асбобга кетма-кет қўшимча қаршилик улаб, ундан вольтметр сифатида фойдаланиш мумкин.

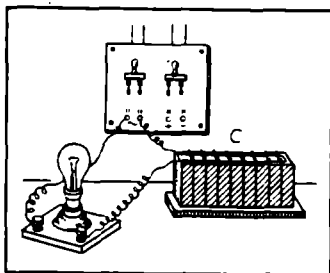
59-§. Ўзгарувчан ток занжирида индуктив ва сизим қаршиликлар

Аввалги параграфда кўрганимиздек, ўзгарувчан ток ҳам ўзгармас ток каби иссиқлик таъсирига эга. Бироқ токнинг катталиги ва йўналиши тез ўзгариб туриши натижасида ўзгарувчан ток ўзгармас токдан бир қатор хусусиятлари билан фарқ қилади. Масалан, ўзгарувчан токдан техникада қўлланиладиган электролиз учун фойдаланиб бўлмайди. Ўзгарувчан ток занжирига конденсаторлар батареясини улаш мумкин ва ҳоказо.

Ўзгарувчан ток занжирига индуктив ёки конденсатор уланмаган ҳолда токнинг барча энергияси актив ёки омик қаршиликда сарфланади. Бунда $U_{\text{эфф}}$ кучланишли занжир қисмида $I_{\text{эфф}}$ токнинг қуввати



145- расм.



146- расм.

$$N = I_{\text{эфф}} \cdot U_{\text{эфф}} = I_{\text{эфф}}^2 \cdot R = \frac{L_{\text{эфф}}^2}{R} \quad (140)$$

га тенг бўлади. Агар ўзгарувчан ток занжирида конденсатор ёки индуктивлик ғалтаги бўлса, занжирдан ўтаётган ток кучи фақат кучланиш ва қаршиликкагина эмас, шу билан бирга конденсаторнинг сифими ва ғалтакнинг индуктивлик катталикларига ҳам боғлиқ бўлади ва (140) формула мураккаблашади. Бунини қуйидаги тажрибада кўриш мумкин.

Ўзгармас ток занжирига ғалтак ва амперметр улайлик (145-расм). Амперметрга қараб ток кучини белгилаб оламиз. Энди ғалтак ичига темир ўзак киритамиз. Ток ўзгармайди. Агар ғалтакни ўзгармас ток кучланишига тенг кучланишли ўзгарувчан ток занжирига уласак, ғалтакдаги ток кучи камайиб қолади. Ғалтак ичига темир ўзак киритганимизда эса ток янада кўпроқ камайди.

Шундай қилиб, *ўзгарувчан ток занжирике индуктивлиги токни камайтиради, бундан занжирда индуктив ғалтак бўлиши занжирнинг қаршилигини оширади деган хулосага келиш мумкин.*

Бунинг сабаби шуки, занжирдан ўзгарувчан ток ўтганида унда индукция ЭЮҚ ҳосил бўлиб, у ҳамма вақт ташқи ЭЮҚ га қарама-қарши йўналган бўлади ва токнинг ортишига тўсқинлик қилади. Шунинг учун ўзиндукция бўлганда занжирда ўзгарувчан ток кучи ўзиндукция бўлмагандагидан кичик бўлади. Ғалтакдаги токнинг ўзгариш тезлиги ва ғалтакнинг индуктивлиги қанча катта бўлса, индукцион ток шунча катта бўлади. Ўзгарувчан токнинг частотаси қанча катта бўлса, токнинг сон жиҳатидан ўзгариш тезлиги ҳам шунча катта бўлади. Занжирда индуктивлик мавжудлиги туфайли вужудга келадиган қаршилик индуктивлик (R_L) деб аталиб, у токнинг частотасига ва индуктивликка пропорционал бўлади:

$$R_L = \omega L, \quad (141)$$

бу ерда ω — ўзгарувчан токнинг доғравий частотаси. Бу индуктив қаршиликни ҳам Ом ларда ифодаланишини кўрсатишимиз мумкин, яъни

$$[R_L] = [L] \cdot [\omega] = \frac{В \cdot с}{А} \cdot \frac{1}{с} = \frac{В}{А} = \text{Ом}.$$

Энди конденсатор уланган ўзгарувчан ток занжирини кўрайлик. Ўзгармас ток манбаига конденсаторли занжирни улаганимизда ундан ток ўтмайди. Чунки конденсатор қопламалари бир-биридан диэлектрик билан ажратилганлигидан қаршилиги чексиз катта бўлади. Энди шу занжирнинг ўзини ўзгарувчан ток манбаига уласак, занжирда мавжуд бўлган электр лампочка ёнади (146-расм). Буни қуйидагича тушунтириш мумкин. Конденсатор ўзгарувчан ток манбаига уланганда унинг қопламалари навбат билан зарядланиб ва разрядланиб туради. Шу туфайли конденсатор ва ўзгарувчан ток манбаи бўлган занжирда ҳамма вақт конденсаторнинг зарядланиб ва разрядланиши токнинг дам бир, дам иккинчи йўналишда ўтиб туришини таъминлайди. Шунинг учун ўзгарувчан токни «конденсатор орқали ўтади» дейиш мумкинки, бунда албатта токнинг конденсатордан ўтиши эмас, занжир симларида токнинг бўлиши назарда тутилади. Агар конденсаторни занжирдан ажратиб қўйсак, лампочка равшанроқ ёнади. Демак, *ўзгарувчан ток занжирида конденсатор бўлиши занжирнинг қаршилигини оширади.*

Занжирда сифим мавжудлиги туфайли вужудга келадиган қаршилиқ с и ф и м қ а р ш и л и к (R_C) деб аталади. Сифим қаршилиқнинг катталиги занжирнинг сифимига ва токнинг ўзгариш частотасига боғлиқ бўлади. Буни шундай тушунтириш мумкин. Конденсатор қопламаларидаги заряд сифимга пропорционал бўлгандан, конденсаторнинг сифими қанча катта бўлса, занжир бўйлаб шунча кўп заряд кўчади. Частота қанча катта бўлса, конденсатор шунча тез зарядланади ва разрядланади, демак, занжир бўйлаб вақт бирлиги давомида шунча кўп заряд ўтади. Шунинг учун ω ва C қанча катта бўлса, шунча катта ток ўтади ва сифим қаршилиқ шунча кичик бўлади. Ушбу хулосаларга асосланиб, сифим қаршилиқни қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$R_C = \frac{1}{\omega C}. \quad (142)$$

Сифим қаршилиқнинг ҳам Ом ларда ифодаланишини келтириб чиқаришимиз мумкин:

$$[R_C] = [C^{-1}] [\omega^{-1}] = \frac{C}{\Phi} = \frac{C}{\frac{K\lambda}{B}} = \frac{B}{A} = \text{Ом}.$$

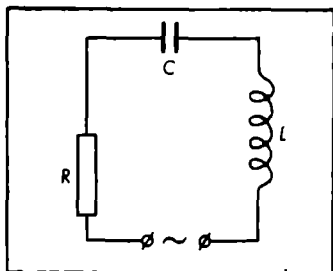
Ўзгарувчан ток занжирида индуктивлик ёки сифимнинг бўлиши ток ва кучланиш фазаларининг бир-бирига нисбатан силжишига сабаб бўлади. Индуктив қаршиликли занжирда ўзиндукция ЭЮК ҳосил бўлиши туфайли ток фаза жиҳатдан берилган кучланишдан вақт бўйича чорак даврга ёки фаза бўйича 90° га орқада қолади, сифим қаршилиқ бўлганда эса ток фазаси жиҳатдан кучланишдан шунча олдинга кетади.

60-§. Ўзгарувчан ток занжири учун Ом қонуни

Ўзгарувчан ток занжири энг умумий ҳолда R актив қаршиликли ўтказгич, L индуктивликли ғалтак, C сифимли конденсатор ҳамда ток манбаидан иборат бўлсин (147-расм). Бундай занжирда уч-

та қаршилик R , R_L ва R_C кетма-кет уланган. Агар бу қаршиликлар учларидаги кучланишлар фазаси бир хил бўлганда эди, занжирнинг тўлиқ қаршилиги шу R , R_L , R_C қаршиликларнинг йиғиндисига тенг бўлар эди. Бироқ, ҳақиқатда бундай эмас. Бу ерда қаршиликлардаги кучланиш фазалари турлича бўлади.

Дарҳақиқат, занжирнинг ҳамма қисмларида ток ҳамма вақт бир хил бўлади. Демак, занжирнинг сифим, индуктив ва актив қисмларидаги токнинг амплитудалари ва фазалари бир хил. Лекин занжирнинг фақат актив қаршиликли қисмидагина кучланиш ва ток фазалари бир хил бўлади. Занжирнинг индуктив қисмида кучланиш токдан 90° га олдинда юради, сифим қаршиликли қисмида эса кучланиш токдан 90° га орқада қолади. Кучланиш фазаларининг ана шу силжишлари ҳисобга олинса, 147-расмда тасвирланган занжирнинг тўла қаршилиги учун қуйидаги формула келиб чиқади:



147- расм.

$$Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{C\omega}\right)^2} \quad (143)$$

Шунга мувофиқ, ток кучининг амплитуда қиймати

$$I_0 = \frac{U_0}{Z} = \frac{U_0}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{C\omega}\right)^2}} \quad (144)$$

ва ҳақиқий қиймати

$$I_{\text{эфф}} = \frac{U_{\text{эфф}}}{Z} = \frac{U_{\text{эфф}}}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{C\omega}\right)^2}} \quad (145)$$

формулалар орқали аниқланади. Ҳар қандай электр занжиридаги ўзгарувчан токка оид Ом қонуни ана шу (144) ва (145) формула-лар билан ифодаланади.

61-§. Ўзгарувчан ток занжиридаги қувват

Ўзгарувчан ток занжиридаги қувват ток ва кучланишнинг ҳақиқий қийматларига ҳамда ток билан кучланиш орасидаги фаза силжишига боғлиқ бўлади. Аниқ ҳисоблашларнинг кўрсатишича, ўзгарувчан ток занжиридаги қувват қуйидаги формула ёрдамида ҳисобланади:

$$N = I_{\text{эфф}} \cdot U_{\text{эфф}} \cdot \cos \varphi, \quad (146)$$

бу ерда φ — фаза силжиши, $\cos \varphi$ кўпайтувчи қувват коэффициентини деб аталади.

Ток ва кучланиш орасидаги фазалар силжиши бўлмаганда ($\varphi = 0$) занжирда ажралиб чиқади қувват максимал бўлади ва қуйидагига тенг бўлади:

$$N = I_{\text{эфф}} \cdot U_{\text{эфф}} \quad (147)$$

Бундай қувват занжирнинг актив қаршилигида ажралиб чиқади, чунки актив қаршилиқда ўзгарувчан ток билан кучланиш бир хил фазада ўзгаради.

Индуктив ва сифим қаршилиқларда ток кучи билан кучланиш орасидаги фаза силжиши $\varphi = \pm \frac{\pi}{2}$ га тенг эди. Демак, (146) фор-

мулага асосан, занжирнинг индуктив ва сифим қаршилиқларидан ток ўтиб туришига қарамасдан, уларда энергия умуман ажралиб чиқмайди, сарфланувчи қувват нолга тенг бўлади. Электр энергия сарф бўлмайдиган, Жоуль — Ленц иссиқлиги ажралиб чиқмайдиган қаршилиқ реактив қаршилиқ деб аталади. Бинобарин, индуктив ва сифим қаршилиқлар реактив қаршилиқ бўлади. Улар актив қаршилиқдан тубдан фарқ қилади.

Реактив қаршилиқда иссиқлик энергияси ажралмаслигини қуйидагича тушунтириш мумкин. Гап шундаки, конденсаторда электр майдон ҳосил қилишга даврий равишда сарф бўладиган (конденсатор зарядланишида) энергия бу майдон йўқолишида (конденсаторнинг разрядланишида) шундай даврийлик билан занжирга қайтади. Худди шунингдек, ўзиндукция ғалтагининг магнит майдонини ҳосил қилишга (токнинг ўсиш вақтида) даврий равишда сарфланадиган энергия ҳам бу майдоннинг йўқолишида (токнинг камайиш вақтида) шу миқдорда ва шундай даврийлик билан қайтарилади. Фақат актив қаршилиқ бўлгандагина электр энергия ўтказгичнинг ички энергиясига айланади, натижада ўтказгич қизийди.

62- §. Ўзгарувчан ток генератори

Бирор турдаги (иссиқлик, механик, ёруғлик ва ҳоказо) энергияни электр энергияга айлантириб берадиган қурилмалар генераторлар деб аталади. Масалан, электростатик машиналар, термобатареялар, гальваник элементлар, фотоэлементлар ва шу қабила генераторлар жумласига киради.

Ҳозирги вақтда электр энергия ишлаб чиқаришда индукцион генераторлар муҳим роль ўйнайди. Бу генераторларнинг ишлаши электромагнит индукция ҳолатисига асосланган. Ҳозирги вақтда индукцион генераторларнинг жуда кўп турлари мавжуд. Лекин генераторларнинг ҳаммасида уларнинг ишлаши учун жуда зарур бўлган бир хил умумий қисмлари бор. Улар қуйидагилар:

1. Магнит майдонни ҳосил қилувчи электромагнит ёки доимий магнит. Бу қисм индуктор деб аталади.

2. Якорь деб аталадиган қисми. Бу қисм ЭЮК индукцияланадиган чулғамдан иборат.

3. Коллектор деб аталувчи, қўзғалмас чўткаларга тегиб турадиган ҳалқалар.

Булардан ташқари, генераторнинг қўзғалмас қисми статор, айланувчи қисми ротор деб аталади.

148-расмда ўзгарувчан ток берадиган энг содда генераторнинг тузилиш схемаси кўрсатилган. Схемадан кўриниб турганидек, индуктор (доимий магнит) магнит майдон ҳосил қилади. Ток якорь (рамка) да вужудга келади. Ток ташқи занжирга коллектор (ҳалқалар ва чўткалар) ёрдамида ўтади. Чўткалар билан ҳалқалар орасида сирпанувчи контакт бор, бу контакт чўткаларга уланган қўзғалмас ўтказгичларнинг айланувчи якорга доимо тегиб туришини таъминлайди. Якорь чулғамларининг учлари бир-биридан изоляцияланган ҳалқаларга уланган. Бу генераторда индуктор статорнинг, якорь эса роторнинг вазифасини ўтайди.

Битта рамкада ҳосил бўладиган индукция ЭЮК нинг оний қиймати қуйидаги формуладан топилади:

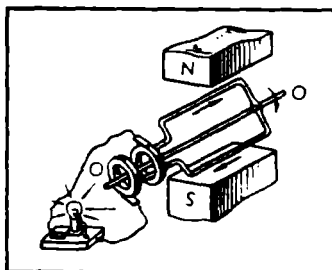
$$\delta = \delta_0 \sin \omega t.$$

Агар рамка битта ўрамдан эмас, балки N та ўрамдан иборат бўлса, индукция ЭЮКнинг амплитудаси ҳам N марта катта бўлади. Бунда N та ўрамни кетма-кет уланган N та рамка деб қараш мумкин, уларнинг ҳар бирида амплитудаси δ_0 бўлган ЭЮК индукцияланади, натижавий амплитуда эса δ_0 дан N марта катта бўлади. Шунинг учун амалда кучланишни орттириш учун рамкага кўплаб ўрамлар ўралади. Ўрамлари айланувчи ва магнит системаси қўзғалмас бўлган бундай ўзгарувчан ток генератори жуда кам учрайди. Бунга сабаб бундай системадаги генераторларда нуқсоннинг мавжудлигидир. Гап шундаки, сирпанувчи контактлар ёрдамида генератордан олинадиган юқори кучланишларни олиб кетиш амалда мумкин эмас, чунки сирпанувчи контактларда кучли учқун ҳосил бўлади. Буни бартараф қилиш учун кўпчилик ўзгарувчан ток генераторларида ЭЮК индукцияланадиган якорни қўзғалмас (статор) қилинади, уларда индуктор (ротор) айланади.

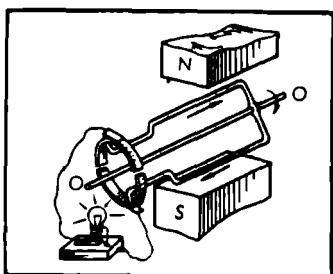
Умуман олганда, генератор ҳосил қилаётган ЭЮКнинг катталиги статор чулғамларининг ўлчамлари ва хилига, ротор магнит майдонининг катталигига ҳамда унинг айланиш тезлигига боғлиқ бўлади.

63-§. Ўзгармас ток генератори

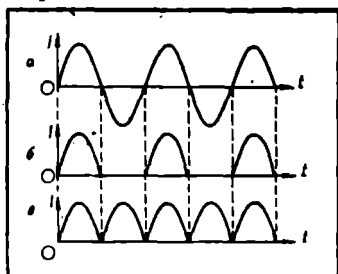
Техникада ва турмушда асосан ўзгарувчан ток қўлланилади. Лекин кўп ҳолларда ўзгармас ток ҳам керак бўлади. Масалан, саноатда, электрохимия соҳасида, электр транспортида ва ало-



148-расм.



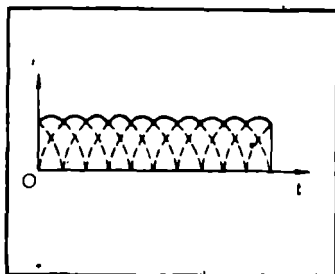
149- расм.



150- расм.

қада ўзгармас ток ишлатилади. Ўзгармас ток кўпінча ўзгарувчан токдан тўғрил а г и ч л а р деб аталадиган махсус қурилмалар ёрдамида ҳосил қилинади. Ҳар қандай тўғрилагичнинг ишлаши фақат маълум бир йўналишда ток ўтказадиган занжир қисмлари ҳосил қилиш мумкинлигига асосланган. Икки электродли электрон лампалар (диодлар) шундай хусусиятга эга.

Ўзгармас токни махсус ўзгармас ток генераторида ҳам ҳосил қилиш мумкин. Бунинг учун ўзгарувчан ток генераторидаги ҳалқаларни ярим ҳалқалар билан алмаштириш керак. Бу ярим ҳалқаларга рамка чулғамининг учлари маҳкамланади (149- расм). Ярим ҳалқалар ўққа маҳкамланган бўлиб, ўрамлар билан биргаликда айланади ва бунда кўзгалмас чўткадарга тегиб ўтади. Ўрамдаги ток ўз йўналишини ўзгартирганда ярим ҳалқалар чўткаларини ўзгартиради. Шунинг учун ташқи занжирда пайдо бўлган ток ҳамма вақт бир хил йўналишда бўлади, бироқ унинг катталиги вақт ўтиши билан ўзгаради. Бундай ток п у л ь с а ц и я л а н у в ч и ток деб аталади. 150- расмда ўзгарувчан (а), тўғрилланган (б) ва пульсацияланувчи (в) токнинг графиклари кўрсатилган. Пульсацияланувчи токда ток кучининг катта ўзгаришларини бар- тараф қилиш учун якори чулғамлари кўп қалтаклар (секциялар) дан тузилади, улар бир-бирига маълум бурчак остида қия қилиб жойлаштирилади ва бу секциялар ўзаро кетма-кет уланади. Бундай



151- расм.

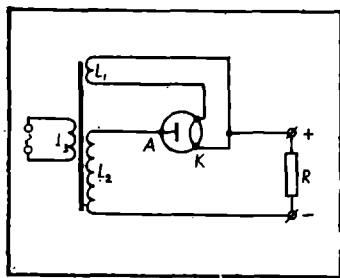
уланганда ташқи занжирда ток кучи нолгача пасайиб кетмайди. Секциялар сон кўп бўлганда токнинг ўзгаришлари унча кўп бўлмайди (151- расм). Одатда, якорда 100 га яқин секция бўлади. Бунда коллектор ярим ҳалқалари ўрнига бир-биридан изоляцияланган пластинкалар ўрнатилади. Коллектор пластинкаларининг сон секциялар сонига тенг бўлади. Коллекторнинг ҳар бир плас-

тинкасига бир секциянинг охири ва бундан кейинги секциянинг учи уланади. Бу ҳолда пульсацияланувчи ток эмас, балки деярли ўзгармас ток олинади.

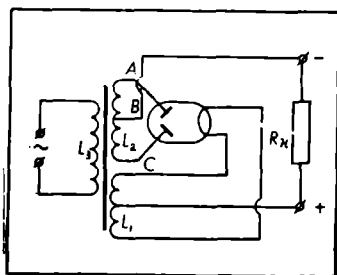
64-§. Ўзгарувчан токни тўғрилаш

Бизга 39- параграфдан маълумки, икки электродли электрон лампа — диод фақат бир йўналишда ток ўтказиши мумкин. Ўзгарувчан токни тўғрилагич сифатида фойдаланиш мумкин. Ўзгарувчан токни тўғрилашда ишлатиладиган икки электродли лампалар кенотронлар деб аталади. 152- расмда ўзгарувчан токни кенотрон ёрдамида тўғрилашнинг принципиал схемаси берилган.

L_1 ғалтак ўзгарувчан магнит майдон ҳосил қилади, демак, L_1 ва L_2 ғалтакларда ўзгарувчан ЭЮҚ индукцияланади ва занжирда ўзгарувчан ток вужудга келади. L_1 ғалтак катодни чўғлантириш токи билан таъминлайди. L_2 ғалтак эса анодга ўзгарувчан кучланиш беради. Анодга нисбатан мусбат потенциал бўлганида, шу ярим даврда лампа ва R қаршилиқ орқали ток ўтади. Анод манфий потенциалга эга бўлганда, лампа берк бўлади, лампа ва R қаршилиқ орқали ток ўтмайди. Шундай қилиб, қаршилиги R бўлган ўтказгичдан тўғрилагичга кучланишнинг ҳар мусбат ярим даври давомидагина ток ўтади. 150- а, б расмда вақт ўтиши билан ток кучининг тўғриланишига қадар (а) ва тўғриланишдан кейин (б) ўзгартиш графиклари келтирилган. Шу билан бирга бу ток пульсацияланувчи, яъни катталик жиҳатидан ўзгарувчидир. 150- б расмдан ўзгарувчан токни тўғрилаш учун унинг фақат битта ярим давригина фойдаланилаётгани кўриниб турибди. Ўзгарувчан токнинг иккала ярим давридан фойдаланиш учун битта ярим даврли тўғрилагич ўрнига иккита ярим даврли тўғрилагич қўлланилади. Иккита ярим даврли схема бўйича тўғрилашда иккита кенотрондан ёки икки анодли кенотрондан фойдаланилади. 153- расмда икки анодли кенотрондан тўғрилагич сифатида фойдаланишнинг принципиал схемаси берилган. L_2 ғалтак A ва B нуқталари орасидаги кучланиш B ва C нуқталари орасидаги кучланишга тенг бўладиган қилиб



152- расм.



153- расм.

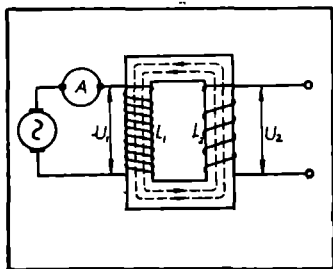
тенг икки қисмга бўлинган. Ғалтакнинг A ва C учлари кенотроннинг икки анодига уланган. A нуқтада мусбат потенциал бўлганда C нуқтада манфий потенциал бўлади. Бу ярим даврда анод занжирида ток A нуқтага уланган юқориги анод орқали ўтади, иккинчи ярим даврда A ва C нуқталардаги потенциалнинг ишоралари алмашинади ва бу ярим даврда анод занжирида ток C нуқтага уланган пастки анод орқали ўтади. Тўла давр давомида ўзгарувчан токнинг иккала ярим даврларида анод занжирида ток бўлади.

Иккита ярим даврли тўғрилагичдаги пульсацияланувчи токнинг графиги 150-в расмда кўрсатилган. Бу ток махсус филтёрлар ёрдамида фақат йўналиш жиҳатидан эмас, балки катталиги жиҳатидан ҳам ўзгармас токка келтирилади.

65-§. Трансформатор

Кўпинча электр аппаратларини ва асбобларини ишлатишда турли кучланишдан фойдаланишга тўғри келади. Ҳатто айни бир электр аппаратининг ўзида токнинг турли кучланишлари керак бўлиб қолади. Масалан, радиоприёмникда лампани чўғлантириш учун бир неча вольтгина, унинг кучайтиргичининг ишлаши учун эса бир неча юз вольт кучланиш керак бўлади. Ваҳоланки, кўпинча ихтиёрийида муайян кучланишли биттагина тармоқ бўлади. Шу сабабдан ўзгарувчан токни ўзгартиришга тўғри келади. Айни бир чашотанинг ўзида ўзгарувчан ток кучланиши билан ток кичини бир вақтда ўзгартириш ўзгарувчан токни трансформациялаш дейилади. Ўзгарувчан токни трансформациялайдиган асбоб трансформатор деб аталади. Унинг ишлаши электромагнит индукция ҳодисасига асосланган.

Трансформатор бир-биридан изоляцияланган пўлат пластинкалардан ясалган берк ўзак ва унга кийдирилган икки ғалтакдан иборат бўлиб, ғалтаклар бир-бири билан туташмайди (154- расм). Ўзак берк рамка шаклида бўлиб, махсус пўлатнинг алоҳида пластинкаларидан йиғилади, пўлатнинг бу нави қайта магнитланишда кам қизийди. Ўзгарувчан ток занжири уланадиган L_1 ғалтак бир ламчи чулғам, электр энергияси истеъмолчилари уланадиган L_2 ғалтак эса икки ламчи чулғам дейилади.



154- расм.

Бирламчи чулғамдан ўтаётган ўзгарувчан ток трансформаторнинг ўзагида ўзгарувчан магнит оқими ҳосил қилади, бу оқим иккиламчи чулғамни кесиб ўтиш натижасида, унда ўзгарувчан индукция ЭЮК ни вужудга келтиради. Агар бирламчи чулғамнинг ўрамлар сони n_1 кам, иккиламчи чулғамнинг ўрамлар сони n_2 кўп қилиб олинса, иккиламчи чулғамда кучланиш юксалади. Бу трансформатор кучайтирувчи

трансформатор бўлади. Агар бирламчи чулғамнинг ўрамлар сони кўп, иккиламчи чулғамнинг ўрамлар сони кам қилиб олинса (154-расмдагидек), иккиламчи чулғамда кучланиш пасаяди. Бу трансформатор пасайтирувчи трансформатор бўлади. Трансформаторнинг иккала чулғамини айни бир магнит оқини кесиб ўтади, шунинг учун ўрамнинг қайси чулғамга тегишли бўлишига қарамай, ҳар бир ўрамда бирдай ЭЮК вужудга келади.

Шундай қилиб, чулғамларда вужудга келадиган ЭЮКларнинг нисбати чулғамлардаги ўрамлар сони нисбатига тенг бўлади:

$$\frac{\mathcal{E}_1}{\mathcal{E}_2} = \frac{n_1}{n_2},$$

бу ерда $\mathcal{E}_1$ — бирламчи чулғамдаги ЭЮК, $\mathcal{E}_2$ — иккиламчи чулғамдаги ЭЮК бўлади.

Бирламчи чулғамга қўйилган U_1 кучланиш билан $\mathcal{E}_1$ ЭЮКни йиғиндиси бирламчи чулғамдаги потенциал тушишига тенг бўлиши керак:

$$U_1 + \mathcal{E}_1 = I_1 R_1,$$

бу ерда R_1 — чулғамнинг актив қаршилиги, I_1 — чулғамдаги ток кучи. Одатда, чулғамнинг актив қаршилиги жуда кичик бўлади, шунинг учун $I_1 R_1$ ҳадни ҳисобга олмаса ҳам бўлади. Шу сабабли

$$U_1 = |\mathcal{E}_1|.$$

Трансформаторнинг иккиламчи чулғами очиқ бўлганда (бунда $I_2 = 0$ бўлади), унинг учларидаги кучланиш қуйидагига тенг:

$$U_2 = |\mathcal{E}_2|.$$

Шундай қилиб, қуйидаги муносабатни ёзиш мумкин:

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{\mathcal{E}_1}{\mathcal{E}_2} = \frac{n_1}{n_2} = k, \quad (148)$$

яъни трансформаторнинг бирламчи ўрам учларидаги кучланишининг иккиламчи ўрам учларидаги кучланишига нисбати бирламчи ғалтак ўрамлар сонининг иккиламчи ғалтак ўрамлари сонига нисбатидек бўлар экан. k катталиқ трансформация коэффициентини деб аталади. Агар $k > 1$ бўлса, трансформатор пасайтирувчи ($U_2 < U_1$), $k < 1$ бўлса, кучайтирувчи ($U_2 > U_1$) трансформатор бўлади.

Трансформаторнинг иккиламчи чулғамига истеъмолчи уланса, энергия бирламчи занжирдан иккиламчи занжирга узлуксиз равишда ўтиб туради. Энергиянинг сақланиш қонунига биноан, иккиламчи занжирдаги токнинг қуввати бирламчи занжирдаги токнинг қувватига тенг бўлиши керак, яъни

$$I_1 U_1 = I_2 U_2 \text{ ёки } N_1 = N_2$$

бундан

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{I_2}{I_1} \quad (149)$$

келиб чиқади. Демак, трансформатор ёрдамида кучланиш неча марта орттирилса, ток кучи шунча марта камайтирилади ёки аксинча. (148) ва (149) муносабатларга асосланиб қуйидагини ёзиш мумкин:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (150)$$

Бу формуладан кўринадики, трансформаторнинг бирламчи ва иккиламчи ғалтакларидаги нагрузка токлари шу ғалтаклардаги ўрамлар сонига тесқари пропорционал бўлади. Чулғамларда ва ўзақда иссиқлик ажралиб чиқиши ва энергиянинг бошқа хил исрофлари мавжудлиги туфайли (149) муносабат амада тахминан бажарилади. Қуйидаги

$$\frac{I_2 U_2}{I_1 U_1} = \frac{N_2}{N_1} = \eta \quad (151)$$

муносабат трансформаторнинг ФИК ни билдиради. Ҳозирги замон қудратли трансформаторларида бу коэффициент 94—99 процентга етади.

66-§. Электр энергияни катта масофаларга узатиш

Электр энергиянинг бошқа хил энергиялардан афзаллиги шундаки, уни олис жойларга узатиш мумкин.

Электр энергия олис жойларга узатилганда, узатиш линияларида энергия сезиларли миқдорда исроф бўлади, чунки ток узатиш линиялари орқали ўтганда уларни қиздиради. Жоуль-Ленц қонунига мувофиқ, линия ўтказгичларини қиздириш учун сарф бўладиган энергия миқдори

$$Q = I^2 R t$$

формула билан аниқланади, бу ерда R линиянинг қаршилиги. Электр энергияни узатишда исроф камроқ бўлиши учун линия ўтказгичларини қиздиришга кетадиган Q энергияни мумкин қадар камайтириш керак. Жоуль-Ленц қонуни бу масалани ҳал қилишнинг икки йўлини кўрсатиб беради.

1. Энергия узатиладиган линия симларининг қаршилигини камайитириш керак. Бунинг учун йўғон симлар ишлатиш керак. Лекин турмушда бунинг амалга ошириб бўлмайди, чунки ўтказгичнинг қаршилиги неча марта камайитирилса, унинг массаси шунча марта ортади. Қиммат турадиган рангли металлларни бунчалик кўп сарфлашга йўл қўйиб бўлмайди. Бундан ташқари, оғир симларни баланд минораларга ўрнатиш билан боғлиқ бўлган бошқа қийинчиликлар ҳам туғилади.

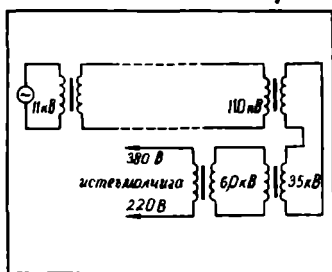
2. Узатиш линияларидаги ток кучини камайитириш керак. Аммо ток қувватини сақлаш учун ток кучини фақат кучланишни ошириш йўли билангина камайитириш мумкин.

Электр энергия узатиш линияларидаги кучланиш қанча юқори бўлса, шунча фойдали бўлади, чунки $N = IU$ қувват формуласи-

дан кўринишича, ток шунча камаяди ва ўтказгичлардаги исроф ток кучи катталигининг квадратига пропорционал равишда камаяди.

65-§ да кўрганимиздек, трансформатор ёрдамида ўзгарувчан токнинг узатиладиган қувватини ўзгартирмаган ҳолда унинг кучланишини ўзгартириш мумкин. Шу сабабли, ҳозирги замон шароитида электр энергияни олсга узатишни трансформаторсиз амалга ошириш мумкин эмас.

Электр энергияни катта масофага узатиш схемасини қуйидагича тасаввур қилиш мумкин (155- расм). Электр станцияга кучайтирувчи трансформатор ўрнатилади. Юқори кучланишли ток энергияси истеъмолчига узатилади. Истеъмолчи олдида пасайтирувчи трансформаторлар ўрнатилади.



155- расм.

Такрорлаш учун саволлар

1. Ўзгарувчан ток деб қандай тскака айтамыз? Уни характерлайдиган катталикларни айтинг.
2. Токнинг ҳақиқий қиймати деб нимага айтилади ва у токнинг амплитуда қиймати билан қандай боғланишда бўлади?
3. Индуктив қаршилик нима? Сигим қаршилики-чи? Улар қандай ҳисобланади?
4. Актив қаршилик билан реактив қаршилик орасидаги фарқ нимадан иборат?
5. Ўзгарувчан ток занжирининг тўла қаршилиги қандай ҳисобланади?
6. Қувват коэффициенти деб нимага айтилади?
7. Ўзгарувчан ва ўзгармас ток генераторларининг тузилиши ва ишлаш принципини тушунтиринг.
8. Ўзгарувчан токни қандай тўғрилаш мумкин?
9. Трансформаторнинг тузилиши ва ишлаш принципини тушунтиринг.
10. Электр энергия узоқ масофаларга қандай узатилади?

МАСАЛА ЕЧИШ НАМУНАЛАРИ

1-масала. Ғалтак учларига уланган вольтметр 110 В кучланишни, амперметр эса 10 А токни кўрсатса, ғалтакнинг индуктивлигини топинг. Ток частотаси 50 Гц. Ғалтакнинг актив қаршилиги ҳисобга олинмасин.

$$\text{Берилган: } U_{\text{эфф}} = 110 \text{ В; } I_{\text{эфф}} = 10 \text{ А;}$$

$$R = 0; \nu = 50 \text{ Гц}$$

$L = ?$

Ечилиши. Занжуринг ғалтакдан иборат қисмининг қаршилиги, масаланинг шартига кўра фақат индуктив қаршиликдан иборат. Шунинг учун $Z = R_L = \omega L$ бўлади, бу ерда $\omega = 2\pi\nu$ — токнинг

доиравий частотаси, L — ғалтакнинг индуктивлиги. Ом қонунига асосан:

$$I_{\text{эфф}} = \frac{U_{\text{эфф}}}{Z} = \frac{U_{\text{эфф}}}{\omega L} = \frac{U_{\text{эфф}}}{2\pi\nu L}.$$

Бундан ғалтакнинг индуктивлиги

$$L = \frac{U_{\text{эфф}}}{2\pi\nu I_{\text{эфф}}}$$

га тенг бўлади.

Ҳисоблаш:

$$L = \frac{110 \text{ В}}{10 \text{ А} \cdot 2 \cdot 3,14 \cdot 50 \text{ Гц}} = \frac{11}{314} \frac{\text{В} \cdot \text{с}}{\text{А}} = 0,035 \text{ Гн}.$$

2-масала. Агар 2 мкФ сифимли конденсатор ўзгарувчан токка 8 Ом қаршилиқ кўрсатса, ўзгарувчан токнинг даври ва частотаси аниқлансин.

Берилган: $C = 2 \text{ мкФ} = 2 \cdot 10^{-6} \text{ Ф}; R_C = 8 \text{ Ом}$

$$T - ? \quad \nu - ?$$

Ечилиши. Ўзгарувчан токнинг сифим қаршилигини аниқловчи $R_C = \frac{1}{\omega C}$ формуладан доиравий частотасини топамиз:

$$\omega = \frac{1}{C R_C}.$$

ω частота билан T давр орасидаги боғланиш

$$\omega = \frac{2\pi}{T}$$

бўлгани учун

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{\frac{1}{C R_C}} = 2\pi C R_C.$$

Ўзгарувчан токнинг частотаси

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{1}{2\pi C R_C}$$

Ҳисоблаш:

$$T = 2 \cdot 3,14 \cdot 2 \cdot 10^{-6} \text{ Ф} \cdot 8 \cdot \text{Ом} \cong 10^{-4} \text{ с}.$$

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{1}{10^{-4} \text{ с}} = 10^4 \text{ Гц} = 10 \text{ кГц}.$$

3-масала. 4 Ом актив, 8 Ом индуктив ва 5 Ом сифим қаршилиқлардан тузилган электр занжири учларига 120 В ли ўзгарувчан кучланиш қўйилган. Занжирдаги токни ва занжир қисмларидаги кучланишни аниқланг.

Берилган: $R = 4 \text{ Ом}; R_L = 8 \text{ Ом}; R_C = 5 \text{ Ом}; U_{\text{эфф}} = 120 \text{ В}$

$$I_{\text{эфф}} - ? \quad U_R - ? \quad U_L - ? \quad U_C - ?$$

Ечилиши. Ўзгарувчан ток занжирига онд Ом қонунига мувофиқ занжирдаги ток кучи:

$$I_{\text{эфф}} = \frac{U_{\text{эфф}}}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} = \frac{U_{\text{эфф}}}{\sqrt{R^2 + (R_L - R_C)^2}}.$$

Занжир қисмларидаги кучланишларни занжирнинг бир қисмига оид Ом қовунидан фойдаланиб, қуйидаги муносабатлардан аниқлаймиз:

$$U_R = I_{\text{эфф}} \cdot R; U_L = I_{\text{эфф}} \cdot R_L; U_C = I_{\text{эфф}} \cdot R_C.$$

Ҳисоблаш:

$$I_{\text{эфф}} = \frac{120 \text{ В}}{\sqrt{16 + (8 - 5)^2} \text{ Ом}} = \frac{120 \text{ В}}{\sqrt{16 + 9} \text{ Ом}} = \frac{120}{5} \text{ А} = 24 \text{ А}.$$

$$U_R = 24 \text{ А} \cdot 4 \text{ Ом} = 96 \text{ В},$$

$$U_L = 24 \text{ А} \cdot 8 \text{ Ом} = 192 \text{ В},$$

$$U_C = 24 \text{ А} \cdot 5 \text{ Ом} = 120 \text{ В}.$$

4-масала. Магистралдан истеъмолчигача тортилган симда содир бўладиган қувват исрофи ва линиянинг ФИК қуйидаги берилганларга асосан аниқлансин: узатиладиган қувват 100 кВт, станциядаги кучланиш 220 В, симнинг қаршилиги 0,01 Ом, фаза силжиши 37°

Берилган: $N = 100 \text{ кВт} = 10^5 \text{ Вт}; U_{\text{эфф}} = 220 \text{ В};$

$R = 0,01 \text{ Ом}; \varphi = 37^\circ$

$$N_1 = ? \quad \eta = ?$$

Ечилиши. Симда исроф бўладиган қувват асосан шу симда бирлик вақтда ажралиб чиқадиган Жоуль — Ленц иссиқлигидан иборат. Шунинг учун

$$N_1 = I_{\text{эфф}}^2 R$$

деб ёзиш мумкин, бу ерда $I_{\text{эфф}}$ линиядаги ток кучи. Унинг катталигини қувват формуласидан фойдаланиб топамиз:

$$N = I_{\text{эфф}} \cdot U_{\text{эфф}} \cdot \cos \varphi, \text{ бунидан } I_{\text{эфф}} = \frac{N}{U_{\text{эфф}} \cdot \cos \varphi}.$$

У ҳолда линияда исроф бўладиган қувват

$$N_1 = \frac{N^2 R}{U_{\text{эфф}}^2 \cdot \cos^2 \varphi}$$

ифодадан аниқланади. Истеъмолчига етиб келадиган қувват $N - N_1$ га тенг, шунинг учун линиянинг ФИК

$$\eta = \frac{N - N_1}{N} 100 \%$$

ифодадан аниқланади.

Ҳисоблаш:

$$N_1 = \frac{10^{10} \text{ Вт}^2 \cdot 10^{-2}}{(220 \text{ В})^2 \cdot (0,8)^2} = 3,2 \cdot 10^3 \text{ Вт} = 3,2 \text{ кВт}.$$

$$\eta = \frac{10^5 - 3,2 \cdot 10^3}{10^5} 100 \% = 96,8 \%.$$

Мустақил ечиш учун масалалар

105. Синусоидал ток электр юритувчи кучининг оний қиймати 40° фаза учун 120 В. ЭЮҚнинг амплитуда ва ҳақиқий қийматлари топилсин.

106. Ўзгарувчан ток ўтаётган занжир қисмидаги кучланиш вақт ўтиши билан $U = U_0 \sin \left(\omega t + \frac{\pi}{6} \right)$ қонун бўйича ўзгаради. Вақтнинг $t = \frac{T}{12}$ қийматида кучланишнинг оний қиймати 10 В га тенг. Кучланишнинг амплитуда қиймати топилсин.

107. Ўзгарувчан токнинг доиравий частотаси 100 лс^{-1} . Токнинг даврини ва частотасини аниқланг.

108. Агар ўзгарувчан токнинг частотаси 500 Гц, ғалтак индуктивлиги 2 Гн бўлса, бундай ғалтакнинг индуктив қаршилигини аниқланг.

109. Сигими 1 мкФ бўлган конденсаторнинг қаршилиги 40 Ом бўлиши учун ўзгарувчан токнинг даври қандай бўлиши керак?

110. Индуктив қаршилиги 500 Ом бўлган ғалтак частотаси 1000 Гц бўлган ўзгарувчан кучланиш манбаига уланган. Кучланишнинг ҳақиқий қиймати 100 В. Занжирдаги токнинг амплитуда қиймати ва ғалтакнинг индуктивлигини аниқланг.

111. Кучланишнинг ҳақиқий қиймати 110 В, частотаси 100 Гц, бўлган ўзгарувчан ток занжирига $5 \cdot 10^{-8} \text{ Ф}$ сигимли конденсатор, индуктивлиги 0,2 Гн бўлган ғалтак ва 4 Ом актив қаршилик кетма-кет уланган. Ток кучининг максимал қиймати аниқлансин.

112. Ўзгарувчан ток занжирдаги амперметр 6 А токни, вольтметр 220 В кучланишни, ваттметр эса 1100 Вт қувватни кўрсатса, қувват коэффициенти ва ток билан кучланиш орасидаги фаза силжиши қандай бўлади?

113. Резистор, ғалтак ва конденсаторлар кетма-кет уланган занжирдан 1 А ток ўтмоқда. Занжирнинг актив қаршилиги 60 Ом, бутун занжирга берилган кучланиш 200 В. Занжирнинг тўла қаршилиги, қувват коэффициенти ва актив қувватини топинг.

114. Кучайтирувчи трансформаторнинг бирламчи чулғамида 100 ўрам, иккиламчи чулғамида 1600 ўрам бор. Бирламчи чулғам учларидаги кучланиш 100 В, иккиламчи чулғамдаги ток кучи эса 0,3 А га тенг. Трансформаторнинг фойдали қувватини топинг.

115. Пасайтирувчи трансформатор кучланиши 220 В бўлган тармоққа уланган. Иккиламчи чулғам клеммасига қаршилиги 12,6 Ом бўлган асбоб уланган. Агар трансформация коэффициенти 35 бўлса, асбобдаги ток кучини аниқланг.

116. Агар узатилаётган қувват 220 В кучланишда 24 кВт бўлса, ўзгарувчан ток ўтаётган икки симли линияда симларни қизиши учун қанча қувват исроф бўлади? Линиянинг узунлиги 175 м, мис симнинг кўндаланг кесим юзи 35 мм^2 .

117. 800 В кучланишда $75 \cdot 10^4 \text{ кВт}$ қувват икки симли линия орқали узатилади. Линиянинг қаршилиги 50 Ом бўлса, узатишнинг ФИҚ ни топинг.

118. Қўндаланг кесими 150 мм^2 —бўлган алюминий кабелдан иборат ва узунлиги 50 км бўлган электр узатиш линияси орқали 15000 кВт қувват 100 000 В кучланишда узатилмоқда. Линиянинг ФИК ни аниқланг.

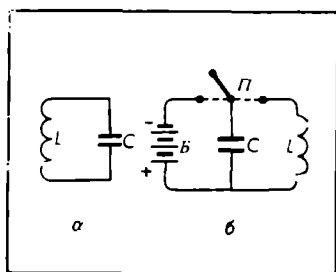
VI боб. ЭЛЕКТРОМАГНИТ ТЕБРАНИШЛАР ВА ТЎЛҚИНЛАР

67-§. Тебраниш контури. Эркин электромагнит тебранишлар

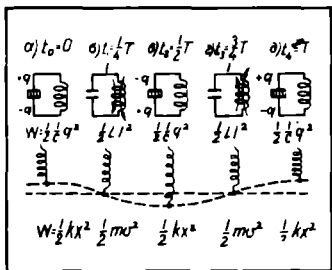
Электр заряди, кучланиш, ток кучи, шунингдек, электр ва магнит майдонларнинг даврий равишда ўзгариб туриш процесси **электромагнит тебранишлар** деб аталади. Электромагнит тебранишларни тебраниш контурида ҳосил қилиш мумкин. *С конденсатор ва L индуктивлик галтагидан тузилган электр занжири тебраниш контури деб аталади (156-а расм).* Контурнинг актив қаршилиги жуда кичик деб қаралади.

Контурда электромагнит тебранишларни ҳосил қилиш учун дастлаб конденсаторни зарядлаш керак. Бунинг учун контурни *П* переключатель ёрдамида *В* батареяга улаймиз (156-б расм). Сўнгра, конденсаторни батареядан ажратсак, унинг қопламаларида маълум миқдорда қарама-қарши ишорали заряд тўпланади.

Контурда қандай қилиб электромагнит тебранишлар юзага келишини яққолроқ тасаввур қилиш учун контурдаги тебранишларни пружинали маятник тебранишлари билан таққослаб бўламиз. 157-расмда тебраниш контури ва пружинали маятник тасвирланган. Конденсатор зарядланмаган ва контурда ток бўлмаган вақтда контурнинг электр энергияси ҳам, магнит энергияси ҳам нолга тенг бўлади. Мувозанат вазиятида тинч турган маятникнинг механик (потенциал ва кинетик) энергияси ҳам нолга тенг бўлади. Вақтнинг дастлабки $t_0 = 0$ пайтида конденсаторга q заряд берамиз. Конденсатор қопламалари орасида электр майдон ҳосил бўлади (157-а расм). Контур конденсаторни зарядлаш учун бажарилган иш билан ўлчанадиган ва конденсаторнинг электр майдон энергияси



156- расм.



157- расм.

$\frac{e_0 E^2}{2}$ га тенг энергия запасига эга бўлади. Конденсатор қопламалари га заряд бериш пружинали маятникнинг ташқи куч таъсирида мувозанат ҳолатидан четга чиқарилиши ва унинг мувозанат ҳолатидан x оғишига мос келади. Бунда пружина $\frac{kx^2}{2}$ га тенг бўлган эластик деформациянинг потенциал энергиясига эга бўлади.

Бундан кейинги пайтда конденсатор ғалтак орқали разрядлана бошлайди. Контурда вақт ўтиши билан ортиб боровчи I ток пайдо бўлади, ғалтакда эса магнит майдон юзага келади. Конденсатор разрядланган сари унинг электр майдони заифлашади, ғалтакнинг магнит майдони эса кучаяди. Вақтнинг $t_1 = \frac{1}{4} T$ пайтида конденсатор тўла разрядланади, электр майдон энергияси нолга тенг бўлади, ток энг катта қийматга эришиб, магнит майдон энергияси максимал қийматга эга бўлади. Контурнинг бутун энергияси ғалтакнинг магнит майдон энергияси $\frac{LI^2}{2}$ дан иборат бўлади (157-б расм).

Бу босқич маятникда квазиэластик куч нолга тенг бўлган ҳолга ва маятникнинг инерцияси тўғрисида ҳаракатини давом эттириб мувозанат ҳолатидан ўтишига мос келади. Бу вақтда маятникнинг энергияси бутунлай кинетик энергияга айланади ва энергия $\frac{mv^2}{2}$ ифода орқали аниқланади.

Вақтнинг кейинги пайтларида ғалтакнинг магнит майдони заифлана бошлайди, шу сабабли унда Ленц қондасига мувофиқ конденсаторнинг разрядланиш тоқи йўналишида ток индукцияланади. Магнит майдон бутунлай йўқолгунча контурда оқиб турган индукцион ток конденсатор қопламаларини қайта зарядлай бошлайди. Вақтнинг $t_1 = \frac{1}{4} T$ пайтида (157-в расм) конденсатор тўла қайта зарядланади, ток кучи эса нолга тенг бўлади. Натижада контурнинг магнит майдон энергияси яна конденсаторнинг электр майдон энергиясига айланади. Бирок бунда электр майдоннинг йўналиши унинг t_0 пайтидаги йўналишига қарама-қарши бўлади. Вақтнинг бу пайтига пружинали маятникнинг тебранишларида унинг потенциал энергияси энг катта бўлган энг пастки вазияти тўғрисида келади.

Шундан кейин процесс тескари тартибда такрорланади (157-г, д расм) ва $t_4 = T$ пайтда контур бошланғич ҳолатга қайтади, маятник эса энг юқори вазиятга ўтади ва юқоридаги кўриб ўтган процесслар яна такрорланади.

Шундай қилиб, контурда T даврли электр тебранишлар вужудга келади. Даврнинг биринчи ярми давомида ток бир йўналишда, даврнинг иккинчи ярми давомида эса қарама-қарши йўналишда оқади.

Контурдаги электр тебранишлар вақтида конденсатордаги электр майдон энергияси ва индукция ғалтагидаги магнит майдон энергияси даврий равишда ўзаро бир-бирига айланиб туради, бу худди маятникнинг механик тебранишларида маятник потенциал ва кинетик энергияларининг ўзаро бир-бирига айланишига ўх-

шайди. Бундай таққослашда маятникнинг потенциал энергиясини конденсаторнинг электр майдон энергиясига, маятникнинг кинетик энергиясини эса ғалтакнинг магнит майдон энергиясига, маятникнинг ҳаракат тезлигини контурдаги ток кучига ўхшатиш мумкин. Маятник инерцияси ролини ғалтакнинг индуктивлиги, маятникка таъсир қилувчи ишқаланиш кучи ролини контурнинг актив қаршилиги ўйнайди. Агар контурда энергия исрофи (ўтказгичларнинг қизиши ва электромагнит нурланиши) бўлмаганда эди, электр тебранишлар истаганча узоқ давом этган, яъни сўнмас тебранишлар бўлар эди. Лекин ҳақиқатда энергия исроф бўлмасдан иложи йўқ. Чунки ғалтак ва уловчи симларнинг актив қаршилиги мавжуд, бу эса Жоуль—Ленц қонунига биноан иссиқлик чиқишига сабаб бўлади.

Тебранувчи системанинг ўзида пайдо бўладиган кучлар (квази-эластик кучлар таъсирида ҳосил бўладиган механик тебранишлар хусусий тебранишлар деб аталар эди. Худди шунга ўхшаш контурда унга бирор энергия запаси берганда ҳосил бўладиган ва контурда вужудга келадиган индукцион ток билан тутиб туриладиган электромагнит тебранишлар хусусий ёки эркин электромагнит тебранишлар деб аталади. Контурнинг актив қаршилиги ҳамма вақт нолдан фарқли бўлганидан, дастлаб контурда запас қилинган энергия узлуксиз равишда иссиқлик ажралишига сарф бўлади. Бунинг натижасида электромагнит тебранишларнинг интенсивлиги тобора камайиб боради, бинобарин, эркин тебранишлар сўнувчи тебранишлар бўлади. Контурда сўнмайдиган электромагнит тебранишлар ҳосил қилиш учун исроф бўлаётган энергияни бир давр давомида тўлдириб туриш керак.

68-§. Эркин электромагнит тебранишлар даври ва частотаси

Конденсатор қопламаларидаги электр заряди ва потенциаллар фарқи ёки контурдаги ток кучи катталикларининг ўзгаришлари айнан ўша кўринишда кетма-кет такрорланиши учун кетган аниқ вақт оралиғи эркин ёки хусусий электромагнит тебранишлар даври деб аталади. Хусусий тебранишлар даври контурдаги сифим ва индуктивлик катталигига боғлиқ бўлади. Ана шу боғланишни аниқлаймиз.

Тебраниш контури берк занжир бўлгани учун ундаги манбанинг ё ЭЮК вазифасини ё_{is} ўзиндукция ЭЮК бажаради ва у қуйидагича аниқланади:

$$\delta_{is} = -L \frac{\Delta I}{\Delta t}.$$

Лекин контурда С сифимли конденсатор ҳам бор, ундаги кучланиш

$$U_c = \frac{q}{C}$$

га тенг. Бу кучланиш вақт ўтиши билан заряднинг ўзгаришларига боғлиқ ҳолда ўзгаради.

Занжирдаги ўзиндукция ЭЮК занжирдаги тўла кучланиш билан конденсатордаги кучланишлар йиғиндисига тенг бўлиши керак:

$$\mathcal{E}_i = IR + U_c$$

ёки

$$-L \frac{\Delta I}{\Delta t} = IR + \frac{q}{C}. \quad (152)$$

Бу тебраниш контуридаги процессларнинг асосий тенгламасидир. Умумий ҳолда бу тенгламани ечиш жуда мураккаб. Биз тебраниш контурининг қаршилиги жуда кичик, яъни IR ҳад ҳисобга олинмаса ҳам бўладиган даражада кичик бўлган ҳолнигина кўриш билан чекланамиз. Бундай ҳолда (152) тенглама соддалашиб, қуйидаги кўринишга келади:

$$L \frac{\Delta I}{\Delta t} = -\frac{q}{C}. \quad (153)$$

Бу тенглама билан пружинали маятник тебранишларини тавсифловчи

$$m \frac{\Delta v}{\Delta t} = -k \cdot x \text{ ва } \frac{\Delta v}{\Delta t} = -\frac{k}{m} x = -\omega_0^2 x \quad (154)$$

тенглама ўртасида белгиларидан бошқа ҳеч қандай фарқ йўқлиги кўриниб турибди. Агар m массани L индуктивлик билан $\frac{\Delta v}{\Delta t}$ тезланишни ток кучининг вақт бўйича ўзгариши $\frac{\Delta I}{\Delta t}$ билан, пружинанинг k бикрлигини конденсатор сифмига тескари катталиқ $\frac{1}{C}$ билан алмаштирсак, (154) тенглама ўрнига айнан (153) тенгламани ҳосил қиламиз. (153) тенгламани L га бўлсак ва

$$\omega_0^2 = \frac{1}{LC} \quad (155)$$

деб қабул қилсак, қуйидаги тенглама келиб чиқади:

$$\frac{\Delta I}{\Delta t} = -\omega_0^2 q. \quad (156)$$

Бу эса (154) тенгламанинг худди ўзидир, (154) тенгламада ω_0 — механик тебранишларнинг циклик частотаси. Бинобарин, (155) тенгламадан топиладиган электромагнит тебранишларнинг циклик частотаси ω_0 заряд, ток ва бошқа катталикларнинг тебранишлар частотаси бўлади. У вақтда контурдаги эркин тебранишлар даври қуйидагича ифодаланади:

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{LC}. \quad (157)$$

Бу формула инглиз физиги В. Томсон томонидан 1853 йилда назарий йўл билан биринчи марта чиқарилган ва унинг номи билан **Т о м с о н . ф о р м у л а с и** деб аталади.

Шундай қилиб, индуктивлик ва сғим қанчалик кичик бўлса, давр шунчалик кичик, яъни электромагнит тебранишлар частотаси шунчалик юксак бўлар экан.

69-§. Мажбурий электромагнит тебранишлар. Резонанс

Контурада кичик бўлса ҳам омик қаршилик мавжуд бўлгани учун эркин электромагнит тебранишлар тез сўнади, шунинг учун улардан амалда деярли фойдаланилмайди. Сўнмайдиган мажбурий электромагнит тебранишлар эса, аксинча, жуда катта амалий аҳамиятга эга.

Мажбурий тебранишларни ҳосил қилиш учун системага даврий ўзгарувчи ташқи куч таъсир қилиши керак. Электр тебранишларда бунни амалга ошириш учун тебраниш контурига параллел қилиб (158- а расм) ёки сғим ва индуктивлик билан кетма-кет қилиб ўзгарувчан ЭЮК манбан улаш керак (158- б расм).

Агар биз мажбур этувчи электр юритувчи куч ссф даврий, яъни вақт ўтиши билан

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t \quad (158)$$

қонун бўйича ўзгаради деб фараз қилсак, у вақтда 57-параграфда кўриб ўтилган ҳолга келамиз. Контурдан мажбур этувчи ЭЮК нинг частотасига тенг частотали ток ўтиб туради:

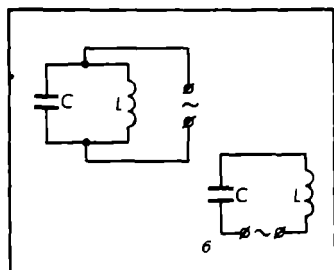
$$I = I_0 \sin (\omega t - \varphi), \quad (159)$$

бу ерда φ — ток кучи билан ЭЮК тебранишлари орасидаги фаза фарқи. Агар даврий мажбур этувчи ЭЮК (158) тўхтовсиз таъсир этиб турса, у ҳолда ток кучининг (159) формула бўйича тебраниши истаганча узоқ вақт давом этади, яъни контур ω частота билан сўнмас мажбурий тебранишларни давом эттираверади. Ўзгарувчан ток занжири учун Ом қонунига биноан бу токнинг амплитудаси

$$I_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} \quad (160)$$

ифодадан аниқланади. Бу ерда $Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}$ катталиқ занжирнинг тўла қаршилиги бўлиб, R — актив қаршилиқ, L — индуктивлик; C — сғимнинг қийматларига ва токнинг ω частотасига боғлиқдир. Частотанинг

$$L\omega - \frac{1}{C\omega} = 0 \quad (161)$$



158- расм.

муносабатни қаноатлантирадиган қийматида тўла қаршилиқ энг кичик қийматга, ток кучининг амплитудаси эса максимал қийматга эришади:

$$I_{0 \max} = \frac{\mathcal{E}_0}{R} \quad (162)$$

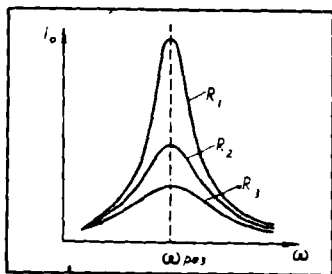
Ўзгарувчан токнинг сифим ва индуктивликка эга бўлган контурдан ўтиш ҳодисаси механикадаги резонанс ҳодисасига ўхшаб кетади. Ток кучининг амплитуда қиймати частотага боғлиқ ва частотанинг резонанс частота деб аталадиган муайян бир $\omega_{\text{рез}}$ қийматида максимал бўлади. $\omega_{\text{рез}}$ нинг қиймати (161) га асосан қуйидагига тенг:

$$\omega_{\text{рез}} = \sqrt{\frac{1}{LC}} \quad (163)$$

Шундай қилиб, қуйидаги хулосага келамиз. Тебраниш контурида икки хил электромагнит тебраниш: қиймати (155) ифодадан аниқланадиган доимий частотали хусусий тебраниш ва частотаси ташқи ЭЮК нинг ўзгариш частотаси ω га тенг бўлган мажбурий тебраниш бўлиши мумкин. Агар тебраниш контурининг хусусий частотаси ω_0 контурдаги таъсир қилаётган ЭЮК нинг ўзгариш частотаси ω дан кескин фарқ қилса ($\omega_0 \gg \omega$ ёки $\omega_0 \ll \omega$), у ҳолда контурдан ўтаётган ток кичик бўлади. Хусусий тебранишлар частотаси ташқи ЭЮК частотасига яқинлашганда ток амплитуда қийматининг ортиши кузатилади, ҳар иккала ω_0 ва ω частоталар катталиқ жиҳатдан тенг бўлганда ток максимал қийматга эришади.

Хусусий ва мажбурий тебранишлар частотаси тенглашганда ток кучининг ортиши электр резонанс ҳодисаси деб аталади. Бироқ шунга айтиш керакки, контурнинг актив қаршилиги нолга яқин ёки тенг бўлгандагина ω_0 ва ω частоталар тенглигида резонанс бўлади. Агар тебраниш контурида бирор актив қаршилиқ бўлса, у ҳолда бундай контурнинг хусусий тебранишлар частотаси қуйидаги ифодадан аниқланади:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}} \quad (164)$$



159- расм.

(163) ва (164) формулаларни таққослаб резонанс ҳодисаси контурнинг тебранишлар частотаси ω дан каттароқ $\omega_{\text{рез}}$ частотада рўй беришини кўрамиз.

159-расмда бир нечта резонанс эгри чизиқлари тасвирланган бўлиб, улар турли актив қаршилиқларга эга бўлган контурларга тегишли ($R_1 < R_2 < R_3$). Қаршилиқ қанча кичик бўлса, эгри чизиқнинг максимуми шун-

ча ўткирроқ бўлади. Демак, хусусий тебранишларнинг сўниши камроқ бўлганда контурдаги ток кучининг амплитуда қиймати катта-роқ ва резонанс эгри чизиги ўткирроқ бўлар экан. Катта қаршиликларда резонанс эгри чизигининг ўткирлиги камроқ бўлиши расмдан кўриниб турибди.

Резонанс вақтида ток кучининг ўсиши билан бир қаторда сифим ва индуктив қаршиликлардаги кучланишлар ҳам кескин ортади. Бу кучланишлар катталиқ жиҳатидан тенглашиб, ташқи кучланишдан бир неча марта ошиб кетади. Ҳақиқатан ҳам, резонанс ҳодисаси рўй бераётган вақтда сифим қаршиликдаги кучланишнинг амплитуда қиймати

$$U_{0C} = I_0 R_C = I_0 \frac{1}{C\omega_{\text{рез}}} = I_0 \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (165)$$

ифодадан, индуктив қаршиликдаги кучланишнинг амплитуда қиймати эса

$$U_{0L} = I_0 R_L = I_0 \omega_{\text{рез}} L = I_0 \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (166)$$

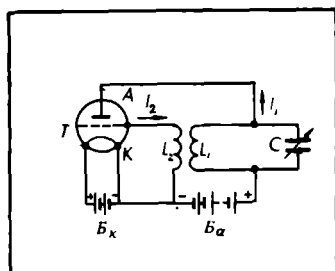
ифодадан аниқланади. Агар занжирнинг актив қаршилиги R катталик жиҳатидан $\sqrt{\frac{L}{C}}$ дан жуда кичик $R \ll \sqrt{\frac{L}{C}}$ бўлса, у ҳолда ташқи қаршиликнинг амплитуда қиймати $U = I_0 Z \approx I_0 R$ ифодадан аниқланади. Бундан $U_{0C} = U_{0L} \gg U_0$ эканлигини кўрсатиш мумкин. (165) ва (166) ифодаларни таққослаб резонанс вақтида контурнинг сифими ва индуктив қаршиликлари ҳам бир-бирига тенг бўлишини кўраемиз.

Электр занжиридаги резонанс жуда катта аҳамиятга эга. Масалан, радиоалоқа фақат резонанс ҳодисаси туфайлигина бўлиши мумкин (бу ҳақда 75-§ да батафсил гапирилади).

70-§. Лампали генератор ёрдамида электромагнит тебранишлар ҳосил қилиш

Биз ҳозиргача кўриб келган мажбурий электромагнит тебранишлар электр станцияларда генераторлар ҳосил қиладиган ўзгарувчан кучланиш таъсири остида ҳосил бўлади. Бундай генераторлар юқори (бир неча герцдан ортқ) частотали тебранишлар ҳосил қила олмайди. Радиотехникада эса $50 \div 100$ кГц дан тортиб то $10^5 \div 10^9$ кГц гача бўлган юксак частотали тебранишлар қўлланади.

1913 йили уч электродли электрон лампа ёрдамида юксак частотали сўнмас электромагнит тебранишлар ҳосил қилиш усули кашф қилинди. Бу усул билан тебранишлар ҳосил қилишнинг оддий схемаси 160- расмда кўрсатилган. Бундай қурилма лампали генератор деб аталади. Лампали генератор ўзгарувчан ток энергиясини ўзгармас амплитуда ва юксак частотали ўзгарувчан ток энергиясига айлантириб беради. У қуйидаги қисмлардан ташкил топган: 1) электромагнит тебранишлар ҳосил қилинадиган



160- расм.

ва катоди орасига тебраниш контурининг L_1 ғалтаги билан индуктив боғланган L_2 ғалтак уланган. Чўглантириш батареяси уланганда лампадан ток ўта бошлайди (лампа «очилади») ва анод занжирида маълум вақт давомида ўсувчи I_1 ток пайдо бўлади (расмда токнинг йўналиши стрелкалар билан кўрсатилган). Бу ток, биринчидан, контур конденсаторини зарядлайди. Иккинчидан, L_1 ғалтакда магнит майдон ҳосил қилади. Бу магнит майдоннинг индукция оқими L_2 ғалтакни ҳам кесиб ўтади. Бу майдон вақт давомида ўсувчи бўлганидан Ленц қондасига мувофиқ L_1 ғалтакда I_1 токка қарама-қарши йўналган I_2 ток индукцияланади. I_2 тўр токи лампанинг тўртини манфий зарядлайди (токнинг йўналиши электронлар ҳаракати йўналишига қарама-қарши эканлигидан, I_2 токдаги электронлар тўрға қараб ҳаракатланади ва унда тўпланиб, уни манфий зарядлайди), шўнинг учун лампа «беркилади». Шундай қилиб, лампа конденсаторни зарядлайди ва анод занжирини узиб қўяди, бинобарин контурни энергия манбаи B_a батареядан узиб қўяди.

Конденсатори зарядланган контурда 67-§ да кўриб ўтилган тартибда электромагнит тебранишлар ҳосил бўлаверади. Даврнинг иккинчи чораги давомида ток конденсаторни қайта зарядлайди ва тўхтади. Бу вақтда L_1 ғалтакнинг магнит майдони, демак L_2 ғалтакнинг магнит майдони ҳам заифлашади, шўнинг учун электромагнит индукция ҳодисасига мувофиқ L_2 тўр ғалтагидаги ток аввалги йўналишда ўтишда давом этади, бинобарин, тўр қўшимча манфий заряд олади ва лампа «берклигича» қолади.

Даврнинг иккинчи ярмида контурда тескари (I_1 га қарама-қарши) йўналишда ток ўтади. I_1 аввал даврнинг учинчи чорагида кучаяди, сўнгра даврнинг тўртинчи чорагида сусаяди. Шўнинг учун L_2 тўр ғалтагидаги токнинг йўналиши ҳам қарама-қарши томонга ўзгаради ва тўрнинг манфий заряди камая бошлайди. Даврнинг охирига келиб бу заряд тамом бўлади, лампа «очилади» ва у конденсаторларни зарядлайди. Сўнгра баён қилинган процесс қайтадан бошланади. Шундай қилиб, лампа даврий равишда — тебранишларнинг ҳар даври бошида контурға анод батареяси

тебраниш контури; 2) контурда сўнмас тебранишларни таъминлаб туриш учун зарур бўлган энергия манбаи ва 3) ток манбаидан контурға энергия беришни автоматик ростлаб турувчи электрон лампа — триод.

160- расмда кўрсатилган схема бўйича лампали генераторнинг ишлаш принципини қуйидагича тушунтириш мумкин. Тебраниш контурига триод орқали ўзгармас ток манбаи B_a уланган. Лампанинг тўри

энергия беради. Бунинг натижасида контурда сўнмас электромагнит тебранишлар юзага келади.

Уч электродли лампани, биринчи бўлиб рус олими Н. Д. Папалекси ишлаб чиқаришга жорий қилган. Совет мамлакатининг эҳтиёжлари учун керак бўлган биринчи лампали генераторнинг конструкциясини атоқли радионинженер олим М. А. Бонч-Бруевич яратган.

Тебраниш контурида олиннадиган юксак частотали тоқлар сафоатда кенг қўлланилади. Масалан, юксак частотали тоқлар ёғочни қуриштириш, металл буюмлар сиртини чиништириш ва эритиш печларида ишлатилади. Юксак частотали тоқлар ёрдамида металлларни жуда тез эритиш мумкин, бу ҳол осон бўлганиб кетувчи моддаларнинг қотишмаларини олинганда муҳим шарт ҳисобланади.

Ҳозирги вақтда юксак частотали тоқлар медицинада (электродиагностика) муваффақиятли қўлланилмоқда.

71-§. Электромагнит майдон

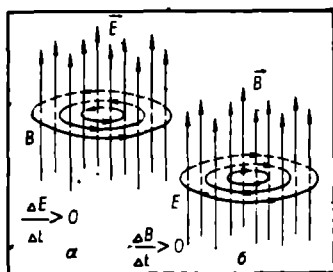
Ўтган асрнинг 60-йилларида инглиз олими Максвелл электр ва магнит ҳодисаларининг ягона назариясини яратди. Бу назария ўша вақтларда маълум бўлган тажриба натижаларидан келиб чиққан бўлиб, Максвеллнинг электромагнит майдон назарияси деб аталади. Максвелл назариясининг асосида электр ва магнит майдонларнинг ўзаро ўзвий боғланишда эканлигини ифодаловчи иккита муҳим қонун ётади. Улар қуйидагилар:

1. Вақт давомида ўзгарувчи ҳар қандай магнит майдон электр майдонни юзага келтиради.

2. Вақт давомида ўзгарувчи ҳар қандай электр майдон эса магнит майдонни юзага келтиради.

Биринчи қонуннинг тўғрилигини электромагнит индукция ҳодисаси тасдиқлайди.

Бизга маълумки, электромагнит индукция ҳодисасига биноан индукцион ток ёки вақт ўтиши билан ўзгарадиган магнит майдондаги қўзғалмас контурда, ёки вақт ўтиши билан ўзгармайдиган магнит майдонда ҳаракатланувчи контурда ҳосил бўлади. Биринчи ҳолда индукцион токнинг ҳосил бўлиши шунинг учун кўрсатадигани, бунда магнит майдоннинг ўзгариши контурда электр зарядларга таъсир қилувчи ташқи кучларни юзага келтиради. Бу ташқи кучлар контурда бўлиши мумкин бўлган химиявий процессларга ҳамда иссиқлик процессларига ҳам боғлиқ эмас. Шунингдек, улар Лоренц кучлари ҳам бўлиши мумкин эмас, чунки Лоренц кучлари қўзғалмас зарядга таъсир этмайди. Шунинг учун индукцион ток контурда ҳосил бўлувчи электр майдон туфайли юзага келади, деган хулосага келиш мумкин. Шунга қўра, биз қўзғалмас ўтказгичдаги электр зарядларни тартибли ҳаракатга келтирувчи электр майдонни бевосита ўзгарувчи магнит майдон яратади, деб айтгайлик. Бироқ бу электр майдон биз шу вақтгача тилга олиб келган электростатик майдондан фарқ қилади. Электростатик майдонни электр зарядлари ҳосил қилади. Бу майдон потенциал характерда



161- расм.

(161- а ва б расмлар). Бу майдон уюрмавий электр майдон деб аталади.

Максвеллнинг иккинчи гоёси, яъни электр майдоннинг вақт ўтиши билан ўзгариши, магнит майдонни юзага келтириши лозимлиги ҳақидаги фикри ҳам жуда самарали чиқди. Ў вақтларда бу гоёни тасдиқловчи тажрибага асосланган ҳеч қандай маълумот йўқ эди. Кейинчалик ўтказилган кўпгина тажрибалар бу гоёнинг тўғрилигини тасдиқлади. Масалан, электромагнит тўлқинларнинг очилиши электр майдоннинг вақт ўтиши билан ўзгариши магнит майдонни юзага келтиришини тасдиқловчи асосий факторлардан бири ҳисобланади. Чунки электромагнит тўлқинларнинг мавжудлиги ҳақидаги гипотеза (бу гипотезани ҳам Мақсвелл назарий жиҳатдан олдиндан айтган эди) Мақсвеллнинг иккинчи гоёсидан ва электромагнит индукция ҳодисасидан келиб чиққан.

Шундай қилиб, Мақсвелл электр ва магнит майдонлар бири-бирига чамбарчас боғланганлигини назарий йўл билан асослаб берди. Электр майдон кучланганлигининг ўзгариш тезлиги $\frac{\Delta E}{\Delta t}$ қанча катта бўлса, бу электр майдонга боғлиқ равишда вужудга келадиган магнит майдон ҳам шунча кучли бўлади. Худди шунингдек, магнит майдон индукция векторининг ўзгариш тезлиги $\frac{\Delta B}{\Delta t}$ қанча катта бўлса, магнит майдон вужудга келтирадиган электр майдон ҳам шунча кучли бўлади. Амалда биз ҳамма вақт шундай ўзгарувчан магнит майдонлар билан иш кўрамизки, уларда фақат магнит индукция векторигина эмас, балки унинг ўзгариш тезлиги ҳам ўзгарувчан бўлади. Аммо бундай шароитда ўзгарувчан электр майдон ҳам пайдо бўлади. Шуларга асосан, умуман айтганда ўзгарувчан магнит майдон билан тўлган фазо аynи вақтда ўзгарувчан электр майдон билан ҳам тўлган бўлади, деган хулоса келиб чиқади.

Ўзгарувчан электр майдонни Мақсвелл сил жиш токи деб атаган. Бу майдоннинг ток деб аталишига сабаб шуки, бу майдон худди одатдаги ток сингари магнит майдон ҳосил қилади.

Сил жиш токи тушунчаси киритилгандан кейин ҳар қандай электр токини берк ток деб қараш мумкин бўлади. Масалан, тебраниш контурида ғалтақдаги

Ўтказувчанлик токи (электронларнинг тартибли ҳаракати) конденсатор қопламалари орасидаги силжиш токи (вақтга боғлиқ ҳолда ўзгарувчи электр майдон) билан алмашинади. Бунда ўзгарувчан электр майдон конденсатор қопламалари орасидан ғалтакдаги тска тенг ўтказувчанлик токи ўтаётганида қандай магнит майдон юзга келса, худди шундай магнит майдон ҳосил қилади. 162-расмда конденсатор разрядланаётган ҳол кўрсатилган. Конденсатор разрядленган вақтда унинг пластинкалари орасидаги электр майдон ка-

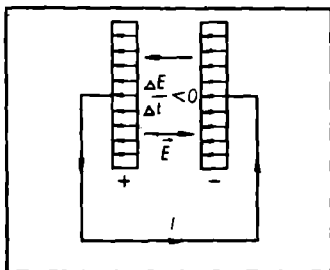
мая борганлиги учун $\frac{\Delta E}{\Delta t}$ катталик манфий бўлади ва унинг йўналиши

майдон кучланганлиги вектори $\vec{E}$ нинг йўналишига қарма-қарши йўналади. Шунга қўра силжиш тскининг йўналиши ўтказувчанлик токининг йўналишига мос келади, яъни контурдаги ўтказувчанлик тскини конденсатор пластинкалари орасида силжиш токи туташтиради, деган хулосага келамиз.

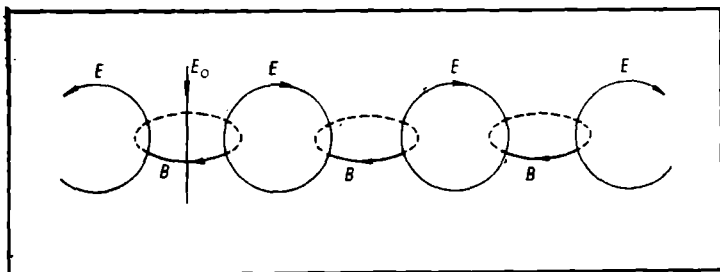
Силжиш тски магнит майдон ҳосил қилиш қобилияти жиҳатидангина ўтказувчанлик тскига эквивалентдир. Келган ҳақма хусусиятлари жиҳатидан силжиш токи ўтказувчанлик тскига ўхшамайди. Жумладан, силжиш тски ўтказгичдан ўтган вақтда Жоуль — Ленц иссиқлиги ҳосил бўлмайди.

Электр майдон билан магнит майдон ўртасидаги ўзаро боғланиш кашф қилингандан кейин бу майдонлар бир-биридан ҳоли, бир-биридан мустақил мавжуд бўла олмаслиги аён бўлиб қолди. Ўзгарувчан магнит майдон ҳосил қилинар экан, аини бир пайтда фазода ўзгарувчан электр майдон ҳосил бўлмай иложи йўқ ва аксинча, ўзгарувчан магнит майдонсиз ўзгарувчан электр майдон мавжуд бўла олмайди. Бу иккала ўзгарувчан майдон ҳамиша бир-бири билан боғланган бўлиб, улар биргаликда *электромагнит майдонни* ташкил қилади.

Электромагнит майдон уюрмавий характерга эга, яъни вужудга келтираётган майдоннинг куч чизиқлари вужудга келаётган майдоннинг куч чизиқлари билан концентрик ўраб олинган. Натижада ўзаро «ўралган» электр ва магнит майдонлар системаси ҳосил бўлади.



162- расм.



163- расм.

Электромагнит майдоннинг характери тўғрисида 163-расмдан маълум тасаввур ҳосил қилиш мумкин, бу расмни гўё бундай майдоннинг оний сурати дейиш мумкин. $\vec{E}_0$ тўғри чизиқ бирламчи ўзгарувчан электр майдонни, $\vec{B}$ горизонтал айланалар иккиламчи ўзгарувчан магнит майдонни, вертикал $\vec{E}$ айланалар эса иккиламчи ўзгарувчан электр майдонни тасвирлайди.

Агар фазода ҳам электр майдон, ҳам магнит майдон бўлса, у ҳолда электромагнит майдон энергиясининг зичлиги қуйидагига тенг бўлади:

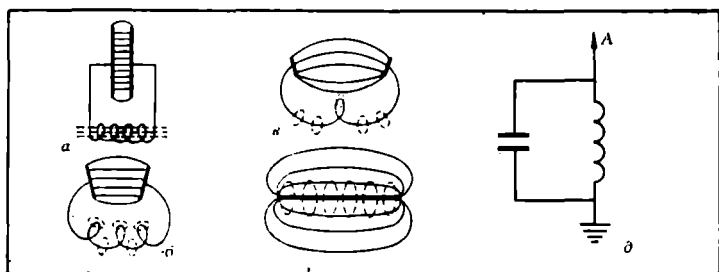
$$\omega_{\text{э.м.}} = \omega_{\text{э}} + \omega_{\text{м}} = \frac{1}{2} (\varepsilon_0 E^2 + \mu_0 H^2), \quad (167)$$

бу ерда ε_0 ва μ_0 — электр ва магнит доимийлар, ε ва μ — муҳитнинг нисбий диэлектрик ва магнит сингдирувчанлиги, E ва H — электр ва магнит майдон кучланганликлари.

72- §. Электромагнит тўлқинлар. Герц тажрибалари

Биз аввалги параграфда ўзгарувчан электр майдон ўзгарувчан магнит майдонни юзага келтириши ва бу ўзгарувчан магнит майдон ўз навбатида ўзгарувчан электр майдонни юзага келтириши ҳақида фикр юритган эдик. Демак, зарядлар ёрдамида ўзгарувчан электр ёки магнит майдон уйғотилса, атроф фазода нуқтадан нуқтага тарқалувчи электр ва магнит майдонларнинг кетма-кет ўзаро алмашинуви содир бўлади. Бу процесс фазода ҳам вақт бўйича даврий равишда тарқалганлигидан **т ў л қ и н** деб аталади. *Даврий равишда ўзгарадиган электромагнит майдоннинг фазода тарқалиш процесси электромагнит тўлқин дейилади.*

Тебраниш контури ўзини қуршаган фазога жуда кичик миқдордаги энергияга эга бўлган электромагнит тўлқинлар тарқатади, чунки бундай контурдаги электр майдон конденсатор қопламалари оралиғида, магнит майдон эса ғалтак ичида тўпланади. Конденсатор ва ғалтакни ўраб турган фазода майдон амалда нолга тенг. Бундай контур **б е р к т е б р а н и ш к о н т у р и** деб аталади (164-а расм). Тўлқинларнинг тарқалиши сезиларли бўлиши учун атроф фазодан электромагнит майдон ҳосил бўладиган соҳаларни ажратиш керак. Бунга эришиш учун конденсатор қопламалари орасидаги ва ғалтак ўрамлари орасидаги масофани узайтириш лозим (164-б, в расмлар). Равшанки, бундай контурнинг сифими ва индуктивлиги кескин камаяди, бу эса яна ҳам қулайлик яратади, чунки бундай ҳол частотанинг ортишига олиб келади [(155) формулага қ.], демак, тўлқин узунлиги камаяди. Частотани янада ошириш учун ғалтак ўрнига ўрамсиз тўғри ўтказгич олиш керак. Тўғри ўтказгичнинг индуктивлиги ғалтак индуктивлигига қараганда анча кичик. Конденсатор қопламаларини бир-биридан узоқлаштира бориб, айти бир вақтда уларнинг ўлчамларини кич-

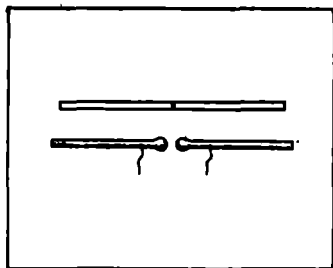


164- расм.

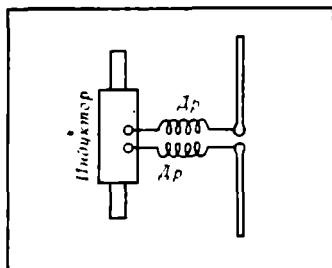
райтирсак, очик тебраниш контури ҳосил бўлади. Бундай контур тўғри ўтказгичдан иборат (164-г расм).

Берк контурда конденсатор қопламаларини силжитмасдан, контурнинг бир томонини ерга, иккинчи томонини бир учи бўш бўлган вертикал симга улаймиз. У вақтда ўзгарувчан электромагнит майдон бу сим билан ер орасида катта фазони эгаллайди, бу билан тўлқинни нурлатиш қуввати кескин ортади (164-д расм). Электромагнит тўлқинлар нурлатиш қувватини орттириш мақсадида тебраниш контурига уланувчи қурилма антенна деб аталади. Антеннани 1895 йилда А. С. Попов ихтиро қилган.

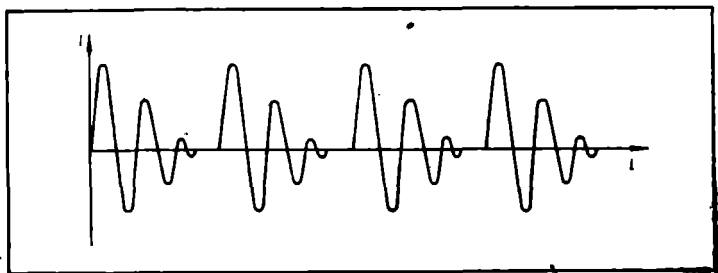
Очиқ тебраниш контурида электромагнит тебранишлар уйғотиш учун ўтказгич (металл стержень) нинг ўртасидан қирқиб, ҳаво оралиғи ҳосил қилиш керак. Бу оралиқ уч қун оралиқ деб аталади (165- расм). Сигимни орттириш учун тебраниш контурини ҳосил қилувчи стерженларнинг учқун оралиқ томонидаги учларини йўғонлаштириб сфера шаклида ясаш мумкин. Шундай содда қурилмадан фойдаланиб, 1888 йилда немис физиги Герц дунёда биринчи бўлиб электромагнит тўлқинларни ҳосил қилди ва бу қурилма унинг шарафига Герц вибратори деб аталди.



165- расм.



166- расм.



167- расм.

Шуни айтиб ўтиш лозимки, Максвелл электрсмагнит тўлқинларнинг реал мавжудлигига жуда қаттиқ ишснар эди. Лекин бу тўлқинларнинг борлигини тасдиқловчи тажрибалар ўтказилган даврга қадар яшашга муяссар бўлмади. Максвеллнинг вафотидан қарийб 10 йил кейингина Герц электрсмагнит тўлқинларини тажрибада тасдиқлади.

Электромагнит тебранишларни уйғотиш учун вибратор индукторга уланади (166- расм) ва иккала ўтказгич юқори потенциаллар фарқи ҳосил бўлгунча зарядланади. Потенциаллар фарқи маълум бир қийматга эришгач, вибраторнинг ҳар иккала ярмини туташтирувчи учқун ҳосил бўлади. Натижада учқун ўчгунча давом этадиган эркин сўнувчи тебранишлар юзага келади. Тебранишларда ҳосил бўладиган юқори частотали токни индуктор чулғамига ўтказмаслик учун вибратор билан индуктор орасига Др дроссель, яъни катта индуктивликка эга бўлган ғалтак уланган. Учқун ўчгандан сўнг вибратор индуктордан яна заряд олади ва процесс янгидан қайтарилади.

Герц вибраторининг камчилиги шундаки, индуктордан вибраторга энергия узатиш частотаси вибраторнинг хусусий тебранишлар частотасидан анча кам. Шунинг учун Герц вибраторининг электромагнит тебранишлари бир-биридан бир оз кечикиб келувчи сўнувчи тебранишлар сериясидан иборат бўлади (167- расм).

Сўнмайдиган тебранишлар ҳосил қилиш учун энергияни контурнинг хусусий тебранишлар частотасига тенг частота билан автоматик бериб туриш, яъни автотебранишлар системасини ҳосил қилиш зарур. Электрон лампа (триод)дан фойдаланиб, бундай автотебраниш контури ҳосил қилиш мумкин бўлади (70-§ га қ.).

Герц ўз тажрибаларида электромагнит тебранишлар частотасини 10^8 Гц тартибгача етказди ва узунлиги 10 м дан 0,6 м гача бўлган тўлқинлар олди. 1895 йилда П. Н. Лебедев жуда кичик вибратор ишлатиб тўлқин узунлиги 6 мм га тенг бўлган электромагнит тўлқинлар ҳосил қилди. Яна ҳам қисқароқ (узунлиги 0,1 мм га яқин) тўлқинларни 1923 йилда А. А. Глаголева-Аркадева ялпи тарқатгич деб аталадиган тарқатгич ёрдамида ҳосил қилди.

73-§. Электромагнит тўлқинларнинг хусусиятлари. Электромагнит тўлқинлар шакллари

Майдон энергияси унинг кучланганлиги билан боғлиқ бўлганлиги туфайли майдоннинг муайян нуқтадаги кучайиши ва сусайишининг фазонинг шу нуқтасидаги майдон кучланганлик векторининг тебраниши тарзида тасаввур этиш мумкин. Назария ва тажрибаларнинг кўрсатишича нурлатгичдан тарқалаётган электромагнит майдон қуйидаги асосий хусусиятларга эга.

1. Электр майдон кучланганлиги электромагнит нурланиш йўналишига перпендикуляр тебранади.

2. Магнит майдон кучланганлиги электромагнит нурланиш йўналишига ва электр майдон кучланганлигига перпендикуляр тебранади. Шундай қилиб, $\vec{E}$, $\vec{H}$ ва электромагнит тўлқинларнинг тарқалиш йўналиши ўзаро перпендикулярдир.

3. Электр ва магнит майдон кучланганликлари бир хил фазада тарқалади, яъни фазонинг муайян нуқтасидаги бу майдон кучланганликлари бир вақтда ортади, бир вақтда камаяди ва нолга тенг бўлиб қолади. Шундай қилиб, электромагнит майдон фаза жиҳатидан мос келган икки тўлқиндан иборат қўندаланг электромагнит тўлқин. Электр тўлқинлар (электр майдон кучланганлик тўлқинлари) ва магнит тўлқинлар (магнит майдон кучланганлик тўлқинлари) кўринишида тарқалади (168-расм).

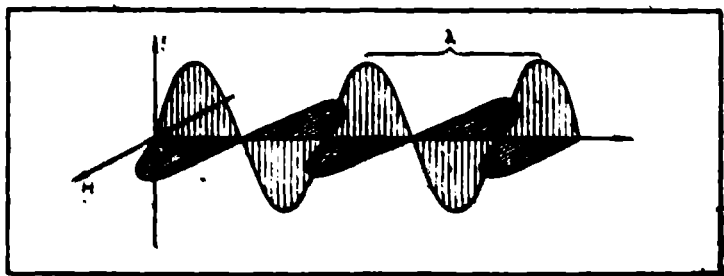
Электромагнит тўлқинининг бир тебраниш даврига тенг вақт ичидаги силжиш нисбаси λ тўлқин узунлиги дейилади. Агар электромагнит тўлқинларнинг тебраниш даври T ва частотаси ν бўлса, у ҳолда тарқалиш тезлиги

$$v = \frac{\lambda}{T} \text{ ёки } v = \lambda \cdot \nu$$

бўлади.

Электромагнит тўлқинларнинг берилган муҳитда тарқалиш тезлиги шу муҳитнинг хосасига боғлиқ ва қуйидаги формуладан ҳисоблаб топилади:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu}} \quad (124)$$



«168- расм.

бу ерда c — электромагнит тўлқинларнинг бўшлиқда тарқалиш тезлиги, ϵ — муҳитнинг нисбий диэлектрик киритувчанлиги, μ — муҳитнинг нисбий магнит сингдирувчанлиги. Электромагнит тўлқинларнинг муҳитда тарқалиш тезлиги ҳамма вақт бўшлиқда тарқалиш тезлигидан кичик бўлади. Электромагнит тўлқиннинг бўшлиқдаги тезлиги ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлигига, яъни 300 000 км/с га тенг эканлигини Максвелл назарий йўл билан ҳисоблаб берган ва кўпгина тажрибалар ёрдамида ўлчаган. Бу электромагнит майдоннинг янги фундаментал хусусиятидир. Майдоннинг бу хусусияти уни сезиб бўладиган борлиқ эканлигидан далолат беради.

Электромагнит тўлқинларнинг частоталар ва тўлқин узунликлар диапазони жуда кенг. Турли частотали тўлқинлар хоссалари жиҳатидан ҳам, ҳосил қилиш усуллари жиҳатидан ҳам бир-биридан анча фарқ қилади. Шу жиҳатдан электромагнит тўлқинларни бир неча турларга бўлиш қабул қилинган. Электромагнит тўлқинларнинг бундай бўлиниши қуйидаги жадвалда келтирилган;

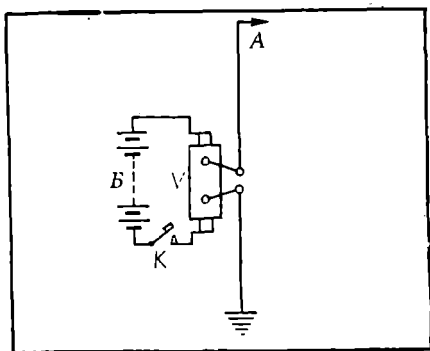
Тартиб рақами	Турларнинг номи	Тўлқин узунлиги (м)	Тўлқин частотаси (Гц)	Нурланиш манбаи
1	Паст частотали тўлқинлар	$> 10^4$	$\leq 3 \cdot 10^4$	Ўзгарувчан ток генератори
2	Радиотўлқинлар	$10^4 \div 10^{-1}$	$3 \cdot 10^4 \div 3 \cdot 10^{10}$	Тебраниш контури ва Герц вибратори
3	Ультрарадио тўлқинлар	$10^{-1} \div 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{10} \div 3 \cdot 10^{12}$	Ялпи тарқатгич
4	Инфракизил нурлар	$10^{-4} \div 7,7 \cdot 10^{-7}$	$8 \cdot 10^{12} \div 4 \cdot 10^{14}$	Лампалар
5	Ёруғлик нурлари	$7,7 \cdot 10^{-7} \div 4 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{14} \div 7,5 \cdot 10^{14}$	Лампалар
6	Ультрабинафша нурлар	$4 \cdot 10^{-7} \div 10^{-8}$	$7,5 \cdot 10^{14} \div 3 \cdot 10^{16}$	Лампалар
7	Рентген нурлари	$10^{-8} \div 10^{-11}$	$3 \cdot 10^{16} \div 3 \cdot 10^{19}$	Рентген трубки
8	Гамма нурлари	10^{-11}	$> 3 \cdot 10^{19}$	Радиоактив эмирилиш

Жадвалда кўрсатилган тўлқинларнинг чегаравий частоталари ва тўлқин узунликлари маълум даражада шартлидир. Электромагнит тўлқинларнинг қўшни турлари орасида кескин чегара бўлмайди, уларнинг частота интерваллари бир-бирига ўтиб туради.

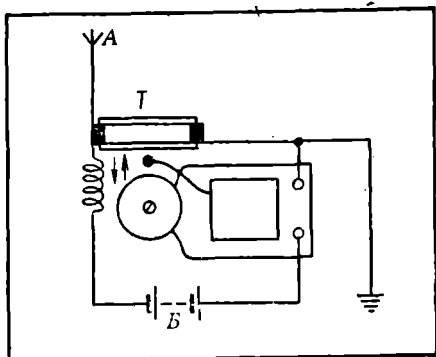
74- §. Электромагнит тўлқинларни қайд этиш.

А. С. Попов томонидан радионинг кашф этилиши

Антенна тарқатадиган электромагнит тўлқинлар ҳамма томонга бирдек тарқалади. Агар электромагнит тўлқинлар ўз йўлида ўтказгичларга учраса, у ҳолда бу тўлқинлар ўтказгичларда ўзгарувчан ток ҳосил қилади. Бу тоқларнинг частотаси уларни вужудга келтирган электромагнит майдоннинг ўзгарниш частотаси билан биф хил бўлади. Бунда электромагнит майдон энергиясининг бир



169- расм.



170- расм.

қисми ўтказгичларда вужудга келган юқори частотали индукцион токнинг энергиясига айланади. Электромагнит тўлқинлар таъсирида юқори частотали ўзгарувчан тоқлар уйғотадиган ўтказгичлар қабул қилувчи антенналар деб аталади.

Қабул қилувчи антенналардан фойдаланиб, электромагнит тўлқинлар устида қилинган тажрибалар асосида атоқли рус физиги А. С. Попов 1895 йил 7 майда дунёда биринчи бўлиб радиони кашф қилди. У металл кукунларининг юксак частотали электр тебранишлар таъсирида бир-бирига ёпишиши ва бу билан ўзларининг электр ўтказувчанлигини ошириш хусусиятидан фойдаланиб, биринчи электромагнит тўлқинларни сезувчи приёмник яратди.

А. С. Попов ўз тажрибасида электромагнит тўлқинларни тарқаткич сифатида ерга уланган антеннадан фойдаланди. Бундай тарқаткичнинг схемаси 169- расмда тасвирланган. Схемада *В* батареядан таъминланувчи *В* Румкорф ғалтаги батареянинг кучланишини ўзгарувчан юқори кучланишга айлантириб берувчи кучайтиргичдир. Агар *К* калит уланса, учқун оралиқда тебранма процессдан иборат бўлган учқун ҳосил бўлади ва бунинг натижасида *А* антенна электромагнит тўлқинлар тарқата бошлайди. Бу тўлқинлар қабул қилувчи станциядаги *А* антеннага етиб боргач (170- расм), приёмникнинг ерга уланган антеннадан ва *Т* когерердан иборат занжирида электромагнит тебранишлар ҳосил қилади. А. С. Попов электромагнит тўлқинларни бевосита сезувчи индикатор сифатида когерердан фойдаланган. Когерер Попов радио приёмнигининг энг асосий қисми бўлиб ҳисобланади.

Когерер ичига металл кукунлари солинган икки электродли шиша найдан ташкил топган. Унинг ишлаши электр разрядларнинг металл кукунига кўрсатадиган таъсирига асосланган. Одатдаги шароитда металл қириндилари бир-бирига жипс ёпишиб турмайди, шу сабабли когерернинг электр қаршилиги жуда катта бўлади. Бундай когерердан юқори частотали ток ўтказилса, қириндилар орасида жуда майда учқунлар ҳосил бўладик, бу учқунлар қириндиларни бир-бирига жипслаб қўяди. Натижада когерернинг электр қаршилиги кескин камаяди. Асбоб силкитилса, металл қириндилари бир-биридан ажралади ва когерернинг катта

қаршилиги яна тикланади. Попов когерерни силкитиб турувчи механизм сифатида электр қўнғироқдан фойдаланади. Электр қўнғироқ занжири электромагнит тўлқин желган пайтда когерер орқали уланади. Тўлқин қабул қилинганидан кейин қўнғироқ дарҳол тўхтайди, чунки унинг тўқмоғи қўнғироқ косасига эмас, балки когерерга ҳам урилади. Шундан кейин приёмник яна янги тўлқинни қабул қилишга тайёр бўлади.

Шундай қилиб, Попов приёмнигида электромагнит тўлқинларнинг ғоятда кичик энергиясидан когерер воситасида қайд қилувчи аппарат — электр қўнғироқни энергия билан таъминловчи электр батареясини бошқариш учун фойдаланилади. Герц вибраторини такомиллаштириб ва ўзининг радиоприёмнигини ишлатиб А. С. Попов 1896 йилда дунёда биринчи бўлиб унча катта бўлмаган (250 м) масофада, бир йилдан сўнг 5 км масофада, 1899 йилда эса ўзи кашф этган антеннасидан фойдаланиб 50 км масофада радиотелеграф алоқасини ўрнатди. Кейинчалик 1901 йилда Атлантика океани орқали радиотелеграф алоқаси ўрнатилди. 1904—1907 йилларда электрон лампаларнинг ихтиро қилиниши ва 1913 йилда уларнинг сўнмас тебранишларни генерациялаш учун қўлланиши радиотелефон ва радиоэшиттиришнинг ривожланишига катта имкон яратди. 1920 ва 1930 йилларда бутун дунё қувватли радиоэшиттириш тармоқларига эга бўлди. 1922 йил 17 сентябрда Москвадан биринчи марта радио орқали концерт эшиттирилди.

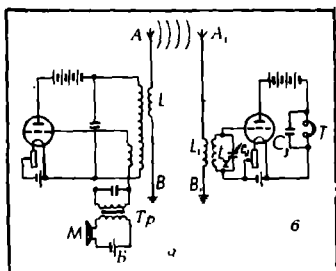
Ҳозирги замон радиоприёмникларининг тузилиши Попов приёмнигининг тузилишига унчалик ўхшамаса-да, уларнинг асосий ишлаш принципи Попов приёмнигининг ишлаш принципи билан бир хилдир. Ҳозирги радиоприёмникларда маҳаллий энергия манбаини бошқариш учун когерер ўрнида электрон лампа ёки транзистор ишлатилади.

75-§. Ҳозирги замон радиоалоқасининг принциплари

Ҳозирги замон узатиш ва қабул қилиш радио аппаратураларининг схемаси жуда турли-туман ва мураккабдир. Радиоалоқа принципларини ўрганишда биз радиопередатчик ва радиоприёмникнинг энг содда схемаларини кўриш билан чекланамиз.

Бизга маълумки, барча товуш тебранишлари паст частотали тебранишлардир. Масалан, нутқ ва музикада бу частоталар юз герцдан бир неча минг герцгача бўлади. Ҳолбуки, вақт бирлиги ичида узатиладиган электромагнит тўлқин энергияси частотанинг тўртинчи даражасига пропорционалдир. Шу сабабли паст частотали (товуш частотали) электромагнит тўлқинлар деярли тарқалмайди. Юксак частотали, масалан, лампали генераторда генерацияланадиган тўлқинлар яхши тарқалади. Лекин бу тўлқинлар приёмникда фақат соф гармоник тебранишлар ҳосил қилади. Бундай тебранишларни қабул қилиш билан фақат передатчикнинг ишлаётган ёки ишламаётганлигини биламиз, нутқ ёки музикани эса эшита олмаيمиз. Товушларни радиодан узатиш учун антеннадан тарқалаётган юксак частотали электромагнит тўлқинларни товуш теб-

ранишлари таъсирида модуллаш керак. Юксак частотали тебранишларни товуш тебранишларига ёки бирор бошқа сигналларнинг тебранишларига мослаб ўзгартириш процесси модуляция деб аталади. Масалан, юксак частотали тебранишлар амплитудасини товуш тебранишлари амплитудаси билан ўзгартириш амплитуда модуляцияси деб, бунда модуляцияланган тебранишларнинг юксак частотаси эса элтувчи частота деб аталади.

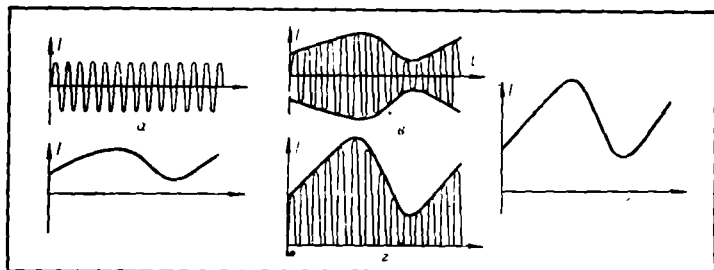


171- расм.

Модуляцияланган юксак частотали тебранишлардан махсус усул билан приёмникда яна паст частотали тебранишлар ҳосил қилинади. Сигнални ўзгартиришнинг бундай процесси демодуляция ёки детекторлаш деб аталади. Тебранишларни детекторлаш бир томонлама ўтказувчанликка эга бўлган махсус қурилмалар ёрдамида амалга оширилади. Масалан, вакуумли диод, триоддан детектор ўрнида фойдаланиш мумкин. Схемасида детектори бўлган приёмник детекторли приёмник дейилади.

171- расмда радиопередатчик ва радиоприёмникнинг принципиал схемаси кўрсатилган. Радиопередатчикнинг схемаси (171-а расм) автотебраниш контурининг схемасига (160- расмга қ.) ўхшашдир. Улар орасидаги фарқ фақат шундаки, передатчик лампасининг тўр занжирига T_p кучайтирувчи трансформаторнинг иккиламчи чулғами уланган, электромагнит тўлқинлар нурлайдиган очик контур эса A антенна ва ёрга уланган L индуктив ғалтаги кўрнишида ясалган. Трансформаторнинг бирламчи чулғамига B батарея ва M кўмир кукунли микрофон уланган.

Агар M микрофонга товуш тебранишлари келмаса, у ҳолда передатчикнинг контурида ўзгармас амплитудали одатдаги электромагнит тебранишлар бўлади (172-а расмда I ток кучи, t — вақт). Агар микрофон мембранасига нутқ ёки музикадан ҳосил бўлган



172- расм.

товуш тўлқинлари тушса, мембрана бу товуш тўлқинларига мос тебрана бошлайди (172-б расм). Мембрананинг товуш тебранишлари кўмир кукунларига ўзгарувчан босим беради, бунинг натижасида микрофоннинг қаршилиги, трансформаторнинг бирламчи ва, демак, иккиламчи чулғамидаги ток кучи ҳам шундай тебранади. Натижада электрон лампанинг тўрида мембрананинг товуш тебранишларига мос ўзгарувчи қўшимча кучланиш юзага келади. Тўр кучланишининг тебранишлари передатчик контурининг электр тебранишлари амплитудаларини ўзгартиради. Шунинг ўзи юксак частотали тебранишлар амплитудасини паст частотали сигнал билан модуляциялашдир (172-в расм).

Передатчик таркатаётган модуляцияланган юқори частотали сигнал приёмникнинг антеннасига етгач (171-расм б га қ.), L_1 гал-такда ва у билан индуктив боғланган L_2C_2 контурда передатчик контуридаги тебранишларга ўхшаш электромагнит тебранишлар ҳосил қилади (бунинг учун приёмникнинг тебраниш контури C_3 ўзгарувчан конденсатор ёрдамида передатчикнинг тебраниш контурига резонанс қилиб созланиши керак). L_2C_2 контур лампанинг тўр занжирига уланган. Шунинг учун унда бўлаётган электр тебранишлар лампанинг анод занжиридаги ток ва кучланишни бошқаради. Натижада анод занжирида тўр занжиридаги тебранишларга ўхшаш, бироқ кучайтирилган ва тўғриланган электр тебранишлар юзага келади (172-г расм). Биз кўраётган приёмникда детектор ваэфасини триод ўтайди. Детектор занжирида тўғриланган модуляцияланган юқори частотали тебранишлардан паст частотали тебранишларни ажратиб олиш учун детектор занжирида T телефонга C_3 конденсатор параллел қилиб уланади. Конденсатордан юқори частотали ток, телефон чулғами орқали эса товуш частотасидаги ток ўтади. Бунинг натижасида телефоннинг мембранаси микрофон мембранаси ҳосил қилган товуш тебранишларини, яъни передатчик микрофонига келаётган товушларни эшиттиради (172-д расм). Телефон радиоалоқаси процессининг умумий хусусиятлари шундан иборат. Приёмник детекторида ҳосил қилинган товуш частотасидаги тебранишлардан радиокарнайларда фойдаланиш мумкин. Агар передатчикнинг микрофони иконоскоп билан, приёмник телефони эса кинескоп билан алмаштирилса, юқорида келтирилган передатчик ва приёмникнинг принципиал схемалари телевизион радиоалоқа учун ҳам ишлатилиши мумкин.

Такрорлаш учун саволлар

1. Электромагнит тебранишлар деб қандай процессга айтилади?
 2. Тебраниш контури нима?
 3. Эркин электромагнит тебранишлар нима учун сўнувчан бўлади?
 4. Мажбурний электромагнит тебранишлар деб қандай тебранишларга айтилади?
- Электр резонанс деб-чи?
5. Максвеллнинг электромагнит майдон назарияси асосида қандай гоялар ётади?
 6. Силжиш токи нима?
 7. Қандай тебраниш контури очик контур дейилади?
 8. Электромагнит тўлқин деб нимага айтилади?

9. Электромагнит тўлқиннинг узунлиги деб нимага айтилади ва тебраниш даври тўлқиннинг тарқалиш тезлиги билан қандай боғланган?
10. Электромагнетик тўлқинларни қандай қилиб қайд қилиш мумкин?
11. Попов радиоприёмнигининг ишлаш принципини тушунтиринг.
12. Ҳозирги замон радиоалоқасининг асосий принциплари нимадан иборат?
13. Радиопередатчик ва радиоприёмникнинг принципиал схемалари қандай бўлади?

МАСАЛА ЕЧИШ НАМУНАЛАРИ

1-масала. Тебраниш контури ҳар бир пластинкасининг юзи 100 см^2 бўлган ҳаво конденсатори ва индуктивлиги 10^{-5} Гн бўлган ғал-такдан иборат. Контурдаги электр тебранишлар даври 10^{-7} с . Конденсатор пластинкалари орасидаги масофани аниқланг.

Берилган: $S = 100 \text{ см}^2 = 10^{-2} \text{ м}^2$; $L = 10^{-5} \text{ Гн}$; $\epsilon = 1$; $T = 10^{-7} \text{ с}$;
 $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{\text{м}}$.

$d = ?$

Ечилиши. Томсон формуласи $T = 2\pi\sqrt{LC}$ га мувофиқ конденса-торнинг сифими

$$C = \frac{T^2}{4\pi^2 L}$$

ифодадан аниқланади. Иккинчи томондан ясси конденсаторнинг сифими унинг ўлчамлари орқали қуйидагича ифодаланади:

$$C = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{d},$$

бунда d конденсатор қопламалари орасидаги масофа. Сифимнинг бу ифодаларининг ўнг томонлари ўзаро тенглигидан фойдаланиб қуйи-дагини ҳосил қиламиз.

$$d = \frac{4\pi^2 \epsilon\epsilon_0 L S}{T^2}.$$

Ҳисоблаш:

$$d = \frac{4 \cdot 3,14^2 \cdot 1 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{\text{м}} \cdot 10^{-5} \text{ Гн} \cdot 10^{-2} \text{ м}^2}{10^{-14} \text{ с}^2} = 3,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}.$$

2-масала. Тебраниш контуридаги ток кучининг вақт бўйича ўзгариш тенгламаси қуйидаги кўринишда берилган: $I = 0,2 \sin \times \times 400\pi t \text{ А}$. Контурнинг индуктивлиги 1 Гн га тенг. Конденсатор қопламаларидаги максимал потенциаллар фарқи, магнит ва электр майдонларнинг максимал энергияси топилсин.

Берилган: $I = 0,02 \sin 400 \pi t \text{ А}$; $L = 1 \text{ Гн}$.

$(\varphi_1 - \varphi_2)_{\text{max}} = ?$ $W_{\text{м. max}} = ?$ $W_{\text{э. max}} = ?$

Ечилиши. Конденсатор қопламаларидаги максимал потенциал-лар фарқи

$$(\varphi_1 - \varphi_2)_{\text{max}} = I_{\text{max}} \cdot R_C = \frac{I_0}{\omega C}$$

ифодадан топилади, бу ерда $I_{\max} = I_0$ — ток кучининг амплитуда қиймати. Масаланинг шартига биноан, $I_0 = 0,02\text{A}$, $\omega = 400\pi \frac{\text{рад}}{\text{с}}$. Томсон формуласидан фойдаланиб ва $T = \frac{2\pi}{\omega}$ эканлигини эътиборга олган ҳолда конденсатор сиғими учун қуйидаги ифодани топилади:

$$C = \frac{T^2}{4\pi^2 L} = \frac{1}{\omega^2 L}.$$

У ҳолда конденсатор қопламаларидаги максимал потенциаллар фарқи қуйидагига тенг бўлади:

$$(\Phi_1 - \Phi_2)_{\max} = I_0 \frac{\omega^2 L}{\omega} = I_0 \omega L.$$

Магнит майдоннинг максимал энергияси $W_{\text{м.макс}} = \frac{LI_0^2}{2} = \frac{LI_0^2}{2}$ (а) ифодадан ҳисобланади.

Электр майдоннинг максимал энергиясини эса қуйидагича аниқлаш мумкин:

$$W_{\text{э.макс}} = \frac{C(\Phi_1 - \Phi_2)_{\max}^2}{2} = \frac{1}{2\omega^2 L} I_0^2 \omega^2 L^2 = \frac{I_0^2 L}{2}. \quad (б)$$

(а) ва (б) ифодалардан кўринадики, электр майдоннинг ва магнит майдоннинг максимал энергиялари ўзаро тенг экан. Ҳақиқатан ҳам, контурда иссиқлик ажралиб чиқмаса (контурнинг актив қаршилиги бўлмаса) ва электромагнит тўлқинлар нурланмаса, у ҳолда энергиянинг сақланиш ва айланиш қонунига биноан, контурнинг магнит майдон энергияси электр майдон энергиясига айланади ва аксинча, электр майдон энергияси магнит майдон энергиясига айланади ҳамда бу энергиялар вақт ўтиши билан миқдор жиҳатидан сақланиб қолади.

Ҳисоблаш: $(\Phi_1 - \Phi_2)_{\max} = 0,02\text{A} \cdot 400\pi \frac{1}{\text{с}} \cdot 1\text{Гн} \cong 25,1\text{В}.$

$$W_{\text{м.макс}} = W_{\text{э.макс}} = \frac{1\text{Гн} \cdot (0,02\text{A})^2}{2} = 2 \cdot 10^{-4}\text{Ж}.$$

3-масала. Тебраниш контури 2000 пФ сиғимли ясси конденсатор ва $2 \cdot 10^{-3}\text{Гн}$ индуктивлик ғалтакдан иборат. Шу контур қандай тўлқин узунлигига мосланган? Агар конденсатор қопламалари орасидаги фазо парафин шимдирилган қоғоз билан тўлдирилса, тўлқин узунлиги қандай ўзгаради? Контурнинг қаршилигини ҳисобга олмаг.

Берилган: $C = 2000\text{пФ} = 2 \cdot 10^{-9}\text{Ф}$; $L = 2 \cdot 10^{-3}\text{Гн}$;
 $\epsilon = 2$; $v = 3 \cdot 10^8\text{м/с}.$

$$\lambda - ? \quad \lambda_1 - ?$$

Ечилиши. Тебраниш контуридан тарқалаётган электромагнит тўлқинларнинг тўлқин узунлиги $\lambda = vT$ формуладан аниқланади,

бунда T — тебраниш даври. Томсон формуласига биноан $T = 2\pi\sqrt{LC}$. Демак, $\lambda = 2\pi v\sqrt{LC}$.

Агар конденсатор қопламалари оралиғи диэлектрик билан тўлдирилса, у ҳолда конденсатор сигими ϵ марта ортади: $C_1 = \epsilon C$. У вақтда

$$\lambda_1 = 2\pi v\sqrt{LC_1} = 2\pi v\sqrt{LeC} = \lambda\sqrt{\epsilon}$$

бўлади.

Ҳисоблаш:

$$\lambda = 2 \cdot 3,14 \cdot 3 \cdot 10^8 \frac{\text{м}}{\text{с}} \sqrt{2 \cdot 10^{-3} \text{Гн} \cdot 2 \cdot 10^{-9} \text{Ф}} = 3800 \text{ м.}$$

$$\lambda_1 = 3800 \text{ м} \sqrt{2} = 5350 \text{ м.}$$

Мустақил ечиш учун масалалар

119. Сигими 2 мкФ бўлганда тебраниш контурида 10^3 Гц га тенг частота ҳосил қилиш учун шу контурга қандай индуктивлик улаш керак?

120. Тўлқин узунлиги 3 км бўлган электромагнит тўлқин тарқатувчи контурнинг тебраниш даврини топинг.

121. Электромагнит тўлқинлар бир жинсли муҳитда $2 \cdot 10^8$ м/с тезлик билан тарқалади. Агар бўшлиқда электромагнит тебранишлар частотаси 1 МГц бўлса, уларнинг муҳитдаги тўлқин узунлиги қандай бўлади?

122. Тебранишлар частотаси 400 Гц билан 500 Гц ўртасида ўзгариши учун тебраниш контуридаги ғалтакнинг индуктивлиги қандай чегараларда ўзгариши керак? Конденсаторнинг сигими 10 мкФ.

123. Тебраниш контури $2,5 \cdot 10^{-8}$ Гн индуктивликли ғалтак ва ҳар бирининг сигими $5 \cdot 10^{-9}$ мкФ бўлган ўзаро параллел уланган иккита конденсатордан тузилган. Контурдаги электромагнит тебранишлар даври ва контур тарқатаётган электромагнит тўлқинларнинг узунлигини аниқланг.

124. Сигими 2 мкФ ва индуктивлиги $24 \cdot 10^{-3}$ Гн бўлган контурда эркин сўнмас электромагнит тебранишлар ҳосил бўлмоқда. Агар конденсатор қопламаларидаги максимал кучланиш 2,2 В бўлса, контурдаги максимал ток кучи қандай бўлади?

II қисм. ОПТИКА

Оптика бўлимида ёруғлик ҳодисалари ва қонунлари, ёруғликнинг табиати ҳамда унинг модда билан ўзаро таъсири ўрганилади.

Ёруғлик маълум диапазондаги электромагнит тўлқинлардан иборатдир. Инсон кўзи бутун нурланиш таркибидан фақат тўлқин узунлиги $3,8 \cdot 10^{-7}$ м дан $7,7 \cdot 10^{-7}$ м гача бўлган нурларнигина кўра олади. Тўлқин узунлиги $3,8 \cdot 10^{-7}$ м дан қисқа бўлган нурлар ультрабинафша, тўлқин узунлиги $7,7 \cdot 10^{-7}$ м дан катта бўлган нурлар эса инфрақизил нурлар деб аталади. Ультрабинафша ва инфрақизил нурлар кўзга кўринмайди.

Жисмлардан ёруғлик қайтиб кўзимизга тушгандагина биз уларни кўра оламиз. Баъзи жисмларни атрофимиз ёруғ ёки қоронғи бўлишидан қатъи назар кўраверамиз, чунки уларнинг ўзлари ёруғлик сочади. Бундай жисмлар ёруғлик манбалари деб аталади.

Ёруғлик манбалари икки гурппага: табиий ва сунъий манбаларга бўлинади. Қуёш, юлдузлар, атмосферадаги нур сочувчи газлар ва баъзи тирик организмлар (масалан, балиқлар, ҳашаротлар, ёғочни чиритадиган баъзи микроблар ва бошқалар) ёруғликнинг табиий манбаларидир. Биз учун асосий табиий ёруғлик манбаи Қуёшдир. Қуёшдан чиқаётган ёруғлик барча тирик организмлар — ўсимлик, ҳайвон ва инсонларнинг ҳаёт манбаидир.

Ёруғликнинг сунъий манбалари жумласига чўлланган жисмлар, ток ўтганида нурланувчи газлар, шунингдек, люминесценцияланувчи (энергия ютиш ҳисобига шуълаланувчи) қаттиқ жисмлар ва суюқликлар киради.

Одатда ёруғлик манбалари маълум ўлчамли жисмлар бўлади, лекин улар кўпинча нуқтавий ёруғлик манбаи деб қабул қилинади. Агар ёруғлик манбаининг чизиқли ўлчами шу манбадан унинг таъсири ўрганилаётган жойгача бўлган масофага нисбатан жуда кичик бўлса, бундай ёруғлик манбаи нуқтавий ёруғлик манбаи деб аталади.

Ёруғлик вакуумда $c \approx 300000$ км/с тезлик билан, бошқа муҳитларда эса бундан кичик тезлик билан тарқалади.

Муайян тўлқин узунликдаги ёруғлик масалан, қизил, яшил, бинафша ва шу каби рангли ёруғликлар монохроматик ёруғлик дейилади. Ёруғлик турли тўлқин узунликдаги тўл-

қинлардан иборат бўлса, бундай ёруғлик м у р а к к а б ё р у ғ л и к дейилади. Масалан, Қуёшдан келадиган ёруғлик мураккаб ёруғликдир. Бинобарин, бундай ёруғликни турли рангли монохроматик ёруғликлардан таркиб топган дейиш мумкин.

Ёруғлик ўзи билан бирга энергия элтади. Бирор модда орқали ёруғлик ўтганда унинг энергияси маълум миқдорда ютилади, бунда ёруғлик энергияси бошқа тур энергияларга, масалан, модданинг ички энергиясига айланади.

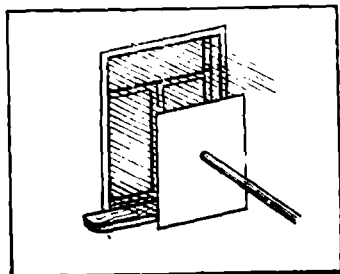
VII боб. ГЕОМЕТРИК ОПТИКА. ФОТОМЕТРИЯ.

76-§. Ёруғликнинг тўғри чизик бўйлаб тарқалиши

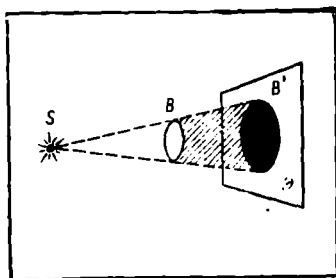
Ёруғликнинг тарқалиши ёруғлик тўлқинлари энергиясининг кўчишидан иборатдир. Агар Қуёш нурини дарчадаги кичик думалоқ тешик орқали ўтказиб, четдан туриб қарасак, ҳавода ингичка ёруғлик дастасини кўрамиз — бу ёруғлик шуъласидир (173- расм). Тешикни кичрайтириб, биз шуълани ингичкалаштиришимиз мумкин, бироқ уни чексиз ингичка қилиш мумкин эмас. Ёруғлик нури геометрик тушунчадир. Шундай қилиб, йўналишлари фазонинг ихтиёрий нуқтасида ёруғлик энергиясининг кўчиш йўналиши билан устма-уст тушган геометрик чизик ёруғлик нури дейилади.

Кузатишлар, бир жинсли муҳитда ёруғликнинг тўғри чизик бўйлаб тарқалишини кўрсатади. Ёруғликнинг тўғри чизик бўйлаб тарқалишига нуқтавий манбадан келаётган ёруғлик йўлига қўйилган буюмларнинг соясининг ҳосил бўлиши ёки нуқтавий бўлмаган манбадан келаётган ёруғлик йўлига қўйилган буюмларнинг соя ва ярим сояларининг ҳосил бўлиши далил бўла олади.

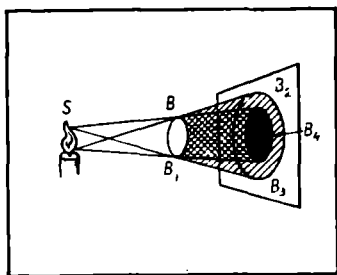
Масалан, S нуқтавий манбадан (174- расм) келаётган ёруғлик нури йўлига B жисми қўйайлик. Ёруғлик тўғри чизик бўйлаб тарқалгани учун B жисм ёруғлик нурини тўсиб қолади, натижада бу жисм орқасида кесик конус шаклида соя ҳосил бўлади. Бу конус



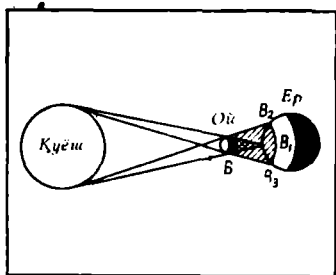
173- расм.



174- расм.



175- расм.



176- расм.

ичидаги бирор нуқтага ҳам S манбадан келаётган ёруғлик тушмайди. Шунинг учун бундай конус ўқиға тик қилиб қўйилган $\mathcal{E}$ экранда B жисмининг аниқ B' сояси ҳосил бўлади.

Агар S ёруғлик манбаи нуқтавий бўлмаса (175- расм), манбаининг ҳар бир нуқтасидан B жисмга тушган ёруғлик унинг орқасида айрим-айрим конус шаклидаги сояларни ҳосил қилади. Бу сояларга умумий бўлган фазога ёруғлик бутунлай тушмайди (расмда $B\bar{B}_1B_4$ шундай соҳадир). $B\bar{B}_1B_3B_2$ кесик конус ўраб турган фазонинг ҳар қайси нуқтасига манбаининг баъзи нуқталаридангина ёруғлик тушиб, бошқа нуқталаридан ёруғлик тушмайди. Натижада экранда B_4 тўлиқ соянинг четларида B_2B_3 очроқ соҳа ҳосил бўлади. Бу соҳа я р и м с о я дейилади. Тўлиқ соя соҳасидан узоқлашган сари ярим соя тобора оч бўла боради. Тўлиқ соя соҳасида турган кузатувчига ёруғлик манбаи бутунлай кўринмайди, ярим соя соҳасидаги кузатувчига эса ёруғлик манбаи сиртининг маълум бир қисмигина кўринади.

Ношаффоф жисмга ёруғлик манбаидан нурлар тушганда соянинг ҳосил бўлишидан фойдаланиб, Қуёш ва Ой тутилиши ҳодисаларини изоҳлаш мумкин. Ой Ер билан Қуёш орасида бўлганида Қуёшдан келаётган ёруғлик нурларининг бир қисмини Ой тўсади. Шу сабабли Ерда Ойнинг ярим сояси (B_2B_3) ҳосил бўлади (176- расм). Ярим соя ичида турган кузатувчига Қуёш сиртининг бир қисми қорайган бўлиб кўринади, яъни Қуёш қисман тутилади, B_1 соҳадаги кузатувчига Қуёш кўринмайди, шунинг учун Қуёш тўла тутилди, дейилади.

Бу кўриб ўтилган ҳодисалар ёруғликнинг тўғри чизик бўйича тарқалишини тасдиқлайди.

77-§. Ёруғлик тезлиги. Майкельсон тажрибаси

Электромагнит тўлқинларининг тарқалиш тезлиги жуда катта бўлганлиги туфайли уни бевосита кузатиш орқали баҳолаш мумкин эмас. Масалан, кечаси прожекторни ёқиб, ундан чиқаётган ёруғлик нурини узоқда турган бирор буюмга йўналтирсак, ёруғлик бир

онда тарқалганга ўхшаб туюлади. Шу сабабли ёруғликнинг тарқалиши учун вақт талаб қилинмайди, яъни унинг тарқалиш тезлиги жуда катта деган фикр сақланиб келган эди. Лекин фаннинг ривожланиши натижасида ёруғлик тезлигининг чекли эканлиги аён бўлди ва, ниҳоят, ёруғлик тезлиги аниқланди.

Ёруғлик тезлигини биринчи марта 1676 йилда даниялик астроном Рёмер Юпитер планетаси йўлдошларининг тутилиши устида ўтказган астрономик кузатишлари асосида аниқлади.

Кейинчалик ўлчаш техникасининг такомиллашиши натижасида бир қанча олимлар ёруғлик тезлигини турли физик усуллар билан ўлчади.

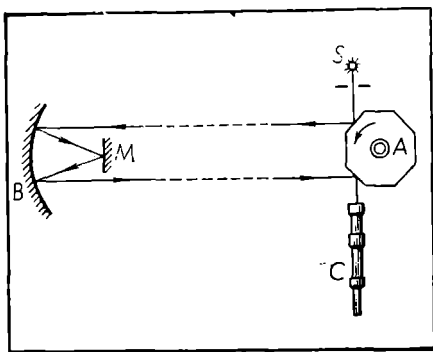
Ёруғлик тезлигини ўлчашнинг физик усулларида бири америкалик олим Майкельсоннинг 1926—1929 йилларда ишлаб чиққан методидир.

Майкельсон тажриба ўтказиш учун Калифорниядаги иккита тоғ чўққисидан фойдаланди, бу чўққилар оралиғи 35,426 км бўлиб, жуда аниқ ўлчанган. Чўққилардан бирига *S* ёруғлик манбаи ўрнатилган (177- расм), бу манбадан келаётган ёруғлик кичик тирқишдан ўтиб саккиз ёқли *A* кўзгу призмага тушади. Призмадан қайтган ёруғлик иккинчи чўққига ўрнатилган *B* ботиқ кўзгуга тушиб, ундан *M* ясси кўзгуга, сўнгра яна *B* кўзгунинг бошқа нуқтасига тушади, шундан кейин, *A* призманинг иккинчи ёғига тушиб, ундан қайтган ёруғлик *C* кўриш трубаси орқали кузатувчининг кўзига тушади. Ёруғликнинг ўтган йўлини ва унинг ҳаракат вақтини билган ҳолда ёруғлик тезлигини осонгина ҳисоблаш мумкин.

Бу тажрибада асосий қийинчиликлардан бири вақтни аниқ ўлчаш бўлди. У қуйидагича амалга оширилди. *A* призма двигатель ёрдамида шундай айланма ҳаракатга келтириладики, кўриш трубаси орқали *S* манба доимо кўриниб туради. Бундай шарт бажарилиши учун ёруғлик бир чўққидан иккинчи чўққига бориб, ундан қайтиб келишига кетган вақт ичида призма $\frac{1}{8}$ марта айланган бўлиши керак. Тажрибалардан бирида призманинг айланиш частотаси 528,76 айл/с бўлган. Бир марта айланиш вақти $\frac{1}{528,76}$ с, $\frac{1}{8}$ марта айланиш вақти эса 8 марта кам, яъни $\frac{1}{528,76 \cdot 8}$ с бўлган. Бу вақт

ичида призманинг бир томони қўшни томони ўрнини эгаллашга, ёруғлик эса 35,426 км йўлни икки марта босиб ўтишга улгуради.

Бу тажрибадан, ёруғликнинг ҳаводаги тезлиги 299711 км/с га тенг эканлиги аниқланиб, вакуумдаги тезлик эса 299796 км/с га тенг эканлиги ҳисобланган. Шунинг учун ёруғликнинг вакуумдаги тезлигини тахминан 300000 км/с га тенг деб олинади.



177- расм.

Ҳар хил муҳитлардаги ёруғлик тезликларини ўлчаш, ҳар қандай шаффоф муҳитда ёруғликнинг умуман, электромагнит тўлқинларнинг тезлигини унинг вакуумдаги тезлигидан кичик бўлишини тасдиқлайди.

Муҳитнинг ундан ўтаётган ёруғлик тезлигини унинг бўшлиқдаги тезлигига нисбатан камайтиришини характерлайдиган катталиқ шу муҳитнинг оптик зичлиги дейилади. Муҳитдаги ёруғлик тезлиги унинг бўшлиқдаги тезлигига нисбатан қанча кичик бўлса, муҳитнинг оптик зичлиги вакуум зичлигидан шунча катта ҳисобланади. Оптик зичликни модданинг зичлиги билан алмаштириб юбориш ярамайди. Моддаларнинг зичлиги ҳар хил бўлса ҳам уларнинг оптик зичлиги бир хил бўлиши мумкин. Масалан, сув ва метил спирти, кварц ва тош тузининг оптик зичликлари бир хил, аммо зичликлари ҳар хилдир.

Вакуумнинг оптик зичлиги бирга тенг деб қабул қилинган. Ҳавонинг оптик зичлиги ҳам амалда вакуумнинг оптик зичлигига тенг деб олинади, чунки ёруғликнинг ҳаводаги тезлиги вакуумдаги тезлигининг тахминан 0,9997 қисмига тенгдир. Шунини қайд қилиш керакки, электромагнит тўлқинларнинг тебраниш частотаси муҳитнинг оптик зичлигига боғлиқ эмас, яъни ёруғлик (умуман, электромагнит тўлқинлар) бир муҳитдан иккинчи муҳитга ўтганда унинг (уларнинг) тебранишлар частотаси ўзгармайди. Тўлқин узунлиги эса, ёруғликнинг тарқалиш тезлигига тўғри пропорционал равишда ўзгаради. Шунинг учун ҳам, фақат битта аниқ муҳит учунгина электромагнит тўлқинларни уларнинг тўлқин узунликлари орқали характерлаш мумкин.

Бундан кейин, электромагнит тўлқинларнинг тўлқин узунликлари бўйича характерлаганда ҳамма вақт бу тўлқинларнинг вакуумдаги тўлқин узунликлари назарда тутилади.

78-§. Фотометрия. Ёруғлик оқими. Ёруғлик кучи. Ёритилганлик

Ёруғлик тўлқинлари ёруғлик манбаидан атрофдаги фазога энергия элтади. Оптиканинг ёруғлик энергиясини ўлчаш усуллари **ў р г а т у в ч и бў л и м и ф о т о м е т р и я** деб аталади.

Ёруғлик ўзи элтадиган энергия нуқтан назаридан бир қатор катталиқлар билан характерланади. Бу катталиқлардан энг муҳими **ё р у г л и к о қ и м и** д и р .

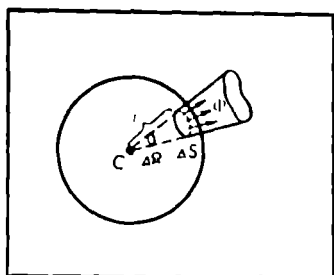
Ёруғлик энергиясини сезиш учун, табиийки, кўз алоҳида аҳамиятга эга. Шу сабабли бизни биринчи навбатда ёруғлик тўлқинлари билан ўтадиган тўлиқ энергия эмас, балки унинг бевосита кўзга таъсир этадиган қисми қизиқтиради.

Кўз яшил нурларни энг яхши сезади. Шу сабабли ёруғлик энергиясининг тегишли ўлчаш асбоблари билан қайд этиладиган миқдоригина эмас, балки бу энергиянинг бевосита кўзимизга сезиладиган, яъни кўзимиз билан баҳолайдиган миқдорини билиш катта амалий аҳамиятга эгадир. Ёруғлик энергиясини бундай баҳолаш учун қиритилган физик катталиқ ёруғлик оқимидир.

Агар бирор юзга t вақт давомида энергияси W бўлган ёруғлик тушаётган бўлса, бу нурланишнинг қуввати W/t га тенг бўлади.

Маълум бир юзга тушаётган нурланиш қуввати билан ўлчанадиган катталиқ Φ ёруғлик оқими дейилади:

$$\Phi = \frac{W}{t}. \quad (1)$$



178- расм.

Ёруғлик манбаларининг қўпчилиги ёруғликини ҳамма йўналишларда тарқатади, шунинг учун тўлиқ ёруғлик оқими тушунчаси киритилади.

Барча йўналишлардаги нурланиш қуввати билан ўлчанадиган катталиқка Φ_0 ёруғлик манбаининг тўлиқ ёруғлик оқими дейилади.

Ёруғлик манбаини характерлаш учун фотометрияда ёруғлик кучи деб аталадиган катталиқ қўлланилади.

С нуқтада турувчи нуқтавий ёруғлик манбаининг атрофида маркази шу нуқтада бўлган r радиусли шар чизамиз (178-расм). Унда фикран шундай шар сектори (учи шар марказида бўлган конус) қирқиб олайликки, унинг асоси шар сиртида ΔS юзни ҳосил қилсин. Бу конус сирти билан чегараланган фазо фазовий бурчак $\Delta\Omega$ деб аталади ва бу бурчак катталиғи

$$\Delta\Omega = \frac{\Delta S}{r^2} \quad (2)$$

формула билан аниқланади.

Фазовий бурчак таяниб турган шар сиртининг юзи катталиқ жиҳатидан шар радиусининг квадратига тенг бўлса, яъни $\Delta S = r^2$ бўлса, фазовий бурчак бирга тенг бўлади ва бу бурчак стередиан (ср) деб аталади. Шарнинг тўлиқ сирти $S = 4\pi r^2$ бўлгани учун нуқта атрофидаги бутун фазони қамраб олувчи Ω тўлиқ фазовий бурчак қуйидагича ифодаланади:

$$\Omega = \frac{S}{r^2} = \frac{4\pi r^2}{r^2} = 4\pi \text{ ср.} \quad (3)$$

Демак, нуқта атрофидаги тўла фазовий бурчак 4π стередианга тенг бўлар экан.

Ёруғлик оқимининг бу оқим тарқалаётган фазовий бурчак катталиғига нисбати билан ўлчанадиган катталиқка манбаининг ёруғлик кучи деб аталади:

$$I = \frac{\Delta\Phi}{\Delta\Omega}. \quad (4)$$

Демак, ёруғлик кучи бир стерадиан фазовий бурчак ичида тарқаладиган ёруғлик оқими билан ўлчанади.

Ёруғлик жисмларга тушиб, уларни ёритади. Ёритишни баҳолаш учун ёритилганлик деб аталадиган катталиқ киритилган.

Ёруғлик оқимининг ўзи тушаётган сирт юзига нисбати билан ўлчанадиган катталиқ ёритилганлик дейилади.

Агар E — ёритилганлик, $\Delta\Phi$ — ёруғлик оқими, ΔS — ёритилаётган сирт юзи бўлса, у ҳолда улар орасидаги боғланиш қуйидагича ифодаланади:

$$E = \frac{\Delta\Phi}{\Delta S}. \quad (5)$$

Бундан ёруғлик оқими сирт бўйича бир текис тақсимланганда ёритилганлик сон қиймати жиҳатдан юза бирлигига тушаётган ёруғлик оқимига тенг эканлиги кўриниб турибди.

Иш жойларимизда, ўқиш ва дарс тайёрлаш хоналаримизда, завод ва фабрикаларда бажараётган ишларимиз сифатли бўлиши учун ёритилганлик катта аҳамиятга эга. Шу каби бизни ўраб турган яшил ўсимликларнинг ҳаёти учун ҳам ёритилганликнинг мавжуд бўлиши шартдир. Бунинг ёзувнинг ривожланиши мисолида кўришимиз мумкин.

Кўпгина ўсимликларнинг сирти тўла ёритилмаганда (10 — 50%) фотосинтез ҳодисаси яхши боради. Фотосинтез ўсимликларнинг Қуёшдан тушаётган ёруғлик энергиясини ютиши натижасида бўладиган жараён бўлиб, ёруғлик таъсирида оксидланган минерал моддалардан карбон кислоталари ва сувлари, ўсимлик ҳужайраларида бой энергияга эга бўлган органик бирикмалар ҳосил бўлади. Яшил ўсимликларда фотосинтез ҳодисаси бўлганида бир вақтнинг ўзида органик бирикмалар ҳосил бўлиши билан биргаликда атмосферага эркин кислородлар ҳам ажратиб чиқади. Натижада ер сиртида яшаш учун зарур бўлган кислород доимий миқдорда сақланиб туради.

Ўзанинг ривожланишида Қуёшдан келаётган ёруғлик оқимининг роли ҳам жуда катта. Бунинг ёзув массасининг йиғилишини ўрганиш учун олиб борилган тажрибалар натижаларидан кўриш мумкин.

Ўза массасининг йиғилишига Қуёш радиацияси қувватининг таъсири билан қуйидаги жадвалда келтирилган катталиқлардан кўраимиз.

Лампочка қуввати, Вт/м²	100	200	400	600	800	1000
Ўсимликнинг қуруқ массаси, (Гн)	0.38	0.83	1.96	1.61	1.46	0.74

Бу жадвалдан кўринадики, ёруғлик оқимининг қуввати 400 — 600 Вт/м² бўлганда ўза массаси энг кўп йиғилар экан. Бу оқим ёз фаслида Қуёш нури қувватининг ярим қийматлари атрофида бўлади. Қуёш радиациясининг 1 кВт/м² максимум қийматида эса масса кичик қийматга эга бўлар экан. Бундан кўринадик, ўсимликларнинг ўсиши ва мўл ҳосил бериши учун кун давомида улар Қуёш нуридан фойдаланиши зарур экан.

Шу вақтгача биз фақат нуқтавий ёруғлик манбалари ҳақида гапирдик. Бироқ, кўп ҳолларда ёруғлик манбалари бирор ўлчамга эга бўлади, яъни ёйилган бўлади. Бундай манбаларнинг шакли ва ўлчамлари кўз билан кўриб фарқ қилинади.

Ёйилган ёруғлик манбалари учун ёруғлик кучи етарли характеристика бўла олмайди. Шунинг учун қўшимча характеристикалар — ёруғлик ва равшанлик тушунчалари киритилади.

Ёруғлик манбаининг юза бирлигидан барча йўналишлар бўйича нурланаётган ёруғлик оқимига сон жиҳатдан тенг бўлган катталик ёрқинлик дейилади:

$$R = \frac{\Delta\Phi}{\Delta S}, \quad (6)$$

бу ерда ΔS — манбанинг ёруғлик сочаётган юзи.

Ёруғлик манбалари катта ўлчамли бўлганда кўз манба сиртининг алоҳида қисмларининг маълум йўналишдаги нурланиш кучини ажратади. Манба сиртининг юза бирлигидан маълум йўналишда юзга нормал равишда чиқаётган ёруғлик кучига сон жиҳатдан тенг бўлган катталик равшанлик деб аталади:

$$B = \frac{I}{\Delta S}. \quad (7)$$

Агар ёруғлик ихтиёрий йўналишда чиқаётган бўлса, равшанлик қуйидагича ифодаланади:

$$B = \frac{I}{\Delta S \cos \varphi}, \quad (8)$$

бу ерда φ — нурланаётган сиртга ўтказилган нормал билан кузатиш йўналиши орасидаги бурчак.

Ёруғлик кучи $I = \frac{\Delta\Phi}{\Delta\Omega}$ бўлгани учун манбанинг равшанлиги

$$B = \frac{\Delta\Phi}{\Delta S \cdot \Delta\Omega \cos \varphi}, \quad (9)$$

яъни ёруғлик манбаининг равшанлиги ёруғлик манбаининг бирлик фазовий бурчакда кўринаётган юза бирлигидан чиқаётган ёруғлик оқимига сон жиҳатдан тенг бўлган физик катталикдир.

Шундай қилиб, нурланаётган сиртнинг равшанлиги кўриниш бурчагига боғлиқ бўлади. Равшанлиги ҳамма йўналишлар бўйича бир хил бўлган ($B = \text{const}$) манбалар *ламберт манбалари* (Ламберт қонунига бўйсунувчи манбалар) *ёки косинусли манбалар* деб аталади. Бундай манба сиртининг элементи тарқатаётган оқим $\cos \varphi$ га пропорционал бўлади.

Ламберт манбаларининг ёрқинлиги билан равшанлиги ўзаро қуйидаги муносабатда боғланган:

$$R = \pi \cdot B. \quad (10)$$

Бундан, нурланувчи сиртларнинг равшанлиги унинг ёрқинлигидан π марта кичик бўлади, деган хулосага келиш мумкин.

Энди юқорида кўриб ўтилган фотометрик катталикларнинг ўлчов бирликлари билан танишиб чиқайлик.

Бирликларнинг халқаро СИ системасида фотометрик катталикларнинг асосий бирлиги қилиб ёруғлик кучи бирлиги кандела (кд) қабул қилинган.

Кандела тўла нурлагич кесимининг $1/600000 \text{ м}^2$ юзидан бу кесимга перпендикуляр йўналишда платинанинг 101325 Па босим-

да қотиш температураси (1769°C) га тенг температурада чиқарган ёруғлик кучидир.

Ёруғлик оқимининг бирлиги қилиб люмен (лм) қабул қилинган. (4) формулага биноан

$$1 \text{ лм} = 1 \text{ кд} \cdot 1 \text{ ср}$$

бўлади, яъни ёруғлик кучи бир кандела бўлган нуқтавий манбанинг бир стередиан фазовий бурчак ичида чиқарган ёруғлик оқими бир люмен дейилади.

Агар нуқтавий манба ёруғликни ҳамма йўналишлар бўйича текис тарқатаётган бўлса, унинг тўлиқ ёруғлик оқими

$$\Phi_0 = 4\pi I \quad (11)$$

га тенг бўлади.

Ёритилганлик бирлиги қилиб люкс (лк) қабул қилинган. (5) формулага асосан

$$1 \text{ лк} = \frac{1 \text{ лм}}{1 \text{ м}^2} = 1 \frac{\text{лм}}{\text{м}^2}$$

бўлади, яъни бир м² сиртга бир люмен ёруғлик оқими нормал тушиб, текис тақсимланганда ҳосил бўлган ёритилганлик бир люкс деб аталади.

Ёрқинлик ҳам ёритилганлик ўлчанадиган бирликларда, яъни люксларда ўлчанади.

Равшанлик бирлиги қилиб нит (нт) қабул қилинган (7) формуладан

$$1 \text{ нит} = \frac{1 \text{ кд}}{1 \text{ м}^2} = 1 \frac{\text{к}}{\text{м}^2},$$

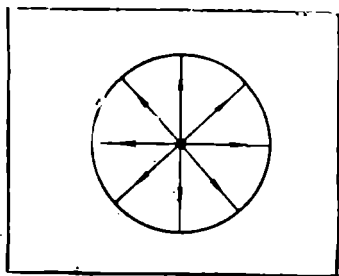
бўлади. Бир текис ёритувчи ясси сиртдаги бир квадрат метр юзining сирт нормали йўналишидаги ёруғлик кучи бир канделага тенг бўлса, шу сиртнинг ўз нормали йўналишидаги равшанлиги бир нит бўлади.

79-§. Ёритилганлик қонунилари. Фотометрлар

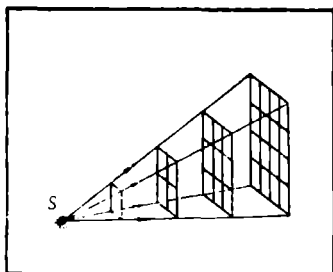
Кузатишларнинг кўрсатишича, буюмларнинг ёритилганлиги манбанинг ёруғлик кучига ва манбадан ёритилаётган сиртгача бўлган масофага боғлиқ ҳолда ўзгарар экан. Бу боғланишни аниқлайлик. Ёритилаётган r радиусли шар бўлиб, унинг сирт марказида ёруғлик кучи I бўлган нуқтавий манба турган бўлсин. Бу ҳолда нурлар ёритилаётган сиртнинг ҳар қандай элементига перпендикуляр бўлади (179-расм)

Ёруғлик кучи I бўлган манбанинг барча йўналишлар бўйлаб сочаётган тўлиқ ёруғлик оқими $\Phi_0 = 4\pi I$ бўлади. Бутун шар сиртнинг юзи $S = 4\pi r^2$. Бу сиртнинг ёритилганлиги:

$$E_0 = \frac{\Phi_0}{S} = \frac{4\pi I}{4\pi r^2} = \frac{I}{r^2}. \quad (12)$$



179- расм.



180- расм.

Бу боғланиш ёритилганликнинг биринчи қонунини ифодалайди: нуқтавий ёруғлик манбадан чиқаётган нурлар сиртга перпендикуляр тушганда сиртнинг ёритилганлиги манбанинг ёруғлик кучига тўғри пропорционал ва ундан ёритилаётган сиртгача бўлган масофа квадратига тескари пропорционалдир. Бу қонуннинг тўғри эканлигини, яъни ёритилганлик нуқтавий ёруғлик манбадан ёритилаётган сиртгача бўлган масофанинг квадратига тескари пропорционал эканлиги 180- расмда тасвирланган. Расмдан кўринадик, ёритилувчи сирт ёруғлик манбадан қанча узоқда жойлашган бўлса, бир бирлик сиртга тўғри келадиган ёруғлик оқими шунча кам етиб боради, яъни масофа неча марта ортса, сиртнинг ёритилганлиги масофанинг квадрати марта камайди.

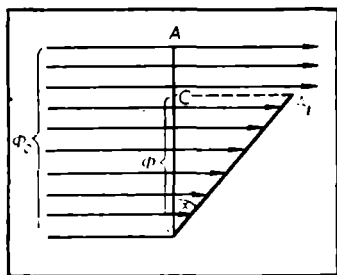
Ёритилганлик юқорида кўрсатилган факторлардан ташқари, нурнинг ёритилувчи сиртга қандай бурчак остида тушishiга ҳам боғлиқдир. Бу боғланишни аниқлайлик. Перпендикуляр нурларнинг Φ_0 оқими юзи S ва узунлиги AB бўлган тўғри тўртбурчак сиртга тушаётган бўлсин (181- расм). Бу ҳолда сиртнинг ёритилганлиги:

$$E_0 = \frac{\Phi_0}{S}.$$

Юзи бирор α бурчакка оғдирамиз, унда сирт A_1B вазиятини олади ва унга камроқ Φ ёруғлик оқими тушади, чунки нурларнинг бир қисми сиртга тушмай ўтиб кетади.

Бу ҳолда сирт юзи ўзгармаганлиги сабабли сиртнинг ёритилганлиги камайди ва $E = \frac{\Phi}{S}$ га тенг бўлиб қолади. Бу ҳосил бўлган тенгликларнинг иккинчисини биринчисига бўлсак:

$$\frac{E}{E_0} = \frac{\Phi}{\Phi_0}$$



181- расм.

ҳосил бўлади.

Чизмадан $\frac{\Phi}{\Phi_0} = \frac{BC}{BA} = \frac{BC}{BA_1}$ эканлиги кўриниб турибди. Кейинги икки тенгликни солиштириб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\frac{E}{E_0} = \frac{BC}{BA_1}.$$

Тўғри бурчакли CBA_1 учбурчакдан

$$\frac{BC}{BA_1} = \cos \alpha$$

деб ёзиш мумкин, у ҳолда юқоридаги тенглик

$$\frac{E}{E_0} = \cos \alpha \quad \text{ёки} \quad E = E_0 \cos \alpha \quad (13)$$

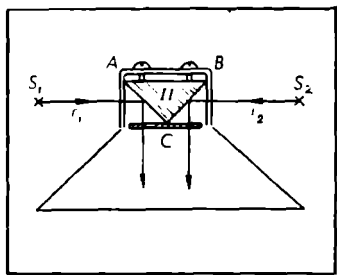
бўлади. Бу боғланиш ёритилганликнинг иккинчи қонунини ифода-лайди: ёритувчи сиртга ёруғлик нури бурчак остида тушса, сирт-нинг ёритилганлиги нурнинг тушиш бурчаги косинусига тўғри пропорционалдир.

Ёритилганликнинг иккала қонунини бирлаштириб, қуйидагича ёзиш мумкин:

$$E = \frac{I}{r^2} \cos \alpha. \quad (14)$$

Нуқтавий ёруғлик манбаининг бирор сиртда ҳосил қилган ёри-тилганлиги манбаининг ёруғлик кучига ва нурларнинг тушиш бур-чаги косинусига тўғри пропорционал ва манбадан сиртгача бўлган масофанинг квадратига тескари пропорционалдир.

Сиртларнинг ёритилганлигини тенглаштириш йўли билан икки манбаининг ёруғлик кучи таққосланади. Шу мақсадда ишлатилади-ган асбоблар фотометрлар деб аталади. Энг содда фото-метрлардан бирининг схемаси 182- расмда кўрсатилган. Учбурчак-ли ABC призманинг оқ рангга бўялган AC ва BC ёқларига манба-лардан ёруғлик тушади. Призманинг ҳар бир ёғини фақат бир ман-ба ёритади. Ёритилганлик C томондан кўз билан кузатилади. Фото-метрни манбалар орасида у ёки бу томонга силжитиб, призманинг BC ва AC ёқлари бир хил ёритилишига эришилади ва шундан сўнг



182- расм.

қуйидаги мулоҳазаларга муво-фиқ манбаининг ёруғлик кучи ҳисобланади: ёруғлик кучи I_1 бўлган S_1 манба призмадан r_1 масофада туриб

$$E_1 = \frac{I_1}{r_1^2} \cos \alpha$$

ёритилганлик ҳосил қилади, ёруғлик кучи I_2 бўлган S_2 ман-ба эса призмадан r_2 масофада туриб

$$E_2 = \frac{I}{r_2^2} \cos \alpha$$

ёритилганлик ҳосил қилади. Фотометрни $E_1 = E_2$ бўладиган қилиб жойлаштирганимиз учун қуйидагини ёза оламиз:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{r_1^2}{r_2^2} \quad (15)$$

Икки манбанинг ёруғлик кучлари нисбати ёруғлик манбаларидан бирдай ёритилаётган сиртгача бўлган масофалар квадратларининг нисбати кабидир.

Юқоридаги (15) ифода бир манбанинг ёруғлик кучи маълум бўлганда иккинчи манбанинг ёруғлик кучини топишга имкон беради.

Фақат иккала таққосланувчи сиртларнинг ранги бир хил бўлгандагина равшанликларнинг тенглигини кўз билан етарли даражада аниқ белгилаш мумкин. Сиртларнинг ранги бир-биридан озгина фарқ қилганда ҳам равшанликларни таққослаш жуда қийинлашади, фақат фарқ катта бўлганда эса равшанликларни таққослаш мумкин бўлмай қолади.

Тақрорлаш учун саволлар

1. Ёруғлик нимадан иборат?
2. Қандай жисмлар ёруғлик манбаи деб аталади ва улардан қайсилари муҳим аҳамиятга эга?
3. Ёруғлик нури нима?
4. Ёруғлиkning бир жинсли муҳитда тарқалиш қонунини таърифланг.
5. Майкельсон ёруғлик тезлигини қандай аниқлаган?
6. Фотометрик катталикларга таъриф беринг ва уларнинг ўлчов бирликларини айтинг.
7. Ёритилганлиkning биринчи ва иккинчи қонунини таърифланг.
8. Фотометр қандай асбоб? Унинг тузилишини ва ишлаш принципини тушунтиринг.

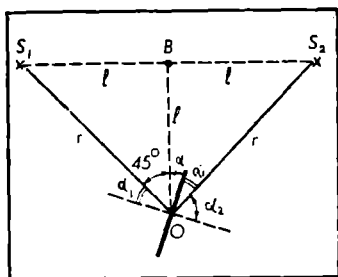
МАСАЛА ЕЧИШ НАМУНАЛАРИ

1-масала. Бир-биридан 2 м узоқликда турган S_1 ва S_2 нуқтавий ёруғлик манбаларини бирлаштирувчи $S_1 S_2$ тўғри чизиқнинг ўртасидаги B нуқтадан узунлиги 1 м бўлган OB перпендикуляр ўтказилган (183-расм). О нуқтада перпендикуляр билан 15° бурчак ҳосил қилувчи ношаффоф пластинка жойлаштирилган. Пластинканинг иккала томонининг ёритилганлиги бир хил ва 20 лк га тенг. Манбаларнинг ёруғлик кучини топинг.

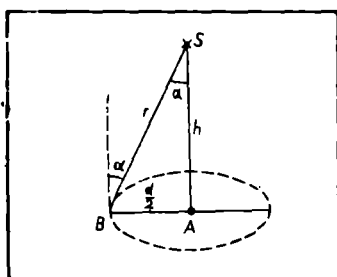
Берилган: $S_1 S_2 = 2\text{м}$; $OB = 1\text{м}$; $E_1 = E_2 = 20\text{ лк}$;
 $\alpha = 15^\circ$.

$$I_1 - ? \quad I_2 - ?$$

Ечилиши. $S_1 B$, $S_2 B$ ва OB масофаларни l ҳарфи билан белгилаймиз; $l = 1\text{м}$. $S_1 O$ ва $S_2 O$ нурларни ўтказамиз ва бу нурларнинг пластинкага тушиш бурчакларини мос равишда α_1 ва α_2 деб белгилаймиз.



183- расм.



184- расм.

Шаклдан кўринади, $\alpha_1 + \alpha = 45^\circ$, бинобарин $\alpha_1 = 45^\circ - \alpha = 45^\circ - 15^\circ = 30^\circ$ ва $\alpha_2 = 90^\circ - \alpha_1 = 90^\circ - 30^\circ = 60^\circ$.

Ёритилганлик қонунига асосан

$$E_1 = \frac{I_1}{r^2} \cos \alpha_1; \quad E_2 = \frac{I_2}{r^2} \cos \alpha_2.$$

r масофани аниқлаймиз. Тенг ёнли тўғри бурчакли S_1OB учбурчакдан:

$$r^2 = l^2 + l^2 = 2l^2,$$

яъни

$$r = l\sqrt{2}$$

бўлади.

У ҳолда пластинка сиртларининг ёритилганлиги қуйндагича бўлади:

$$E_1 = \frac{I_1}{2l^2} \cos \alpha_1; \quad E_2 = \frac{I_2}{2l^2} \cos \alpha_2.$$

Бу ифодалардан манбаларнинг ёруғлик кучини топамиз:

$$I_1 = \frac{2l^2 E_1}{\cos \alpha_1}; \quad I_2 = \frac{2l^2 E_2}{\cos \alpha_2}.$$

Ҳисоблаш:

$$I_1 = \frac{2 \cdot 20 \cdot 1 \cdot \text{лк} \cdot \text{м}}{\sqrt{3}/2} = 46 \text{ кд}; \quad I_2 = \frac{2 \cdot 20 \cdot \text{лк} \cdot \text{м}}{0,5} = 80 \text{ кд}.$$

2- масала. Тўла ёруғлик оқими 1300 лм бўлган лампа стол марказидан 2 м баландликда осилган. Диаметри 1,5 м бўлган думалоқ столнинг ўртасида ва четларида ёритилганлик қандай бўлади?

Берилган: $\Phi_0 = 1300 \text{ лм}; h = 2 \text{ м}; d = 1,5 \text{ м}.$

$E_A - ? E_B - ?$

Ечилиши: Стол ўртасининг ёритилганлиги (184-расм) $E_A = \frac{I}{h^2},$

бу ерда $I = \frac{\Phi_0}{4\pi}$. Бинобарин, $E_A = \frac{\Phi_0}{4\pi h^2}$. Стол четининг ёритилганлиги:

$$E_B = \frac{I}{r^2} \cos \alpha, \text{ 184-расмдан: } r = \sqrt{h^2 + \left(\frac{d}{2}\right)^2},$$

$$\cos \alpha = \frac{h}{\sqrt{h^2 + (d/2)^2}}, \text{ у ҳолда } E_0 = \frac{\Phi_0}{4\pi \left[h^2 + \left(\frac{d}{2}\right)^2 \right]} \cdot \frac{h}{\sqrt{h^2 + \left(\frac{d}{2}\right)^2}}.$$

Ҳисоблаш:

$$E_A = \frac{1300 \text{ лм}}{4 \cdot 3,14 \cdot 4 \cdot \text{м}^2} = 26 \text{ лк};$$

$$E_B = \frac{1300 \text{ лм}}{4 \cdot 3,14 \cdot (4 + 0,75^2) \text{ м}^2} \times \frac{2 \text{ м}}{\sqrt{(4 + 0,75^2) \text{ м}^2}} = 21 \text{ лк}.$$

3- масала. Ёруғлик кучи 300 кд га тенг манбадан 3 м узоқликда жойлашган ва юзи 15 см² бўлган сиртга тик тушаётган ёруғлик оқимини топинг.

$$\text{Берилган: } S = 15 \text{ см}^2 = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2; r = 3 \text{ м};$$

$$I = 300 \text{ кд} = 3 \cdot 10^3 \text{ кд}; \alpha = 0^\circ.$$

Ф — ?

Ечилиши. Манбани радиуси 3 м сўлган сферанинг марказида жойлашган деб ҳисоблаймиз, S сирт сферик сиртнинг бир қисмини ташкил этади. У ҳолда бундай сиртнинг ёритилганлиги

$$E = \frac{I}{r^2} \cos \alpha$$

бўлади. Иккинчи томондан, $E = \frac{\Phi}{S}$.

Бу ифодаларнинг ўнг қисмларини тенглаштириб, S сиртга тушаётган ёруғлик оқими учун қуйидаги муносабатни ҳосил қиламиз:

$$\Phi = \frac{I \cdot S}{R^2} \cos \alpha.$$

Ҳисоблаш:

$$\Phi = \frac{3 \cdot 10^3 \text{ кд} \cdot 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2}{9 \text{ м}^2} \cos 0^\circ = 0,05 \text{ лм}.$$

4- масала. Ёруғлик кучи 120 кд бўлган электр лампа 3 см радиусли хира сферик плафони билан ўралган. Лампанинг равшанлиги ва ёрқинлиги топилсин. Плафон шишада ёруғликнинг ютилиши ҳисобга олинмасин.

$$\text{Берилган: } I = 120 \text{ кд}; r = 3 \text{ см} = 3 \cdot 10^{-2} \text{ м}.$$

R — ? B — ?

Ечилиши. Таърифга асосан, манбанинг равшанлиги $R = \frac{\Phi_0}{S}$.

Бизга маълумки, ёруғликнинг тўлиқ оқими $\Phi_0 = I\Omega = 4\pi I$, сферанинг сирти $S = 4\pi r^2$ бўлади. У ҳолда

$$R = \frac{4\pi I}{4\pi r^2} = \frac{I}{r^2}.$$

Лампанинг ёрқинлиги

$$R = \pi B$$

муносабатдан фойдаланиб топилади:

$$B = \frac{R}{\pi} = \frac{I}{\pi r^2}.$$

Ҳисоблаш:

$$R = \frac{120 \text{ кд}}{9 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2} = 1,33 \cdot 10^8 \text{ лк.}$$

$$B = \frac{120 \text{ кд}}{3,14 \cdot 9 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2} = 4,25 \cdot 10^4 \text{ нт.}$$

Мустақил ечиш учун масалалар

125. Бир-биридан 120 см масофада турган иккита экран орасига ёруғлик манбаи жойлаштирилган. Чап-экран ўнг экранга нисбатан 3 марта кўпроқ ёритилиши учун манбаи чап экрандан қандай масофада қўйиш керак?

126. Бир-бирига нисбатан 6 м масофада 4 м узунликдаги вертикал ўрнатилган икки столбага, ёруғлик кучлари $I_1 = I_2 = 200$ кд бўлган лампалар осилган. Ҳар бир лампа остидаги ва столбалар ўртасидаги ер юзининг ёритилганлигини топинг.

127. 0,6 стерadian фазовий бурчак учига ўрнатилган нуқтавий манба шу бурчак ичида 240 лм ёруғлик оқими тарқатади. Манба-нинг ёруғлик кучини аниқланг.

128. Фотометр бир томондан 50 см нарида турган, ёруғлик кучи 100 кд бўлган лампа билан ёритилмоқда. Фотометрнинг қисмлари бир хил ёритилиши учун унинг иккинчи томонига 30 см масофада турган лампанинг ёруғлик кучи қанча бўлиши керак?

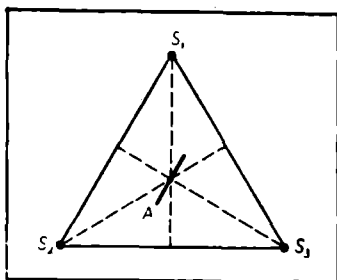
129. Ясси сиртнинг нуқтавий манбага энг яқин нуқтасидаги ёритилганлиги 100 лк га тенг. Шу сиртга нурларнинг тушиш бурчаклари 30° , 45° , 60° бўлган жойларидаги ёритилганлик нимага тенг бўлади?

130. 25 кд ва 100 кд ли икки лампа бир-биридан 1 м масофада жойлашган. Фотометр иккала томондан бир хил ёритилиши учун уни бу лампалар орасида қаерга қўйиш керак?

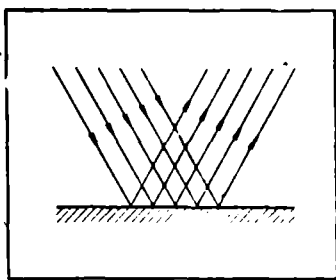
131. 100 кд ёруғлик кучига эга бўлган лампочка билан юзаси 300 см^2 бўлган қоғоз варағи ёритилади. Унга лампочкадан бутун ёруғликнинг 0,5 проценти тушади. Шу қоғоз варағининг ёритилганлиги топилин.

132. Қуёшнинг тўғри тушаётган нурлари 100000 лк ёритилганлик ҳосил қилади. Ёруғлик кучи 1000 кд бўлган лампадан қандай масофада худди шундай ёритилганлик ҳосил қилиш мумкин?

133. Ёруғлик нурлари тик тушаётган сиртнинг 500 Вт қувватли лампа томонидан ёритилганлиги 28 лк га тенг. Лампа билан сирт орасидаги масофа 5 м. Лампанинг ёруғлик беришини (лм/Вт ларда) топинг.



185- расм.



186- расм.

134. Бир ишни бажариш учун столнинг ёритилганлиги 10 лк бўлиши керак. Ёруғлик кучи 100 кд бўлган лампани стол марказидан қандай баландликка ўрнатиш керак?

135. Нормал тушаётган қуёш нуридан Ер сиртининг ёритилганлиги топилсин. Қуёшнинг равшанлиги $1,2 \cdot 10^9$ нт.

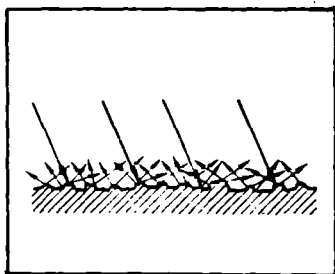
136. Тенг томонли учбурчакнинг учларида ҳар бирининг ёруғлик кучи 10 кд дан бўлган учта лампа жойлаштирилган. Учбурчак марказида унинг томонларидан бирга параллел ва учбурчак текислигига перпендикуляр ҳолда пластинка жойлаштирилган (185- расм). Шу пластинка иккала сиртининг ёритилганлиги топилсин. Учбурчакнинг битта томонининг узунлиги 200 см га тенг деб олинсин.

80- §. Ёруғликнинг қайтиши. Кўзгу

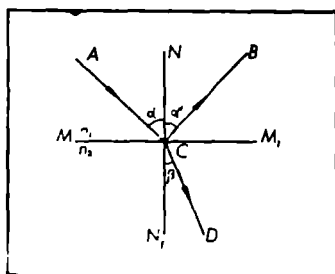
Тажриба ва назариянинг кўрсатишича, ёруғлик нури шаффоф муҳитларда ёруғликнинг вакуумдаги тезлигидан кичик (ўлган тезликлар билан тарқалар экан. Турли шаффоф муҳитларда ёруғликнинг тарқалиш тезлиги турлича бўлади. Барча нуқталарида ёруғликнинг тарқалиш тезлиги бир хил бўлган муҳит оптик бир жинсли муҳит деб аталади

Ёруғлик бир жинсли муҳитда тўғри чизиқли тарқалади. Икки хил муҳит чегарасида нур ўзининг йўналишини ўзгартириб, бир қисми биринчи муҳитга қайтади. Бу ҳодиса ёруғликнинг қайтиши деб аталади. Ёруғликнинг қолган қисми эса иккинчи муҳитга ўтиб, унинг ичида тарқалишни давом эттиради.

Икки муҳит орасидаги чегаранинг хоссалари қандай бўлишига қараб, қайтишнинг характери турлича бўлиши мумкин. Агар чегара нотекисликларининг ўлчами ёруғлик тўлқинининг узунлигидан кичик бўлса, бундай сирт кўзгусимон сирт деб аталади. Ана шундай сирт (масалан, силлиқ шиша сирти, яхшилаб жилланган металл сирти, симоб томчисининг сирти ва бошқалар) га ингичка параллел нурлар дастаси тарзида тушадиган ёруғлик нурлари сиртдан қайтгандан кейин ҳам параллел нурлар дастаси



187- рasm.



188- рasm.

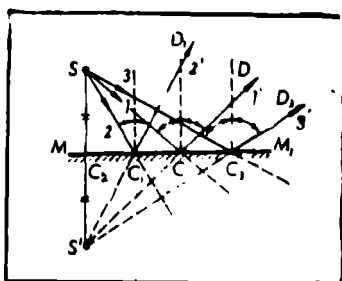
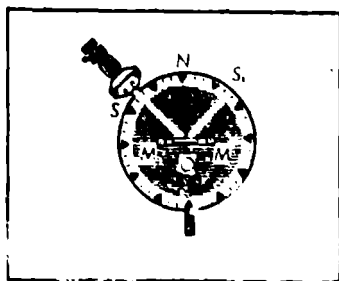
кўринишида қолади. Ёруғликнинг бундай қайтиши текис қайтиш деб аталади (186- рasm). Ёруғликни текис қайтарувчи сирт кўзгу деб аталади.

Агар сиртдаги нотекисликларнинг ўлчами ёруғлик тўлқини узунлигидан катта бўлса, ингичка шуъла чегарада сочилади. Ёруғлик нурлари қайтгандан кейин турли йўналишларда тарқалади. Бундай қайтиш тарқоқ қайтиш (ёки диффуз қайтиш) деб аталади (187- рasm). Ўзи ёруғлик тарқатмайдиган буюмларни улардан ёруғликнинг худди шу тарқоқ қайтиши туфайлигина кўрамиз. Ҳатто жуда силлиқ сиртдан ҳам ёруғлик жуда оз даражада сочилади. Акс ҳолда биз бундай жисмларнинг сиртини кўра олмаган бўлар эдик.

Тушаётган AC нур билан MM_1 сиртнинг нур тушаётган C нуқтасига ўтказилган CN перпендикуляр (нормаль) орасидаги бурчак α га ёруғликнинг тушиш бурчаги дейилади (188- рasm). Қайтган CB нур билан CN перпендикуляр орасидаги α' бурчак ёруғликнинг қайтиш бурчаги дейилади. Синган CD нур билан CN_1 перпендикуляр орасидаги β бурчак синиш бурчаги дейилади.

Ёруғликнинг қайтиши қуйидаги қонунга бўйсунди: 1) тушувчи AC нур ва икки муҳит чегарасида нурнинг тушиш нуқтасидан чиқарилган CN перпендикуляр қайси текисликда ётса, қайтган нур CB ҳам шу текисликда ётади; 2) қайтиш бурчаги тушиш бурчагига тенг бўлади, яъни $\alpha = \alpha'$.

Ёруғликнинг қайтиш қонунини қуйидаги тажриба асосида кузатамиз. Даражаларга бўлинган доиравий диск марказига MM ясси кўзгуни шундай жойлаштирамизки, унда ON нормаль, тушувчи SO ва қайтувчи OS_1 нурларни кузатишимиз мумкин бўлсин (189- рasm). Бунда O нуқта нурнинг тушиш нуқтаси бўлади. Ёруғлик манбаи S нуқтага ўрнатилган. Дискни айлантириб нурнинг тушиш бурчагини ўзгартирсак, унинг қайтиш бурчаги ҳам ўзгаради. Агарда манбани S_1 нуқтага ўрнатиб нурнинг тушиш йўналишини ўзгартирсак, қайтган нур нурнинг олдинги тушиш OS йўналишида қайтганини кўрамиз. Демак, тушувчи ва қайтувчи нурлар ўзаро



айлана олар экан. Бунга ёруғлик нурининг айланувчанлиги дейилади. Бундан ташқари: юқоридagi тажрибадан тушувчи ва қайтувчи нурларнинг бир текисликда ётишига ва нурнинг тушиш бурчаги қайтиш бурчагига тенг эканлигига ҳам ишонч ҳосил қилиш мумкин.

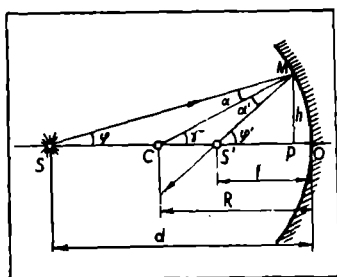
Амалда ясси ва сферик кўзгулардан кенг фойдаланилади.

Ясси кўзгу. Еруғлик чиқарувчи S нуқта MM , ясси кўзгу яки-
нида турган бўлсин (190- расм). Еруғликнинг қайтиш қонунидан
фойдаланиб, шу S нуқтанинг тасвирини ясаймиз. Еруғлик нурлари
 S нуқтадан SC , SC_1 ва бошқа йўналишларда чиқади. Бу нурлар
кўзгу сиртидан қайтиб, CD , CD_1 ва бошқа йўналишларда тарқа-
лувчи нур дастасини ҳосил қилади. Агар бундай тарқалувчи нур-
лар дастаси кўзимизга тушса, бизнинг назаримизда бу нурлар худ-
ди уларнинг ҳаёлий давомларининг кесишишида ётган S' нуқта-
сига жойлашган ёруғлик манбандан чиқаётгандай туюлади. Бундай
ҳолда S' нуқта ёруғлик сочаётган S манбанинг ясси кўзгудаги
ма в ҳ у м т а с в и р и дейилади, чунки бу нуқтада қайтган нур-
лар аслида кесишмай уларнинг давомлари кесишади. Қайтган
нурлар кесишган нуқта ёруғлик сочаётган нуқтанинг ҳ а қ и қ и й
т а с в и р и дейилади.

Тўғри бурчакли SC_2C_1 ва $S'C_2C_1$ учбурчакларнинг тенглигидан $SC_2 = S'C_2$, эканлиги келиб чиқади. Бундан кўринадикки, нуқта кўзгудан қанча масофада турган бўлса, унинг тасвири ҳам кўзгудан (лекин орқасида) шунча масофада ҳосил бўлади, яъни ёруғлик сочаётган нуқта ва унинг мавҳум тасвири ясси кўзгуга нисбатан симметрик жойлашган бўлади. Бу хоссадан фойдаланиб, буюмнинг ясси кўзгудаги тасвирини нуқталар тўплами сифатида яшаш мумкин. Бунинг учун буюмнинг ҳар бир нуқтасига кўзгуга нисбатан симметрик бўлган нуқталарни топиш керак.

Буюмнинг ясси кўзгудаги тасвири ҳамма вақт мавҳум, тўғри, буюмга тенг ва кўзгу текислигига нисбатан симметрик бўлади.

Сферик кўзуғу. Сферик кўзуғу яхши ишлов бериб спилланган шар сиртининг бир қисмидир. Еруғлик нури сферик сиртининг ички ва ташқи сиртидан қайтишига қараб сферик кўзуғулар мос равишда,



191- расм.

ботиқ ва қавариқ кўзгулар дейилади. 191- расмда ботиқ сферик кўзгу тасвирланган. Шар сиртининг C маркази кўзгунинг *оптик маркази*, шар сегментининг O учи эса кўзгунинг *қутби* дейилади. Кўзгунинг C оптик марказидан ўтадиган ҳар қандай нур кўзгунинг *оптик ўқи*, сфера маркази C дан ва кўзгу қутби O дан ўтадиган CO оптик ўқ кўзгунинг *бош оптик ўқи* дейилади. Фақат бош оптик ўқ яқинида ва оптик ўққа кичик бурчак

остида келаётган нурлар *марказий нурлар* ёки *параксиал нурлар* деб аталади.

Ёруғлик чиқарувчи S нуқтадан кўзгугача бўлган $OS = d$, шу нуқта тасвири S' дан кўзгугача бўлган $OS' = f$ оралиқни ва сферик кўзгу радиуси $OC = R$ орасидаги боғланишни топайлик (191- расмга қаранг). Равшанки, α — тушиш бурчаги бўлади, чунки бу бурчак тушаётган нур ва шар сиртига перпендикуляр бўлган $MC = R$ радиус орасида ҳосил бўлади, α' — қайтиш бурчаги. Учбурчакнинг ташқи бурчаги тўғрисидаги теоремага мувофиқ SMC учбурчак учун қуйидагини ёзиш мумкин:

$$\gamma = \alpha + \varphi.$$

Худди шунингдек, $S'MC$ учбурчак учун

$$\varphi' = \alpha' + \gamma$$

бўлади. $\alpha < \alpha'$ эканлигини назарга олиб, қуйидаги тенгликни ҳосил қиламиз:

$$2\gamma = \varphi + \varphi' \quad (16)$$

Параксиал нурлар билан иш кўрилаётгани учун бу бурчакларнинг ҳаммаси жуда кичик бўлади ва улар учун қуйидаги тақрибий тенгликларни ёзиш мумкин:

$$\varphi' \approx \operatorname{tg} \varphi' = \frac{h}{S'P} \approx \frac{h}{f},$$

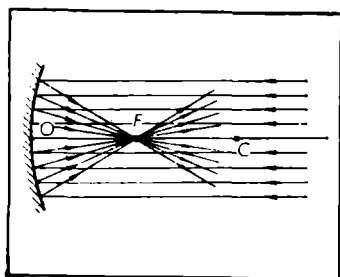
$$\varphi \approx \operatorname{tg} \varphi = \frac{h}{SP} \approx \frac{h}{d},$$

$$\gamma \approx \operatorname{tg} \gamma = \frac{h}{CP} \approx \frac{h}{R}.$$

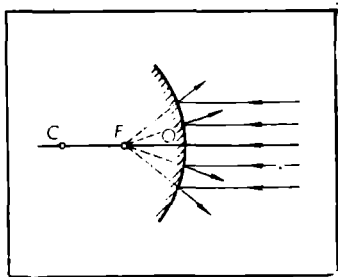
Бурчакларнинг бу қийматларини (16) ифодага қўйиб, h га қисқартириб, қуйидаги формулани ҳосил қиламиз:

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{2}{R}. \quad (17)$$

Бу формула S нуқтадан чиқаётган бошқа нурлар учун ҳам ўринлидир, шунинг учун барча қайтган нурлар S' нуқтада кесишади,



192- расм.



193- расм.

яъни S' нуқта S нуқтанинг тасвири бўлади. Агар $d \rightarrow \infty$ бўлса, у ҳолда $f = \frac{R}{2}$ бўлади, бироқ $d \rightarrow \infty$ бўлганда кўзгуга тушаётган нурлар оптик ўққа параллел, бинобарин, бу нурлар кўзгудан қайтгандан кейин бу ўқни қутбдан $\frac{R}{2}$ масофадаги нуқтада кесиб ўтади (192- расм). Бу нуқта *кўзгунинг фокуси* F дейилади. Кўзгунинг қутбидан фокусгача бўлган масофа *фокус масофаси* дейилади. Кўзгунинг фокуси орқали ўтган ва оптик ўққа перпендикуляр бўлган текислик кўзгунинг *фокал текислиги* дейилади.

Фокус масофаси ҳам фокус сингари F ҳарфи билан белгиланади. Шундай қилиб, сферик кўзгунинг F фокус масофаси кўзгу сфераси радиусининг ярмига тенг. У вақтда кўзгунинг фокус масофаси тушунчасидан фойдаланиб (17), формулани қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{f} + \frac{1}{d}. \quad (18)$$

Қавариқ кўзгу бўлган ҳолда, оптик ўққа параллел нурлар қайтгандан кейин сочилади, бу нурларнинг давоми кўзгунинг орқа томонида оптик ўқни бир нуқтада кесиб ўтади. Бу нуқта кўзгунинг мавҳум фокуси дейилади (193- расм).

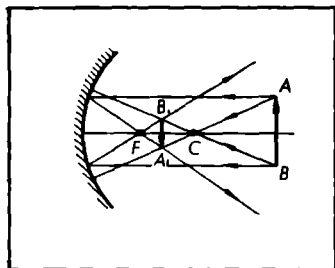
Юқоридаги (18) формула сферик кўзгу формуласи деб юритилади.

Сферик кўзгу формуласи тасвир ва кўзгунинг фокуси ҳақиқий бўлган ҳол учун келтирилиб чиқарилди. Агар тасвир мавҳум бўлса $\frac{1}{f}$ ҳад, кўзгу фокуси мавҳум бўлса $\frac{1}{F}$ ҳад олдиларига минус ишораси қўйилади. Бунда F ва f катталикларнинг ўзи мусбат деб ҳисобланади. Сферик кўзгу формуласидан сферик кўзгунинг фокус масофаси

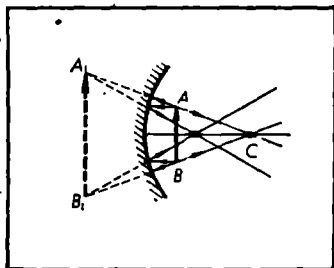
$$F = \frac{f \cdot d}{f + d} \quad (19)$$

эканлиги келиб чиқади.

$$D = \frac{1}{F} = \frac{2}{R} \quad (20)$$



194- расм.



195- расм.

катталик *кўзгунинг оптик кучи* деб аталади ва фокус масофаси метр (м) ҳисобида ўлчанганда оптик куч *диоптрия (дптр)* деган махсус бирлик билан ифодаланади:

$$[D] = \frac{1}{[F]} = \frac{1}{1\text{ м}} = 1 \text{ дптр.}$$

Сферик кўзгуда тасвир ясаш учун кўзгуга тушаётган нурлар дастаси ичидан қуйидаги нурлардан фойдаланиш қулай: 1) кўзгунинг бош оптик ўқиға параллел бўлган нур кўзгудан қайтгандан кейин фокусдан ўтади; 2) фокусдан ўтиб кўзгуга тушган нур ундан қайтгандан кейин оптик ўққа параллел равишда кетади; 3) оптик марказдан ўтиб кўзгуга тушган нур ундан қайтишда дастлабки йўналишида орқага кетади; 4) кўзгунинг қутбига тушган нур ундан оптик ўққа нисбатан симметрик йўналишда қайтади. Одатда, бирор нуқтанинг тасвири ясаш учун шу нурлардан ихтиёрий иккитасини олиш kifойадир. Шу нурлардан фойдаланиб, сферик кўзгуда буюмнинг тасвири ясашни баъзи ҳолларини кўриб чиқайлик:

1) *AB* буюм кўзгунинг оптик маркази орқасида турган, яъни $d > R$ бўлсин (194- расм). Буюмнинг *A* ва *B* чекка нуқталарининг тасвири ясаб, ҳосил бўлган нуқталарни тўғри чизик билан туташтирсак, буюмнинг тасвири ҳосил бўлади. *A* ва *B* нуқталарнинг тасвири ясаш учун оптик ўққа параллел ва кўзгу маркази орқали ўтаётган нурлардан фойдаланамиз. Қайтган нурлар фокус орқали ўтиб тушаётган нур билан кесишиш нуқталарида *A* ва *B* нуқталарининг тасвири *A*₁ ва *B*₁ нуқталар ҳосил бўлади. Бу нуқталарни бирлаштирган *A*₁*B*₁ тўғри чизик *AB* буюм тасвиридир. Тасвир ҳақиқий, тескари ва кичиклашган бўлади;

2) буюм $d < F$ масофада, яъни фокус ва кўзгу орасида турибди (195- расм). Бу ҳолда нурлар қайтгандан кейин тарқалувчи даста тарзида кетади. Тасвир кўзгу орқасида ҳосил бўлади; у мавҳум, тўғри ва катталашган бўлади;

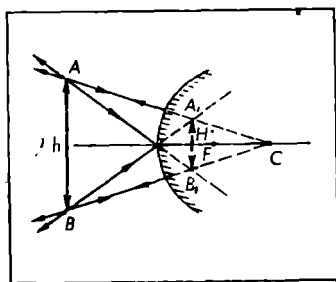
3) қавариқ кўзгуда буюмнинг тасвири (196- расм) ҳамма вақт мавҳум, тўғри ва кичиклашган бўлади.

Тасвир ўлчамнинг буюм ўлчамига нисбати *кўзгунинг чизикли катталаштириши* дейилади, яъни $k = \frac{A_1 B_1}{AB} = \frac{H}{h}$, бунда $h = AB$

буюмнинг ўлчами, $H = A_1 B_1$ тасвирнинг ўлчами. 196-расмдан чизиқли катталаштиришни тасвирдан кўзгугача бўлган масофанинг буюмдан кўзгугача бўлган масофага нисбати орқали ифодалаш мумкин эканлиги кўриниб турибди, яъни

$$k = \frac{H}{h} = \frac{f}{d} \quad (21)$$

бўлади



196-расм.

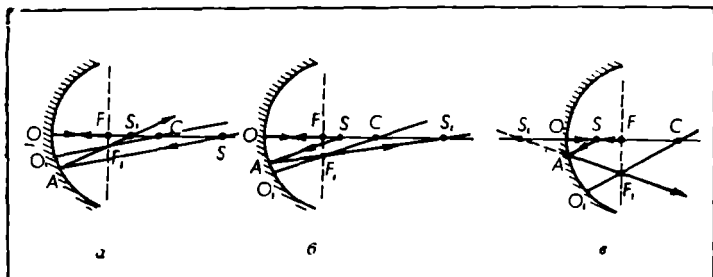
Такрорлаш учун саволлар

1. Еруғликнинг қайтиши деб нимага айтилади? Еруғликнинг текис ва диффуз қайтишини тушунтиринг.
2. Еруғликнинг қайтиш қонунларини таърифлаб беринг.
3. Кўзгу деб нимага айтилади? Қандай кўзгуларин биласиз?
4. Сферик кўзгунинг қутби, оптик маркази, бош оптик ўқи, қўшимча оптик ўқи ва фокусини таърифланг.
5. Сферик кўзгунинг формуласини келтириб чиқаринг.
6. Ясси кўзгуда буюмнинг тасвири қандай ва у қаерда ҳосил бўлади?
7. Сферик кўзгуда нуқтанинг тасвирини ҳосил қилинг.
8. Чизиқли катталаштириш деб нимага айтилади?
9. Ясси ва сферик кўзгулар қаерларда ишлатилади?

МАСАЛА ЕЧИШ НАМУНАЛАРИ

1-масала. Ботиқ кўзгунинг бош оптик ўқида ётувчи шуълалар нувчи нуқта 1) ботиқ кўзгу марказининг орқасида, 2) фокус билан марказ орасида; 3) фокус билан қутб орасида бўлган ҳоллар учун унинг тасвири қаерда ётишини чизма ёрдамида кўрсатинг.

Ечилиши. 1) Кўзгунинг C маркази орқали CO_1 қўшимча оптик ўқи ўтказамиз (197-а расм). Сўнгра S нуқтадан CO_1 га параллел бўлган SA нурни ўтказганимизда, бу нур кўзгудан қайтганда



• 197-расм.

O_1C кесманинг ўртасида ётувчи F_1 фокус орқали ўтади, SA ва SO нурларнинг кесишишидан ҳосил бўлган S_1 нуқта S нуқтанинг тасвири бўлади. Бу нуқта кўзгунинг фокуси билан унинг оптик маркази орасида жойлашгандир.

2) Нурларнинг айланувчанлик хоссасидан фойдаланиб, қуйидагиларни тасдиқлаш мумкин: агар S шуълаланувчи нуқта кўзгу фокуси билан оптик маркази орасида жойлашган бўлса, у ҳолда унинг тасвири бўлган S_1 нуқта кўзгу марказининг орқасида жойлашади (197- б расм). Буни олдингига ўхшаш яшаш йўли билан текшириб кўриш мумкин: CO_1 ёрдамчи оптик ўқ ўтказамиз ва унга параллел бўлган SA нурни ўтказамиз. Бу нур кўзгудан қайтиб F_1 фокус орқали ўтади ва бош оптик ўқни S_1 нуқтада кесади. Бу S_1 нуқта S шуълаланувчи нуқтанинг тасвиридир.

3) CO_1 ёрдамчи ўқни ўтказамиз ва унга параллел бўлган SA нурнинг йўлини қараб чиқамиз (197- в расм). Нур кўзгудан қайтиб F_1 фокусдан ўтади ва бош оптик ўқ бўйлаб ўтувчи нур билан кесишмайди ва тасвир ҳосил бўлмайди. Агар тарқалувчи нурлар кўзга тушса, у ҳолда кўз кўзгунинг орқасида нур давомида S_1 нуқтада мавҳум тасвирни кўради. Шундай қилиб, бош оптик ўқнинг устида ётган нуқтанинг тасвири ҳамшу ўқда ётади, деган хулосага келамиз. Бундан кейин, чизмани соддалаштириши учун буюм («стрелка»)нинг бир учи бош оптик ўқда жойлашади, деб ҳисоблаймиз, у ҳолда буюмнинг тасвирини битта нуқта («стрелка» иккинчи учи) нинг тасвирини яшаш ва ундан бош оптик ўққа перпендикуляр тушириш йўли билан ҳосил қилиш мумкин. Бу перпендикулярнинг ўқ билан кесишиш нуқтаси буюмнинг иккинчи учининг тасвирини беради.

2- масала. Вертикал жойлашган экранга горизонтал йўналишда ёруғлик нури тушмоқда. Агар нурнинг йўлига ясси кўзгу киритилса, ёруғлик доғи экран бўйлаб 3,5 см юқорига силжийди (198- расм). Кўзгу билан экран орасидаги масофа 50 см га тенг. Ёруғлик нури кўзгуга қандай бурчак остида тушади?

$$\text{Берилган: } h = 3,5 \text{ см} = 3,5 \cdot 10^{-2} \text{ м; } l = 50 \text{ см} = 0,5 \text{ м.} \\ \alpha = ?$$

Ечилиши. MN ясси кўзгунинг O нуқтасига тушаётган SO нурни кўрамиз (198- расмга қаранг). Расмда DO кўзгуга туширилган перпендикуляр, CO — SA горизонтал чизиққа туширилган перпендикуляр, OB — кўзгудан қайтган нур.

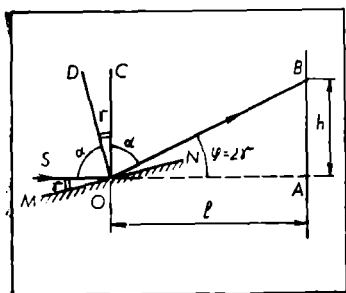
Шаклдан $\angle DOC = 90^\circ - \alpha = \gamma$; $\angle SOM = 90^\circ - \alpha = \gamma$ ва $\varphi = 2\gamma$ эканлигини кўрсатиш қийин эмас. У ҳолда

$$\varphi = 2\gamma = 2(90^\circ - \alpha) \text{ бундан } \alpha = 90^\circ - \frac{\varphi}{2}.$$

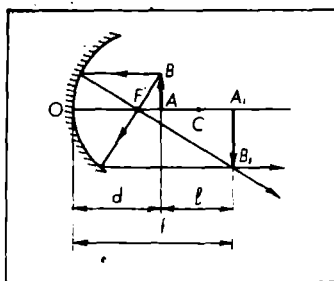
Иккинчи томондан, $\triangle OBA$ дан:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{h}{l} = \frac{3,5 \cdot 10^{-2} \text{ м}}{0,5 \text{ м}} = 7 \cdot 10^{-2} \text{ бундан } \varphi = 12^\circ 36'.$$

$$\text{Бинобарин, } \alpha = 90^\circ - \frac{12^\circ 36'}{2} = 83^\circ 12'.$$



198- расм.



199- расм.

3-масала. Ботиқ сферик кўзгу буюмнинг 3 марта катталашган тасвирини беради. Буюм билан тасвир орасидаги масофа 28 см га тенг. Кўзгунинг фокус масофаси топилсин.

Берилган: $k = 3$; $l = 28$ см = 0,28 м.

$F = ?$

Ечилиши. Ботиқ сферик кўзгуда буюмнинг икки ҳолда катталашган тасвири ҳосил бўлади.

1) Буюм кўзгунинг F фокуси билан C эгрилик маркази ораллигида турганда (199-расм), тасвири ҳосил қилиш учун бош оптик ўққа параллел ва фокус орқали ўтувчи нурлардан фойдаланамиз. Буюмнинг ҳақиқий катталашган ва тескари тасвири ҳосил бўлади. Бу ҳол учун $f = d + l$. Кўзгунинг катталаштиришидан $f = kd$ бўлади. Бу иккала муносабатдан d ни топсак:

$$d = \frac{l}{k-1}$$

бўлади. f билан d нинг ифодаларини сферик кўзгунинг фокус масофаси формуласига келтириб қўйсак:

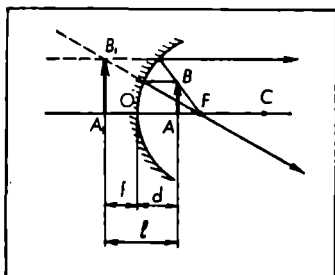
$$F = \frac{f \cdot d}{f + d} = \frac{kd \cdot d}{kd + d} = \frac{kd}{k+1} = \frac{kl}{(k+1)(k-1)}$$

бўлади. Шундай қилиб, сферик кўзгунинг фокус масофаси қуйидаги муносабатдан аниқланади:

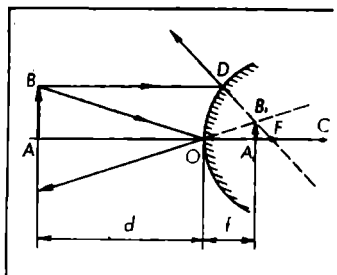
$$F = \frac{kl}{(k+1)(k-1)}.$$

2) Буюм кўзгу билан унинг фокус орасида турганда (200-расм) буюмнинг мавҳум, катталашган ва тўғри тасвири ҳосил бўлади. Бу ҳол учун $f = l - d$ ва $d = \frac{l}{k+1}$ бўлади.

Буюмнинг тасвири мавҳум бўлгани учун сферик кўзгу формуласидаги $\frac{1}{f}$ ҳаднинг олдида минус ишораси туради. Шунинг назарга олинганда, фокус масофаси



200- расм.



201- расм.

$$F = \frac{f \cdot d}{f - d}$$

бўлади. Бу ифодада f ва d катталикларнинг қийматларини келтириб қўямиз, у ҳолда

$$F = \frac{kd \cdot d}{kd - d} = \frac{kd}{k - 1} = \frac{kl}{(k + 1)(k - 1)}$$

бўлади, яъни яна юқоридаги муносабатга келамиз.

Ҳисоблаш:

$$F = \frac{3 \cdot 0,28 \text{ м}}{4,2} = 0,105 \text{ м.}$$

4-масала. Қавариқ сферик кўзгунинг эгрилик радиуси 40 см. Кўзгудан 60 см узоқликда буюм турибди. Тасвирнинг вазияти аниқлансин ва чизмаси берилсин. Қандай тасвир ҳосил бўлади?

Берилган: $R = 40 \text{ см}$, $0,4 \text{ м}$; $d = 60 \text{ см} = 0,6 \text{ м}$.

$f = ?$

Ечилиши. Буюмнинг тасвирини ҳосил қилиш учун бош оптик ўққа параллел BD нурдан ҳамда кўзгунинг қутбига тушувчи BO нурдан фойдаланамиз. Тасвир мавҳум, кичиклашган ва тўғри бўлади (201- расм). Қавариқ кўзгу мавҳум фокусга эга, шунинг учун кўзгу формуласида $\frac{1}{F}$ ҳад минус ишора билан олинади, яъни

$$-\frac{1}{F} = \frac{1}{f} + \frac{1}{d}, \text{ бунда } F = \frac{R}{2}.$$

f ни топсак:

$$-\frac{2}{R} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f}; \quad \frac{1}{f} = -\frac{2}{R} - \frac{1}{d} = -\frac{2d + R}{Rd}.$$

яъни

$$f = -\frac{Rd}{2d + R}.$$

Ҳисоблаш:

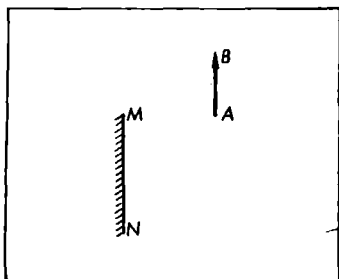
$$f = -\frac{0,4 \text{ м} \cdot 0,6 \text{ м}}{(2 \cdot 0,6 + 0,4) \text{ м}} = -0,15 \text{ м}; \quad f = -0,15 \text{ м} = -15 \text{ см.}$$

Мустақил ечиш учун масалалар

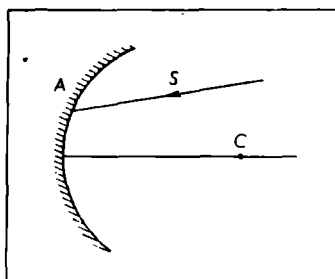
137. Ясси кўзгу олдида стол лампаси турибди. Агар кўзгу лампадан 10 см га узоқлаштирилса, лампа билан унинг тасвири орасидаги масофа қанчага ўзгаради?

138. Горизонтал ёруғлик нури вертикал жойлашган ясси кўзгуга тушади. Кўзгу ўз ўқи атрофида 15° бурчакка бурилса қайтган нур қанча бурчакка бурилади? Чизмасини чизинг.

139. АВ буюмнинг MN ясси кўзгудаги тасвирини ясанг (202-расм). Тасвирини бутунлай кўриш учун кузатувчининг кўзи қерда жойлашиши керак?



202- расм.



203- расм.

140. Нур горизонтал йўналишда қайтиши учун ясси кўзгуни вертикал тушаётган нурга нисбатан қандай жойлаштириш керак?

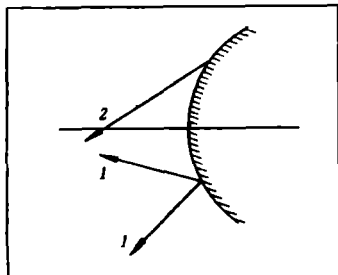
141. Ясси кўзгунинг фокус масофаси қандай?

142. Эгрилик маркази С нуқтада бўлган ботиқ сферик кўзгуга нур тушади (203- расм). Нурнинг кейинги йўлини чизинг.

143. Ботиқ сферик кўзгуда буюмнинг ўзидан икки марта китта тасвирини ҳосил қилиш учун уни кўзгудан қандай масофада жойлаштириш керак? Кўзгунинг фокус масофаси 20 см га тенг.

144. Ботиқ сферик кўзгунинг фокус масофаси 30 см га тенг. Унинг эгрилик радиуси ва оптик кучи қандай бўлади?

145. 204- расмда 1 нурнинг йўли кўрсатилган. Қавариқ сферик кўзгудан қайтишдан аввал 2 нурнинг йўли қандай бўлган?



204- расм.

146. Қавариқ кўзгудан 1 м масофада турган шуълаланувчи нуқтанинг тасвири оптик ўқнинг кўзгу қутби билан фокуси орасидаги қисмини тенг иккига бўлади. Кўзгунинг эгрилик радиуси топилсин.

147. Қавариқ сферик кўзгунинг эгрилик радиуси 60 см. Кўзгудан 10 см узоқликда баландлиги 2 см бўлган буюм қў-

йилган. Тасвирнинг вазияти ва баландлиги топилсин. Чизмаси берилсин.

148. Ботиқ сферик кўзгунинг фокус масофаси 1 м га тенг. Ёруғликнинг нуқтавий манбаи билан унинг тасвири бир-бирининг устига тушиши учун манбаи кўзгудан қандай масофада жойлаштириш керак?

81- §. Ёруғликнинг синиши

Ёруғлик нури бир шаффоф муҳитдан иккинчи шаффоф муҳитга ўтиш чегарасида ўзининг йўналишини ўзгартиради. Бу ҳодиса ёруғликнинг синиши деб аталади. Ёруғликнинг синишига сабаб турли муҳитларда ёруғлик тезлигининг турлича бўлишидир.

Икки муҳит чегарасида ёруғликнинг синиши қуйидаги қонунларга бўйсунди: 1. Тушувчи AC ва икки муҳит чегарасида нурнинг тушиш нуқтасига ўтказилган CN нормал қайси текисликда ётса синган нур CD ҳам шу текисликда ётади (205- расм).

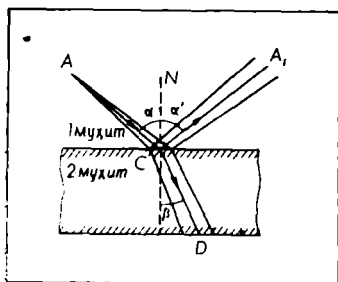
2. Тушиш бурчаги билан синиш бурчаги ҳар қандай ўзгарганда ҳам тушиш бурчаги синусининг синиш бурчаги синусига нисбати шу иккала муҳит учун ўзгармас катталиқ бўлиб, иккинчи муҳитнинг биринчи муҳитга нисбатан нисбий синдириш кўрсаткичи дейилади:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n_{21}, \quad (22)$$

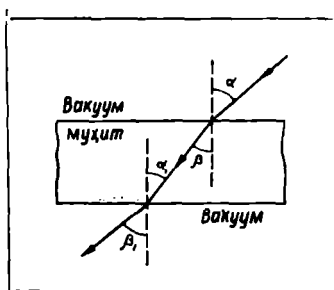
бунда α — тушиш бурчаги, β — синиш бурчаги, n_{21} — иккинчи муҳитнинг биринчи муҳитга нисбатан синдириш кўрсаткичини билдиради (бунда индекс «йигирма бир» эмас, «икки, бир» деб ўқиладди).

Бирор муҳитнинг вакуумга нисбатан синдириш кўрсаткичи шу муҳитнинг абсолют синдириш кўрсаткичи дейилади. Одатда вакуумнинг абсолют синдириш кўрсаткичи бирга тенг деб олинади.

Вакуумда жойлашган ясси параллел пластинкага тушаётган ва ундан ўтаётган ёруғлик нурини кўрайлик (206- расм). (Параллел



205- расм.



206- расм.

текисликлар билан чегараланган шаффоф пластинка оптикада ясси — параллел пластинка деб аталади).

Еруғликнинг синиш қонунига асосан иккала синдирувчи сиртлар учун қуйидаги муносабатларни ёза оламиз:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n \text{ ва } \frac{\sin \alpha_1}{\sin \beta_1} = \frac{1}{n},$$

бунда n — муҳитнинг абсолют синдириш кўрсаткичи. Бу тенгликларни бир-бирига кўпайтириб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \cdot \frac{\sin \alpha_1}{\sin \beta_1} = 1$$

Бироқ $\alpha_1 = \beta_1$, чунки улар ички алмашинувчи бурчаклардир, шунинг учун $\sin \alpha_1 = \sin \beta_1$, у ҳолда $\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = 1$ бундан $\sin \alpha = \sin \beta_1$, ёки $\alpha = \beta_1$.

Пластинка асослари параллел бўлганлиги учун уларга туширилган перпендикулярлар ўзаро параллел бўлади, демак, пластинкаларга тушаётган ва ундан чиқаётган нурлар ҳам ўзаро параллел бўлади.

Энди нурнинг вакуумга жойлаштирилган бир-бирига тегиб турган икки ясси — параллел пластинка орқали ўтишини қараб чиқайлик (207- расм). Бу ҳолда икки пластинка орқали ўтган нур бир пластинка орқали ўтган нур каби тушувчи нурга параллел бўлади, яъни $\alpha = \beta_2$. Учала синдирувчи сиртлар учун (22) формулани ёзамиз. Бунда биринчи сирт учун 1 — муҳитнинг вакуумга нисбатан нисбий синдириш кўрсаткичини, яъни унинг абсолют синдириш кўрсаткичи n_1 ни олиш керак. Учинчи сирт учун эса вакуумнинг 2 — муҳитга нисбатан нисбий синдириш кўрсаткичини, яъни $\frac{1}{n_2}$ ни олиш керак (бунда n_2 — иккинчи муҳитнинг абсолют синдириш кўрсаткичидир). Шундай қилиб,

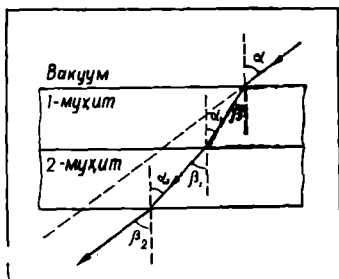
$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n_1, \quad \frac{\sin \alpha_1}{\sin \beta_1} = n_{21}, \quad \frac{\sin \alpha_2}{\sin \beta_2} = \frac{1}{n_2}.$$

$\beta = \alpha_1$, $\beta_1 = \alpha_2$ ва $\alpha = \beta_2$ бўлишини эътиборга олиб, бу тенгликларни ўзаро кўпайтирсак, қуйидаги муносабат ҳосил бўлади:

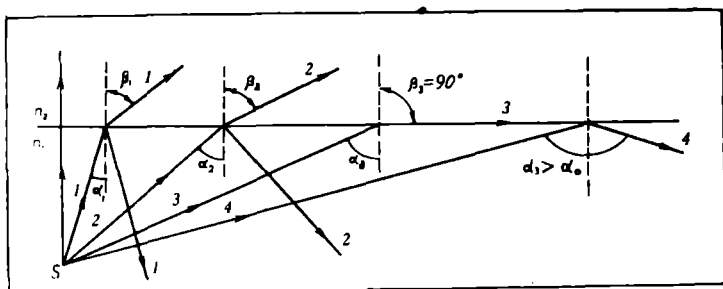
$$\frac{n_1 \cdot n_{21}}{n_2} = 1$$

бундан

$$n_{21} = \frac{n_1}{n_2} \quad (23)$$



207- расм.



208- расм.

Демак, икки муҳитнинг нисбий синдириш кўрсаткичи уларнинг абсолют синдириш кўрсаткичлари нисбатига тенг экан.

Абсолют синдириш кўрсаткичи (ёки оддийгина синдириш кўрсаткичи) муҳитнинг муҳим оптик характеристикасидир: у ёруғликнинг вакуумда тарқалиш тезлиги c муҳитда тарқалиш тезлиги v дан неча марта катта эканлигини кўрсатади:

$$n = \frac{c}{v}.$$

Бу муносабатдан фойдаланиб, ёруғликнинг синиш қонунини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$n_{21} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{c/v_2}{c/v_1} = \frac{v_1}{v_2}. \quad (24)$$

Демак, икки муҳит синдириш кўрсаткичларининг нисбати ёруғликнинг шу муҳитларда тарқалиш тезликларининг нисбатига тескари пропорционал экан.

Синдириш кўрсаткичи кичик бўлган муҳитни оптик зичлиги кичикроқ, синдириш кўрсаткичи катта бўлганини эса оптик зичлиги каттароқ муҳит дейилади. (24) формулага асосланиб қуйидаги муносабатни ёзамиз:

$$n_1 \cdot \sin \alpha = n_2 \cdot \sin \beta. \quad (25)$$

Агар ёруғлик нури оптик зичлиги каттароқ муҳитдан оптик зичлиги камроқ муҳитга ўтса ($n_1 > n_2$ бўлса), у ҳолда (25) муносабатдан кўринадики, тушиш бурчаги α синиш бурчаги β дан кичик бўлар экан. Тушиш бурчаги катталашган сари синиш бурчаги ҳам катталашади (208- расм) ва бунда бирор α_0 тушиш бурчагида синиш бурчаги 90° га тенг бўлади, яъни синган нур муҳитларнинг ажралиш чегараси бўйлаб сирпанади; α_0 бурчакка ёруғлик тушишининг лимит бурчаги дейилади. Тушиш бурчаги янада ортганида (масалан, $\alpha_1 > \alpha_0$ бўлганда) нур иккинчи муҳитга ўтмай, иккала муҳитнинг ажралиш чегарасидан биринчи муҳитга тўла

қайтади. Бундай ҳодисага ёруғликнинг *тўла ички қайтиши* дейилади. Шунинг учун α_0 бурчак *тўла ички қайтишчи* *чегаравий ёки лимит бурчаги* деб ҳам аталади. Шундай қилиб, тўла ички қайтиш нурнинг оптик зичлиги катгароқ муҳитдан оптик зичлиги кичикроқ муҳитга ўтишида ва шу билан бирга, тушиш бурчаги лимит бурчагидан катта бўлганда содир бўлади.

Тушишнинг лимит бурчаги ёруғликнинг синиш қонунидан қуйидагича аниқланади:

$$\frac{\sin \alpha_0}{\sin 90^\circ} = \frac{n_2}{n_1}, \text{ бундан } \sin \alpha_0 = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}. \quad (26)$$

Агар иккинчи муҳит вакуум бўлса (бунда $n_2 = 1$), у ҳолда:

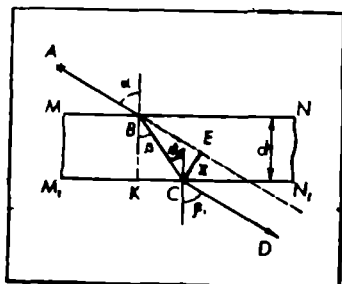
$$\sin \alpha_0 = \frac{1}{n}, \quad (27)$$

бу ерда n — муҳитнинг абсолют синдириш кўрсаткичи. Юқорида кўриб ўтилгач муносабатларга асосан, тўла ички қайтишнинг чегаравий бурчаги маълум бўлса, икки муҳитнинг нисбий синдириш кўрсаткичини аниқлаш мумкин, ёки агар бир муҳитнинг абсолют синдириш кўрсаткичи маълум бўлса, бoshқа муҳитнинг абсолют синдириш кўрсаткичини аниқлаш мумкин. Бундан ташқари, тўла ички қайтиш ҳодисасидан оптик асбобларда ёруғликни кўп исрар қилмасдан қайтариш учун фойдаланилади.

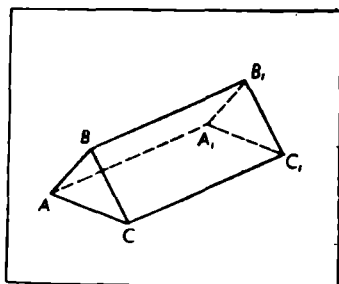
82- §. Ёруғликнинг ясси-параллел пластинкадан ва уч бурчакли призмадан ўтиши

Кўпинча ёруғлик нури ҳар хил муҳитларнинг ёндашиш чегараларини бир марта эмас, балки бир неча марта кесиб ўтади. Масалан, ёруғлик бирор шаффоф моддадан ясалган ясси-параллел пластинка орқали ўтганда ана шундай бўлади.

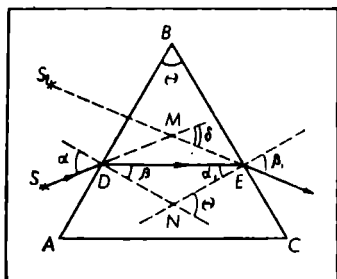
Нурларнинг пластинкадаги йўли 209- расмда тасвирланган. Пластинкага тушаётган ёруғлик шуъласининг AB нури икки марта сингандан кейин AB га параллел бўлган CD йўналишда пластинкадан ташқарига чиқади. MN ва M_1N_1 текисликлар ўзаро параллел.



209- расм.



210- расм.



211-расм.

Бинобарин

$$x = d \frac{\sin(\alpha - \beta)}{\cos \beta} = d (\sin \alpha \cos \alpha \cdot \operatorname{tg} \beta), \quad (28)$$

бўлади. Бу муносабатдан ва шаклдан кўринадики, пластинка қанча қалин, пластинканинг синдириш кўрсаткичи ва ёруғлик нури-нинг тушиш бурчаги қанча катта бўлса, нур шунча кўп силжийди. Агар буюмни текис параллел шиша орқасига қўйиб қарасак, буюм ўзининг ҳақиқий вазиятига нисбатан силжигандай бўлиб кўринади.

Кўпчилик оптик асбобларда шишадан ёки бошқа шаффоф мод-дадан тайёрланган уч бурчакли призма кўп қўлланилади (210-расм). Призманинг кесими ABC учбурчакдан иборат. Бунда AB ва BC томонлар (яъни ABB_1A_1 ва BB_1C_1C сиртлар) призманинг синдирувчи ёқлари, BB_1 эса синдирувчи қирраси деб аталади. Призманинг синдирувчи ёқлари орасидаги θ бурчак (211-расм) призманинг синдириш бурчаги дейилади. Тушаётган нур икки марта сингандан (призманинг AB ва BC ёқларида) кейин аввалги йўналишидан маълум бурчакка оғади, бу δ бурчакка нурнинг оғиш бурчаги дейилади. Тушиш бурчаги α кичик бўлганда, синдириш бурчаги θ кичик бўлган призма (юпқа призма) учун бу муносабатни топиш осон. $DMEN$ тўртбурчакдаги $\angle DME = 180^\circ - \delta$, $\angle DNE = 180^\circ - \theta$ эканлиги (тўртбурчак ички бурчакларининг йиғиндиси 360° га тенглиги) дан

$$(180^\circ - \delta) + (180^\circ - \theta) + \alpha + \beta_1 = 360^\circ$$

деб ёзиш мумкин. Бундан

$$\delta = \alpha + \beta_1 - \theta \quad (29)$$

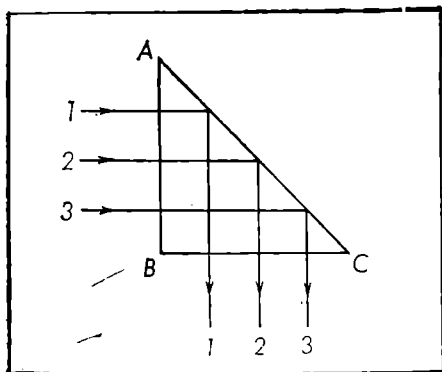
бўлади. Учбурчакнинг ташқи бурчаги ҳақидаги теоремага асосан $\triangle DNE$ дан қуйидаги тенгликни ёзамиз:

$$\theta = \beta + \alpha_1. \quad (30)$$

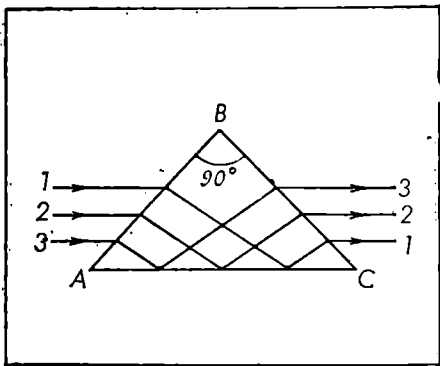
Ёруғликнинг синиш қонунига асосан

$$\sin \alpha = n \sin \beta \text{ ва } n \sin \alpha_1 = \sin \beta_1$$

лел бўлганлиги учун $\angle \beta = \angle \alpha_1$ бўлади. Ёруғликнинг синиш қонунидан эса $\angle \beta_1 = \angle \alpha$ эканлиги келиб чиққан эди. Демак, ёруғлик нури ясси-параллел — пластинкадан ўтаётганда ўз йўналишини ўзгартирмайди, фақат бирор x масофага силжийди холос. 209-расмдаги CBE учбурчакдан $x = CB \sin(\alpha - \beta)$ ва KBC учбурчакдан $CB = \frac{d}{\cos \beta}$, бу ерда d — пластинканинг қалинлиги.



212- расм.



213- расм.

(бу ерда ҳавонинг синдириш кўрсаткичи 1 га тенг деб олдик). α ва θ бурчаклар кичик бўлганда α_1 , β ва β_1 бурчаклар ҳам кичик бўлади. Шунинг учун охири тенгликларда бурчакларнинг синусини бурчакларнинг ўзи билан алмаштириш мумкин:

$$\alpha = n\beta \text{ ва } n\alpha_1 = \beta_1 \quad (31)$$

(31) формуладан α ва β_1 ларнинг ифодаларини (29) формулага қўямиз ва (30) формулани назарга олиб, қуйидагига эга бўламиз:

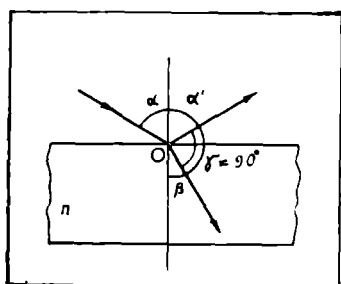
$$\delta = n\beta + n\alpha_1 - \theta = n(\beta + \alpha_1) - \theta = n\theta - \theta = (n - 1)\theta. \quad (32)$$

Шундай қилиб, (32) формуладан кўринадики, оғиш бурчаги δ призманинг синдириш бурчаги θ ва синдириш кўрсаткичи n га боғлиқ экан. Синдириш кўрсаткичининг қиймати ёруғликнинг рангига боғлиқ, яъни турли рангли ёруғлик учун турлича бўлади. Шунинг учун призмага бир хил бурчак остида тушган турли рангли нурлар ундан ўтганда турли бурчакка оғади. Агар бирор буюмни уч бурчакли призма орқасига қўйиб, унга қаралса, буюм призманинг θ синдириш бурчаги учига томон силжиганга ўхшаб кўринади. Буюмнинг тасвири мавҳум бўлади.

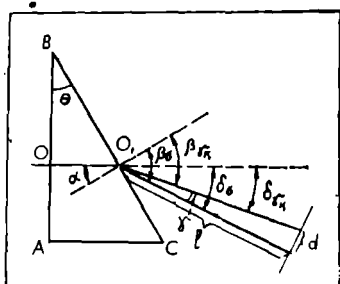
Оптик асбоблар (масалан, перископ, бинокль) да асоси тўғри бурчакли, тенг ёнли учбурчак шиша призмалар ишлатилади. Улар ёрдамида ёруғлик нуруни 90° , 180° буриш ёки бирор оптик асбобда ҳосил қилинган тасвири ағдариш мумкин. 212- расмда тўла ички қайтиш ҳодисаси асосида ёруғлик нурунинг призмада 90° га бурилиши тасвирланган. Бундай мақсадда қўлланиладиган призма *бурувчи призма* деб аталади. 213- расмда пастки нурлар призма ичида AC ёқдан қайтиб, призмадан чиқишда устки нурлар бўлиб, устки нурлар эса пастки нурлар бўлиб қолиши кўрсатилган. Бундай призма *ағдарувчи призма* деб аталади.

Такр орлаш учун саволлар

1. Ёруғликнинг синиш қонунларини таърифлаб беринг.
2. Нисбий ва абсолют синдириш кўрсаткичларининг физик маъноси қандай?
3. Тўла ички қайтиш ҳодисаси деб қандай ҳодисага айтилади?



214- расм.



215- расм.

4. Нурнинг ясси-параллел шиффор пластинка орқали ўтиш йўлини чизиб беринг.
5. Нурнинг тенг ёнли, тўғри бурчакли, ўч бурчакли призмадаги йўлини чизиб беринг.
6. Нурнинг оғиш бурчаги деб қандай бурча кка айтилади ва у қандай катталикларга боғлиқ.
7. Призмалар қандай асбобларда ва қандай мақсадларда ишлатилади?

МАСАЛА ЕЧИШ НАМУНАЛАРИ

1- масала. Синдириш кўрсаткичи 1,5 га тенг бўлган шиша пластинкага ёруғлик нур тушади. Қайтган ва синган нур орасидаги бурчак 90° . Ёруғликнинг пластинкага тушиш бурчаги топилсин.

Берилган:

$$\frac{n = 1,5; \gamma = 90^\circ}{\alpha = ?}$$

Ечилиши. 214- расмдан кўринадики,

$$\alpha + \beta + \gamma = 180^\circ$$

бинобарин, $\alpha + \beta = 90^\circ$ бундан $\beta = 90^\circ - \alpha$ бўлади.

Ёруғликнинг синиш қонунига асосан:

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}, \text{ у ҳолда } \sin \alpha = n \sin \beta = n \sin (90^\circ - \alpha) = n \cos \alpha.$$

Демак,

$$n = \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha} = \operatorname{tg} \alpha.$$

Бу ифодадан α ни топамиз:

$$\operatorname{tg} \alpha = 1,5; \alpha = \operatorname{arctg} 1,5 = 56^\circ 18'.$$

2- масала. Шишадан ясалган тўғри бурчакли уч ёкли призма-нинг AB ёғидаги бирор O нуқтага перпендикуляр ҳолда қизил ва бинафша ёруғлик нурлари тушмоқда. Нурлар призмадан чиққанда

қандай бурчакда тарқалади (215-расм)? Нурлар орасидаги масофа 10 см бўлиши учун экранни қаерга ўрнатиш керак? Призманинг синдириш бурчаги $\theta = 10^\circ$. Қизил рангли ёруғлик учун $n_k = 1,64$, бинафша рангли ёруғлик учун эса $n_6 = 1,69$.

Берилган:

$$\alpha_0 = 0^\circ; d = 10 \text{ см} = 0,1 \text{ м}; n_k = 1,64; n_6 = 1,69, \theta = 10^\circ.$$

$$\gamma - ? \quad l - ?$$

Ечилиши. 1- усул. Тушиш бурчаги $\alpha_0 = 0$ бўлгани учун 0 нуқтада нурлар синмайди. ВС ёққа нурларнинг тушиш бурчаги $\alpha = \theta = 10^\circ$ (ўзаро перпендикуляр томонлар орасидаги бурчакка ўхшаш). Синдириш кўрсаткичи ҳар хил рангли ёруғлик учун турлича қийматга эга бўлгани сабабли қизил рангли нур призмадан β_k бурчак остида, бинафша рангли нур эса β_6 бурчак остида чиқади, бинобарин, $\gamma = \beta_6 - \beta_k$ бўлади.

Ёруғликнинг синиш қонунига асосан:

$$n_k = \frac{\sin \beta_k}{\sin \alpha}, \text{ бундан } \beta_k \text{ ни топамиз:}$$

$$\sin \beta_k = n_k \sin \alpha = \sin 10^\circ \cdot 1,64 = 0,1736 \cdot 1,64 = 0,2847 \\ \beta_k = 16^\circ 32'.$$

$$n_6 = \frac{\sin \beta_6}{\sin \alpha}, \text{ бундан } \beta_6 \text{ ни топамиз:}$$

$$\sin \beta_6 = \sin \alpha \cdot n_6 = 0,1736 \cdot 1,69 = 0,2934 \\ \beta_6 = 17^\circ 4'$$

Нурлар орасидаги бурчак $\gamma = 17^\circ 4' - 16^\circ 32' = 32'$. γ бурчак жуда кичик бўлгани учун экрангача бўлган масофа

$$l = \frac{d}{\sin \gamma} = \frac{0,1 \text{ м}}{\sin 32'} = \frac{0,1 \text{ м}}{0,0093} \approx 11 \text{ м}.$$

2- усул. Нурнинг оғиш бурчаги δ билан призманинг синдириш бурчаги θ орасидаги боғланишни ифодаловчи $\delta = (n - 1) \theta$ тақрибий формуладан фойдаланиб, бурчак γ нинг тахминий қийматини аниқлаймиз:

$$\delta_k = (n_k - 1) \theta = (1,64 - 1) \cdot 10^\circ = 6,4^\circ$$

$$\delta_6 = (n_6 - 1) \theta = (1,69 - 1) \cdot 10^\circ = 6,9^\circ$$

$$\gamma = \delta_k - \delta_6 = 0,5^\circ = 30'$$

Демак, иккала усулда масаланинг ечими бир-бирига мос келади.

3- масала. Олмос ва шишанинг абсолют синдириш кўрсаткичи мос равишда 2,42 ва 1,5 га тенг. Шу моддалардан ясалган пластинкалардан ёруғликнинг ўтиш вақти бир хил бўлиши учун уларнинг қалинликларининг нисбати қандай бўлиши керак?

Берилган:

$$n_0 = 2,42; n_{\text{ш}} = 1,5; t_0 = t_{\text{ш}} = t \\ \underline{t_{\text{ш}}/l_0 - ?}$$

Ечилиши. Олмос ва шишанинг абсолют синдириш кўрсаткичлари уларда ёруғликнинг тарқалиш тезликлари билан қуйидаги муносабатда боғланган:

$$n_0 = \frac{c}{v_0} \text{ ва } n_{\text{ш}} = \frac{c}{v_{\text{ш}}},$$

бу ерда c — ёруғликнинг вакуумда тарқалиш тезлиги, v_0 — ёруғликнинг олмосда тарқалиш тезлиги, $v_{\text{ш}}$ — ёруғликнинг шишада тарқалиш тезлиги. Бу муносабатлардан

$$\frac{n_0}{n_{\text{ш}}} = \frac{v_{\text{ш}}}{v_0}$$

ифодани ҳосил қиламиз.

Бир жинсли муҳитда ёруғлик ўзгармас тезлик билан тарқалади, шунинг учун

$$v_0 = \frac{l_0}{t} \text{ ва } v_{\text{ш}} = \frac{l_{\text{ш}}}{t}$$

деб ёзишимиз мумкин, бунда t — ёруғликнинг моддадан ўтиш вақти, l_0 — олмоснинг қалинлиги, $l_{\text{ш}}$ — шишанинг қалинлиги. Кейинги икки ифодани ҳадма-ҳад бўлиб, қуйидагини оламиз: $\frac{v_{\text{ш}}}{v_0} = \frac{l_{\text{ш}}}{l_0}$, у

ҳолда $\frac{l_{\text{ш}}}{l_0} = \frac{n_0}{n_{\text{ш}}}$ эканлиги келиб чиқади.

Ҳисоблаш:

$$\frac{l_{\text{ш}}}{l_0} = \frac{2,42}{1,5} = 1,61.$$

4-масала. Ёруғлик нури ясси-параллел шиша пластинкага 30° бурчак остида тушади (209-расмга қаранг). Шишанинг синдириш кўрсаткичи 1,5. Агар нурлар орасидаги масофа 1,94 см бўлса, пластинканинг қалинлиги қанча?

Берилган: $\alpha = 30^\circ$; $n = 1,5$; $x = 1,94 \text{ см} = 1,94 \cdot 10^{-2} \text{ м}$.

$d = ?$

Ечилиши. Ёруғлик ясси параллел пластинкадан ўтганда унинг қанчага силжигани (29) формула билан ифодаланади. Шу ифодадан пластинканинг қалинлигини топсак: $d = \frac{x \cos \beta}{\sin(\alpha - \beta)}$ эканлиги келиб чиқади.

Энди ёруғликнинг синиш қонунидан фойдаланиб, нурнинг синиш бурчаги β ни топамиз:

$$\sin \beta = \frac{\sin \alpha}{n} = \frac{\sin 30^\circ}{1,5} = \frac{0,5}{1,5} = 0,3333; \beta = 18^\circ 26'.$$

d ни ҳисоблаймиз:

$$d = \frac{1,94 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \cos 18^\circ 26'}{\sin(30^\circ - 18^\circ 26')} = \frac{1,94 \cdot 10^{-2} \cdot 0,949}{0,2005} \text{ м} \cong 0,1 \text{ м}.$$

142. Ёруғлик нури вакуумдан шиша пластинкага 50° бурчак остида тушади. Шишанинг абсолют нур синдириш кўрсаткичи 1,6 га тенг. Ёруғликнинг синиш бурчагини ва шишада тарқалиш тезлигини топинг.

150. Сув, шиша ва олмоснинг ҳаво билан шунингдек шиша — сув чегараси учун тўла ички қайтишнинг чегаравий бурчагини топинг.

151. Сувнинг синдириш кўрсаткичи 1,33 га, скипидарники эса 1,48 га тенг. Скипидарнинг сувга нисбатан синдириш кўрсаткичини аниқланг.

152. Агар ёруғликнинг сув юзига тушиш бурчаги 35° бўлса, идишнинг горизонтал тубига ёруғликнинг тушиш бурчаги қандай?

153. Спирт учун тўла ички қайтишнинг чегаравий бурчаги 47° . Спиртнинг синдириш кўрсаткичини топинг.

154. Нур ёруғликнинг сув ости манбаидан сув юзига 35° бурчак остида тушмоқда. Нур қандай бурчак остида ҳавога чиқади?

155. Ясси-параллел шиша пластинкага нурлар 60° бурчак остида тушади. Агар нур пластинкадан чиқишда 1 см га силжиган бўлса, пластинканинг қалинлиги қанча? Шишанинг синдириш кўрсаткичи 1,5 га тенг.

156. Нур шиша призманинг ён қиррасига 0° бурчак остида тушмоқда. Призманинг синдириш бурчаги 3° . Нурнинг призмадан оғиш бурчагини топинг.

157. Ариқ тубида кичик тош ётибди. Бола таёқ билан тошни сурмоқчи. Тошни мўлжалга олиб бола таёқни 40° бурчак остида ушлаб турибди. Агар ариқнинг чуқурлиги 50 см бўлса, таёқ ариқ тубига тошдан қанча масофада тақалади?

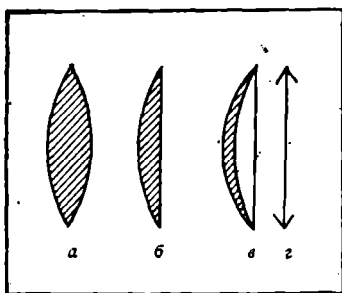
158. Ҳовузининг тубига баландлиги 1 м бўлган қозиқ қоқи-лди. Агар Қуёш нури сув сиртига 60° бурчак остида тушаётган бўлса ва қозиқ батамом сувнинг остида бўлса, қозиқнинг ҳовуз тубидаги соясининг узунлигини топинг.

159. Аквалангист сувда оқ ёруғлик ёрдамида 20 м наридаги шеригига сигнал беради. Бу масофада қизил нур бинафша нурдан қанча масофага ва қанча вақтга ўзиб кетади? Қизил нур учун сувнинг синдириш кўрсаткичи $n_k = 1,329$, бинафша нур учун эса $n_\phi = 1,344$.

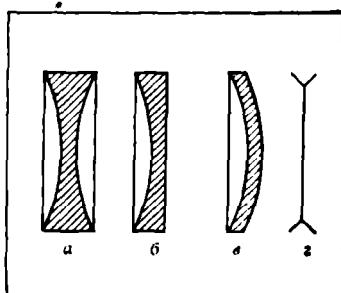
160. Қалинлиги 1 см бўлган ва орқа сиртига кумуш юритилган ясси-параллел пластинканинг олдинги сиртидан 4 см узоқликда турган буюм тасвирининг вазиятини аниқланг. Пластинканинг синдириш кўрсаткичи 1,5 га тенг.

83- §. Линзалар

Иккала томони сферик сиртлар билан чегараланган шаффоф жисмлар линзалар деб аталади. Одатда сферик сиртлар ёки битта сферик сирт ва битта ясси сирт билан чегараланган линзалар кенг қўлланилади. 216 ва 217- расмларда ҳар хил линзалар-



216- расм.



217- расм.

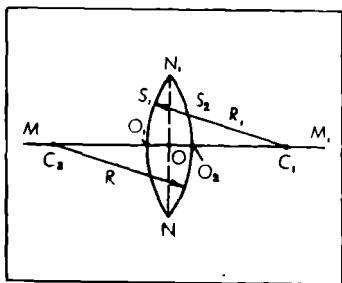
нинг кўндаланг кесимлари кўрсатилган. 216- расмда тасвирланган линзалар қавариқ линзалар деб аталади: *a* — икки томонлама қавариқ, *b* — ясси қавариқ, *g* — ботиқ қавариқ линзалар, *z* — расмда бундай линзаларнинг симболи кўрсатилган.

217- расмда ботиқ линзалар тасвирланган: *a* — икки томонлама ботиқ, *b* — ясси ботиқ, *g* — қавариқ-ботиқ линзалар; уларнинг чизмалардаги симболи *z* — расмда кўрсатилган.

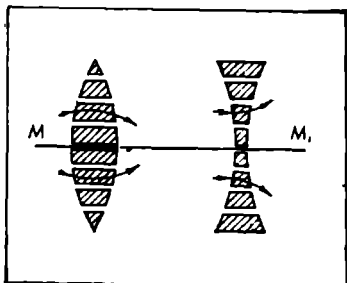
Сферик сиртларнинг C_1 ва C_2 марказлари орқали ўтган MM_1 тўғри чизик линзанинг бош оптик ўқи дейилади (218- расм). Биз фақат O_1O_2 қалинликлари линзани ҳосил қилган сферик сиртларнинг R_1 ва R_2 эгрилик радиусларига нисбатан назарга олмаса бўладиган даражада кичик бўлган юпқа линзаларни кўриб чиқамиз. Линза жуда юпқа бўлганлиги учун иккита S_1 ва S_2 сфера сегмент учлари, яъни линза сиртларининг O_1 ва O_2 учлари O нуқтада бирлашгандек туюлади. Бу O нуқта линзанинг оптик маркази деб аталади.

Линзанинг оптик маркази орқали бурчак остида ўтувчи ҳар қандай тўғри чизиклар линзанинг қўшимча оптик ўқлари дейилади.

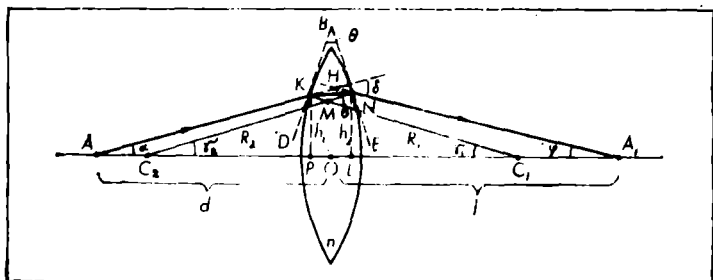
Линзани кўплаб призмаларнинг йиғиндиси деб тасаввур қилиш мумкин (219- расм). Бунда нурларни қавариқ линза оптик



218- расм.



219- расм.



220- расм.

ўққа тамон, ботиқ линза эса оптик ўқдан оғдириши ўз-ўзидан кўриниб турибди.

Қавариқ линзалар ўзига тушаётган параллел нурлар дастасини йиғиб беради. Шунинг учун бундай линзалар **й и ғ у в ч и л и н з а л а р** деб аталади.

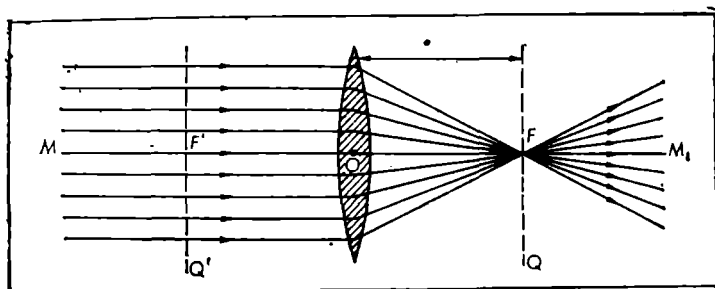
Ботиқ линзалар эса ўзига тушаётган ёруғликни ҳар томонга тарқатиб юборади. Шунинг учун уларни **тар қ а т у в ч и ё к и с о ч у в ч и л и н з а л а р** деб аталади.

Оптик ўқда ётган бирор A нуқтадан бу ўққа кичик α бурчак остида чиқувчи нурларни линза яна оптик ўқда ётган A_1 нуқтага тўплайди, бу A_1 нуқта A нуқтанинг тасвири дейилади (220-расм).

AK нур йўлини кўриб чиқамиз. Линза сиртларида олинган K ва N нуқталарга (яъни AK нурнинг линзага тушиши ва ундан чиқиш жойларида) DB ва BE уринма текисликлар ўтказамиз ва бу нуқталарга линзанинг R_1 ва R_2 эгрилик радиусларини ўтказамиз. Бунда $AKNA_1$ нурни, синдириш бурчаги θ бўлган юпқа призмада **с и ғ а н н у р** деб қараш мумкин. $\alpha, \varphi, \gamma_1, \gamma_2$ бурчакларнинг кичиклиги ва линза юпқа бўлгани сабабли қуйидаги тахминий тенгликларни ёзиш мумкин:

$$\begin{aligned}
 KP &= h_1; \quad NL = h_2; \quad h_1 \approx h_2 = h \\
 AP &\approx AO = d; \quad A_1L \approx A_1O = f \\
 C_1P &\approx C_1O = R_1; \quad C_2L \approx C_2O = R_2 \\
 \Delta AKP \text{ дан } \alpha &\approx \operatorname{tg} \alpha = \frac{KP}{AP} \approx \frac{h}{d} \\
 \Delta A_1NL \text{ дан } \varphi &\approx \operatorname{tg} \varphi = \frac{NL}{A_1L} \approx \frac{h}{f} \\
 \Delta C_2NL \text{ дан } \gamma_2 &\approx \operatorname{tg} \gamma_2 = \frac{NL}{C_2L} \approx \frac{h}{R_2} \\
 \Delta C_1KP \text{ дан } \gamma_1 &\approx \operatorname{tg} \gamma_1 = \frac{KP}{C_1P} \approx \frac{h}{R_1}
 \end{aligned} \tag{33}$$

бу ерда h_1 — нурнинг линзага тушиш нуқтаси (K) нинг оптик ўқдан баландлиги, h_2 — нурнинг линзадан чиқиш нуқтаси (N) нинг



221- расм.

оптик ўқдан баландлиги, d ва f мос равишда ёруғлик манбаи (A) ва унинг тасвири (A_1) дан линзанинг оптик марказигача бўлган масофалар. Учбурчакнинг ташқи бурчаги ўзига қўшни бўлмаган икки ички бурчакларнинг йиғиндисига тенг эканлигига асосланиб, $\angle H A A_1$ ва $\angle C_1 M C_2$ учбурчаклардан:

$$\delta = \alpha + \varphi \text{ ва } \theta = \gamma_1 + \gamma_2 \quad (34)$$

деб ёзиш мумкин. Бироқ, призма учун

$$\delta = (n - 1) \theta$$

формула ўринли эди, бу ерда n линзанинг синдириш кўрсаткичи. Шунинг учун (33) ва (34) формулаларга асосланиб қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f} = (n - 1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right). \quad (35)$$

Бу (35) муносабат линза формуласи деб аталади. Формулага h баландлик қатнашмаганлигидан f масофа K нуқтанинг қаерда жойлашганига боғлиқ эмас, деган хулоса чиқади, яъни A нуқтадан чиққан барча нурлар линзанинг турли қисмларида сингандан сўнг битта A_1 нуқтада кесишади.

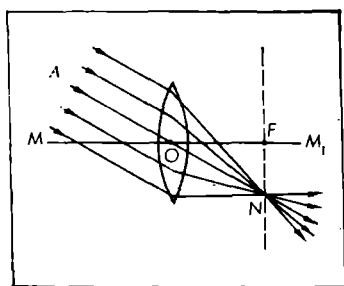
Агар A нуқта линзадан чексиз узоқликда бўлса ($d = \infty$), яъни нурлар линзага унинг бош оптик ўқиға параллел тушса (221- расм), (35) формулага мувофиқ:

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right). \quad (36)$$

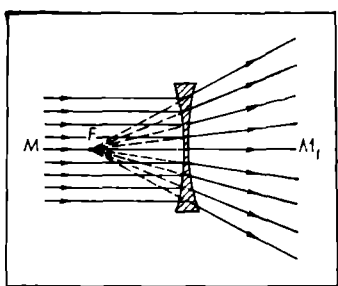
Бу ҳолга мос келадиган $f = OF = F$ масофа линзанинг фокус масофаси дейилади:

$$F = \frac{1}{(n - 1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)}. \quad (37)$$

Бу масофа фақат синдириш кўрсаткичи ва линзанинг эгрилик радиусларига боғлиқ бўлади. Линзанинг икки томонида линзадан



222- расм.



223- расм.

фокус масофага тенг масофада жойлашган F' ва F нуқталар линзанинг (мас равишда, олдинги ва орқа) фокуслари деб аталади. Шундай қилиб, линзага унинг бош оптик ўқиға параллел тушган барча нурларнинг линзадан ўтгандан сўнг кесишадиган нуқтаси линзанинг фокуси дейилади.

Фокуслар орқали, бош оптик ўққа перпендикуляр ўтган Q' ва Q текисликлар линзанинг фокал текисликлари деб аталади (221-расмга қаранг).

Линзага қўшимча оптик ўққа параллел тушган нурлар линзада сингандан сўнг фокал текислигида ётган N нуқтада кесишади, бу нуқта AN марказий нурнинг фокал текислик билан кесишган нуқтасида бўлади (222-расм).

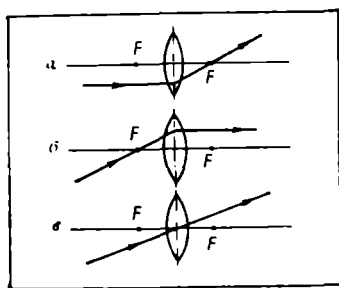
Фокус масофаси F га тескари бўлган катталиқ линзанинг оптик кучи дейилади:

$$D = \frac{1}{F}. \quad (38)$$

Линзанинг оптик кучи бирлиги учун СИ системада диоптрия қабул қилинган. *Диоптрия фокус масофаси 1 м бўлган линзанинг оптик кучидир.*

Сочувчи линзанинг фокуси мавҳум бўлади, чунки сочувчи линзадан ўтувчи нурларнинг давомлари оптик ўқдаги бир нуқтада кесишади (223-расм).

(35) формуладан фойдаланганда ҳадлар олдиға ишоралар қўйишда сферик кўзгуга қўлланиладиган принципга амал қилинади: агар линзанинг фокуси ҳақиқий бўлса (йиғувчи линза учун), $\frac{1}{F}$ ҳад олдиға мусбат ишораси, мавҳум бўлса (сочувчи линза учун), $\frac{1}{F}$ ҳад олдиға манфий ишораси қўйилади. Агар тасвир ҳақиқий бўлса, $\frac{1}{f}$ ҳади олдиға мусбат ишораси, мавҳум бўлса, $\frac{1}{f}$ ҳад олдиға манфий ишораси қўйилади.



224- расм.

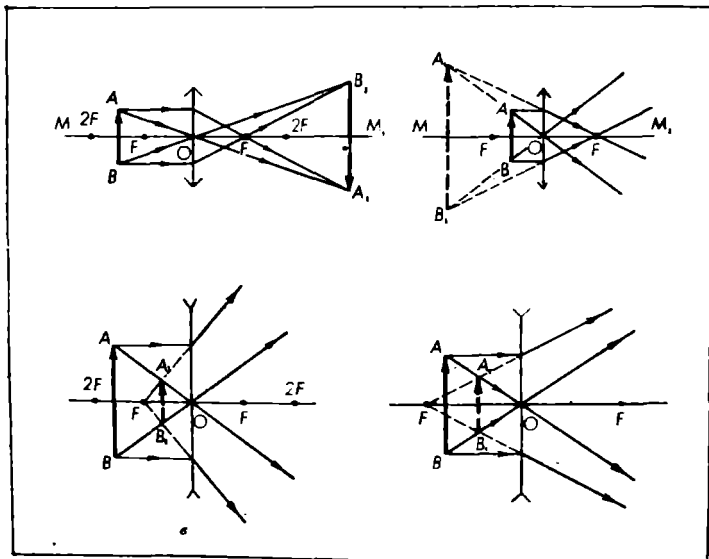
Агар фокус масофасини ёки тасвиргача бўлган масофани ҳисоблаш натижасида манфий катталик чиқса, демак, фокус ёки тасвир мавҳум бўлади.

84-§. Линзаларда тасвир яшаш

Линзада буюмнинг тасвири-ни яшашда (кўзгуларда тасвир яшашдаги сингари) буюмнинг бир неча нуқталарининг тасвирини топиш ва сўнгра улардан буюмнинг тасвирини ҳосил қи-

лиш керак. Нуқтанинг тасвирини яшашда қуйидаги нурлардан ихтиёрий иккитасини танлаш ва уларнинг линзада синиб ўтгандан сўнг кеснишиш нуқтасини топиш керак:

- 1) оптик ўққа параллел нур линзада сингандан кейин фокусдан ўтади (224- а расм).
- 2) линзанинг оптик марказидан ўтувчи нур линзадан чиққанда ўзининг дастлабки йўналишини ўзгартирмайди (яъни бу нур синмайди) (224- в расм);
- 3) линзанинг фокуси орқали ўтувчи нур линзадан сингандан кейин оптик ўққа параллел равишда кетади (224- б расм).



225- расм.

Тасвирларни ясаш намуна-
лари 225- а, б, в, г — расмда
берилган.

Расмлардан кўринадики:

1) агар AB буюм қавариқ
линзанинг фокуси ва иккилан-
ма фокус орасида жойлашган
бўлса, у ҳолда A_1B_1 тасвир
ҳақиқий, катталашган ва тес-
кари бўлади (225- а расм); буюм
иккиланма фокус масофасидан
ташқарида турганда ҳам юқори-
даги каби тасвир ҳосил бўли-
шини кўрсатиш қийин эмас;

2) AB буюм фокус ва қавариқ линза орасида жойлашган бўл-
са, A_1B_1 тасвир мавҳум, катталашган ва тўғри бўлади (225- б
расм);

3) AB буюм ботиқ линзага нисбатан ҳар қандай жойлашганда
ҳам ҳамма вақт мавҳум кичиклашган ва тўғри тасвир ҳосил бў-
лади (225- в, г расм).

Буюм тасвири ўлчамини буюмнинг ўз ўлчамига нисбати k и-
зиқли катталаштириши дейилади. Таърифга кўра

$$k = \frac{H}{h} = \frac{A_1B_1}{AB}, \quad (39)$$

бу ерда h — буюмнинг чизиқли ўлчами, H — буюм тасвирининг
чизиқли ўлчами. ABO ва A_1B_1O учбурчакларнинг ўхшашлигидан
(226- расм)

$$\frac{A_1B_1}{AB} = \frac{B_1O}{BO} = \frac{f}{d}$$

келиб чиқади. Бундан эса

$$k = \frac{H}{h} = \frac{f}{d} \quad (40)$$

ҳосил бўлади. $k > 1$ да катталашган тасвир, $k < 1$ да кичиклаш-
ган тасвир ҳосил бўлади; $k > 0$ да тасвир ҳақиқий, $k < 0$ да эса
мавҳум бўлади.

Тахрорлаш учун саволлар

1. Йиғувчи ва сочувчи линза турларини чизинг ва номларини айтинг.
2. Линзанинг эгрилик маркази, бош оптик ўқи, оптик маркази, қўшимча оптик ўқи, фокуси ва фокал текислиги деганда нимани тушунаси?
3. Линзанинг оптик кучи деб нимага айтилади? У қандай бирликларда ўл-
чанади?
4. Йиғувчи ва сочувчи линзаларнинг формуласини ёзинг.
5. Линзанинг чизиқли катталаштириши нимага тенг?
6. Линзада буюмнинг тасвирини ясашда қандай нурлардан фойдаланилади
ва нима учун?

МАСАЛА ЕЧИШ НАМУНАЛАРИ

1- масала. Эгрилик радиуслари мос равишда 0,2 м ва 0,3 м бўлган икки ёқлама ботиқ линза ёрдамида буюмнинг 10 марта кичиклашган тасвири олинади. Линза ясалган модданинг синдириш кўрсаткичи 1,5. Линзанинг фокус масофаси, линзадан буюмгача ва линзадан тасвиргача бўлган масофалар топилсин. Чизмаси чизилиб, қандай тасвир ҳосил бўлиши аниқлансин?

Берилган: $R_1 = 0,2$ м; $R_2 = 0,3$ м; $n = 1,5$; $k = 0,1$.

$$F - ? \quad d - ? \quad f - ?$$

Ечилиши. Линзанинг фокус масофаси формуласи

$$F = - \frac{1}{(n-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)}$$

дан фойдаланиб, F ни ҳисоблаймиз, бу ерда минус ишораси ботиқ линза фокусининг мавҳумлигини билдиради.

$$F = - \frac{1}{(1,5 - 1) \left(\frac{1}{0,2} + \frac{1}{0,3} \right)} \text{ м} = -0,24 \text{ м}; \quad F = -0,24 \text{ м}.$$

Икки ёқлама ботиқ линзанинг формуласи

$$\frac{1}{d} - \frac{1}{f} = - \frac{1}{F}.$$

Линзанинг катталаштириш формуласи $k = \frac{f}{d}$ дан $d = \frac{f}{k}$ ни топамиз ва линза формуласига келтириб қўямиз:

$$\frac{k}{f} - \frac{1}{f} = - \frac{1}{F}.$$

Бу тенгламани f га нисбатан ечамиз: $f = -(k-1)F$.

Ҳисоблаш:

$$f = -(0,1 - 1) \cdot (-0,24) = -(-0,99)(0,24) = 0,216 \text{ м};$$

$$d = \frac{0,216}{0,1} = 2,16 \text{ м}.$$

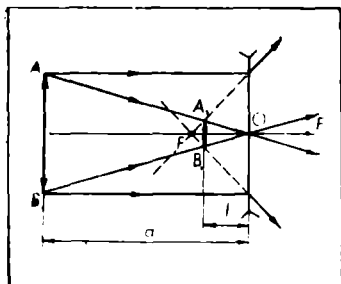
Тасвири ясаймиз (227- расм).

Тасвир ясашда оптик ўққа параллел бўлган ва линзанинг оптик марказидан ўтувчи нурлардан фойдаланамиз. Тасвир мавҳум, тўғри ва кичиклашган бўлади.

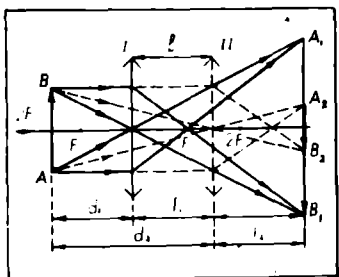
2- масала. Экранда йиғувчи линза ёрдамида электр лампанинг икки марта катталашган тасвири ҳосил қилинди. Сўнгра линзани экранга 36 см га яқинлаштириб, лампанинг икки марта кичиклашган тасвири олинди. Линзанинг фокус масофаси топилсин.

Берилган: $k_1 = 2$; $l = 36$ см = 0,36 м; $k_2 = 0,5$.

$$F - ?$$



227- расм.



228- расм.

Ечилиши. Масалани ечишдан аввал тасвирларни ясаймиз (228-расм). Линза I ҳолатда турганда AB буюмнинг катталашган, ҳақиқий ва тескари A_1B_1 тасвири ҳосил бўлади, II ҳолатда турганда эса кичиклашган A_2B_2 тасвир ҳосил бўлади. Линза формуласига асосан линза I ҳолатда турганда фокус масофаси

$$F = \frac{f_1 \cdot d_1}{f_1 + d_1} \quad (a)$$

II ҳолатда турганда эса

$$F = \frac{f_2 \cdot d_2}{f_2 + d_2} \quad (б)$$

га тенг бўлади. Масаланинг шартидан ва линзанинг катталаштиришидан фойдаланиб, қуйидаги муносабатларни ёзамиз:

$$k_1 = \frac{f_1}{d_1}; \quad k_2 = \frac{f_2}{d_2}; \quad d_2 = d_1 + l. \quad (в)$$

(а), (б) ва (в) муносабатларни биргаликда ечиб, буюм қўйилган масофасини топамиз:

$$\frac{f_1 d_1}{f_1 + d_1} = \frac{f_2 d_2}{f_2 + d_2}; \quad \frac{k_1 d_1 d_1}{(k_1 + 1) d_1} = \frac{k_2 (d_1 + l) (d_1 + l)}{(k_2 + 1) (d_1 + l)}$$

бундан

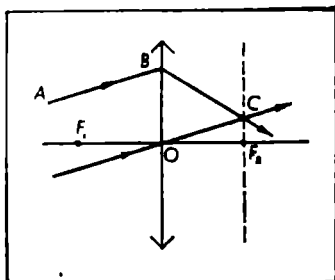
$$\frac{k_1 d_1}{k_1 + 1} = \frac{k_2 (d_1 + l)}{k_2 + 1}$$

Бу тенгламани d_1 га нисбатан ечамиз, у ҳолда

$$d_1 = \frac{(k_1 + 1) k_2 l}{k_1 - k_2}$$

эканлиги келиб чиқади. d_1 ни ҳисоблаймиз:

$$d_1 = \frac{(2 + 1) \cdot 0,5 \cdot 0,36}{2 - 0,5} \text{ м} = 0,36 \text{ м.}$$



229- расм.

f_1 ни топиамиз: $f_1 = k_1 d_1 =$
 $= 2 \cdot 0,36 \text{ м} = 0,72 \text{ м}.$

Линзанинг фокус масофаси қуйидагига тенг бўлади:

$$F = \frac{0,72 \text{ м} \cdot 0,36 \text{ м}}{(0,72 + 0,36) \text{ м}} = 0,24 \text{ м}.$$

3- масала. Йиғувчи юпқа линза ҳамда унинг F_1 ва F_2 фокусларининг вазиятлари 229-расмда кўрсатилган. Яшаш усулидан фойдаланиб, ихтиёрий AB нурнинг линзадан ўтгандан кейинги йўли топилисин.

Ечилиши. AB нурнинг линзадан ўтгандан кейинги йўлини топиш учун аввало, фокал тексликни ўтказамиз. Маълумки, линзанинг қўшимча ўқиға параллел бўлган нурлар фокал тексликда ётувчи бирор нуқтада тўплашади. Шу нуқтани топиш мақсадида AB нурға параллел бўлган OC қўшимча оптик ўқни ўтказамиз. Бу ўқ фокал текслик билан C нуқтада кесишади. AB нурнинг линзадан ўтгандан кейинги йўли шу C нуқтадан ўтиши керак. Демак, BC нур AB нурнинг линзадан ўтгандан кейинги йўналишини ифодалайди.

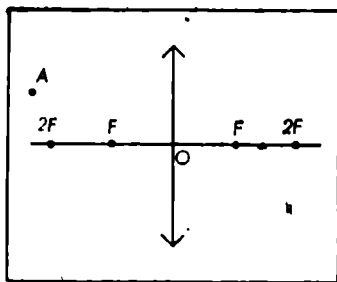
Мустақил ечиш учун масалалар

161. Оптик ўқда ётган нуқтанинг қавариқ ва ботиқ линзалардаги тасвирини ясанг.

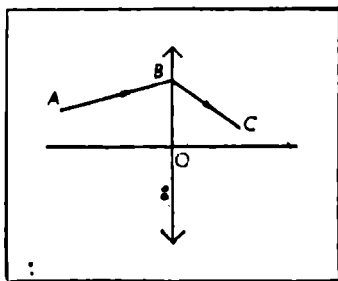
162. Буюм йиғувчи линзанинг а) иккиланма фокус масофасидан нарида; б) фокуси билан иккиланма фокуси орасида; в) линза билан фокус орасида жойлашган. Буюм тасвирини ясанг.

163. Линзанинг оптик кучи 2 диоптрияга тенг бўлса, унинг фокус масофаси қанча бўлади?

164. A нуқтанинг тасвирини ясанг (230- расм).



230- расм.



231- расм.

165. 231- расмда қавариқ линзадан ўтувчи ABC нурнинг йўли тасвирланган. Ясаш йўли билан линза фокусини топинг.

166. Қавариқ линзадан 5 м узоқликда буюм турибди. Агар линзанинг фокус масофаси 10 см бўлса, буюмнинг тасвири қаерда ҳосил бўлади? Чизмасини чизинг.

167. Синдириш кўрсаткичи 1,56 бўлган шишадан оптик кучи 8 диоптрия бўлган линза тайёрлаш керак. Агар линзанинг ҳар иккала сиртининг эгрилиги бир хил бўлса, бу сиртларнинг эгрилик радиуслари нимага тенг бўлиши керак?

168. Агар шишадан тайёрланган қавариқ линзанинг фокус масофаси бу линза сиртларининг эгрилик радиусига тенг бўлса, бу шишанинг синдириш кўрсаткичи нимага тенг?

169. Қавариқ линзадан 40 см узоқликдаги буюмнинг тасвири линзадан 15 см нарида ҳосил бўлган. Агар буюмнинг катталиги 60 см бўлса, линзанинг фокус масофаси қанча бўлади? Буюм тасвирининг катталиги қандай бўлади?

170. Буюм фокус оралиги 10 см бўлган икки томони ботиқ линзадан 12 см узоқликда турибди. Буюмнинг тасвири линзадан қандай узоқликда жойлашади? Чизмасини беринг.

171. Линза олдида 12,5 см массфада ўрнатилган шкаладаги миллиметрли бўлинманинг экрандаги тасвирининг узунлиги 2,4 см. Линзанинг фокус масофаси ва оптик кучи топилсин.

172. Ёруғлик чиқарувчи нуқта ботиқ линзанинг фокусиди турибди. Шу нуқтанинг тасвири линзадан қанча масофада бўлади? Нурларнинг йўлини чизинг.

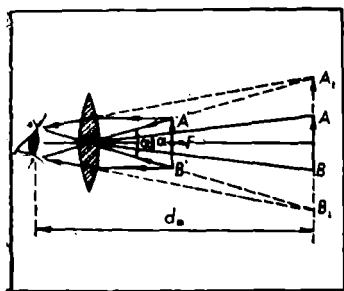
173. Баландлиги 10 см бўлган жисм оптик кучи 3 дптр бўлган линзадан 50 см нарида жойлашган бўлса, тасвир қандай ва қаерда ҳосил бўлади? Масалани чизма чизиш ва ҳисоблашлар йўли билан ечинг.

174. Линзанинг ҳаводаги фокус масофаси 20 см бўлса, линзанинг сувга ботирилгандаги фокус массфасини топинг. Линза ясалган шишанинг синдириш кўрсаткичи 1,6, сувники 1,33.

85-§. Оптик асбоблар

Хилма-хил оптик асбобларнинг тузилиши ва ишлаши геометрик оптика қонунларига асосланган. Шу оптик асбобларнинг тузилиши билан танишиб чиқамиз.

1) **Лупа.** Лупа — қисқа фокусли икки ёқлама қавариқ линзадир. Кичик буюмни синчиклаб кўриш учун уни линза билан унинг фокуси орасига шундай жойлаштириш керакки, буюмнинг тасвири кўзнинг энг яхши кўриш масофасида ҳосил бўлсин (нормал кўз учун бу массфа 25 см га тенг). Лупанинг вазифаси энг яхши кўриш масофасида буюмни катта кўриш бурчаги остида кўрсатиб беришдир. Буюмнинг чекка нуқталаридан келадиган нурларнинг кўзга тушиш бурчаги кўриш бурчаги дейилади (232- расм). Энг аниқ кўриш масофасида ($d_0 = 25$ см) турган AB буюм α бурчак остида кўринади. Агар бу бурчак жуда кичик бўлса, буюм деталларини фарқ қилиш қийин бўлади. Кўриш бурчагини катталаш-

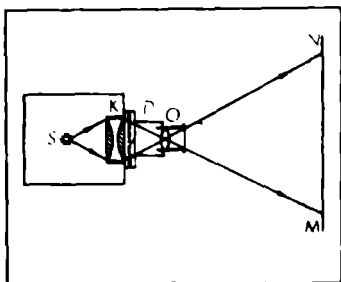


232- расм.

тириш учун буюмни кўзга яқин бўлган $A'B'$ ҳолатга келтириш лозим. Бу ҳолатда буюм α бурчакдан катта бўлган α_1 кўриш бурчаги остида кузатилади. Лекин бу ҳолатда ҳам буюм деталларини фарқ қила олмаслик мумкин, чунки буюм кўзга жуда яқин турибди. Буюмнинг шу лупада ҳосил бўладиган тасвири A_1B_1 вазиятда бўладиган қилиб лупани кўз билан AB буюм орасига қўйсак, буюм ўша катталашган α_1 кўриш бурчаги остида энг яхши кўриш масофасида кўринади.

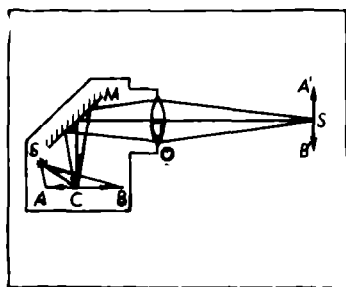
Амалда фокус масофаси $F = 1 \div 10$ см бўлган лупалар ишлатилади. Лупанинг катталаштириши, 232-расмдан кўринишича, тақрибан $k = \frac{d_0}{F}$ дир. $d_0 = 25$ см бўлгани учун, одатда ишлатиладиган лупаларнинг катталаштириши 2,5 дан 25 гача бўлади.

2. Проекцион аппарат. Проекцион аппаратнинг вазифаси экранда буюмнинг катталашган ҳақиқий тасвирини ҳосил қилишдир. Бундай буюм шаффоф асосга олинган расм ёки фотосурат, диапозитив ёки шаффоф бўлмаган объектлар, масалан, қоғозлардаги чизмалар, китобдаги расмлар бўлиши мумкин. Шаффоф объектларни проекциялаш учун мўлжалланган проекцион асбоблар диаскоплар (грекча «дна» шаффоф), шаффоф бўлмаган объектларни проекциялаш учун мўлжалланган асбоблар эпнскоплар (грекча «эпи» шаффофмас) деб аталади. 233-расмда диапозитивларни экранга проекциялаш учун мўлжалланган проекцион аппарат диаскопнинг тузилиши ва унда нурнинг йўли кўрсатилган. Проекцион аппаратнинг асосий оптик қисми O объектив бўлиб, бу объектив битта йиғувчи линза хизматини ўтайдиган линзалар системасидан иборат. Объективнинг вазифаси MN экранда

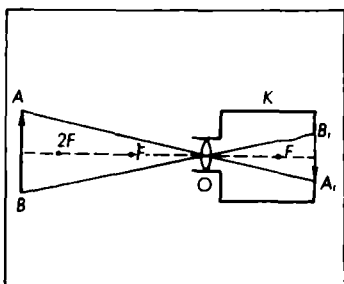


233- расм.

D диапозитивнинг катталашган тасвирини ҳосил қилишдир. Объективни силжитиш йўли билан буюмнинг экрандаги тасвирининг аниқ бўлишига эришиш мумкин, бунга фокусга тўғрилаш дейилади. Ёруғлик S манбадан (лампадан) D диапозитивга йўналтирилади. Ўлчамлари, одатда, объектив ўлчамларидан катта бўладиган диапозитивдан келаётган ҳамма ёруғликни объективга юбориш учун диапозитив олдида K конденсор қў-



234- расм.



235- расм.

йилади. Конденсор катта ўлчамга эга бўлган қисқа фокусли линзалар системасидан иборатдир. Конденсор шундай ўрнатиладики, ундан келаётган ёруғлик, объектив марказида йиғилади. Диапозитивнинг ўзи объективнинг фокал текислиги яқинига жойлаштирилади, шунинг учун проекцион аппаратнинг чизиқли катта-лаштириши $k = \frac{f}{F}$ бўлади, бу ерда f — объективдан тасвиргача бўлган масофа, F — объективнинг фокус масофаси.

Проекцион аппаратда ёруғлик манбаи сифатида электр ёй лампалари ёки катта қувватли махсус чўғланма проекцион лампалар ишлатилади.

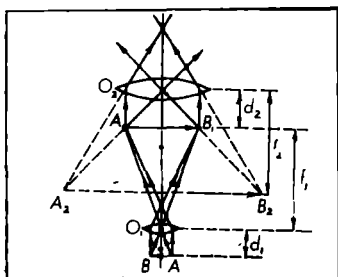
Эпископда нурлар йўлининг схемаси 234- расмда келтирилган. Бундай асбобларда экранга тасвири туширилувчи буюм (расм ёки чизма) ён томонидан лампа ва кўзгулар ёрдами билан кучли ёритилиб, объектив ёрдамида экранга туширилади: ёруғлик S манбадан AB буюмга йўналтирилади, у буюмдан қайтиб, M ясси кўзгуга тушиб, O объектив орқали экранда буюмнинг $A'B'$ тасвирини ҳосил қилади. 234- расмда AB буюмнинг C нуқтаси учун нурларнинг йўли кўрсатилган.

Ҳозирги вақтда шаффоф ва шаффофмас объектларнинг (буюмларнинг) тасвирини тушириш учун ишлатиладиган мукамаллашган проекцион аппаратлар кенг тарқалган. Бундай асбоблар эпидиоскоп деб аталади.

3. Фотоаппарат. Фотоаппаратнинг асосий қисми O объектив ва ёруғлик ўтмайдиған K камерада иборат бўлиб (235- расм), камеранинг орқа деворида фотопластинка ёки фотоплёнка жойлаштирилган бўлади.

Энг оддий объектив битта йиғувчи линзадир. Объектив камеранинг орқа деворида AB буюмнинг ҳақиқий, кичиклашган ва тескари A_1B_1 тасвирини ҳосил қилади. Кўпчилик ҳолларда суратга олинadиган буюм линзанинг иккиланган фокус масофасидан катта масофада туради, шунинг учун тасвир кичрайган ҳолда бўлади.

Суратга олинadиган буюм фотоаппаратдан турлича оралиқда туриши мумкин. Шунга яраша объектив билан плёнка оралиғини ҳам ўзгартириш лозим бўлади. Бунинг учун камера чўзилади ёки



236- расм.

лик ўлчагич (дальномер) лар ҳам бор. Буюмнинг фотосурати аниқ бўлиши учун объектив линзалар системасидан тайёрланади.

4. **Микроскоп.** Микроскоп яқин жойлашган жуда кичик объектларни кўришга мўлжалланган. Унинг оптик системаси, O_1 объектив ва O_2 окулярдан иборат бўлиб, уларнинг оптик ўқлари бир тўғри чизиқда ётади (236- расм). AB буюм объективнинг олди томонига, фокус масофасидан биров каттароқ масофага қўйилади. Шунда объектив буюмнинг ҳақиқий, катталашган ва тескари A_1B_1 тасвирини беради. Ҳосил бўлган бу тасвирга, O_2 окуляр орқали қаралади. Окуляр ҳам, худди лупа сингари, маъхум, катталашган ва AB буюмга нисбатан тескари A_2B_2 тасвирини ҳосил қилади.

Микроскопнинг чизиқли катталаштириши буюмнинг иккинчи A_2B_2 тасвирининг H_2 ўлчамининг шу AB буюмнинг ҳақиқий h ўлчамига бўлган нисбати билан аниқланади, яъни

$$k = \frac{H_2}{h}.$$

Бу катталикни қуйдагича ёзиш мумкин:

$$k = \frac{H_2}{h} = \frac{H_1}{h} \cdot \frac{H_2}{H_1}.$$

H_1 буюмнинг A_1B_1 тасвирининг чизиқли ўлчами. Юқоридаги муносабатдан кўринадики, микроскопнинг чизиқли катталаштириши объективнинг H_1/h катталаштириши билан окулярнинг H_2/H_1 катталаштириши кўпайтмасига тенг экан. Аммо

$$\frac{H_1}{h} = \frac{f_1}{d_1} \text{ ва } \frac{H_2}{H_1} = \frac{f_2}{d_2}.$$

f_1 масофа тахминан микроскоп тубусининг δ узунлигига тенг, d_1 эса тахминан объективнинг F_1 фокус масофасига тенг деб олиш мумкин. Шунинг учун объективнинг катталаштириши қуйдагича аниқланади:

$$\frac{H_1}{h} = \frac{f_1}{d_1} = \frac{\delta}{F_1}.$$

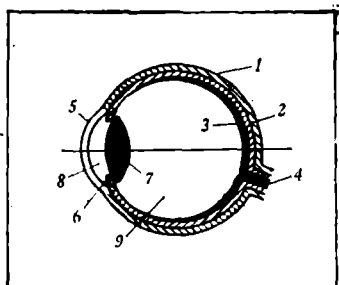
Окулярнинг катталаштириши эса оддий лупаники сингари, d_2/F_2 га тенг. Бу ерда d_2 — энг яқин кўриш масофаси. Шундай қилиб, микроскопнинг катталаштириши қуйдагича бўлади:

$$k = \frac{\delta}{F_1} \cdot \frac{d_2}{F_2}. \quad (41)$$

Амалда ёруғлик дифракцияси сабабли микроскопнинг катталаштириши 2500 — 3000 дан ортмайди.

86- §. Кўз — оптик система

Кўз оптик система бўлиб, буюмнинг тасвирини кўз соққасининг ёруғликка сезгир бўлган тўрсимон пардасида ҳосил қилади. Кўз ташқи томондан учта парда билан ўралган (237- расм). Ташқи 1 парда склера ёки оқсил парда дейилади. Бу энч парда кўз-ни ташқи таъсирлардан сақлайди. Оқсил пардага 2 сертомирил парда ва ўлчамлари 0,001 см дан кичик бўлган жуда кичик ёруғлик сезгир элементлардан тузилган 3 тўрсимон парда ёки тўр парда келиб ту-ташган. Бу элементлар кўз-ни бош мия билан боғловчи 4 кўриш нервни толаларининг учларидир.

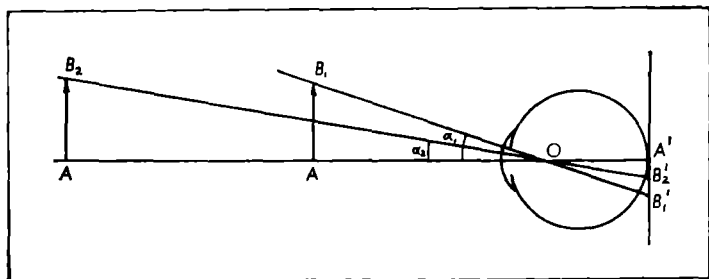


237- расм.

Кўзнинг олдинги қисмида оқсил парда шаффоф 5 мугуз (шоҳ) парда-га, томирли парда эса 6 камалак пардага айланади, камалак парда-нинг ўртасида кўз қорачиги жойлашган. Кўзнинг қорачиги диафрагма ролини ўйнайди; унинг диаметри кўзга тушаётган ёруғлик миқдорига қараб ўзгариб туради. Қорачикнинг ортида икки ёқлама қавариқ линза шаклидаги шаффоф эластик жисм 7 хрусталча (кўз гавҳари) жойлашган. Шоҳ парда билан камалак парда оралиғида сувга ўхшаш 8 суюқлик бўлади. Бутун кўз бўшлиғи кўз гавҳаридан кўзнинг орқа деворигача (кўз тубигача) бўлган қисми қуюқроқ шаффоф (шишасимон) жисм билан тўлган. Кўз суюқлигининг синдириш кўрсаткичи 1,33 га, шоҳ парданики 1,38 га ва кўз гавҳариники ўртача 1,48 га тенг.

Кўзга тушадиган нурлар шоҳ парда сиртида энг кўп синади. Гавҳар ҳам нурни қўшимча равишда ороққ синдиради. Биз кўз билан кўраётган буюмнинг тасвири тўр пардада жойлашади; у ҳақиқий, кичиклашган ва тескари тасвир бўлади. Биз миямизнинг корректлаш таъсири остида буюмнинг жойлашиши тўғ-рисида тўғри таассурот оламиз.

Буюмнинг кўздан узоқлиғи ўзгаришига қарамай, унинг тўр пардадаги тас-вири аниқлигинча қолаверади (238- расм). Бунинг сабаби шуки, кўз гавҳари ўз эгрилигини ва шу билан бирга, ўз оптик кучини ўзгартира олади. Кўзимизга анча яқин турган буюмга қараганимизда кўз мускуллари гавҳарнинг қавариқли-гини оширади ва гавҳар ўзидан ўтаётган нурларни кучлироқ синдиради. Узоқда турган буюмларга қаралганда эса, гавҳар яссироқ бўлиб қолади ва унинг синди-риш қобилияти кучсизланади. Демак, кўз гавҳарининг фокус масофаси ўзгариб туради. Кўз гавҳарининг фокус масофасини кузатилаётган буюмгача бўлган масофага мослаш қобилияти аккомодация дейилади. Лекин кўз аккомодация-сининг маълум бир чегараси бўлади: биз жуда яқин турган буюмларни аниқ



238- расм.

жўра олмаймиз, чунки кўзнинг тўр пардасида бу буюмларнинг аниқ тасвири ҳосил бўлмайди.

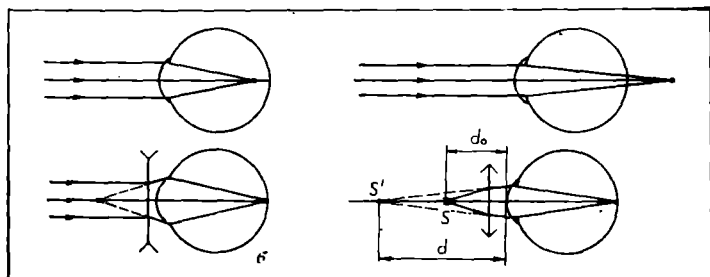
Масалан, O нуқта кўзнинг оптик маркази бўлсин (238-расмга қаранг). Тўр пардада AB_1 буюмнинг $A' B'_1$ тасвирини ясаймиз, бунда кўриш бурчаги α_1 бўлади. Буюм узоқлаштирилганда ҳам (AB_2 буюм), кўз аккомодацияси туфайли, унинг тасвири тўр пардада қолади, аммо бу тасвир кичрайган бўлади ($A' B'_2 < A' B'_1$). Шунингдек, кўриш бурчаги (α_2) ҳам кичрайдди. Агар буюм кўздан жуда узоқлаштирилса, кўриш бурчаги ҳам жуда кичик бўлиб қолади. Бу вақтда A ва B нуқталар бир-бирига шунчалик яқинлашиб кўринадики, натижада биз буюмнинг нуқталарини ажрата олмай қоламиз. Тажрибаларнинг кўрсатишича, икки нуқта бир бирига қўшилиб, бир нуқтага айланиб кетмаслиги учун шу нуқталарни кўриш бурчаги бир минутдан кичик бўлмаслиги керак.

Кўриш бурчаги қанча катта бўлса, буюмнинг тасвири ҳам шунча равшан кўринади. Буюмни кўриш учун энг қулай масофа энг яхши кўриш масофаси деб, кўздан шу масофада турадиган нуқта эса аккомодациянинг энг яқин нуқтаси деб аталади. Нормал кўз аккомодациясининг энг узоқ нуқтаси чексиз узоқлашган нуқтадир. Бу нуқта кўзнинг зўриқмаган ҳолатига мувофиқ келади.

87-§. Кўзнинг камчиликлари. Кўзойнак

Кўзнинг аккомодация қобилияти буюмларнинг тўр парда сиртига проекцияланишини таъминлайди. Нормал кўз ҳеч қандай зўриқишсиз, ҳар қандай масофадаги буюмларни энг кичик масофага аккомодация қила олади, энг кичик аккомодация масофаси 10 см дан 22 см гача ўзгариб туради. Қўшнининг ёши ортган сари бу масофа 30 см гача ортиши мумкин. Бироқ баъзи кишиларнинг кўзи зўриқмаган ҳолатда узоқдаги буюмнинг тасвирини тўр пардада эмас, балки унинг олдида ҳосил қилади (239-а, расм). Кўзнинг бу нуқсони яқинлик кўрарлик деб аталади, чунки киши бунда узоқдаги буюмларни равшан кўра олмайди. Бундай кўз аккомодациясининг энг узоқ нуқтаси чексиз узоқликда бўлмайди. Шунга яраша энг яхши кўриш масофаси ҳам кичик бўлади. Узоқдаги буюмнинг ҳар бир нуқтасидан келаётган нурлар (яъни деярли параллел дасталар) тўр пардада тўпланиши учун, уларни тарқалувчи қилиши керак. Бунинг учун сочувчи линзалар ўрнатилган кўзойнак тақилади (239-б, расм). Параллел нурлар бундай линза орқали ўтар экан, кўз аккомодациясининг энг узоқ нуқтасидан келаётгандек кўринади.

Узоқдаги буюмнинг тасвири кўзнинг тўр парда орқасига тушиши билан боғлиқ бўлган нуқсон узоқдан кўрарлик деб аталади (239-в, расм). Бунда узоқдаги нарсаларни кўришда кўз зўриқади, яқиндаги нарсани кўришда эса аккомодация имконияти кўриладиган нарсагача бўлган масофа $d_0 = 25$ см дан ортгандаёқ тугайди. Буюмнинг тасвирини тўр пардага келтириш учун гавҳарга тушаётган параллел нурлар дастасини яқинлашувчи (кескишувчи) дастага айлантириш керак, бунинг учун йиғувчи линзалар ўрнатилган кўзойнак тақилади



239- расм,

(239-г. расм). $d_0 = 25$ см масофада турган S буюмдан келаётган нурлар линзадан ўтиб, бир-биридан камроқ узоқлашувчи бўлиб қолади ва аккомодация чегарасига мувофиқ келадиган d масофадаги S' нуқтадан чиқаётгандек кўринади.

Шундай қилиб, кўзнинг нуқсонларини йиғувчи ва сочувчи линзалар ўрнатилган кўзойнаклардан фойдаланиб йўқотиш мумкин; бунда энг яхши кўриш масофаси бенуқсон кўзникидек бўлиб қолади.

Тақрорлаш учун саволлар

1. Оптик асбобларнинг қандай турларини биласиз ва улар қандай мақсадларда ишлатилади?

2. Кўриш бурчаги деб нимага айтилади?

3. Лупанинг катталаштиришини қандай аниқлаш мумкин?

4. Проекцион аппаратда нурнинг йўли қандай бўлади?

5. Фотоаппаратда буюмнинг тасвири қандай ҳосил қилинади?

6. Микроскопда нурнинг йўлини чизинг.

7. Микроскопнинг катталаштиришини қандай аниқлаш мумкин?

8. Кўзнинг тузилишини тасвирлаб беринг.

9. Кўзнинг қандай нуқсонлари бор ва улар қандай бартараф қилинади?

МАСАЛА ЕЧИШ НАМУНАЛАРИ

1-масала. Проекцион аппарат объективнинг фокус масофаси 20 см га, объективдан экрангача бўлган масофа эса 20 м га тенг. Диапозитивда расмнинг баландлиги 4 см га тенг бўлса, экрандаги тасвирнинг баландлиги нимага тенг бўлади?

Берилган: $F = 20$ см = 0,2 м; $f = 20$ м; $h = 4$ см = 0,04 м.
 $H = ?$

Ечилиши. Диапозитивдан объективнинг оптик марказигача бўлган масофани линза формуласидан топамиз:

$$d = \frac{F \cdot f}{f - F}.$$

Тасвирнинг баландлигини линзанинг катталаштиришидан топамиз:

$$\frac{H}{h} = \frac{f}{d}; \quad H = \frac{h \cdot f}{d} = \frac{h \cdot f}{F \cdot f} = \frac{f - F}{F} \cdot h.$$

Ҳисоблаш: $H = \frac{0,04 \text{ м} \cdot (20 \text{ м} - 0,2 \text{ м})}{0,2 \text{ м}} = 3,96 \text{ м} \approx 4 \text{ м}; \quad H = 4 \text{ м}.$

2-масала. Киши яқиндан кўрар кўз билан оптик кучи $D = -4$ диоптрия бўлган кўзойнакда ўқимоқда. Кўзойнаксиз энг яхши кўриш масофасини аниқланг.

Берилган: $D = -4$ дптр; $d_0 = 25$ см = 0,25 м.
 $f = ?$

Ечилиши. Яқиндан кўрадиган кишининг кўзойнаги сочувчи линзалардан бўлиб, унинг фокус масофаси қуйидагича ифодаланади:

$$F = \frac{1}{D}.$$

Сочувчи линзанинг формуласидан бу фокус масофаси

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{d_0} + \frac{1}{f}$$

бўлади, бунда d_0 нормал кўзнинг энг яхши кўриш масофаси. Бу ифодадан f ни топамиз:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{F} - \frac{1}{d_0}; \quad f = \frac{F \cdot d_0}{d_0 - F} = \frac{\frac{1}{D} \cdot d_0}{D \cdot d_0 - 1} \cdot D = \frac{d_0}{d_0 D - 1}.$$

Ҳисоблаш:

$$f = \frac{0,25 \text{ м}}{0,25 \text{ м} (-4) \text{ дптр} - 1} = -0,125 \text{ м} = -12,5 \text{ см}.$$

Кўзойнакдан тасвиргача бўлган масофа кўзнинг энг яхши кўриш масофасидир. Минус ишора тасвирнинг мавҳум эканлигини билдирадиган.

3-масала. Микроскоп объективининг фокус оралиғи 4 мм, окулярининг фокус оралиғи эса 2,5 см. Агар буюм объективининг бош фокусидан 0,2 мм нарига жойлаштирилган бўлса, микроскоп неча марта катта қилиб кўрсатади?

Берилган: $F_1 = 4 \text{ мм} = 0,004 \text{ м}$; $F_2 = 2,5 \text{ см} = 0,025 \text{ м}$;

$$l = 0,2 \text{ мм} = 0,0002 \text{ м}.$$

$k = ?$

Ечилиши: Микроскопнинг катталаштириши: $k = \frac{\delta \cdot d_0}{F_1 \cdot F_2}$, бу ерда d_0 — энг яхши кўриш масофаси, δ — объектив билан окулярининг фокуслари орасидаги масофа. Буюмнинг объективда ҳақиқий, катталашган ва тескари тасвири окулярнинг фокусига яқин жойда ҳосил бўлади, шунинг учун $\delta = f_1 - F_1$ деб олиш мумкин, бунда f_1 — тасвирнинг объективдан узоқлиги. Буюм объективдан $d_1 = F_1 + l$ масофада жойлашган. Йиғувчи линза формуласидан фойдаланиб, f_1 — ни топамиз:

$$\frac{1}{f_1} = \frac{1}{F_1} - \frac{1}{d_1} = \frac{d_1 - F_1}{F_1 \cdot d_1} = \frac{F_1 + l - F_1}{(F_1 + l)F_1} = \frac{l}{(F_1 + l)F_1}; \quad f_1 = \frac{F_1 + l}{l} F_1.$$

f_1 нинг бу ифодасидан фойдаланиб, δ ни топамиз:

$$\delta = \frac{F_1 + l}{l} F_1 - F_1 = \frac{F_1^2}{l}.$$

У ҳолда, микроскопнинг тўла катталаштириши қуйидагича бўлади:

$$k = \frac{F_1^2 d_0}{l \cdot F_1 \cdot F_2} = \frac{F_1 d_0}{l F_2}.$$

Ҳисоблаш:

$$k = \frac{0,004 \text{ м} \cdot 0,25 \text{ м}}{0,0002 \text{ м} \cdot 0,025 \text{ м}} = 200.$$

4-масала. Фотоаппарат оптик кучи 5 диоптрия бўлган объектив (линзалар системаси) га эга. Шундай фотоаппарат ёрдамида баландлиги 160 см бўлган одамнинг расми олинмоқчи. Тасвирнинг катталиги 8 см бўлиши учун одам фотоаппаратдан қандай узоқликда туриши керак?

Берилган: $D = 5$ дптр; $h = 160$ см $= 1,6$ м; $H = 8$ см $= 0,08$ м.
 $d = ?$

Ечилиш: Фотоаппаратнинг объективи битта йиғувчи линзанинг вазифасини бажарадиган линзалар системасидан иборат. Йиғувчи линза формуласидан фойдаланиб, f ни топамиз:

$$f = \frac{F \cdot d}{d - F} \quad (a)$$

Иккинчи томондан фотоаппаратнинг катталаштириши

$$\frac{f}{d} = \frac{H}{h} \text{ дан } f = \frac{H \cdot d}{h} \quad (b)$$

(a) ва (b) ифодаларни биргаликда ечиб ва $F = \frac{1}{D}$ эканлигини назарга олиб, d ни топамиз:

$$\frac{F \cdot d}{d - F} = \frac{H \cdot d}{h}; \quad d = \frac{h + H}{H} F = \frac{h + H}{HD}.$$

Ҳисоблаш:

$$d = \frac{0,08 \text{ м} + 1,6 \text{ м}}{5 \cdot \frac{1}{\text{м}} \cdot 0,08} = 4,2 \text{ м}.$$

Мустақил ечиш учун масалалар

175. Нормал кўз билан қаралганда буюм 10 марта катталашини учун лупани чегараловчи сиртларнинг эгрилик радиуслари $|R_1| < |R_2|$ қанчага тенг бўлиши керак? Лупа ясалган шишанинг синдириш кўрсаткичи 1,5 га тенг.

176. Агар проекцион аппарат объективидан экрангача бўлган масофа 12 м га, объективнинг фокус масофаси 8 см га тенг бўлса, бу аппарат ёрдамида қандай чизиқли катталаштиришга эришиш мумкин?

177. 12 км баландликда учиб кетаётган самолётдан 1 16000 масштаб билан жойнинг фотосурати олинган. Объективнинг фокус масофасини топинг.

178. Микроскоп объективининг фокус масофаси 2 мм, окулярининг фокус масофаси эса 40 мм. Объектив фокуси билан окуляр-фокус орасидаги масофа 18 см. Микроскопнинг катталаштириши топилин.

179. Микроскопда объективнинг фокус оралиғи 1,25 мм, окуляриники эса 10 мм, тубуснинг узунлиғи 160 мм. Микроскоп катталаштиришини топинг.

180. Лупа билан қуrolланган кўзнинг тўр пардасида буюмнинг тасвирини ясанг.

181. Нима учун кўзни лупага яқинроқ тутиш мақсадга мувофиқ? Жавобингизни тасвир яшаш йўли билан асосланг.

182. Оптик кучи 4 диоптрия бўлган кўзойнак шишасининг фокус масофаси топилин.

183. Кўзойнакнинг оптик кучи $+1,5$ дптр. Бу кўзойнакда қандай линзалардан фойдаланилган? Линзаларнинг фокус масофаси қанча? Бу кўзойнак кўзнинг қандай камчиликларини тўғрилайди?

184. Узоқдан кўрар одам кўзнинг энг яхши кўриш масофаси 1 м. Шу одам кўзойнагининг оптик кучини аниқланг.

VIII боб. ФИЗИК ОПТИКА

88-§. Ёруғликнинг корпускуляр ва тўлқин табиати

Ёруғликнинг табиати ҳақидаги биринчи фикрлар қадим замонлардан маълум.

Кейинги икки ярим аср давомида ёруғликнинг табиати ҳақидаги тасаввурлар жуда катта ўзгаришларга дуч келади. XVII асрнинг охирида ёруғликнинг табиати ҳақида иккита принципиал қарама-қарши назария майдонга келди: булардан *биринчиси*, 1675 йилда инглиз олими Исаак Ньютон яратган *корпускуляр назария* ва *иккинчиси*, 1690 йилда яратилган голландиялик олим Гюйгенснинг *тўлқин назариясидир*. Корпускуляр назарияга мувофиқ, ёруғлик тез ҳаракатланувчи жуда кичик моддий зарралар — корпускулалар оқимидан иборат бўлиб, уларни нур сочаётган жисм чиқаради ва улар кўзга тушиб, кўриш сезгисини уйғотади. Бу назарияга мувофиқ, ёруғликнинг қайтиши корпускулаларнинг қайтарувчи сиртдан худди эластик шарчаларнинг қаттиқ сиртдан қайтиш қонунлари сингари қонунларга кўра итарилиши деб тушунтирилади. Рангларнинг фарқ қилиши корпускулаларнинг катталигига боғлиқ бўлиб энг йирик корпускулалар қизил ранг, энг майдалари бинафша ранг сезгиси уйғотади, деб тушунтирилади.

Тўлқин назарияга мувофиқ эса, ёруғлик ёруғлик манбаидан чиқувчи ва бутун Коинотни узлуксиз тўлдирган қўзғалмас эластик муҳит «дунё эфири» да катта тезлик билан тарқалувчи тўлқиндан иборатдир. Кўп олимлар, жумладан М. В. Ломоносов ҳам ёруғлик табиатига шу нуқтан назардан қарар эдилар.

Бу назарияда ёруғликнинг қайтиш ҳодисаси барча тўлқинлар учун ўринли бўлган қонунга мувофиқ тушунтирилади. Рангларнинг фарқ қилиши, худди товуш тонлари фарқи товуш тўлқинлари узунлигига боғлиқ бўлгани сингари, ёруғлик тўлқини узунликлари-нинг фарқига боғлиқ деб тушунтирилади.

Тўлқин назариянинг заиф томони, ундаги «дунё эфири» бўлиб, унинг реал мавжуд эканлиги ғоят шубҳа туғдирар эди.

Тўлқин назариясига асосан ёруғликнинг тарқалиши, ҳаводаги товуш тебранишларига ўхшаш, эфирнинг механик эластик тебранишлари тарқалиши деб тасаввур қилинади. Бироқ ёруғликнинг табиати ва тарқалишига оид бундай қараш эфир ҳақидаги механик тасаввурлар доирасида ҳал қилиниши мумкин бўлмаган қатор қийинчиликларга дуч келди.

Астроном Рёмер Юпитер йўлдошларининг тутилишини кузатиб, ёруғликнинг тезлигини ҳисоблаб чиқди, бу тезлик тахминан

300000 км/с га яқиндир. Ҳолбуки товушнинг ҳаводаги тезлиги бундан деярли 1 млн марта кичик. «Дунё эфирининг эластик тебранишлари ҳақидаги механик тасаввурларга кўра, 300000 км/с тезлик олиш учун эфирнинг эластиклиги энг яхши нав пўлатнинг эластиклигидан бир неча юз марта катта бўлиши керак. Шу билан бир вақтда осмон жисмларининг жуда улкан ва доимий тезликлар билан (қаршиликсиз) ҳаракатланиши маълум эди, бундай бўлиши учун эса «дунё эфирининг зичлиги ҳаддан ташқари кичик экан деб тахмин қилиш керак.

Бу зиддиятни «дунё эфирини» ҳақидаги механик тасаввурларга асосланиб ҳал қилиш мумкин эмас эди. 1881 йилда америкалик олим Майкельсон «дунё эфирини» мавжуд эмаслигини тажрибада исбот қилди.

1873 йилда инглиз физиги Ж. Максвелл вакуумда 300000 км/с тезлик билан тарқалувчи электромагнит тўлқинлар табиатда мавжуд эканлигини назарий равишда исбот қилди. Бундан ёруғликнинг электромагнит тўлқин эканлиги келиб чиқади. Шундай қилиб, XIX асрнинг охирида ёруғликнинг табиати ҳақидаги тўлқин назарияси ривожланиб, *ёруғликнинг электромагнит назариясига* айланади. Бу назарияни Г Герц экспериментда тасдиқлади. Ж. Максвелл ёруғликнинг электромагнит назариясини яратиб, ёруғликнинг ёруғлик тушаётган жисмларга босим беришини кўрсатиб берди. Бу босимнинг катталигини рус олими П. Н. Лебедев тажрибада аниқлади ва унинг тажрибалари ёруғликнинг электромагнит назариясини тасдиқлади.

XIX аср охири ва XX аср бошларида ёруғликнинг электромагнит назарияси асосида тушунтириш мумкин бўлмаган ҳодисалар кашф қилинди. Масалан, фотоэффект ҳодисаси, химиявий элементларнинг ёруғлик чиқариш спектрлари шулар жумласидандир. Бу ҳодисаларни тушунтириш учун электромагнит энергиянинг нурланиши, тарқалиши ва ютилиши дискрет (узлукли) характерда бўлади, деб фараз қилишга тўғри келди, яъни ёруғлик тўлқин назарияси қайд қилганидек узлуксиз эмас, балки порциялаб (*к в а н т л а б*) чиқади, тарқалади ва ютилади. Ёруғлик квантлари *ф о т о н л а р* деб ном олди.

Бу фаразга асосланиб немис физиги Планк 1900 йилда электромагнит процессларнинг, А. Эйнштейн эса 1905 йилда ёруғликнинг квант назариясини яратдилар. Бу назарияга мувофиқ, ёруғлик зарралари фотонлар оқимидан иборатдир.

Совет олими С. И. Вавилов 1945 йилда ёруғлик квантларини бевосита кузатишга имкон берувчи асбоб ясади ва бу асбоб ёрдамида ёруғликнинг квант (корпускуляр) табиати батамом исбот қилинди.

Шундай қилиб, XX асрнинг бошларида ёруғликнинг табиати ҳақидаги янги назария — *к в а н т н а з а р и я с и* келиб чиқди. Бу назария маълум маънода Ньютон корпускуляр назариясини қайта тиклади, дейиш мумкин. Бироқ фотонлар одатдаги моддий зарралардан (сифат жиҳатдан) фарқ қилади: барча фотонлар ёруғлик тезлигига тенг тезлик билан ҳаракатланади ва бунда чекли массага эга бўлади. Фотоннинг тинч ҳолатдаги массаси нолга тенг.

Ҳозирги замон тасаввурларига кўра, ёруғлик тўлқин хоссаларига ҳам, корпускуляр хоссаларга ҳам эга бўлган мураккаб электромагнит процессдир, яъни ёруғлик аини вақтда ҳам тўлқин, ҳам зарралар оқимидир. Дисперсия, интерференция, дифракция ва бошқа шунга ўхшаш ҳодисаларда ёруғлиkning тўлқин хоссаси намоён бўлади; бу ҳодисалар тўлқин (электромагнит) назария билан тавсифланади. Бошқа ҳодисалар — фотоэффект, нурланиш спектрларида ёруғлиkning корпускуляр хоссаси намоён бўлади; бу ҳодисалар квант назарияси билан тавсифланади. Шундай қилиб, тўлқин (электромагнит) ва корпускуляр (квант) назария бир-бирини рад қилмайди, балки бир-бирини тўлдирди, бу билан ёруғлик ҳодисаларининг иккиланма характерини акс эттиради.

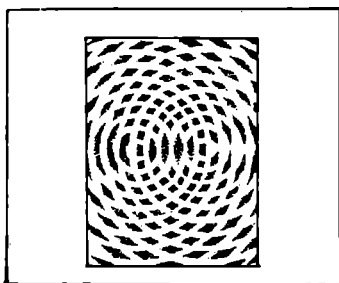
Ҳозирги замон физикаси ёруғлик табии ҳақидаги ягона назарияни яратишга ҳаракат қилмоқда, бу назария ёруғлиkning тўлқин ва квант хоссаларининг синтези бўлиши керак.

Биз бундан кейинги параграфларда ёруғлиkning тўлқин ва квант хоссалари намоён бўладиган оптик ҳодисалар: интерференция, дифракция, дисперсия ва фотоэффект билан танишиб чиқамиз; бу ҳодисаларнинг физик моҳиятини ёруғлиkning электромагнит назарияси ва квант назарияси асосида тавсифлашга ҳаракат қиламиз.

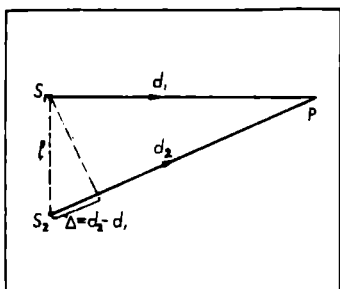
89-§. Тўлқин интерференцияси

Табиятда кўп ҳолларда муҳитда бир вақтнинг ўзида бир нечта хилма-хил тўлқин тарқалади. Масалан, уйда кўпчиликл суҳбат қуриб ўтирган бўлса, бир нечта товуш тўлқини бир-бирига қўшилиб кетади. Кузатишлар ва текширишларнинг кўрсатишича, агар муҳитда бир нечта тебраниш манбалари бўлса, улардан чиққан тўлқинлар бир-бирига боғлиқ бўлмаган ҳолда тарқалади ва тарқалиш йўналишида ўзаро учрашгандан кейин ҳам тарқалишда давом этади. Бу ҳолат тўлқин процессларнинг *мустакиллик принципи* деб аталади. Бу принцип ўринли бўлган барча ҳолларда муҳит зарраларининг тебраниши зарраларнинг ҳар бир тўлқин алоҳида-алоҳида тарқалган вақтдаги тебранишларининг геометрик йиғиндисидан иборат бўлади. Демак, тўлқинлар бир-бирини бузмасдан тўғридан-тўғри қўшилар экан. Тажрибадан келиб чиқадиган бу фикр тўлқинларнинг *суперпозиция (қўшилиши) принципи* деб аталади. Масалан, сувга иккита тош ташлаганда сув бетида ҳосил бўлган тўлқинларнинг тарқалишида уларнинг ўзаро учрашиш жойида ҳар қайси тўлқин томонидан ҳосил қилинган муҳит тебранишлари бир-бири билан қўшилади (240-расм). Қўшилиш натижасида ҳосил бўлувчи тебраниш учрашаётган тўлқинларнинг фазалари, даврлари ва амплитудаларига боғлиқ бўлади.

Даврлари (ёки частоталари) бир хил ва фазалар фарқи вақт бўйича ўзгармайдиган тўлқинлар *когерент тўлқинлар* деб аталади. Бундай тўлқинларни ҳосил қилувчи манбалар *когерент манбалар* деб аталади. Когерент тўлқинларнинг қўшилиш ҳодисаси *тўлқинлар интерференцияси* дейилади. Интерференция бўйлама тўлқин-



240- расм.



241- расм.

ларнинг қўшилишида ҳам, кўндаланг тўлқинларнинг қўшилишида ҳам ҳосил бўлиши мумкин.

Когерент S_1 ва S_2 манбалардан чиқаётган ва муҳитнинг бирор P нуқтасида учрашаётган иккита бир хил амплитудали тўлқинларнинг интерференциясини кўриб чиқайлик (241- расм). Муҳитнинг ихтиёрий олинган P нуқтасида иккала тўлқин қўшилади.

P нуқтага келган тўлқинларнинг қўшилиши натижаси, асосан бу тўлқинларнинг фазалари орасидаги айирмага боғлиқ бўлади. d_1 ва d_2 массфаларни босиб ўтган тўлқинлар $\Delta = d_2 - d_1$ йўл айирмасига ёки юриш фарқи га эга бўлади. Агар йўл айирмаси Δ билан тўлқин узунлиги λ тенг бўлса, иккинчи тўлқин биринчи тўлқиндан тўппа тўғри бир давр кечикади, чунки тўлқин шу бир давр давомида λ га тенг масофани ўтади. Бинсбарин, бу ҳолда иккала тўлқин барча нуқталарининг фазалари бирдай бўлади ва тўлқинлар қўшилганда тўлқин ҳаракати кучаяди, натижавий тўлқин амплитудаси максимал бўлади. Δ кесмада битта тўлқин узунлиги эмас, балки исталганча бутун сонларга тенг тўлқин узунлиги жойлашган ҳолларда ҳам юқоридаги ҳол рўй беради.

Демак, йўл айирмаси тўлқин узунлигининг бутун сонидан ёки ярим тўлқин узунлигининг жуфт сонидан иборат бўлса, яъни

$$\Delta = n \lambda = 2n \frac{\lambda}{2}, (n = 0, 1, 2, 3, \dots) \quad (42)$$

бўлса, P нуқтада тўлқинлар қўшилиб, тебраниш амплитудаси максимал қийматга эришади, икки тўлқин бир-бирини максимал кучайтиради.

Агар Δ йўл айирмасига тўлқин узунлигининг ярми жойлашса, иккинчи тўлқин биринчи тўлқиндан ярим давр орқада қолади. Фазалар айирмаси π га тенг бўлади, яъни тебранишлар қарама-қарши фазаларда юз беради. Бунда тўлқинларнинг қўшилиши натижасида тўлқин ҳаракати заифлашади. Натижавий тўлқин амплитудаси минимал бўлади.

Δ йўл айирмасида исталганча тоқ, сон марта ярим тўлқинлар жойлашган ҳолларда ҳам худди шундай бўлади.

Демак, тўлқин йўлларининг айирмаси ярим тўлқинларнинг тоқ сонидан иборат бўлса, яъни

$$\Delta = (2n + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (n = 0, 1, 2, 3, \dots) \quad (43)$$

бўлса тўлқинлар бир-бирини сусайтиради.

Агар $\Delta = d_2 - d_1$ айирма λ билан $\lambda/2$ ўртасидаги қийматлардан бирини олса, натижаловчи тўлқин амплитудаси ҳам амплитуданинг максимал қиймати билан минимал қиймати ўртасидаги бирор қиймати олади. Лекин муҳими шундаки, исталган нуқтадаги тўлқинлар амплитудаси вақт ўтиши билан ўзгармайди. Тўлқинлар бир-бири билан устма-уст тушган соҳада тўлқинлар амплитудасининг муайян бир тақсимланиши юзага келади. Бу тақсимланиш интерференцион манзара деб аталади.

Фақат когерент тўлқинларнинг қўшилишидангина барқарор интерференцион манзара ҳосил бўлади. Агар тўлқинлар когерент бўлмаса, максимум ва минимумлар силжиб, интерференцион манзара бузилади.

Шуни ҳам айтиб ўтиш керакки, кўндаланг ва бўйлама тўлқинлар бир хил частотага ва ўзгармас фаза фарқига эга бўлганда ҳам уларнинг қўшилиши натижасида интерференция бўлмайди, чунки тебранишлар бир тўғри чизиқда ётмайди. Бу ҳолда муҳитнинг кузатилаётган нуқтаси гармоник тебранмайди.

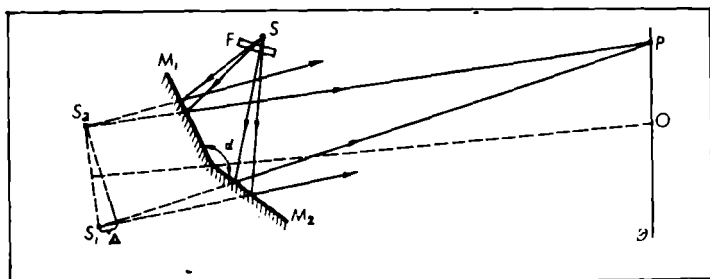
Тўлқинлар муҳитда ўзи билан энергия элтади. Шундай экан, улар бир-бирини йўқотганида бу энергия қаерга кетади? Интерференцион манзаранинг бирор нуқтасида минимумнинг борлиги бу ерга мутлақо энергия келмаслигини билдиради. Интерференция натижасида фазода энергия қайта тақсимланади. Энергия муҳитнинг зарралари ўртасида текис тақсимланмай, балки максимумларда тўпланиб, бунинг ҳисобига минимумларга мутлақо бормайди.

90- §. Ёруғлик интерференцияси

Интерференция ҳодисаси табиати ҳар қандай бўлган тўлқин процессларга хосдир. Бинобарин, бу ҳодиса ёруғлик тўлқинларида ҳам кузатилади. Ёруғлик интерференцияси ҳодисасини кўриб чиқайлик.

Механик тўлқинларидаги каби, ёруғлик тўлқинлари ўзаро когерент бўлгандагина уларнинг қўшилишида интерференция кузатилади. Бунинг учун олдинги параграфда кўргангиздек тўлқин манбалари когерент бўлиши керак.

Ёруғлик сочаётган ҳар қандай икки жисм (масалан, икки электр лампочкаси) ёруғликнинг когерент манбалари бўла олмайди, чунки ёруғлик сочаётган жисмдан чиқаётган (масалан, электр лампасининг толасидан чиқаётган) ёруғлик жисмининг алоҳида зарралари (атомлари ва молекулалари) нурлаётган кўплаб электромагнит тўлқинлардан иборатдир. Бу зарраларнинг нурланиш шаронглари

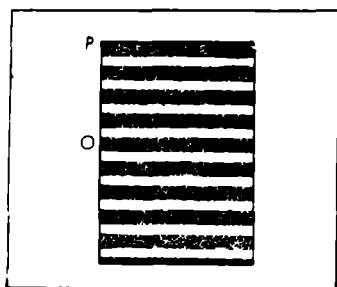


242- расм.

жуда тез ва тартибсиз ўзгариб туради. Ёруғлик сочаётган иккита жисм ёруғлиkning когерент манбалари бўлиши учун биринчи жисмнинг барча зарралари чиқараётган тўлқинлар иккинчи жисмнинг барча зарралари чиқараётган тўлқинлардан фаза жиҳатидан ҳамма вақт аynи бир катталиikka фарқ қилиши керак. Амалда бундай ҳолнинг бўлиши эҳтимолдан жуда йироқ. Шунинг учун когерент манбалар сунъий йўл билан ҳосил қилинади: бир манбадан чиқаётган ёруғлик «иккига ажратилади».

Интерференцион манзарани ҳосил қилишнинг баъзи усуллари билан танишиб чиқамиз.

1) Френель кўзгуси ёрдамида ёруғлик интерференциясини кузатиш. Френель кўзгулари бир-бирига 180° га яқин бурчак остида ўрнатилган иккита ясси кўзгудан иборат оптик системадир (242-расм). Кучли S ёруғлик манбадан чиқаётган оқ ёруғликни F қизил шиша ёруғлик фильтри орқали ўтказамиз (фильтр сифатида ихтиёрий бошқа рангли шиша олиш мумкин) ва монохроматик ёруғликни (мисолимизда қизил ёруғликни) M_1 ва M_2 ясси кўзгуларга туширамиз. S манбадан келаётган ҳамда M_1 ва M_2 кўзгулардан қайтаётган тўлқинлар $\mathcal{E}$ экраннинг P нуқтасида турган кузатувчига S_1 ва S_2 манбалардан келаётгандек туюлади. Расмдан S_1 ва S_2 лар S манбаининг M_1 ва M_2 кўзгулардаги мавҳум тасвирлари эканлиги кўриниб турибди. 89- параграфда икки тўлқиннинг бирор P нуқтадаги (241- расмга қаранг) интерференциясининг натижаси нур- (тўлқин) ларнинг йўл айирмаси катталигига боғлиқ эканлиги кўрсатилган эди; ўша параграфнинг ўзида интерференция максимуми [(42) формула] ва интерференция минимуми [(43) формула] шартлари келтирилган эди. Бу шартлар S_1 ва S_2 когерент манбалар ҳосил қилаётган ва P нуқтада учрашаётган ёруғлик тўлқинларининг интерференцияси учун ҳам ўринлидир. Шу шартларга кўра, агар нурларнинг йўл айирмасига тўлқинларнинг бутун сони ёки ярим тўлқинларнинг жуфт сони жойлашса, у ҳолда P нуқтада ёруғлиkning максимуми (ёруғ доғ) ҳосил бўлади. Агар нурлар йўлининг айирмасида ярим тўлқинларнинг тоқ сони жойлашса, у ҳолда P нуқтада ёруғлиkning минимуми (қоронғилик) ҳосил бўлади. Экраннинг P нуқтадан ташқари барча нуқталари учун ҳам максимум ва ми-



243- расм.

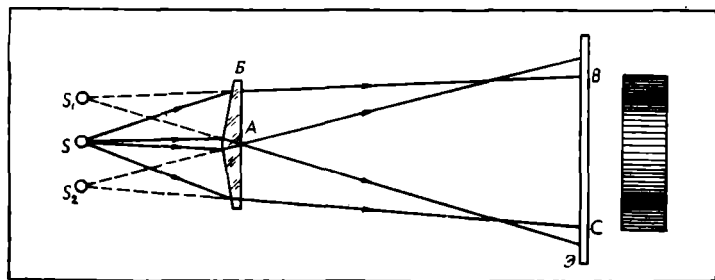
нимум шартлари худди шундай бўлади. Ёруғликнинг S_1 ва S_2 икки когерент манбаларидан экранга келаётган ёруғлик тўлқинлари интерференцияланиб, ёруғ (бизнинг тажрибада қизил) ва қоронғи йўлларнинг навбатлашиб жойлашишидан иборат интерференцион манзарани кузатамиз (243- расм).

Кўзгуларни навбат билан сариқ, яшил, кўк ва бошқа ёруғлик билан ёритиб, биз экранда навбатма-навбат жойлашадиган са-

риқ ва қора, сўнгра яшил ва қора, ниҳоят, кўк ва қора йўлларни ҳосил қиламиз. Тажрибанинг кўрсатишича, қўшилган тўлқинлар максимумлари ва минимумларининг ўринлари ёруғликнинг рангига қараб ўзгарар экан. Масалан, қизил ёруғлик туширилганда ёруғ ва қора йўлларнинг кенглиги энг катта, бинафша ёруғлик туширилганда ёруғ ва қора йўлларнинг кенглиги энг кичик бўлади. Бу эса турли рангдаги ёруғлик тўлқинларининг узунлиги турлича бўлишини кўрсатади.

Бу билан биз Френель кўзгуси ёрдамида ёруғлик интерференцион манзарасини ҳосил қилаётганимизга ишонч ҳосил қиламиз.

Интерференцион манзарадан фойдаланиб, ёруғликнинг тўлқин узунлигини ўлчаш мумкин. Бу ўлчашлар қизил ёруғлик тўлқинлари бинафша ёруғлик тўлқинларига нисбатан узунроқ бўлишини кўрсатади. Агар кўзгулар оқ ёруғлик билан ёритилса, экранда турли рангли ва қора йўллар ҳосил бўлади. Чунки оқ ёруғлик таркибига турли узунликдаги тўлқинлар кирган мураккаб ёруғлик бўлиб, ёруғликнинг интерференциясида турли рангларга тегишли максимум ва минимумлар турли жойларга тушади. Шунини қайд қилиш керакки, қора йўлларнинг ҳосил бўлиши энергиянинг сақланиш қонунига зид келмайди, чунки бунда ёруғлик энергияси йўқ бўлмайди, балки экран бўйлаб тақсимланиши ўзгаради. Агар қора



244- расм.

йўлларда ёритилганлик икки когерент ёруғлик манбаидан текис ёритилгандагидан камроқ бўлса, бунинг эвазига ёруғ йўлларда ёритилганлик текис ёритилгандагидан кўпроқ бўлади, чунки экранга тушаётган ёруғлик оқими ўзгаришсиз қолади.

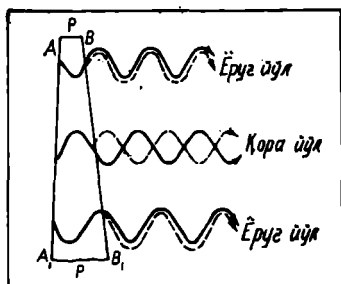
2. Френель биғизмаси ёрдамида ёруғлик интерференциясини кузатиш. Френель биғизмаси синдириш бурчаклари жуда кичик бўлган ва ўзларининг асослари билан қўшилган икки призмадан иборатдир (244- расм). Биғизманинг ҳар бир ярми ёруғликни ўзининг асосига қараб синдиргани учун S манбадан келаётган нурлар дастаси иккига ажралади ва ABC соҳада устма-уст тушиб бир-бири билан интерференцияланади. Агар шу нурлар йўлига Э экран жойлаштирилса, унинг BC қисмида интерференцион манзара кузатилади. Экраннинг бошқа қисмлари эса бир текис ёритилади.

91- §. Юпқа пардаларда ёруғлик интерференцияси

Ёруғлик интерференциясини, масалан, юпқа пардаларда ҳам кузатиш мумкин. Масалан, сув бетиغا тўкилган керосин ёки нефтнинг юпқа пардасидаги камалак ранглارининг товланишига, ҳавога учирилган совун пуфаги рангларининг барча турлари билан жиполанишига ёруғликнинг интерференцияси сабабдир.

Инглиз олими Т. Юнг юпқа пардаларнинг ҳар хил рангда товланиши бири парданинг ташқи юзидан, иккинчиси эса ички юздан қайтувчи тўлқинларнинг қўшилиши натижасида рўй беради деб тушунтиради. Бунда тўлқинлар бир-бирини интерференциялайди ва парданинг қалинлиги ҳамда тўлқиннинг узунлиги қандай бўлишига қараб, ёруғликни кучайтиради ёки заифлаштиради.

Симдан қилинган рамкани совун эритмасига ботириб кўтариб олсак, рамкага юпқа совун пардаси қопланиб қолади. Пардани вертикал тутиб, уни кучли манбадан монохроматик, масалан, қизил ёруғликнинг параллел нур дастаси билан ёритамиз, у қолда қайтган ёруғликда интерференцион манзаранинг қора ва қизил йўллари ҳосил бўлади (245- расмдаги каби). Оғирлиги таъсирида совун пардаси юқорида юпқароқ, пастда эса қалинроқ бўлган пона шаклини олади. Бундай пардага йўналтирилган ёруғлик нурлари амалда иккига ажралади: улардан бири ёруғлик оқимининг бир қисми парданинг олдинги сиртидан, иккинчиси эса ёруғлик оқимининг қолган қисми парданинг орқа сиртидан қайтишидан ҳосил бўлади. 245- расмда штрихланган PP соҳа совун пардаси бир қисмининг кўндаланг кесимидир. Пардани монохроматик ёруғликнинг параллел дастаси билан ёритамиз (расмда пардага туширилаётган



245- расм.

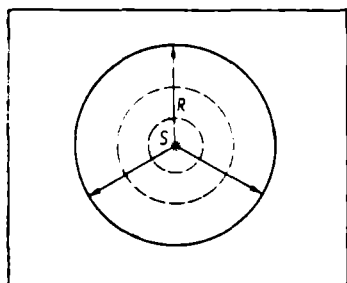
ёруғлик кўрсатилмаган). Нурлар парданинг AA_1 ва BB_1 қатламларидан қайтишида қатламнинг қалинлигига ва ёруғлик тўлқинининг узунлигига боғлиқ бўлган йўл айирмасини ҳосил қилади. Нурлар кўзга тушгач, кўз гавҳари уларни бир нуқтага келтиради, бунинг натижасида интерференция манзараси кузатилади. Парда сиртининг ҳар бир нуқтасига кўзнинг тўр пардасида бир нуқта мос келади. Парда юқоридан пастга тобора қалинлашиб боргани учун, тўлқинлар йўлининг фарқи ҳам навбатма-навбат маълум жойларда ярим тўлқинларнинг жуфт сонига, маълум жойларда ярим тўлқинларнинг тоқ сонига тенг бўлиб, биз пардада қизил ва қора йўллари кузатамиз. Совун пардасидан суюқлик аста-секин оқиб тушади, вақт ўтиши билан парда йўлларининг жойлашиш ўрни ҳам ўзгаради. Рангли ва қора йўллар парда қалинлиги камайган сари кенгайиб боради. Агар парда турли ёруғлик тўлқинларидан ташкил топган мураккаб оқ ёруғлик билан ёритилса, қизил рангли йўл ўрнида турли рангли йўллар ҳосил бўлади, бироқ уларда спектрал рангларнинг баъзиларининг сезилади. Бунга сабаб шунки, парданинг олдинги ва орқа сиртидан қайтаётган тўлқинларнинг ажралишида узунлиги ва фазалари турлича бўлган тўлқинлар қўшилади. Бунда баъзи ранглар кучайиб, баъзилари сусаяди, баъзилари эса йўқолиб кетади.

Юпқа пардаларда бўладиган интерференция амалда пўлат асбобларни тоблашда қўлланилади. Агар буюмнинг ранги оч сариқ бўлса, бу ҳол силлиқланган сиртда юпқа оксид пардаси ҳосил бўлганини ва парданинг юқориги ва пастки сиртларидан қайтган ёруғликнинг интерференцияси натижасида бинафша нурларнинг йўқолганини кўрсатади. Парданинг ранги унинг қалинлигини, қалинлиги эса ўз навбатида металл буюмнинг қандай температурагача қизиганини кўрсатади. Бу ҳодисадан ишчилар металл буюмларнинг қандай температурагача қизитганини «кўз билан» чамалашда фойдаланадилар.

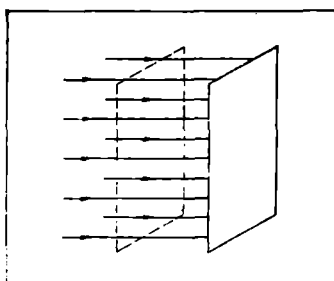
92-§. Тўлқин дифракцияси. Гсйгенс принципи

Туташ муҳитда жойлашган тебранишлар манбаидан тўлқинлар ҳазма йўналишлар бўйлаб тарқалади. Айни шу тебраниш манбаидан тўлқинлар бир вақтда етиб борадиган сирт т ў л қ и н ф р о н т и деб аталади. Тўлқин фронтининг шакли тебраниш манбаининг шакли ва муҳит хоссаларига боғлиқ бўлади. Тебраниш манбаи нуқтавий бўлса, деярли бир жинсли муҳитда тўлқин фронт сфера шаклида бўлади (бир жинсли муҳитда тўлқинлар барча йўналишлар бўйича бир хил тезликда тарқалади, шунинг учун улар бир хил вақт оралиғида бир хил масофа ўтади). Бу сферанинг R радиуси нурлар тўлқин фронтига перпендикулярдир (246-расм).

Маълумки, $R = v \cdot t$ бу ерда v — тўлқиннинг тезлиги, t — унинг тарқалиш вақти. Сферик фронт ҳосил қилувчи тўлқинларга с ф е р и к т ў л қ и н л а р дейилади. Агар тўлқин fronti текисликдан иборат бўлса, бундай тўлқин я с с и (т е к и с) т ў л қ и н дейилади. Бу ҳолда нурлар ўзаро параллел бўлади (247-



246- расм.



247- расм.

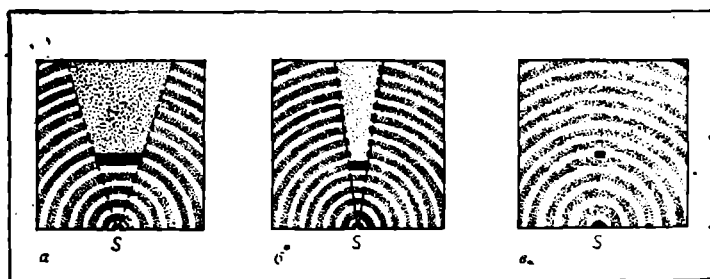
расм). Сферик тўлқин фронтининг тебранишлар манбандан анчагина узоқ бўлган кичик қисмини (фронт эгрилигини назарга олмай) амалда ясси тўлқин деб ҳисоблаш мумкин.

Сув сиртида тарқалаётган ва сувдаги каттароқ тўсиққа, масалан, сувдан чиқиб турган қоя тош ёки бетон деворга етиб борган тўлқинлар, қисман бу тўсиқлардан қайтади, қисман эса уларнинг четидан ўтиб ҳаракатини давом эттиради. Агар тўсиқнинг ўлчамлари тўлқин узунлигидан кўп марта катта бўлса, тўлқинлар тўсиқ четидан ўтгандан кейин улар тўғри чизиқ бўйича тарқалади ва тўсиқ ортида тўлқинлар бўлмайдиган соҳа юзага келади (сокинлик ёки соялар соҳаси) фақат тўсиқдан жуда узоқ масофалардагина тўлқинлар соя соҳасига кира бошлайди, яъни тўсиқни айланиб ўта бошлайди (248- а расм).

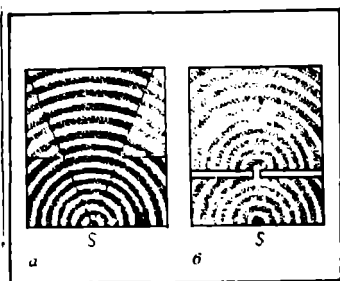
Агар тўсиқнинг ўлчамлари тўлқин узунлигидан фақат бир неча мартагина катта бўлса, тўлқинлар тўсиқни айланиб ўтади ва соя соҳаси анчагина камаёди (248- б расм).

Агар тўсиқнинг ўлчамлари тўлқин узунлигидан кичик бўлса, тўлқинлар тўсиқни бутунлай ўраб олади ва гўё ҳеч қандай тўсиқ бўлмагандайдек тарқалаверади (248- в расм).

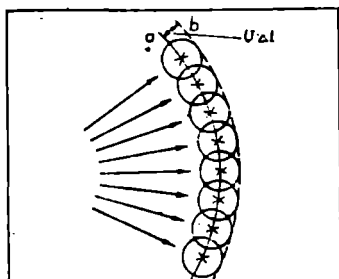
Тўлқинларнинг ўз йўлида учраган тўсиқларни айланиб ўтиш ҳодисаси, яъни уларнинг тўғри чизиқли тарқалишидан оғишига тўлқинлар дифракцияси дейилади.



248- расм.



249- расм.



250- расм.

Тўлқинлар ўлчамлари ана шу тўлқинларнинг узунлигидан кам фарқ қиладиган тирқишлар орқали ўтганда ҳам тўлқинлар дифракциясини кузатиш мумкин.

Агар тўлқинларнинг ҳаракат йўлида тирқишнинг кенглиги тўлқиннинг узунлигидан анча катта бўлган тўсиқ учраса, тўлқинлар тирқиш орқали ўтади ва тўғри чизикли тарқалиш қонуни бўйича ўз йўлида давом этади (249- а расм). Агар тўлқинларнинг тарқалиш йўлида учраган тўсиқ тирқишнинг кенглиги тўлқин узунлигидан анча кичик бўлса тўлқинлар тирқиш орқали ўтгач, икки томонга бурилади. Худди тўлқин ҳаракатининг маркази ана шу тирқиш марказига кўчгандагидек манзара ҳосил бўлади (249- б расм).

Тўлқинларнинг дифракция ҳодисасини 1690 йилда голланд олими Гюйгенс томонидан тавсия қилинган принцип асосида тушунтириш мумкин. Бу принцип олимийнинг номи билан Г ю й г е н с п р и н ц и п и деб аталади. Гюйгенс принцинга кўра, муҳитнинг тўлқин етиб борган ҳар бир нуқтасининг ўзи, иккиламчи тўлқинларнинг манбаи бўлиб қолади, яъни бу нуқтадан худди марказдан тарқалгандек, янги сферик тўлқин тарқала бошлайди. Иккиламчи тўлқинлар дастлабки фронт ҳаракатланаётган йўналишлардан бошқа (бу йўналишлар 250- расмда стрелкали чизиклар билан кўрсатилган) барча йўналишларда ўзаро сўнади, яъни бир-бирини сўндиради.

Бир жинсли муҳитда тарқалаётган тўлқин фронти бирор t вақтда a вазиятини эгаллаган бўлсин. Унинг кейинги $t + \Delta t$ пайтдаги вазиятини аниқлаш учун тўлқин фронтининг ҳар бир нуқтасини иккиламчи тўлқинлар манбаи деб қараш керак, ана шу иккиламчи тўлқинларнинг геометрик ўрамаси тўлқин фронтининг кейинги пайтдаги b вазиятини кўрсатади. Бу принцип барча тўлқинларнинг тарқалишини тавсифлаш учун ҳам яроқлидир.

Гюйгенс принципини қўллашда ўлчами тўлқин узунлигидан катта бўлган тирқишли тўсиққа ясси тўлқиннинг тушишини мисол сифатида келтириш мумкин (251- расм). Тўлқин фронти aa тўсиққа етиб борганда тирқишнинг нуқталари иккиламчи тўлқинларнинг

қисми инфрақизил нурлардан, юқори температураларда (масалан, 3000°C дан юқорида) эса ультрабинафша нурлардан иборат бўлади.

Кўзга кўринадиган нурлар оптиканинг қандай қонунларига бўйсунса, инфрақизил ва ультрабинафша нурлар ҳам худди шу қонунларга бўйсунди.

Инфрақизил нурларнинг энг характерли хоссаси уларнинг иссиқлик таъсиридир, шунинг учун бу нурларнинг бор-йўқлигини уларни ютувчи жисмларнинг қизишига қараб сезилади. Шу билан бирга, бу нурлар химиявий таъсир ҳам кўрсата олади. Масалан, инфрақизил нурларни сезадиган махсус фотопластинкалар ёрдамида кечаси сурат олиш мумкин. Кўзга кўринадиган нурларга шаффоф бўлган шиша, сув ва музлар инфрақизил нурларни кучли ютади.

Ультрабинафша нурларга эса кучли химиявий ва биологик активлик хосдир. Шунинг учун ультрабинафша нурлар фотоземлясияни қорайтиради, бўёқни рангсизлантиради ва бошқалар. Ультрабинафша нурларнинг биологик таъсирига кишиларнинг Қуёш нурни таъсиридан қорайиши мисол бўла олади. Шиша ва сув бу нур учун яхши шаффоф эмасдир, кварц ультрабинафша нурларни яхши ўтказди. Шу туфайли ультрабинафша нурлар манбан сифатида (масалан, медицинада операция вақтида стерилизациянинг яхши бўлиши учун, озиқ-овқат саноатида бактерияларни ўлдириш учун) кварц лампалардан кенг фойдаланилади.

Бизга маълумки, ўсимликнинг ривожланишида Қуёш нурни жуда муҳим аҳамиятга эга.

Ўсимликка ёруғлиkning таъсирини билиш учун даставвал ўсимлик баргига тушаётган ёруғлик миқдорини ва унинг таркибини билиш керак.

Атмосфера чегарасида Қуёш радиацияси таркиби қуйидагича бўлади: ультрабинафша нурлар 5%, кўзга кўринадиган нурлар 52%, инфрақизил нурлар 43%. Лекин атмосферанинг тиниқлиги ва булутлилиги Қуёш радиацияси спектрал таркибининг ўзгаришига таъсир этади. Масалан, атмосферанинг юқори қатламида озон қанчалик кўп бўлса, у ультрабинафша нурларини шунчалик кўп ютади ва Ер сиртига ультрабинафша нурлар жуда кам келади.

Агар атмосферада сув буғи кўпроқ бўлса, тўлқин узунлиги $55 \cdot 10^{-7}$ — $70 \cdot 10^{-7}$ м бўлган инфрақизил нурлар ютилади.

Ультрабинафша нурлар ўсимлик организмга кучли таъсир этади. Шунга асосан ультрабинафша нурлар уч соҳага бўлинади: 1) узоқ соҳа ёки энг қисқа тўлқинли нурлар ($\lambda = 2.8 \cdot 10^{-7}$ м дан кичик), 2) ўрта соҳа нурлари ($\lambda = 2.8 \cdot 10^{-7}$ м — $3.15 \cdot 10^{-7}$ м), 3) яқин соҳа ёки узун тўлқинли нурлар ($\lambda = 3.15 \cdot 10^{-7}$ — $3.8 \cdot 10^{-7}$ м).

Бу ультрабинафша нурларнинг турлари кўзга кўринадиган спектрларга нисбатан жойлашшига қараб белгиланган.

Энг қисқа тўлқинли ультрабинафша нурларнинг физиологик таъсири кучли бўлади. Улар бактерияларнинг ўсишини секинлаштиради, атмосферада кучли ютилади, Ер сиртига деярли етиб келмайди.

Ўрта соҳадаги ультрабинафша нурлар эса тирик организмга самарали таъсир этади. Бу нурлар инсон терисини қорайтиради.

Яқин соҳадаги ультрабинафша нурлар ҳайвон ва ўсимликларнинг нормал яшаши учун зарур.

Ўсимликларнинг нормал ўсиши; гуллаши ва ҳссил йиғиши учун сутка давомида таъсир этувчи Қуёш нурни аниқ спектрал таркибга, етарли интенсивликка ва маълум таъсир вақтига эга бўлиши керак. Ўсимлик барги Қуёш нурни энергиясини ютади. Энергиянинг ютилиши баргнинг қалинлиги ва пигментларнинг концентрацияси билан аниқланувчи оптик хусусиятга боғлиқдир.

Баргнинг оптик хусусияларини кузатиш шуни кўрсатадики, барг асосан яшил нурни қайтаради, уларни кам ютади. Қизил-зарғалдоқ ва кўк бинафша нурларнинг кўп қисмини ўсимлик ютади.

Тўлқин узунлиги $12 \cdot 10^{-7}$ м бўлган инфрақизил нурлар ўсимлик тўқималаридаги сувда кучли ютилади. Натижада ўсимлик баргининг температура режимини ўзгартиради ва физиологик процесслар интенсивлигини кучайтиради. Паст температураларда тўлқин узунлиги катта бўлган инфрақизил нурлар ўсимликка яхши таъсир этади.

Ер кендаги ўсимликлар ҳар йили 400 миллиард тонна карбонат ангидридни «ютади». Агар ўсимликлар бу газни ютиб турмаса, планетамиздаги ҳавода бу газ 100 йил давомида 1% га кўпайиб, Ернинг иқлими исиб кетиб, тирик маъжудотнинг нафас олиши оғирлашар эди. Арктика ва Антарктиданинг музлари эриб кетар эди. Натижада дунёдаги океанларнинг суви бир неча метр кўтарилиб, кўп қитъаларнинг анча қисми сув остида қолиб кетарди. Яшил япроқлар чиндан ҳам Ернинг «халоскоридир». Карбонат ангидриднинг ўсимликлар томонидан ютилиши натижасида ўсимликлар ҳар йили 2600 миллион тонна органик моддани синтез қиладилар. Бошқача қилиб айтганда, ҳар йили органик моддалар химиявий энергия кўринишида 10 мл-д киловатт-соат нурланиш энергияни олади. Бу энергия билан Ер юзидаги сувларнинг температурасини $7,5^{\circ}\text{C}$ га кўтариш мумкин.

Кўзга кўринадиган нурларни асосан баргдаги пигментлар хлорофиллар (яшил) ва каротиноидлар (сарғиш ва қизил рангли япроқлар) ютади. Хлорофилл тўшаётган нур энергиясининг тахминан 80% ини ютади. Бир минутда 1см^2 барг сатҳида 0,63—1,05 жоул энергия (Қуёш энергиясини) ютади. Агар барг шу энергияни истеъмол қилмаса, унинг температураси ҳар 3—5 минутда 5°C га кўтарилган бўлар эди.

Ўсимликда хлорофилл ва каротиноидларнинг ютган энергияси ўсимлиكنинг ўсиш, шакл ўзгаришлари учун энергия манбаи бўлади.

98-§. Рентген нурлари

XIX асрнинг охирида физикларнинг эътиборини кичик босим шаронтида юз берадиган газ разряди ўзига жалб этади. Бу шаронтида газ разряди трубкасида жуда тез учар электронлар оқими ҳосил бўлади. Ўша вақтда бу электронлар оқими улар трубка-катодидан чиқиши сабабли катод нурлари деб аталар эди ва бу нурларнинг табиати ҳали яхши ўрганилмаган эди.

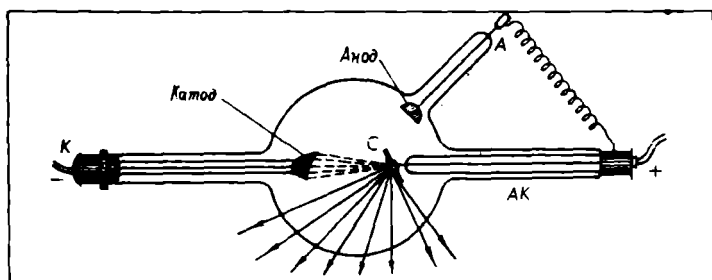
Рентген катод нурларини текшириш билан шуғулланар экан, бу нурлар (яъни электронлар оқими) атом оғирлиги катта бўлган бирор металл, масалан, платина, вольфрамга тушганда нурланишнинг алоҳида бир тури вужудга келишини топди. Рентген бу нурларни **Х н у р л а р** деб атади. Кейинчалик **Х нурлар «р е н т г е н н у р л а р и»** деб атала бошланди. Бу кашфиёт 1895 йили очилди.

Рентген нурлари фотопластинкага таъсир этади, ҳавони ионлаштиради, баъзи моддаларни шуъталантиради. Бу нурларнинг йўналишига электромагнитик майдон ҳеч қандай таъсир кўрсатмайди. *Рентген нурлари қаттиқ нурлар* деб аталади, чунки улар кўплаб моддалардан жуда тез ўта олади.

Рентген нурлари электронлар кескин тормозланган вақтда чиқадиган электромагнит тўлқинлардан иборатдир. Кўзга кўринувчи спектрнинг ёруғлик ва ультрабинафша нурларидан фарқли ўлароқ, рентген нурларининг тўлқин узунлиги анча кичик (рентген нурлари электромагнит тўлқинлар шкаласида 10^{-8} м дан 10^{-10} м гача диапазонни эгаллайди).

Оддий ёруғлик манбалари рентген нурлари чиқармайди. Бу нурларни ҳосил қилиш учун *рентген найи* деб аталувчи махсус асбоблар мавжуд.

Рентген найининг икки хили: ион ва электрон найлари бор. 267-расмда ион рентген найининг тузилиши кўрсатилган. Ион найи унчалик катта вакуум ҳосил қилинмайдиган шиша колбадан

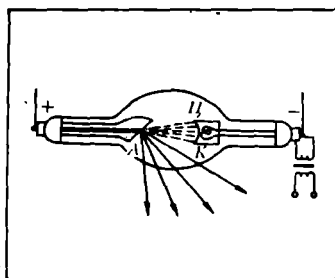


267- расм.

нборат. Колбага учта A , K ва AK электродлар кавшарланган. K катоднинг сирти ботиқсферик кўринишда ишланган, бу сиртдан учиб чиқаётган электронлар AK антикатод сиртининг марказидаги C нуқтага тушади. Антикатод қийин эрийдиган металлдан цилиндр шаклида ясалган бўлиб, унинг сиртида найнинг ўқига нисбатан 45° бурчак остида ўрнатилган; шу сабабли ҳосил бўлаётган рентген нурларининг ҳаммаси найдан ташқарига чиқади. Антикатод ўзига тушаётган электронлар ҳисобига манфий зарядланиб қолмаслиги учун анод билан уланган, акс ҳолда най ишламайди. Антикатод ва анод орасида юқори кучланиш ҳосил қилинади. Шунинг учун электрсилар антикатодга жуда катта тезлик билан етиб келади.

268- расмда электрон рентген найининг схемаси тасвирланган. A металл анод ва вольфрам спиралдан ўтувчи ток билан қиздириладиган K катод юқори вакуумли шиша баллонга кавшарланган. Катод термоэлектрон эмиссия ҳисобига электронлар чиқаради. Цилиндр электронлар оқимини фокуслайди, электронлар эса шундан кейин электр майдонида 100000 км/с тезликкача эришиб, анодга бориб урилади.

Электронларнинг ҳаракати электр токидан нборат бўлади, уларнинг ҳаракат тезлиги ўзгарганда ток ўзгариб, бунда электромагнит тўлқинлар ҳосил бўлади. Электронларнинг анодга урилиб кескин тормозланишида қисқа тўлқинли электромагнитик нурланишлар ҳосил бўлади, бу нурланиш *тормозланиш рентген нурланиши*, дейилади. Бунда электронлар ҳар хил тезланишлар билан тормозланади ва турли узунликдаги тўлқинлар чиқади. Шунинг учун бу нурланишнинг спектри туташ спектр бўлади.



268- расм.

Анод билан катод орасида жуда катта кучланишларда тормозланиш нурланиши билан бир қаторда чизик-чизик спектрга эга бўлган *характеристик рентген нурланиши* ҳам юзага келади. Бундай нурланишнинг электронларнинг зарбидан уйғонган анод атомлари чиқаради, шунинг учун чизик-чизик спектрнинг кўриниши анод тайёрланган модданинг химиявий таркибига бағлиқ бўлади.

Рентген нурлари *қаттиқ нурлар* бўлгани учун улар кўплаб шаффоф бўлмаган моддалардан, масалан, ёғоч, қоғоз, металл, суяк, мускул тўқимаси ва ҳоказолардан осонгина ўта олади. Зичлиги катта бўлган модда зичлиги кичик бўлган моддаларга нисбатан рентген нурларини кучлироқ ютади. Агар рентген нурлари модда зичлиги нотекис тақсимланган объект орқали ўтса, у ҳолда объектнинг орқасида жойлаштирилган экранда (ёки фотопластинкада) соя тасвир ҳосил бўлади, бу тасвирда ёритилганлик объектда модданинг тақсимланиш характериға мос равишда тақсимланган бўлади. Ана шундай хоссалари туфайли рентген нурлари медицинада ва техникада жисмларнинг ички тузилишини ўрганиш, масалан, организмдаги ўзгаришларни пайқаш (рентгенодиагностика) ва машина деталларидаги нуқсонларни топиш (рентгенодефектоскопия) мақсадларида кенг фойдаланилади.

Бундан ташқари, рентген нурлари даволаш мақсадларида ҳам ишлатилади. Касал ҳужайралар ва организм тўқималарининг рентген нурларига сезгирлиги жуда катта. Шунинг учун рентген нурларининг мос дозаси билан организмнинг соғлом тўқималарини зарарланмаган ҳолда касал тўқималарини емириш ёки ўлдириш мумкин.

Такрорлаш учун саволлар

1. Еруғлик дисперсияси деб нимага айтилади?
2. Спектр нима? Спектрда рангли нурлар қандай тартибда жойлашади?
3. Спектроскопнинг тузилишини тушунтиринг. Дисперсион спектр нима?
4. Туташ, чизик-чизик ва йўл-йўл спектрларин қандай ҳосил қилиш мумкин?
5. Нима учун табиатда ранг-баранг жисмлар мавжуд? Танлаб ютиш нима?
6. Қандай жисмга оқ жисм дейилади? Қандай жисмга қора жисм дейилади?
7. Инфракизил нурлар нима ва уларнинг қандай хоссалари бор?
8. Ультрабинафша нурлар нима ва уларнинг қандай хоссалари бор?
9. Рентген нурларининг қандай хоссалари бор?
10. Рентген трубкасининг тузилишини ва ишлаш принципини тушунтиринг.
11. Рентген нурлари қандай мақсадларда қўлланилади?

Масала ечиш намуналари

1-масала. Натрий сариқ нурларининг ҳаводаги тўлқин узунлиги 589 нм. Шу нурнинг шишадаги тўлқин узунлиги топилсин. Шишанинг синдириш кўрсаткичи 1,56 га тенг,

$$\text{Берилган: } \lambda_1 = 589 \text{ нм} = 589 \cdot 10^{-7} \text{ м; } n = 1,56$$

$\lambda_2 = ?$

Ечилиши. Модданинг синдириш кўрсаткичи ёруғликнинг вакуумда тарқалиш тезлигининг шу моддада тарқалиш тезлигига нисбатини билан ўлчанади, яъни

$$n = \frac{c}{v}.$$

Ёруғликнинг ҳаводаги тезлигини вакуумдаги тезлигига тенг деб олиш мумкин.

Ёруғлик бир муҳитдан иккинчи муҳитга ўтганда унинг тўлқин узунлиги ва тезлиги ўзгаради, частотаси эса ўзгаришсиз қолади. Шунинг учун

$$c = \lambda_1 \nu \text{ ва } c = \lambda_2 \nu$$

деб ёзиш мумкин, бунда ν — ёруғликнинг частотаси. У ҳолда синдириш кўрсаткичи

$$n = \frac{c}{v} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}$$

бўлади, бундан

$$\lambda_2 = \frac{\lambda_1}{n}.$$

Ҳисоблаш:

$$\lambda_2 = \frac{5.89 \cdot 10^{-7} \text{ м}}{1.56} = 3.78 \cdot 10^{-7} \text{ м}.$$

2-масала. Рентген трубкасида анодга етган электронларнинг тезлиги $1 \cdot 10^8$ м/с. Трубка қандай кучланиш билан ишлайди?

Берилган: $v = 1 \cdot 10^8$ м/с; $m = 9.1 \cdot 10^{-31}$ кг;

$$e = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл.}$$

$$U = ?$$

Ечилиши: Энергиянинг сақланиш қонунига асосан анодга етиб келган электроннинг кинетик энергияси сон жиҳатидан электронни катоддан анодга кўчиришда электр майдонининг бажарган ишига тенг бўлади, яъни

$$\frac{mv^2}{2} = eU$$

бундан U кучланишни топамиз:

$$U = \frac{mv^2}{2e}$$

Ҳисоблаш:

$$U = \frac{9.1 \cdot 10^{-31} \text{ кг} \cdot 1 \cdot 10^{16} \text{ м}^2/\text{с}^2}{2 \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}} = 2.78 \cdot 10^4 \text{ В} = 27.8 \text{ кВ}.$$

3-масала. Қуёш нури билан ёритилган, деразаси берк бўлган ҳонада қуёшдан қорайиш мумкинми?

Ечилиши. Қуёшдан қорайиш ультрабинафша нурлар таъсирида бўлади, одатдаги дераза ойнаси шишадан тайёрлангани учун ультрабинафша нурларни ўтказмайди.

Мустақил ечиш учун масалалар

195. Баъзи кишиларнинг кўзи $3.75 \cdot 10^{14}$ Гц минимал частотали ёруғликни сеза олади. Шу ёруғликнинг тўлқин узунлигини ҳисобланг, у спектрнинг қайси соҳасида ётади?

196. Натрий сариқ нурларининг вакуумда тўлқин узунлиги 589 ммк, сувда эса 442 ммк. Бу нурлар учун сувнинг синдириш кўрсаткичи қандай?

197. Бухта устидан қизил ракета ўчиб ўтди ($\lambda = 660$ ммк). Бу ёруғликнинг сувдаги тўлқин узунлиги қандай бўлади? Сув остидаги аквалангист қандай рангли ёруғликни кўради? Қизил нур учун сувнинг синдириш кўрсаткичи 1,33 га тенг.

198. Оқ ёруғликнинг шиша — ҳаво сиртига тушиш бурчаги 41° га тенг. Агар шу нав шишанинг синдириш кўрсаткичлари қизил-ва бинафша нурлар учун мос равишда 1,51 ва 1,53 га тенг бўлса, оқ ёруғлик шишадан ҳавога чиқадиими?

199. Яшил рангли шиша бутилкага қизил сиёҳ қуйилган. Сиёҳ қандай рангда кўринади. Нима учун?

200. 60 кВ кучланишда ишлаётган рентген трубкаси анодига етган электроннинг кинетик энергиясини аниқланг.

201. Нима учун рентген плёнкаси қўрғошин қутичада сақланади ва расмга олишда алюминий кассетага жойлаштирилади?

202. Электр ёй алангаси сув ичида ёндирилса, у кўзга зарар қилмайди. Нима учун?

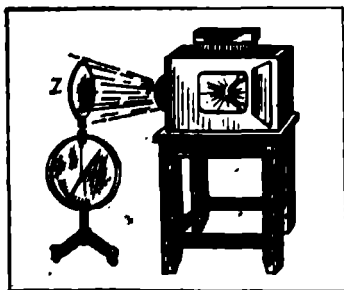
203. Нима учун симсбли лампаларнинг колбалари кварц шишадан ясалади?

204. Нима учун бўялган буюмларни печларда эмас, инфра-қизил қурутгичларда қурутган яхшироқ?

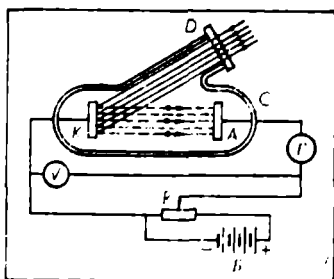
99-§. Фотоэффект ҳодисаси

Фотоэффект ҳодисасини немис физиги Герц кашф этди. Бу ҳодисанинг моҳияти қуйидагидан иборат: электрометрга рух пластинкани ўрнатиб уни манфий заряд билан зарядлаймиз (269 - расм). Пластинкани таркибида ультрабинафша нурлар бўлган кучли ёруғлик манбан, масалан, электр ёйи билан ёритамиз, бунда пластинка ўз зарядини тез йўқотаётганини, яъни электрометр стрелкаси пасайганини сезамиз. Нурларнинг йўлга ультрабинафша нурларни ўтказмайдиган қалин шиша пластинкани қўйиб, тажрибани такрорлаймиз, бунда пластинка ўз зарядини йўқотмайди. Бошқа металллар, масалан, калий, натрий, рубидий, цезийдан қилинган пластинкалар ўзидаги манфий зарядини ультрабинафша нурлар таъсиридагина эмас, ҳатто кўзга кўринадиган нурлар таъсирида ҳам йўқотади. Рух пластинкани мусбат заряд билан маълум потенциалгача зарядлаймиз ва электр ёйи билан ёритамиз, бу ҳолда эса пластинка ўз зарядини йўқотмаганини, стрелка ҳолатини ўзгармаганлигини кўрамиз. Бундан, манфий зарядланган металлдан ёруғлик зарраларни уриб чиқариши келиб чиқади. Уларнинг зарядини 1898 йилда Ж. Ж. Томсон аниқлаган ва бу зарралар электронлардан иборат эканлигини кўрсатган.

Бу ҳодиса фотоэлектрик эффект ёки қисқача фотоэффект деб аталади. Агар электрон ёритилаётган модда ташқарисига чиқса (бутунлай ажралиш) ташқи фотоэффект деб аталади. Агар электронлар фақат «ўз» атомлари ва



269- расм.



270- расм.

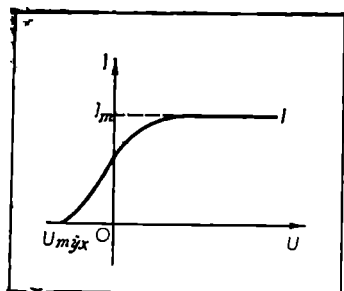
молекулалари билан боғланишни йўқотса-ю, лекин ёритилаётган модданинг ичида «эркин электрон» лар сифатида қолса (қисман ажралиши) ва шу билан барча модданинг электр ўтказувчанлигини ошира борса, у вақтда бундай фотоэффект ички фотоэффект деб аталади.

Ички фотоэффектни 1873 йилда америкалик физик У Смитт кашф қилган ва у ярим ўтказгичларда, баъзан диэлектрикларда ҳам кузатган. Ташқи фотоэффектни 1887 йилда Герц кашф қилган ва 1888 йилда А. Г. Столетов томонидан муфассал текширилган. Ташқи фотоэффект асосан металлларда кузатилади.

Ташқи фотоэффектни текширишда Столетов фойдаланган қурилманинг принципиал тузилиши 270- расмда кўрсатилган.

Ҳавоси сўриб олинган С шиша баллонга иккита электрод — А анод ва К катод ўрнатилган. Катодга кварцдан ясалган Д дарча орқали ёруғлик тушади. В батарея ёрдамида электродларга кучланиш берилади. Кучланишнинг қиймати R потенциометр ёрдамида ўзгартирилади ва V вольтметр ёрдамида ўлчанади. Катод вазифасини рухдан ясалган пластинка ўтайди. Катодга ёруғлик тушмаганда электр занжирида ток ҳосил бўлмайди. Катод ёруғлик билан ёритилганда, ёруғлик ундан электронларни уриб чиқаради. Бу электронлар фотоэлектронлар деб аталади. Фотоэлектронлар анодга томон ҳаракатланади ва занжирда ток ҳосил бўлади. Бу токка фототок деб аталади. Схема катод ва анод орасидаги кучланишнинг турли қийматларида катодни турлича ёритиш шаронтида фототок кучини ўлчаш имконини беради.

Тажрибанинг кўрсатишича, агар ёруғлик оқимини ўзгартирмай туриб, электродлар орасидаги потенциаллар айирмаси оширилса, ток кучаяди. Кучланиш бирор қийматга эришганда ток кучининг қиймати энг катта бўлади, бундан кейин кучланиш ортса ҳам ток кучи ўзгармайди (271- расм). Ток кучининг бу энг катта қийматига I_s , тўйиниш токи деб аталади. Тўйиниш токининг қиймати электроддан секундига узилиб чиққан электронлар сонига боғлиқ. Кичик кучланишларда ёруғлик уриб чиқарган электронларнинг маълум қисмигина анодга етиб боради (токнинг



271- расм.

қиймати кичик бўлади). Кучланишни ошириб бориб, анодга етиб келаётган электронларнинг сонини ҳам кўпайтириб борилади- (токнинг қиймати ўсиб боради), ва, ниҳоят, кучланишнинг маълум қийматидан бошлаб ёруғлик уриб чиқарган электронларнинг ҳаммаси анодга етиб боради (ток максимал— тўйиниш қийматига эришади).

271- расмда келтирилган графикдан кўриниб турибдики, кучланиш ноль бўлганда ҳам фототокнинг кучи нолдан фарқ қилади.

Бу ток ёруғлик катоддан уриб чиқарган электронларнинг бир қисми анод кучланиши бўлмаса ҳам, анодга етиб боришидан ҳосил бўлади. Агар батареянинг қутблари ўзгартирилса, ток камаёди ва бирор кучланишда ток нолга тенг бўлиб қолади. Бу эса барча электронларнинг яна катодга қайтишини билдиради. Бу вақтдаги кучланишга тўхтатувчи ёки тормозловчи кучланиш дейилади. Тормозловчи кучланишнинг қиймати ёруғлик уриб чиқарган электронларнинг максимал кинетик энергиясига боғлиқ бўлади. Энергиянинг сақланиш қонунига асосан, тормозловчи кучланиш қуйидаги тенгламадан топилади:

$$\frac{mv^2}{2} = eU_T \quad (46)$$

бунда U_T — тормозловчи кучланиш.

Бу тенглик бажарилганда электр майдонининг электронни кўчиришда бажарган иши, электрон кинетик энергиясининг ўзгаришига тенг бўлади. Бинобарин, электроннинг тезлиги

$$v = \sqrt{\frac{2eU_T}{m}} \quad (47)$$

ифода билан аниқланади.

Шундай қилиб, 270-расмда кўрсатилган схемадан фойдаланиб, фототокнинг максимал қийматини ва фотоэлектронларнинг тезлигини аниқлаш мумкин.

100-§. Фотоэффект қонунлари. Эйнштейн тенгламаси

Фотоэффект ҳодисасини ҳар томонлама ўрганиш унинг қуйидаги муҳим қонунларини очишга олиб келди:

1. Металлни ўзгармас тўлқин узунликтаги ёруғлик билан ёритилганда вақт бирлиги ичида ёруғлик уриб чиқарадиган электронларнинг максимал сони (яъни тўйиниш фототоки) ёруғлик оқимига тўғри пропорционалдир.

2. Тушаётган ёруғлик частотаси ортиши билан фотоэлектронларнинг тезлиги орта боради, аммо бу ёруғликнинг интенсивлигига боғлиқ бўлмайди.

3. Фотоэффект ёруғликнинг интенсивлигига боғлиқ бўлмаган ҳолда берилган металл учун фотоэффектнинг «*қизил чегараси*» деб аталадиган аниқ минимал частотада бошланади.

Фотоэффектнинг иккинчи ва учинчи қонусларини ёруғликнинг электромагнитик назарияси асосида тушунтириш мумкин эмас. Ҳақиқатан ҳам, бу назарияга кўра, интенсивлиги етарлича катта бўлган исталган частотали ёруғлик металлдан электронларни уриб чиқариши керак: бошқача қилиб айтганда фотоэффектнинг «*қизил чегараси*» мавжуд бўлмаслиги керак. Бу ҳулоса фотоэффектнинг учинчи қонунига зиддир. Сўнгра, ёруғликнинг интенсивлиги қанчалик катта бўлса, ундан электронлар шунчалик катта кинетик энергия билан ҳаракатланиши, яъни фотоэлектронларнинг тезлиги ёруғликнинг интенсивлиги ошиши билан ўсиши керакэди; бу ҳулоса фотоэффектнинг иккинчи қонунига зиддир.

Фотоэффект ҳодисасини XIX асрнинг охирида майдонга келган квант назарияси изоҳлаб берди. Квант назариясини немис физиги М. Планк яратди. Планк ғоялари асосида электромагнитик энергиянинг нурланиши дискрет (узлукли) характерда бўлади, яъни электромагнитик энергия айрим порциялар билан чиқади, деган ҳулоса ётади. Ҳар қайси бундай порциянинг энергияси нурланаётган тўлқиннинг частотасига боғлиқ. Атом ёки молекуланинг аниқ тўлқин узунлигидаги электромагнит тўлқин чиқариш йўли билан нурлаган энергия миқдори *энергия кванти* деб аталади.

Планк назариясини ривожлантира бориб 1905 йилда А. Эйнштейн ёруғликнинг квант назариясини яратди. Бу назарияга мувофиқ, ёруғлик модданинг атом ва молекулаларидан бутунлай аниқ алоҳида порцияларда ёки квантларда чиқади, тарқалади ва ютилади. Шундай қилиб, шуни айтиш мумкинки, ёруғлик тўлқинлари энергияси фақат квант энергияси катталиги ϵ га қаррали миқдорда бўлиши мумкин, яъни тўлқин элтаётган энергия

$$W = n\epsilon \quad (48)$$

бўлиши мумкин, бунда $n = 1, 2, 3, 4, \dots$ қийматларни, яъни фақат бутун сон қийматларини олади.

Квант энергиясининг миқдори тўлқин узунлигига боғлиқ бўлади, яъни тўлқин узунлиги қанча қисқа бўлса, квант энергияси шунча катта бўлади. Битта нурланиш кванти энергияси билан унинг частотаси (ёки тўлқин узунлиги) орасидаги боғланиш қуйидаги

$$\epsilon = h\nu = h\frac{c}{\lambda} \quad (49)$$

формула билан ифодаланади, бу ерда h — Планк доимийси, ν — частота, λ — тўлқин узунлиги, c — ёруғликнинг вакуумда тарқалиш тезлиги, $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ Ж·с. эканлиги тажриба йўли билан аниқланган.

Ташқи фотоэффект қонусларини ёруғликнинг квант назарияси асосида осонгина изоҳлаш мумкин. Бу назарияга кўра, ёруғлик

оқимининг катталиги вақт бирлигида металл сиртига тушадиган ёруғлик квантларининг сони билан аниқланади. Ҳар бир ёруғлик кванти фақат битта электрон билан ўзаро таъсирлашади деб қаралса фотоэлектронларнинг максимал сони ёруғлик оқимиға пропорционал бўлиши келиб чиқади (фотоэффектнинг биринчи қонуни).

Электрон ютган ёруғлик квантининг $h\nu$ энергияси электроннинг металлдан чиқиш ишини бажаришға сарфланади; бу энергиянинг қолган қисми фотоэлектроннинг кинетик энергиясидан иборат бўлади. Бунга кўра энергиянинг сақланиш қонунини қуйидагича ёза оламиз:

$$h\nu = \frac{mv^2}{2} + A, \quad (50)$$

бунда A — электроннинг чиқиш иши.

1905 йилда Эйнштейн таклиф қилган ва кейинчалик тажрибаларда тасдиқланган бу формулани Эйнштейн тенгламаси деб аталади.

Эйнштейн тенгламасидан бевосита кўриниб турибдики, ёруғлик частотаси ортishi билан фотоэлектроннинг тезлиги ортади ва ёруғлигининг интенсивлигига боғлиқ бўлмайди. Бу хулоса фотоэффектнинг иккинчи қонунига мос келади.

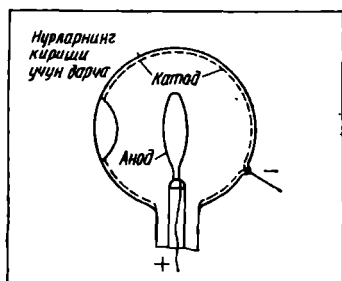
(50) формулага мувофиқ ёруғлигининг частотаси камайиши билан фотоэлектронларнинг кинетик энергияси ҳам камаяди. Бизга маълумки, электронларнинг металлдан чиқиш иши ҳар бир металл учун ўзгармас катталиқдир; бинобарин, бу катталиқ ёруғлик частотасига боғлиқ эмас. Ёнор етарлича кичик $\nu = \nu_m$ частотада фотоэлектроннинг кинетик энергияси нолга тенг бўлиб, бунда фотоэффект тўхтайдн. Бу $h\nu_m = A$ бўлганда содир бўлади, яъни ёруғлик квантининг ҳамма энергияси электроннинг чиқиш ишиға сарфланган бўлади. У вақтда

$$\nu_m = \frac{A}{h} \quad \text{ёки} \quad \lambda_m = \frac{hc}{A} \quad (51)$$

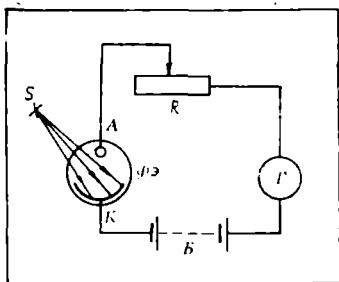
Фотоэффектни кузатиш мумкин бўлган энг катта тўлқин узунлиги электрод (катод) нинг аини шу материали учун фотоэффектнинг «қизил чегараси» деб аталади. (51) формулалардан фотоэффектнинг «қизил чегараси» электронларнинг чиқиш ишининг катталигига боғлиқлиги келиб чиқади. Турли металллар учун чиқиш ишининг қиймати турлича, бинобарин, ҳар бир металл учун фотоэффект ҳолисаси маълум бир минимал частотадан (ёки максимал тўлқин узунлигидан) бошлаб кузатилади. Бу хулоса фотоэффектнинг учинчи қонунига мос келади.

101-§. Фотоэлементлар ва уларнинг қўлланилиши

Ёруғлик энергиясини электр энергиясига айлантириб берувчи асбоблар фотоэлементлар дейилади. А. Г. Столетовнинг қурилмасини фотоэлемент дейиш мумкин. Ҳозирги замон фотоэлементи яъки юзининг бир қисмиға чиқиш иши кичик бўлган



172- расм.



173- расм.

металл қопланган шиша баллондан иборат бўлиб (272- расм) бу қатлам катод вазифасини ўтайди ва манбанинг манфий қутбига уланади. Баллон ичига ёруғлик шаффоф «дарча» орқали қиради. Баллонга кавшарланган металл ҳалқа анод вазифасини ўтайди ва манбанинг мусбат қутбига уланади. Одатда, баллонда вакуум ҳосил қилинади, бироқ баъзида баллонга инерт газ масалан, неон ёки аргон киргизилади. Вакуумли фотоэлементлар ўзига тушган ҳар бир люмен ёруғлик ҳисобига 5 дан 30 микроампергача ток беради, ҳолбуки газли фотоэлементлар эса ҳар люменга 30 дан 700 микроампергача ток беради. Бундай асбобларда фототок катод сиртидан уриб чиқарилган электронлар таъсирида газнинг ионлашиши ҳисобига ортади.

Фотоэлементларнинг занжирга уланиш схемаси 273- расмда кўрсатилган. Агар катодга S манбадан ёруғлик тушаётган бўлса, у электронлар ажратиб чиқаради ва бу электронлар анодга қараб ҳаракатланади; бу ҳолда занжирда ток ҳосил бўлади. Ток кучини гальванометр билан ўлчанади. Анод билан катод орасидаги кучланишни реостат ёрдамида ўзгартириш мумкин.

Фотоэлементларнинг қўлланиш соҳалари жуда турли-тумандир. Овозли кино, тасвирларни симлар орқали узатиш (фототелеграф), телевидение, автоматика ва телемеханикага тегишли кўп масалалар фотоэлементларни ишлатиш туфайлигина ҳал қилинади. Фотометрияда люксларда даражаланган гальванометрга уланган фотоэлементлар самарали равишда ишлатилади. Бу асбобни люксметр деб аталади.

Ёрнинг сунъий йўлдошлари ва космик кемаларда Қуёш батареялари ишлатилади. Улар кремнийли фотоэлементлар (ички фотоэффект ҳодисасига асосан ишлайдиган фотоэлементлар) бўлиб, Қуёш нурлари энергиясини кемадаги асбобларнинг ишлаши учун керак бўлган электр энергиясига айлантириб беради.

102- §. Фотонлар

Фотоэффект ҳодисаси нурланиш ва ютилиш жараёнида ёруғлик ўз частотасига боғлиқ бўлган энергияли зарралар оқими эканлигини исботланди. Ёруғлик порцияси зарра деб аталадиган нарсага

тасодифан жуда ўхшаш бўлиб чиқди. Ёруғликнинг бу зарраси фотон (ёки ёруғлик кванти) деган ном олди.

Фотон, зарралар каби, энергиянинг муайян $h \cdot \nu$ порциясига эга. Фотоннинг массаси ва импульси ҳам, бошқа ҳар қандай зарраники каби, дискретдир.

XX асрнинг бошларида А. Эйнштейн нисбийлик назариясини яратди. Бу назарияда нисбийлик принципи асосий постулат бўлиб ҳисобланади. Нисбийлик принципига асосан:

1) табиатдаги барча процесслар ҳар қандай инерциал саноқ системасида бир хилда юз беради. Бу эса физика қонунларининг барча инерциал саноқ системаларда бир хил кўринишда бўлишини билдиради.

2) ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги барча инерциал саноқ системаларида бир хил бўлиб, энг катта қийматга эга.

Нисбийлик назариясига кўра, масса билан энергия ҳамisha узвий боғланишда бўлади ва бу боғланиш қуйидагича ифодаланади:

$$E = mc^2, \quad (52)$$

бунда m — умумий ҳолда материянинг (зарранинг ёки зарралар системасининг) массаси, E — унинг энергияси, c — ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги. Бу формула жисм (ёки система) массасининг ўзгаришига мос равишда унинг энергия ўзгариши биргаликда содир бўлади, деган универсал қонунни ифодалайди.

Масса ва энергиянинг ўзаро боғлиқлик қонунидан шу нарсa аён бўладики, классик механикада жисмларнинг инертлик (Ньютон қонунларига асосан) ва гравитация (бутун олам тортишиш қонунига асосан) хоссаларини ифодаловчи масса айна вақтда жисмларнинг энергия тутувчанлигининг ҳам харақтеристикаси экан. Шунингдек, масса материя миқдори, энергия эса материя харақатининг ўлчови бўлгани учун масса ва энергиянинг ўзаро боғлиқлик қонуни диалектик материализмнинг материя ва харақатнинг чамбарчас боғлиқлиги ҳақидаги фундаментал қондасини ёрқин тасдиғи бўлади.

Масса ва энергиянинг ўзаро боғлиқлик қонунини ёруғлик кванти-фотоннинг массаси ва импульсини аниқлаш учун қўллаймиз.

Фотон $\epsilon = h\nu$ энергияга эга бўлгани учун (52) формулага биноан, унинг массаси

$$m_\phi = \frac{h\nu}{c^2} \quad (53)$$

бўлиши керак. Фотоннинг тинч ҳолатда массаси бўлмайди ($m_0=0$), яъни у тинч ҳолатда мавжуд бўла олмайди, пайдо бўлган ондаёқ c тезлик олади. (53) формуладан топиладиган масса c тезлик билан харақатланаётган фотоннинг массасидир.

Фотоннинг массаси ва тезлиги орқали унинг импульсини топиш мумкин:

$$p_\phi = m_\phi c = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} \quad (54)$$

Фотон импульси ёруғлик нури йўналишида йўналган бўлади. (53) ва (54) формулалардан, кўринадик нурланиш частотаси ортиши билан фотоннинг массаси ва импульси ҳам ортар экан. Нурланишларнинг баъзи турлари учун фотоннинг массаси ва импульси куйидаги жадвалда келтирилган.

Нурланиш тури	$\nu(\text{Гц})$	$m_\phi(\text{кг})$	$p_\phi(\text{кг} \cdot \text{м} \cdot \text{с}^{-1})$
Кўринадиган ёруғлик	$5,4 \cdot 10^{14}$	$4 \cdot 10^{-36}$	$1,2 \cdot 10^{-27}$
Ультрабинаш нурлар	$3 \cdot 10^{15}$	$2,2 \cdot 10^{-35}$	$6,6 \cdot 10^{-27}$
Қаттиқ рентген нурлари	$8 \cdot 10^{18}$	$6 \cdot 10^{-32}$	$1,8 \cdot 10^{-23}$
Гамма нурланиши	$3 \cdot 10^{20}$	$2,2 \cdot 10^{-30}$	$6,6 \cdot 10^{-22}$

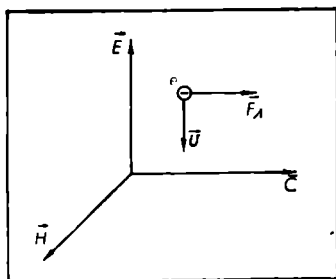
Жадвалдан кўринадик, ёруғлик фотонининг массаси энг кичик-дир; бироқ қаттиқ рентген нурлари учун фотоннинг массаси электрон массаси ($m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$) билан солиштирарли даражада, гамма нурланишида эса ҳатто электрон массасидан катта.

Кўзга кўринадиган ёруғлик фотони энергиясининг жуда кичик бўлишига қарамай, совет физиги С. И. Вавиловнинг ажойиб тажрибаларида инсон кўзи ёритилганликнинг бирлик квантлар билан ўлчанадиган фарқини ҳам сеза олиши аниқланди.

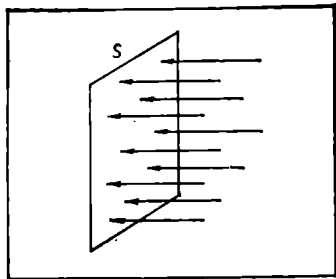
103-§. Ёруғлиكنинг босими

Максвелл ўзининг ёруғликка онд электромагнит назариясида ёруғлиكنинг бошқа хоссалари билан бир қаторда, тўсиққа босим кўрсатиш хоссаси ҳам борлигини олдиндан айтган эди.

Ёруғлик тўлқинининг электр майдони таъсири остида жисмлардаги электронлар электр майдон кучланганлигининг йўналишига қарши йўналишда ҳаракатга келади. Батариб ҳаракатланаётган электронларга ёруғлик тўлқинининг магнит майдони, худди электр токига таъсир қилгани каби тўлқиннинг йўналиши томон йўналган Лоренц кучи билан таъсир этади (274- расм). Бу куч ёруғлиكنинг босим кучи бўлиб, унинг диэлектрикнинг юза бирлигига тўғри келган қиймати ёруғлик босимини беради.



274- расм.



275- расм.

Ёруғликнинг квант назариясидан ҳам ёруғлик учраган тўсиққа босим кўрсатиш хоссаси борлиги келиб чиқади. Бу назария асосида ёруғлик босимини ёруғликни фотонлар оқимидан иборат деб қараб ҳисоблаш осон.

Фараз қилайлик, частотаси ν ва интенсивлиги I бўлган монохроматик ёруғлик дастаси бирор S юзага нормал тушаётган бўлсин (275- расм). Бирлик юзага вақт бирлигида тушаётган барча фотонларнинг энергияси ёруғлик интенсивлигини характерлайди. Битта фотоннинг энергияси $h\nu$ га тенг бўлгани учун

$$I = N h \nu \quad (55)$$

бўлади, бунда N — бирлик юзага вақт бирлигида тушаётган фотонлар сони.

Импульснинг сақланиш қонунига асосан, фотоннинг сиртга берадиган куч импульси фотоннинг сиртга «урилишдан» олдинги ва кейинги импульсларининг айирмасига тенг. Агар сирт ёруғликни тўла ютса, у вақтда бу импульс қуйидагига тенг бўлади:

$$\frac{h\nu}{c} - 0 = \frac{h\nu}{c}$$

(фотоннинг урилишдан кейинги импульси нолга тенг, чунки фотон ютилгандан кейин йўқолади).

Агар ёруғлик сиртдан тўла қайтса, фотон унга

$$\frac{h\nu}{c} - \left(-\frac{h\nu}{c} \right) = 2 \frac{h\nu}{c}$$

импульсни беради (фотоннинг тушишдаги ва қайтишдаги импульси қарама-қарши йшорага эга бўлади).

Бирлик юзага вақт бирлиги ичида таъсир кўрсатадиган куч импульси шу юзага бўлган босимни беради. Шунинг учун бирлик юзага эга бўлган сиртнинг вақт бирлиги ичида барча N фотонлардан олган тўла импульси ёруғлик босими p га тенг бўлади. Бинобарин, ёруғлик босими ютувчи сирт учун $p = N \frac{h\nu}{c}$, қайтарувчи сирт учун $p = 2N \frac{h\nu}{c}$ бўлади. У вақтда (55) формулани эътиборга олган ҳолда қуйидагига эга бўламиз:

$$p = \frac{I}{c} \quad (56)$$

ютувчи сирт учун ва

$$p = 2 \frac{I}{c} \quad (57)$$

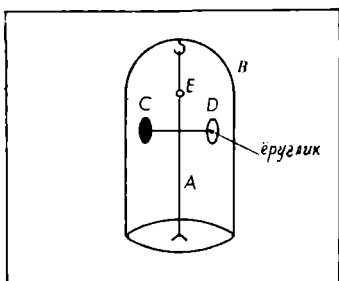
қайтарувчи сирт учун.

Максвеллнинг электромагнит назариясига асосан ёруғликнинг босими қуйидагига тенг:

$$p = (1 + k) \frac{I}{c}, \quad (58)$$

бу ерда k — сиртнинг ёруғликни қайтариш коэффициенти бўлиб, ёруғликни тўла ютувчи сирт учун $k = 0$, тўла қайтарувчи сирт учун $k = 1$ бўлади.

Шундай қилиб, ёруғликнинг тўлқин назарияси ва квант назарияси ёруғлик босими учун бир хил натижага олиб келади. Бу натижанинг тўғрилигини исботлаш учун ёруғликнинг босимини ўлчаш муҳимдир. Ёруғликнинг босимини биринчи бўлиб 1900 йилда машҳур рус физиги Петр Николаевич Лебедев экспериментал равишда жу-



276- расм.

да нозик ва нодир тажриба воситасида аниқлади. Бу тажрибанинг принципиал схемаси 276-расмда берилган. Ҳавоси сўриб олинган B идишда тортилган A шиша толага иккита енгил D ва C пластинка маҳкамланган, улардан бири (C) нинг сирти қорайтирилган (ёруғлик ютади), иккинчиси ялтироқ (ёруғликни қайтаради) қилиб ишланган.

Ёруғлик дастаси тушган пластинка ёруғлик таъсирида ҳаракатланиб натижада A тола бирор бурчакка бурилади, уни толага ёпиштирилган E кўзгу ва кўриш трубаси (расмда кўрсатилмаган) ёрдамида ўлчанади. Бурилиш бурчагининг катталигига қараб ёруғликнинг пластинкага бераётган босими ҳисобланади.

Лебедев томонидан ёруғлик босимининг тажрибада олинган қийматлари ёруғлик босимининг назарий жиҳатдан ҳисобланган қийматлари билан мос тушган. Жумладан, қайтарувчи сиртга (ялтироқ пластинкага) ёруғликнинг босими ютувчи сиртдаги (қорайтирилган пластинка) га нисбатан икки марта катталиги аниқланган.

Ёруғлик босимининг квант ва тўлқин назариялар ёрдамида бир хил тушунтирилиши ёруғликнинг тўлқин хоссаларига ҳам, корпускуляр хоссаларига ҳам эга бўлган электромагнит тўлқин эканлигини яна бир қарра исботлайди.

Такрорлаш учун саволлар

1. Фотоэффект ҳодисаси нима?
2. Ташқи фотоэффект қонунларини таърифлаб беринг.
3. Ёруғлик кванти деб нимага айтилади ва квант энергияси нимага тенг?
4. Фотоэффект учун Эйнштейн формуласини ёзинг ва тушутиринг.
5. Фотоэффектнинг «қизил чегараси»ни тушутиринг.
6. Фотоэлемент нима? Люксметр нима?
7. Нисбийлик назариясига асосан масса-билан энергия орасида қандай боғланиш бор?
8. Фотоннинг массаси ва импульси нимага тенг?
9. Ёруғлик босимини ёруғликнинг электромагнит назариясига ва квант назариясига асосан тушутиринг.
10. Ёруғлик босимини тажрибада биринчи бўлиб қим ўлчаган ва у фойдаланган қурилманинг тузилиши қандай?

МАСАЛА ЕЧИШ НАМУНАЛАРИ

1-масала. Никель учун фотоэффектнинг «қизил чегараси»ни аниқланг. Никель учун чиқиш иши 5 эВ га тенг.

Берилган: $A = 5 \text{ эВ} = 5 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Ж} = 8 \cdot 10^{-19} \text{ Ж}$; $c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$;

$$h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot \text{с}$$

$$\lambda_m = ?$$

Ечилиши. Фотоэффектнинг «қизил чегараси» га мос келган ёруғликнинг, яъни фотоннинг ҳамма энергияси металлдан электроннинг чиқиш ишига сарфланади. Шунинг учун

$$h\nu_m = A.$$

$\nu_m = \frac{c}{\lambda_m}$ эканлигини назарга олсак,

$$h \cdot \frac{c}{\lambda_m} = A$$

бўлади, бундан

$$\lambda_m = \frac{hc}{A}.$$

Ҳисоблаш:

$$\lambda_m = \frac{6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot \text{с} \cdot 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}}{8 \cdot 10^{-19} \text{ Ж}} = 2,475 \cdot 10^{-7} \text{ м} = 2475 \text{ Å}.$$

2-масала. Тўлқин узунлиги 300 ммк бўлган ультрабинафша нурлар билан ёритилган рух пластинкадан учиб чиққан фотоэлектронларнинг тезлигини топинг. Рух учун электроннинг чиқиш иши 4эВ га тенг.

Берилган: $\lambda = 300 \text{ ммк} = 3 \cdot 10^{-7} \text{ м}$; $A = 4 \text{ эВ} = 4 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Ж}$;

$$m = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}; c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}; h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot \text{с}$$

$$v = ?$$

Ечилиши. Фотоэффект ҳодисаси учун Эйнштейн формуласини ёзамиз:

$$h\nu = \frac{mv^2}{2} + A \quad \text{ёки} \quad \frac{hc}{\lambda} - A = \frac{mv^2}{2}.$$

Бундан фотоэлектроннинг v тезлигини топамиз:

$$v = \sqrt{\frac{2}{m} \left(\frac{hc}{\lambda} - A \right)}.$$

Ҳисоблаш:

$$\begin{aligned} v &= \sqrt{\frac{2}{9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}} \left(\frac{6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot \text{с} \cdot 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}}{3 \cdot 10^{-7} \text{ м}} - 6,4 \cdot 10^{-19} \text{ Ж} \right)} = \\ &= \sqrt{\frac{0,44}{9,1} \cdot 10^{12} \frac{\text{Ж}}{\text{кг}}} \approx 0,21 \cdot 10^6 \frac{\text{м}}{\text{с}} = 210 \frac{\text{км}}{\text{с}}. \end{aligned}$$

3-масала. Агар сирт тўлқин узунлиги $\lambda = 10^{-12}$ см, қувват зичлиги $N = 20 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$ бўлган гамма нурлар оқими билан нурлатилса, шу сиртнинг $S = 10 \text{ см}^2$ ли юзасига $t = 15$ секунд давомида нечта нурланиш кванти тушади?

Берилган: $\lambda = 10^{-12} \text{ см} = 10^{-14} \text{ м}$; $N = 20 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$.

$$S = 10 \text{ см}^2 = 10^{-3} \text{ м}^2, t = 15 \text{ с}; h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot \text{с}.$$

$n = ?$

Ечилиши. Нурланиш квантларининг сони сиртга тушаётган нурланиш энергиясининг битта нурланиш квант энергиясига нисбати билан аниқланади, яъни

$$n = \frac{W}{\epsilon}.$$

Сиртга тушаётган нурланиш энергияси $W = NSt$ га тенг. Нурланиш квантининг энергияси $\epsilon = h\nu = h \frac{c}{\lambda}$. Бинобарин,

$$n = \frac{NSt\lambda}{hc}.$$

Ҳисоблаш:

$$n = \frac{20 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2} \cdot 10^{-3} \text{ м}^2 \cdot 15 \text{ с} \cdot 10^{-14} \text{ м}}{6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot \text{с} \cdot 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}} = 1,5 \cdot 10^8 \text{ та} = 15 \cdot 10^7 \text{ та}.$$

4-масала. Агар чиқиш иши 4 эВ га тенг бўлса, тўлқин узунлиги 300 ммк бўлган нурлар билан ёритилаётган катоддан учиб чиқаётган фотоэлектронларни батамом тормозлаш учун катод билан анод орасидаги потенциаллар айирмаси камида қанча бўлиши керак?

Берилган: $A = 4 \text{ эВ} = 6,4 \cdot 10^{-19} \text{ Ж}$; $\lambda = 300 \text{ ммк} = 3 \cdot 10^{-7} \text{ м}$;

$$e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$$

$U = ?$

Ечилиши. Фотоэлектронлар анодга етиб бормаслиги учун катод билан анод орасидаги потенциаллар айирмаси шундай бўлиши керакки, бу потенциаллар айирмасида фотоэлектронларни катоддан анодга кўчиришда электр кучларига қарши бажарилган иш катоддан электронларнинг учиб чиқишида олган кинетик энергиясига тенг бўлади, яъни

$$eU = \frac{mv^2}{2},$$

бу ерда e — электрон заряди, m — массаси, v — тезлиги. Бунда электрон манфий зарядга эга бўлгани учун аноднинг потенциали манфий бўлиши керак. Юқоридаги ифодадан анод билан катод орасидаги потенциаллар айирмаси U ни топамиз:

$$U = \frac{mv^2}{2e}.$$

Электроннинг кинетик энергияси Эйнштейн тенгласидан фойдаланиб аниқланади, яъни

$$\frac{mv^2}{2} = h\nu - A = h\frac{c}{\lambda} - A.$$

Бинобарин,

$$U = \frac{hc}{\lambda} - A.$$

Ҳисоблаш:

$$U = \frac{6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot \text{с} \cdot 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}}{3 \cdot 10^{-7} \text{ м}} - 0,4 \cdot 10^{-19} \text{ Ж} \\ 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} = 0,12 \text{ В}.$$

5-масала. Юзаси 100 см^2 бўлган сиртга ҳар минутда 63 Ж ёруғлик энергияси тушади. а) Ёруғликни тўла қайтарадиган ва б) ёруғликни тўла ютадиган сиртга кўрсатиладиган ёруғлик босимини топинг.

Берилган: $S = 100 \text{ см}^2 = 10^{-2} \text{ м}^2$; $t = 1 \text{ мин} = 60 \text{ с}$;

$W = 63 \text{ Ж}$

$p_1 = ?$ $p_2 = ?$

Ечилиши. а) Ёруғликни тўла қайтарадиган сирт учун $k = 1$, бинобарин, ёруғликнинг босими $p = 2 \cdot \frac{I}{c}$ бўлади.

Интенсивликнинг таърифига асосан

$$I = \frac{W}{St}$$

бўлгани учун босим формуласи қуйидаги кўринишни олади:

$$p = \frac{2W}{cSt}.$$

Ҳисоблаш:

$$p = \frac{2 \cdot 63 \text{ Ж}}{3 \cdot 10^8 \frac{\text{м}}{\text{с}} \cdot 10^{-2} \text{ м}^2 \cdot 60 \text{ с}} = 7 \cdot 10^{-7} \text{ Па}.$$

б) Ёруғликни тўла ютувчи сирт учун $k = 0$. У ҳолда ёруғликнинг босими

$$p = \frac{I}{c} = \frac{W}{cSt}$$

бўлади.

Ҳисоблаш:

$$p = \frac{63 \text{ Ж}}{3 \cdot 10^8 \frac{\text{м}}{\text{с}} \cdot 10^{-2} \text{ м}^2 \cdot 60 \text{ с}} = 3,5 \cdot 10^{-7} \text{ Па}.$$

Мустақил ечиш учун масалалар

205. Қизил ($\lambda_{\text{қ}} = 700$ нм) ва яшил ($\lambda_{\text{я}} = 500$ нм) ёруғлик нурлари фотонининг энергияси топилсин.

206. Платинада фотоэффект ҳодисаси кузатилиши учун ёруғлик тўлқинининг энг катта узунлиги қанча бўлиши керак?

207. Фотоннинг энергияси $4,4 \cdot 10^{-13}$ эрг бўлган ёруғлик тўлқинининг бирор муҳитдаги узунлиги $3 \cdot 10^{-7}$ м; шу муҳитнинг абсолют синдириш кўрсаткичини аниқланг.

208. $5 \cdot 10^{-7}$ м тўлқин узунлигига тўғри келадиган квант энергиясини топинг.

209. Фотон массаси электрон массасига тенг бўлиши учун у қандай энергияга эга бўлиши керак?

210. Рентген ($\lambda_1 = 0,25 \text{ \AA}$) ва гамма нурлари ($\lambda_2 = 1,24 \cdot 10^{-2} \text{ \AA}$) фотонининг массасини топинг.

211. 100 Вт ли электр лампочка деворига берадиган ёруғлик босими топилсин. Лампочка колбасининг радиуси 5 см бўлган сферик идишдан иборат. Лампочка девори ўзига тушаётган ёруғликнинг 10% ини қайтаради. Истеъмол қилинган барча қувват нурланишга сарфланади деб ҳисоблансин.

212. Тўлқин узунлиги $4900 \text{ \AA}$ бўлган ёруғлик дастаси сиртга перпендикуляр ҳолда тушиб, унга $5 \cdot 10^{-6} \text{ Н/м}^2$ босим беради. Ёруғликнинг сиртдан қайтиш коэффициенти 0,25 га тенг. Шу сиртнинг бирлик юзасига бир секундда қанча фотон тушади?

213. Ёруғлик тўлқинида $5 \cdot 10^{-19}$ Ж энергияли фотонга мос келган майдон кучланганлигининг тебраниш частотаси қандай?

214. Рентген трубкаси чиқарадиган нурланишнинг тўлқин узунлиги энг камида $10 \text{ \AA}$ га тенг бўлиши учун у қандай кучланишда ишлаши керак?

215. Энергияси 1 эВ бўлган фотоннинг импульси қанча? Бунда чиқадаган нурнинг тўлқин узунлиги қанча?

216. Тўлқин узунлиги $5,2 \cdot 10^{-7}$ м ли нурланиш фотонининг импульсига тенг импульсга эга бўлган электрон қандай тезлик билан ҳаракатланиши керак?

III қисм

АТОМ ВА ЯДРО ФИЗИКАСИ

XI боб. АТОМ ФИЗИКАСИ

104-§. АТОМ ТУЗИЛИШИ

Атом сўзи бўлинмас деган маънони билдиради. Бироқ ҳақиқатда бундай эмас. XX асрда фаннинг ривожланиши атомнинг бўлинувчан, унинг тузилиши мураккаб эканлигини исбот қилди.

Жисмларнинг ишқаланишида электрланишини ўрганиш, электролиз, газларнинг ионланиши, катод нурлари, фотоэффект ва радиоактивликни тадқиқ қилиш атомлар ичида манфий электр хоссаларига эга бўлган ва электрон деб аталган жуда кичик зарра мавжуд эканлигини, бинобарин, атом мураккаб зарра эканлигини исбот қилди. Катод нурларининг электр ва магнит майдонларида оғишни кузатиш электронларнинг бу майдонлардаги ҳаракат тезлигини ҳисоблашга ва улар зарядининг массасига нисбати (e/m)ни аниқлашга имкон берди. Электроннинг заряди электролиз қонунлари асосида ҳисоблаб топилди ва сўнгра бевосита ўлчанди. Электроннинг зарядини ва унинг зарядининг массасига нисбатини билган ҳолда электроннинг массасини ҳисоблашга имкон яратилди. Электроннинг массаси водород атоми массасидан 1836 марта кичикдир.

Физика ва химия соҳасидаги кўп тадқиқотлар барча моддаларнинг молекулалари ва атомлари электр жиҳатидан нейтрал (яъни ортиқча электр зарядига эга эмас) деган хулосага олиб келади. Шундай экан, атомнинг ичида зарядларининг йиғиндиси шу атом таркибидаги барча электронлар зарядларининг йиғиндисига тенг бўлган мусбат зарядланган зарралар бўлиши керак, деб ўйлаш табиийдир.

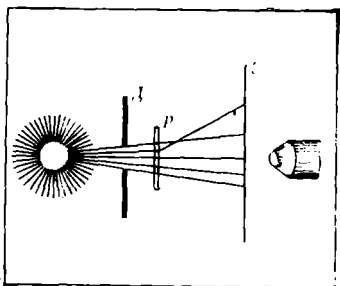
Олимлар олдида: атом қандай тузилган? Атомнинг айрим қисмлари нималардан иборат? Улар бир-бирига нисбатан қандай жойлашган? деган ва шунга ўхшаш бошқа кўплаб саволлар туғилди.

Кўп тажрибалар ва назарий текширишлар натижасида атом тузилиши назарияси яратилди. Бу назарияни яратишда инглиз олими Резерфорд томонидан ўтказилган тажрибалар муҳим аҳамиятга эга бўлди.

Электронларнинг массаси атомларнинг массасидан бир неча минг марта кичиклигидан, атомнинг асосий массаси унинг мусбат зарядли қисмига тўғри келади, деган фикр келиб чиқади.

Атом ичида мусбат заряднинг ва бинобарин, массасининг тақсимланишини тадқиқ қилиш учун Резерфорд ва унинг шогирдлари α -зарраларининг юпқа металл пластинка — фольгалар ор-

қали ўтганда учиш йўналишлари ўзгариши (сочилиши) ни ўргандилар. α -зарралар баъзи моддаларнинг радиоактив емирилиши (парчаланиши) пайтида жуда катта тезлик билан ажратиб чиқарадиган мусбат зарядли зарралари бўлиб, улар ўз табиатига кўра гелий ионларидан иборатдир. Бу зарраларнинг массалари электрон массасидан тахминан 8000 марта катта, мусбат заряди эса абсолют катталиги жиҳатидан электрон зарядидан икки марта каттадир. Радиоактив моддадан α зарраларининг учиб чиқиш тезлиги 10^4 км с тартибда бўлади.



277- расм.

Резерфорд тажрибаси қуйидагича амалга оширилган (277- расм). Қўрғошин парчасидан махсус ясалган ковак ичига радиоактив модда киритилган бўлиб, у α -зарралар манбаи бўлиб хизмат қилади. α -зарралар қўрғошин қатламида кучли тормозланиши сабабли улар ташқарига фақат ингичка тирқиш орқали чиқа олади. Шу усул билан ҳосил қилинган α -зарраларнинг ингичка дастаси унинг йўлига қўйилган текшириладиган модда (масалан, олтин, мис) дан ясалган юпка фольга P га тушади. α зарралар фольгадан ўтганида бошланғич ҳаракат йўналишидан турли бурчакка оғади, яъни α зарралар фольгада сочилади. Сочилган α зарралар рух сульфид суртилган Э экранга бориб урилиб ҳосил қилган *сцинтилляция* (ёруғлик чақнаш) лар M микроскоп орқали кузатилади.

Қурилма ичидан ҳавоси сўриб олинади. Фольга бўлмаганда Э экранда α зарраларининг ингичка шуъласи ҳосил қилган *сцинтилляция*лардан иборат ёруғ йўл ҳосил бўлади. Бироқ шуъланинг йўлига фольга қўйилганда α зарраларнинг сочилиши туфайли экраннинг катта қисмида *сцинтилляция*лар вужудга келади.

Кузатишларнинг кўрсатишича, α зарраларнинг кўпчилиги фольгадан ўтишда бошланғич йўналишини сезиларли даражада ўзгартирмайди, баъзи зарралар унча катта бўлмаган бурчакка ва фақат камдан-кам зарралар катта бурчакка (ҳатто 180° га) оғади. α -зарраларнинг модда орқали ўтганда бундай сочилишига сабаб уларга моддани ташкил этувчи зарраларнинг таъсир этишидир, деб ўйлаш табиийдир. α зарранинг катта бурчакка огиши модда атомининг мусбат зарядли ва унинг массасини ўзига мужассамлантирган қисми билан ўзаро таъсиридан (тўқнашишидан) келиб чиқади. Чунки енгил электронлар нисбатан ўздан оғир ва жуда тез α зарраларнинг ҳаракатини сезиларли даражада ўзгартира олмайди. Бундан Резерфорд атомнинг ядроси ҳақидаги ғояга келди. *Атом ядроси атомнинг деярли бутун массаси ва бутун мусбат заряди йиғилган жуда кичик ўлчамли қисмидир.*

Турли хил бурчаклар остида сочилган α зарраларни санаб, Резерфорд ядро ўлчамини аниқлай олди. Ядронинг диаметри 10^{-14} м тартибда эканлиги маълум бўлди. Кейинчалик ядронинг заряди ҳам аниқланди. Ядронинг заряди $q = Ze$ бўлиб, бунда e — элементар заряд (яъни электрон заряди) нинг абсолют қиймати, Z — мазкур химиявий элементнинг Менделеев даврий системасидаги тартиб номери.

105- §. Атомнинг планетар модели ва унинг камчиликлари

Кўпгина тажрибалар натижаларини анализ қилиб, 1911 йилда Резерфорд атом тузилишининг планетар моделини яратди. Бу моделга мувофиқ атомнинг марказида унинг деярли бутун массасига тенг ва мусбат зарядга эга бўлган ядро жойлашган. Ядро атрофида электронлар тайинли орбиталар бўйлаб ҳаракат қилади (электронлар атом ичида тинч ҳолатда тура олмайди, бу ҳолда улар ядрога қулаб тушган бўлар эди). Бу ҳаракат ядро томонидан таъсир қилувчи кулон кучи натижасида юз беради. Ядронинг ўлчами 10^{-15} м тартибда, атомнинг ўлчами эса электронлар орбитасининг ўлчами билан аниқланади ва 10^{-10} м гаяқин эканлиги маълум. Бутунча олиб қаралганда атом нейтрал бўлгани учун атом ичидаги электронлар сони, ядро заряди сингари, элементнинг Менделеев даврий системасидаги тартиб номерига тенг бўлади.

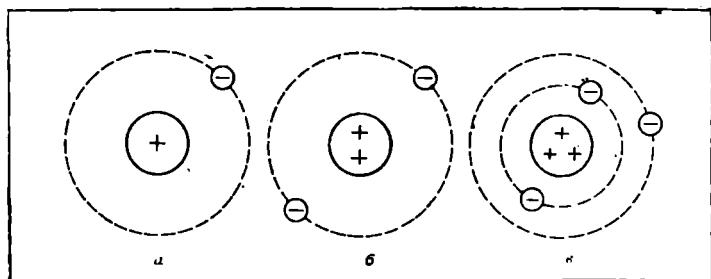
Шундай қилиб, ҳар бир химиявий элементнинг атоми ядро ва унинг атрофида ҳаракатланувчи электронлардан иборат. Бу электронлар атомнинг электрон қобиғини ташкил этади.

Энг содда атом водород атоми бўлиб, унинг ядроси атрофида фақат битта электрон ҳаракатланади. Водород атомининг ядроси абсолют катталиги жиҳатидан электрон зарядига тенг бўлган мусбат зарядга ва электрон массасидан тахминан 1836 марта катта бўлган массага эга. Бу ядро p o t o n деб аталади ва элементар зарра сифатида қаралади. Қолган атомлар анча мураккаб тузилишга эгадир. Элементнинг даврий системадаги тартиб номери орта борган сари атомдаги электронлар сони орта боради. Масалан, водород атомининг ядроси атрофида 1 электрон, гелий атомининг ядроси атрофида 2 электрон, литий ядроси атрофида 3 электрон айланади ва ҳоказо ниҳоят, 104- ўринда турган курчатовий атомининг ядроси атрофида 104 электрон айланади. 278- расмда водород (а), гелий (б) ва литий (в) атомларининг моделлари тасвирланган.

Шундай қилиб, атомнинг содда ва яққол планетар моделининг бевосита экспериментал асоси бор. Аммо атом тузилишининг бу классик модели камчиликлардан холи эмас.

Биз 96- параграфда ёруғлик тўлқинларининг манбаи моддаларнинг атомлари эканлигини ва атомар ҳолатдаги моддаларнинг нурланиш спектри чизиқ-чизиқ спектр эканлигини кўриб ўтган эдик. Хўш, атомлар қандай қилиб нур сочади? Бу саволга атом тузилишининг планетар моделига асосан қуйидагича жавоб топиш мумкин.

Атомда электрон ядро атрофида берк орбита бўйлаб тезланиш



278- расм.

(марказга интилма тезланиш) билан ҳаракат қилади, шу сабабли классик электродинамика қонунларига мувофиқ электрон ўзгарувчан электромагнит майдон ҳосил қилади. Шунинг учун атом электромагнит тўлқинлар манбаи бўлиши керак ва электроннинг ядро атрофида айланиш частотасига тенг частотали тўлқинларни узлуксиз нурлаб туриши керак. Аммо электрон ядро атрофида истаган частота билан айланиши мумкин. Шундай экан, берилган модда атомларининг нурланиш спектрида турли узунликдаги тўлқинларнинг бўлиши, бинобарин, модда атомларининг нурланиши туташ спектри бериши керак.

Атом нурланишининг механизми ҳақидаги саволга берилган бундай жавоб таржиба натижаларига мутлақо зиддир. Б и р и н ч и д а н, атомларнинг нурланиш спектри туташ бўлмай, балки чизиқ-чизиқдир. И к к и н ч и д а н, бу чизиқларга мос электромагнит тўлқинларнинг частоталари электронларнинг ядро атрофидаги айланиш частотасига мутлақо боғлиқ эмас. У ч и н ч и д а н, агар электрон ядро атрофида айланиб, электромагнит тўлқинларни тўхтовсиз чиқариб турса, атомнинг энергияси узлуксиз камайиб бориши керак. Бунинг натижасида электрон спираль бўйича ҳаракатланиб, аста-секин ядрога яқинлашиб бориши ва охири электр тортишиш кучлари таъсирида ядрога тушиши лозим. Ньютон механикаси ва Максвелл электродинамикасига асосланган ҳисоблар, электроннинг 10^{-8} секунд тартибидаги жуда қисқа вақт ичида ядрога қулаши лозим эканини кўрсатади. Бунга кўра атом ўзининг электрон қобилини, шу билан бирга, ўзига хос физика ва химиявий хоссаларини йўқотади. Тажрибалар эса атомларнинг жуда ҳам турғун система эканлигини ва қўзғатилмаган ҳолатда ҳеч қандай электромагнит тўлқинлар чиқармасдан чексиз узоқ муддат яшай олишини кўрсатади.

Атомлар нурланишга энергия сарф қилиши натижасида муқаррар ҳалокатга учраши ҳақидаги тажрибага мувофиқ келмайдиган хулоса классик физика қонунларини атом ичида бўладиган ҳодисаларга татбиқ қилиш натижасидир. Бундан атом масштабидаги ҳодисаларга классик физика қонунларини қўллаш мумкин эмас, деган хулоса келиб чиқади.

106- §. Бор постулатлари. Водород атоми учун Борнинг элементар назарияси

Ўтган параграфда атомнинг планетар модели (уни ядро модели ҳам деб юритилади) классик механика ва электродинамика билан биргаликда ва атомнинг турғун система эканлигини, ва атом спектрининг характерини тушунтиришга қодир эмас эканлигини кўрдик.

Бу эъдиётларни ҳал қилиш бўлини 1913 йилда данийлик физик Нильс Бор топган эди. Бунда у Планк гипотезасига ва Эйнштейннинг ёруғлик квантларининг мавжудлиги ҳақидаги қоидаларига таяниб, табиат процесслари ҳақидаги квант тасаввурларни янада ривожлантирди. Бироқ, Бор атомнинг изчил назариясини бермай, балки янги назариянинг асосий қондаларини постулатлар тариқасида ифодалиб берди. Шу билан бирга, Бор классик физика қонулирини ҳам шаксиз рад этмай, балки ўзининг постулатлари билан классик назария қўлланишларига биъзи чекланишлар қўяди, ҳолос.

Борнинг қилган фариэи у таърифлаган қуйидаги икки постулатда ўз мазмунини топди:

1. Атом системаси фақат махсус стационар ёки квант ҳолатларда бўли олади, бу ҳолатларнинг ҳар бирига муайян W_n энергия мос келяди. Стационар ҳолатда атом ёруғлик чиқармайди ҳам, ютмайди ҳам.

2) Атом бир стационар ҳолатдан иккинчисига ўтганда ёруғлик чиқаради (ёки ютади). Нурланган (ёки ютилган) фотоннинг энергияси стационар ҳолатлар энергияларининг айирмасига тенг:

$$h\nu_{mn} = W_m - W_n. \quad (59)$$

Бундан нурланиш частотаси

$$\nu_{mn} = \frac{W_m - W_n}{h} = \frac{W_m}{h} - \frac{W_n}{h} \quad (60)$$

ҳамма вақт икки ҳаднинг айирмасига тенг эканлиги келиб чиқади.

Борнинг биринчи постулати классик механикага эъдидир. Классик механикага асосан, ҳаракатланаётган электроннинг энергияси ҳар қандай бўлиши мумкин.

Борнинг иккада постулати Максвелл электродинамикасига ҳам эъдидир, чунки биринчи постулат электронлар электромагнит тўлқинлар чиқармаган ҳолда тежланиш билан ҳаракатланишини ва иккинчи постулат нурланган ёруғликининг частотаси электронлар ҳаракатланишнинг характерини эмас, балки атом энергиясининг ўзгариш катталигини кўрсатади.

Бор постулатлари асосан Резерфорднинг атом тузилиши планетар моделини сиқлаши билан бирга, уни илгари кўрсатилиб ўтилган иккита (тажрибига эъд бўлган) камчиликдан холи қилди.

Бор ўз постулатларини энг содда атом бўлган водород атомини ҳисоблаш учун қўллади, бунда электрон доиравий орбиталар бўлича ҳаракатланиди, деб қаради. Асосий аъифа водород чиқараётган электромагнит тўлқинларининг частоталарини топишдан иборатдир.

Бу частоталарни иккинчи постулатдан фойдаланиб топиш мумкин, лекин бунинг учун атом энергиясининг стационар қийматларини аниқлаш методини билиш керак. Бошқача айтганда, *энергияни квантлаш қондасини* билиш зарур. Бу қондани ҳам Бор постулат тарзида бери.

Атомнинг тўлиқ W энергияси электроннинг ядро билан бўладиган ўзаро таъсирининг потенциал энергияси билан электроннинг орбитал ҳаракатидаги кинетик энергияси йиғиндисига тенгдир:

$$W = \frac{m_0 v^2}{2} + \left(-\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) = \frac{m_0 v^2}{2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (61)$$

бу ерда m_0 — электроннинг массаси, v — унинг орбита бўйича ҳаракат тезлиги, r — орбита радиуси, ϵ_0 — электр доимийси, минус ишора ўзаро таъсирлашаётган зарралар (электрон ва протон) нинг зарядлари қарама-қарши ишорали эканлигидан (бунда потенциал энергия манфий бўлади) келиб чиқади.

Равшанки, электронни радиуси r бўлган орбитада тутиб турувчи марказга интилма куч электрон билан ядронинг ўзаро тортишишидаги Кулон кучидан иборатдир, яъни

$$\frac{m_0 v^2}{r} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}. \quad (62)$$

Тезликнинг бу муносабатдан топилган қийматини (61) формулага қўйиб, W энергияни топамиз:

$$W = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r}. \quad (63)$$

Борнинг биринчи постулатига кўра, энергия фақат тайинли W_n қийматларгина қабул қилиши мумкин. Шунинг учун (63) формулага мувофиқ, водород атомидаги орбиталарнинг радиуслари ҳам ихтиёрӣ бўла олмайди. Борнинг квантлаш қондаси орбиталарнинг мумкин бўлган радиуслари учун қуйидаги ифодани беради:

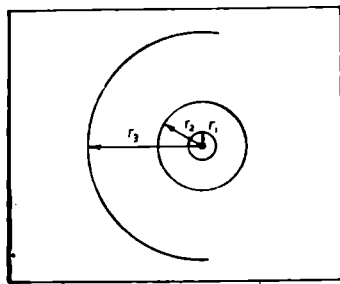
$$r_n = n^2 \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m_0 e^2}, \quad (64)$$

бу ерда $n = 1, 2, 3 \dots$ қийматларни олади.

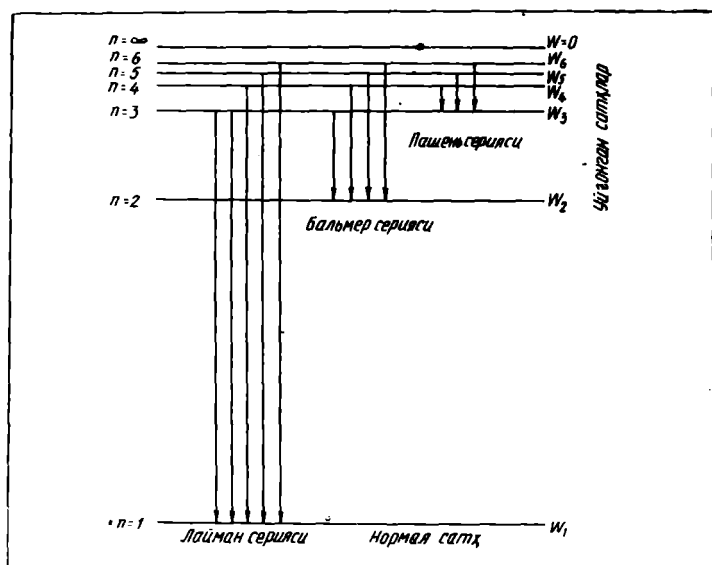
(64) формула мумкин бўлган орбиталарнинг (улар Бор орбиталари деб аталади) радиусларини ҳисоблашга имкон беради. Бу радиуслар n сони ўзгариши билан узлукли (дискрет) равишда ўзгаради.

Орбитанинг энг кичик радиуси учун $n = 1$ бўлади, бинобарин,

$$r_1 = \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m_0 e^2} \approx 0,5 \cdot 10^{-10} \text{ м.}$$



279- расм.



280-расм.

Бу эса атом радиусининг ўзидир. Кўриниб турибдики, Бор назарияси атомнинг радиусини тўғри кўрсатиб беради. Мумкин бўлган орбиталар 279-расмда тасвирланган.

Орбиталар радиусларининг (64) ифодасини (63) формулага қўйиб, атомнинг стационар ҳолатлари энергияларининг қийматларини топамиз:

$$W_n = -\frac{m_0 e^4}{8 \epsilon_0^2 h^2} \cdot \frac{1}{n^2}. \quad (65)$$

Стационар орбитада бўлган электроннинг тўлиқ энергия катталигини атомнинг энергия сатҳи ёки энергетик сатҳ деб аталади. 280-расмда водород атомининг (65) формула бўйича ҳисобланган энергетик сатҳлари схематик равишда тасвирланган, (65) формулага биноан, атомнинг энергияси квант сони деб аталадиган n сонининг қийматига боғлиқ. Энергиянинг манфий ишораси атомдан электронни ажратиш олиш учун ташқи кучлар иш бажариши кераклигини билдиради.

Шундай қилиб, атомнинг энергияси n квант сонининг ортиши ёки бошқача айтганда, электрон орбитаси радиусининг ортиши билан ошади. (Бу ерда W_n энергиянинг манфийлигидан унинг абсолют қийматининг камайишига энергиянинг ортиши тўғри келади.)

Электрон ядрога энг яқин орбита ($n = 1$) да ҳаракатланганда атом минимал энергияга (W_1), электрон энг узоқ орбита ($n = \infty$) да ҳаракатланганда эса максимал энергияга ($W_\infty =$ эга бўлади).

Иккинчи постулатга мувофиқ, водород атоми нурланишининг мумкин бўлган частоталари қуйидаги формула билан аниқланади:

$$\nu_{mn} = \frac{W_m}{h} - \frac{W_n}{h} = \frac{m_0 e^4}{8\epsilon_0^2 h^3} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (66)$$

бу ерда $m > n$.

Атом юқори энергетик сатҳлар (W_m) дан қуйи энергетик сатҳлар (W_n) га ўтишида нурлайди. Электрон $n = 1$ орбита бўйлаб ҳаракатлангандаги атомнинг ҳолати н о р м а л ҳ о л а т дейилади. Атом бу ҳолда нур чиқара олмайди, чунки электрон бу орбитадан ядрога янада яқинроқ бўлган орбитага ўтиш имкониятига эга эмас. Атомнинг нормал ҳолатига мос келадиган энергетик сатҳ н о р м а л с а т ҳ деб аталади; қолган бошқа сатҳларнинг ҳаммасини у й ф о н г а н с а т ҳ деб аталади.

Атом нормал сатҳдан уйғотилган сатҳга ўз-ўзидан ўтиши мумкин эмас. Бундай ўтишни амалга ошириш учун атомга ташқаридан маълум миқдорда энергия бериш керак, яъни атомни уйғотиш керак. Бунда атом энергия ютади ва ютилган энергияга мос келган частота ҳам (66) формула билан аниқланади.

Шундай қилиб, атом тамомила аниқ частотали (узунликли электромагнит тўлқинларнигина чиқариши ёки ютиши мумкин) Атом спектрининг чизиқли характери ҳам шу билан боғланган

Бу ҳодисани табиатда ҳам кузатиш мумкин. Масалан, яшил ўсимликларнинг ҳужайраларида мавжуд бўлган хлорофилл дончалари маълум тўлқин узунлигига эга бўлган қуёш нурларини ютади. Бу ютилган энергия мурраккаб хлорофилл таркибидаги электронга қўшимча энергия бериб, ўзининг энергетик ҳолатидан бошқа юқори энергетик ҳолатга ўтади. Электроннинг бу ҳолатига юқоридаги каби «уйғонган» ҳолат дейилади. Аммо бу ҳолатда электрон узоқ вақт бўлмай, ютган энергиясини чиқариб, яна ўзининг асосий турғун энергетик ҳолатига қайтишга ҳаракат қилади. Лекин ҳужайрадаги бошқа модда молекулалари орасида хлорофилл молекулалари тартибли жойлашган бўлгани учун электрон квант энергия чиқарганда ҳам у ўзининг энергетик ҳолатига қайтиб кела олмайди, чунки бу катта энергияли электронни бошқа молекулалар тўтиб қолади. Натижада бу электрон ўзининг энергиясини бериб ҳужайрада мавжуд бўлган аденозин-дифосфат (АДФ) система-сини «заряд»лайди. Хлоропластлар электрон ташувчи молекулаларини сақлаганликлари учун хлорофилл билан биргаликда электроннинг берган энергиясидан фойдаланиб карбон сувларини синтез қилади.

Ҳужайрадан ажралган тоза хлорофилл препаратидagi ютилган энергия янгидан кўзга кўринадиган нур бўлиб сочилади. Бу худди органик бирикмалардаги фосфоресценция ва флуоресценция ҳодисаси кабилар.

107-§. Спектр қонуниятлари. Бор назариясининг камчиликлари

Атом спектрларини ўрганиш атом тузилишини билишнинг калити бўлиб хизмат қилади. Бизга маълумки, атомларнинг нурланиш спектри чизиқ-чизиқ спектрдан, яъни алоҳида рангли чизиқлардан иборатдир. Маълум бўлишича, атом спектридаги чизиқлар тартибсиз жойлашган бўлмай, балки уларнинг жойлашиши муайян

қонуниятларга бўйсунар экан. Энг содда атом бўлган водород атомида буни яққол кўриш мумкин. Аниқланишича, спектрал чизиқлар группа-группага, ёки бошқача айтганда серияларга ажралиб, бирор серияга тегишли чизиқлар эса ўзаро маълум қонуниятлар билан боғланган экан.

1885 йилда швейцариялик ўқитувчи Я. Бальмер биринчи бўлиб водород атомининг нурланиш спектрининг кўринадиган қисмида ётган спектрал чизиқларнинг частотасини ҳисоблашга имкон берадиган эмпирик формулани топди. Водород спектрининг бу қисмидаги барча частоталар қуйидаги содда муносабатни қаноатлантиради:

$$\nu = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (67)$$

бу ерда $m = 3, 4, 5 \dots$ (бутун сонлар) R — Ридберг доимийси деб аталиб, у $3,28985 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$ га тенг.

Бу формула жуда аниқ бажарилади. Шунинг учун у нур чиқараётган атомларга хос бўлган бирор ички қонуниятни ифодалайди, деб айтиш мумкин.

Водород спектрининг кўринадиган барча турли чизиқлари m нинг турли хил бутун сон қийматларига мос келади. Бу чизиқлар группаси Б а л ь м е р с е р и я с и деб аталади.

Кейинчалик водород спектрида яна бир неча сериялар борлиги аниқланган. Жумладан, спектрнинг ультрабинафша қисмида 1906 йилда инглиз физиги Лайман топган серия ва спектрнинг инфрақизил қисмида 1908 йили немис физиги Пашень топган серия бор (280- расмга қаранг). Л а й м а н с е р и я с и д а г и спектрал чизиқларнинг частоталари қуйидаги формуладан аниқланади:

$$\nu = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (68)$$

бунда $m = 2, 3, 4$

Пашен серияси чизиқларнинг частоталари эса қуйидаги формула билан аниқланади:

$$\nu = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (69)$$

бунда $m = 4, 5, 6 \dots$ Барча серияларнинг эмпирик формулалари бир хил структурага эга, шунинг учун водород спектрининг барча чизиқларини қуйидаги битта формула билан ифодалаш мумкин:

$$\nu = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (70)$$

бу ерда n ва m бутун сонлар бўлиб, $n = 1, 2, 3 \dots$ қийматларни, $m = (n + 1), (n + 2), (n + 3)$ қийматларни олади. Кўриниб турибдики, $m > n$. (70) ифода Б а л ь м е р н и н г у м у м л а ш г а н ф о р м у л а с и деб аталади.

Бошқа атомларда частоталарнинг спектрал тўплами бўйсунадиган қонуниятлар анча мураккаброқ, лекин уларнинг ҳаммаси учун уму-

мий бўлган хоссалар бор. Частота ҳамма вақт икки ҳаднинг айирмаси сифатида ифодаланиши мумкин. $\frac{R}{m^2}$, $\frac{R}{n^2}$ -лар спектрал терм деб аталади.

Турли термларни бир-бирига жуфт-жуфт қилиб қўшиш мумкин ва бунда ҳар гал экспериментда кузатиладиган спектрал чизиқларнинг частоталари ҳосил бўлади.

Борнинг иккинчи постулатига асосан водород атоми нурланишининг мумкин бўлган частоталари (66) формула билан аниқланар эди, (106- параграфга қаранг). (66) ва (70) формулаларни солиштирсак, Ридберг доимийси учун

$$R = \frac{m_0 \cdot e^4}{8 \cdot \epsilon_0^2 \cdot h^3} \quad (71)$$

ифода ҳосил бўлади.

Бу ифодага кирувчи доимий катталикларнинг қийматларини қўйиб чиқсак, Ридберг доимийсининг экспериментал аниқланган қиймати билан тенг бўлган миқдор келиб чиқади. Бундан Бор назарияси эксперимент билан миқдорий жиҳатдан мос тушишини кўрамиз.

Бор назарияси водород атомига қўлланганда энг катта муваффақиятга эришилди, унинг ёрдамида водород атоми (шунингдек, водородсимон атомлар деб ном олган, атиги битта электрони бўлган ионлар) спектрал чизиқларининг тўлқин узунлигини ҳисоблаш назариясини яратиш мумкин бўлди.

Бироқ водород атомидан кейинги ўринда турган атомлар (улар кўп электронли атомлар дейилади) учун Бор постулатлари ёрдамида миқдорий назария яратиш бўлмаслиги маълум бўлади. Бу атомлар учун Бор назарияси фақат сифат жиҳатидангина хулоса чиқаришга имкон беради. Ундан ташқари Бор назарияси атом чиқараётган ёруғлиқнинг интенсивлиги ҳақида ҳам ҳеч қандай маълумот бермайди. Бунга Бор назариясининг мукаммал эмаслиги, унинг ички зиддиятларга эга эканлиги сабабдир.

Шунга қарамай, Бор назарияси физиканинг ривожланишида ғоят муҳим роль ўйнади. Бу назария водород атоми тузилишини ва водород спектрининг мураккаб структурасини миқдор жиҳатдан тушунтириб, атом ичидаги процессларни ўрганишга тўғри ёндашиш йўлини белгилаб берди. Бу назарияни янада такомиллаштириш атомлар ва молекулаларнинг хоссаларини ва тузилишининг ҳамма хусусиятларини миқдор жиҳатидан тушунтирувчи ҳозирги замон *квант механикасини* яратиш билан тугалланди. Бинобарин, классик механикага асосланган Бор назарияси квант механикасини яратиш йўлидаги ўтиш босқичи бўлиб ҳисобланиши мумкин.

Такрорлаш учун саволлар

1. Қандай физик ҳодисалар атомларнинг мураккаб эканлигини кўрсатади?
2. Резерфордн α — зарралар билан ўтказган тажрибасини тушунтиринг.
3. Резерфорд томонидан тавсия этилган атом тузилишининг планетар (ядро) моделини тушунтиринг.

4. Бор постулатларини таърифланг.
5. Атомнинг энергетик сатҳлари нима?
6. Водород атоми учун Борнинг элементар назариясини тушунтириг.
7. Атом спектридаги қонуниятларни тушунтириг?
8. Бор назариясининг қандай камчиликлари бор?

МАСАЛА ЕЧИШ НАМУНАЛАРИ

1-масала. Водород атомида электроннинг учинчи орбитадан биринчи орбитага ўтганида чиқарган фотоннинг энергиясини топинг.

Берилган: $n = 1$; $m = 3$; $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг; $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл;

$$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}^2}; \quad h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot \text{с}$$

$$e = h\nu - ?$$

Ечилиши. Борнинг иккинчи постулатига мувофиқ, электроннинг учинчи орбитадан биринчи орбитага ўтишида чиқарган фотон энергияси қуйидагига тенг бўлади:

$$h\nu = W_m - W_n, \quad (a)$$

бу ерда $W_m = -\frac{m_e e^4}{8h^2 \epsilon_0^2 m^2}$ — учинчи орбитадаги электроннинг тўлиқ энергияси; $W_n = -\frac{m_e e^4}{8h^2 \epsilon_0^2 n^2}$ — биринчи орбитадаги электроннинг тўлиқ энергияси, W_m ва W_n ларнинг ифодаларини (a) формулага қўйиб қуйидагини топамиз:

$$e = h\nu = \frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right).$$

Ҳисоблаш:

$$\epsilon = \frac{9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг} \cdot (1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл})^4}{8 \left(8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}^2} \right)^2 \left(6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot \text{с} \right)^2} \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{3^2} \right) = 1,94 \cdot 10^{-18} \text{ Ж}.$$

2-масала. Водород атомининг ионланиш потенциалини аниқланг.

Берилган: $n = 1$; $m = \infty$; $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг;

$$e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}; \quad h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot \text{с}.$$

$$U_I - ?$$

Ечилиши. Атомнинг ионланиш потенциали $eU_I = A_I$ тенглама билан аниқланади, бундаги A_I электронни нормал ($n = 1$) орбитадан чексизликдаги ($m = \infty$) орбитага чиқариш учун сарфланган иш. Водород атоми учун, Бор назариясига мувофиқ

$$A_I = h\nu = \frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right).$$

У ҳолда ионланиш потенциали

$$U_I = \frac{A_I}{e} = \frac{m_e e^3}{8\epsilon_0^2 h^2 n^2} \text{ бўлади, чунки } \frac{1}{m^2} = 0.$$

Ҳисоблаш:

$$U_1 = \frac{9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг} \cdot (1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл})^2}{8 (8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Кл}^2 \cdot \text{Н}^{-1} \cdot \text{м}^{-2})^2 \cdot (6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot \text{с})^2 \cdot 1^2} = 13,6 \text{ В}.$$

3-масала. Водород атоми тўлқин узунлиги 4340 Å бўлган ёруғликни нурлаганида электрон қайси орбитадан иккинчи орбитага ўтади?

Берилган: $\lambda = 4340 \text{ Å} = 4,34 \cdot 10^{-7} \text{ м}; \quad n = 2; \quad R \cong 3,29 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1};$
 $c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$

$m - ?$

Ечилиши. Электроннинг бир орбитадан (юқори энергетик сатҳдан) иккинчи орбитага (қуйи энергетик сатҳга) ўтганида чиқарадиган ёруғликнинг частотасини аниқлашда Бальмер формуласидан фойдаланамиз:

$$\nu = R \left(\frac{1}{n_2} - \frac{1}{n_1} \right).$$

Бироқ $\nu = \frac{c}{\lambda}$ шунинг учун қуйидагини ёзиш мумкин:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{R}{c} \left(\frac{1}{n_2} - \frac{1}{n_1} \right).$$

Бу формуладан m ни топамиз:

$$\frac{1}{m^2} = \frac{1}{n^2} - \frac{c}{\lambda R}, \text{ бундан } m = \left(\sqrt{\frac{1}{n^2} - \frac{c}{\lambda R}} \right)^{-1}$$

Ҳисоблаш:

$$m = \left(\sqrt{\frac{1}{2^2} - \frac{3 \cdot 10^8 \text{ м/с}}{4,34 \cdot 10^{-7} \text{ м} \cdot 3,29 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}}} \right)^{-1} = 5.$$

Мустақил ечиш учун масалалар

217. Водород атомининг иккинчи орбитасидаги электроннинг тўлиқ энергиясини ҳисобланг.

218. Водород атоми нурланиш спектрининг кўринадиган соҳасидаги спектрал чизикларнинг энг катта ва энг кичик тўлқин узунликларини топинг.

219. Атомнинг (ядро + электронлар) тузилиши қуёш система-сининг (Қуёш + планеталар) тузилишини эслатади. Уларнинг орасидаги фарқ нимада?

220. Водород атомининг дастлабки уйғониш потен-циалини аниқланг.

221. Биринчи Бор орбитасининг радиусини топинг.

222. Электрон атомнинг бир орбитасидан иккинчи орбитасига ўтганида чиқарган фотоннинг энергияси $3,37 \cdot 10^{-18} \text{ Ж}$ га тенг. Чиқарилган ёруғликнинг тўлқин узунлигини аниқланг.

223. Водород атомлари электронлар зарбидан уйғотилишида водород спектри фақат битта спектрал чизиққа эга бўлиши учун бомбардимон қилувчи электронларнинг энергияси қандай чегарада бўлиши керак?

224. Водород атоми спектрининг кўринадиган соҳасидаги учинчи спектрал чизиғига мос келувчи тўлқин узунлигини аниқланг.

225. Нормал ҳолатда турган атом билан уйғотилган ҳолатда турган атом орасидаги фарқ нимада?

226. Лайман сериясидаги тўлқиннинг минимал узунлигини аниқланг.

227. Водород атоми 12,5 эВ энергияли электронлар билан уйғотилганда қандай спектрал чизиқлар ҳосил бўлади?

228. Нормал ҳолатда бўлган водород атомининг ядроси ва электрони орасида таъсир қилувчи кулон тортишиш кучи ва гравитация кучини ҳисоблаб топинг.

Х 606. АТОМ ЯДРОСИ ВА ЭЛЕМЕНТАР ЗАРРАЛАР

108-§. Атом ядросининг таркибий қисми

Атом ядроси ҳам, атомнинг ўзи сингари, маълум ички тузилишга эга.

1932 йилгача олимлар атомларнинг ядролари протонлар (водород ядролари) ва электронлардан иборат деб қарар эдилар. Бироқ атом ядроларининг тузилиши ҳақидаги бундай тасаввур нотўғри эди. Атом ядроларининг тузилишини бундай тушунишда атомларнинг ядроларида электронларнинг мавжудлиги фактини мутлақо изоҳлаб бўлмас эди. Агар электронлар атомларнинг ядроларида бўлганида эди, улар электр кучлари таъсирида протонларга тортилар ва бунинг натижасида зарраларнинг бу икки хили электр жиҳатидан нейтрал бўлиб қолар эди. Агар бундай бўлса, ядролар атрофидаги орбиталарда ҳаракатланаётган электронлар атомда қандай ушланиб туриши тушунарсиз эди.

Орбиталарда электронлар гравитация кучи (бутун олам тортишиш кучи) таъсирида ушлаб турилади деб ўйлаш мумкин. Бироқ ҳисоблашларнинг кўрсатишича, бутун олам тортишиш кучи атом ядроси атрофида ҳаракатланаётган электронларни орбитада ушлаб туришга етарли эмас экан.

1932 йилда инглиз физиги, Резерфорднинг шогирди Д. Чэдвики янги зарра — н е й т р о н н и кашф қилди. Бу кашфиёт ядро физикаси учун муҳим воқеа эди.

Шу йили совет физиги Д. Д. Иваненко ва немис физиги В. Гейзенберг нейтроннинг очилишига доир тажрибаларга таяниб, атом ядросининг янги назариясини яратдилар. Улар ядроларда электронлар бўлиши мумкин эмаслигини назарий равишда асослаб бердилар.

Д. Д. Иваненко ва В. Гейзенберг назариясига кўра барча атом ядролари таркибига фақат икки хил зарралар: п р о т о н л а р ва н е й т р о н л а р килади.

Қатор олимларнинг келгуси экспериментал тадқиқотлари бу назариянинг тўғри эканлигини исбот қилди. Ядронинг протон-нейтронли назарияси ҳозирги вақтда бутун дунёда тан олинган назария бўлиб қолди.

Протон мусбат зарядга эга бўлиб, унинг заряди электрон зарядига тенг (яъни элементар зарядга тенг: $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл) ва тинч ҳолатдаги массаси $m_p = 1,6724 \cdot 10^{-27}$ кг. Нейтроннинг заряди йўқ, у нейтрал зарра ҳисобланади. Нейтроннинг массаси протон массасидан бир оз каттароқ ва $m_n = 1,6748 \cdot 10^{-27}$ кг. Протонни p ҳарфи билан, нейтронни n ҳарфи билан белгилаш қабул қилинган. Бу зарралар нуклонлар деб аталади.

Ядро ва элементар зарраларнинг массаси одатда *массанинг атом бирлиги* (м. а. б.) да ифодаланади. *Массанинг атом бирлиги* қилиб *углерод атоми массасининг $\frac{1}{12}$ қисми қабул қилинган*. Бу бирлик қуйидагига тенг:

$$1 \text{ м. а. б.} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг.}$$

Демак, $m_p = 1,00747$ м. а. б., $m_n = 1,00892$ м. а. б. Шундай қилиб,

$$m_p \approx m_n = 1 \text{ м. а. б.} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг.}$$

105-параграфда кўрсатилганидек, элементар зарядларда ифодаланган исталган химиявий элемент атоми ядросининг заряди шу элементнинг Менделеев даврий системасидаги атом номери Z га тенг. Аммо ядро заряди протонлар зарядлари йиғиндисига тенг, бинобарин, элементнинг атом ядросидаги протонлар сони N_p элементнинг атом номери Z га тенг:

$$N_p = Z.$$

Ядродаги нуклонлар сони (яъни протонлар ва нейтронлар йиғиндисини) ядронинг масса сони деб аталади ва A ҳарфи билан белгиланади:

$$A = N + Z,$$

бунда $N = (A - Z)$ ядродаги нейтронлар сонини билдиради.

Массанинг атом бирлиги (м. а. б.) да ифодаланган ядро массасининг сон қиймати (атом оғирлиги) га энг яқин бўлган бутун сон масса сони A га тенг бўлади.

Шундай қилиб, химиявий элементнинг масса сони ва атом номерига қараб шу элемент ядросидаги протонлар ва нейтронлар сонини бевосита аниқлаш мумкин.

Химиявий элементларнинг атом ядроларини ${}_Z X^A$ символ билан белгилаш қабул қилинган, бунда X — элементнинг химиявий симболи, A — масса сони, Z — атом номери. Масалан, ${}_2\text{He}^4$ — гелий атоми ядросини, ${}_8\text{O}^{16}$ — кислород атоми ядросини билдиради.

Бироқ шундай элементлар борки, уларнинг атом ядроларида протонлар сони бир хил, аммо нейтронлар сони ҳар хил бўлади.

Бундай элементларнинг атомларига шу элементнинг изотоплари дейилади. Изотопларнинг Менделеев жадвалидаги тартиб номери битта, лекин масса сонлари турлича бўлади. Масалан, ҳавода азотнинг икки изотопи бор: ${}^{14}_7\text{N}$ ва ${}^{15}_7\text{N}$; кислороднинг учта изотопи бор: ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{17}_8\text{O}$ ва ${}^{18}_8\text{O}$ ва ҳоказо.

Бир химиявий элемент барча изотопларининг электрон қобикларининг тузилиши бир хил бўлади. Шунинг учун берилган элемент изотопларининг химиявий хоссалари, шунингдек, асосан электрон қобикнинг структурасидан келиб чиқадиган физик хоссалари ҳам бир хилдир. Бироқ ядро структурасидан келиб чиқадиган физик хоссалари (масса сони, зичлик, радиоактивлик ва ҳоказо) анча фарқ қилади.

Табиатда деярли мавжуд бўлган ҳамма элементларнинг изотоплари бор. Олимлар изотопларни сунъий йўл билан ҳам олиш мумкин эканлигини тажрибада кўрсатдилар.

Ядролар жуда барқарор системадир, бинобарин, протонлар ва нейтронлар ядро ичида қандайдир жуда катта кучлар билан тутиб турилади. Ядроларнинг тузилиши ҳақидаги таълимотнинг энг муҳим масалаларидан бири ядро мавжуд бўлган нуклонларни тутиб турувчи кучларнинг табиати ҳақидаги масаладир.

Бу кучлар қандай кучлар? Ядролар протонлар ва нейтронлардан иборат бўлгани учун бу кучлар электр зарядлари ўртасидаги оддий ўзаро таъсир кучлари бўлиши мумкин эмас. Бунинг устига, протонлар орасида бир-биридан итариловчи электр кучлари таъсир қилади. Ядро мавжуд бўлган нуклонларни бир-бирига боғлаб турувчи кучлар тортишиш кучлари ҳам эмас, чунки протон ва нейтрондек кичик массалар орасидаги тортишиш кучлари жуда кичик, бу кучларнинг ядро мавжуд бўлган процессларда қандайдир бир сезиларли роль ўйнаши эҳтимолдан узоқ.

Я. И. Френкель назариясига кўра атом ядросини суяқлик томчисига ўхшатиш мумкин (*ядронинг томчи модели*). Суяқлик томчисидagi молекулалар ўзаро молекуляр тутиниш кучлари билан боғлангани сингари, ядрони ташкил қилувчи нуклонлар ҳам ўзаро алоҳида тортишиш кучлари — *ядро кучлари* билан боғланган. Бу кучлар табиатда мавжуд бўлган кучларнинг энг қудратлисидир. Шунинг учун нуклонларнинг ядро ичидаги ўзаро таъсири *кучли ўзаро таъсир* деб аталади. Бу кучли ўзаро таъсир фақат ядро мавжуд бўлган нуклонларнигина ўзаро таъсири бўлмай, балки кўплаб элементар зарраларга электромагнитик ўзаро таъсир билан бир қаторда ўзига хос бўлган ўзаро таъсирнинг алоҳида туридир. Ядро кучлари нуклонларни протонлар орасида кучли электростатик итаришиш бўлишига қарамасдан бир-биридан 10^{-15} м масофада ушлаб туради; нуклонлар орасидаги масофа $2 \cdot 10^{-15}$ м дан ортганда уларнинг таъсири сезилмайди. Нуклонлар орасидаги масофа $1 \cdot 10^{-15}$ м дан кичик бўлганда улар тортишиш ўрнига итаришади.

Кучли ўзаро таъсир нуклонлар зарядига боғлиқ бўлмай, икки протон, протон ва нейтрон, икки нейтрон орасида таъсир қилувчи ядро кучлари катталиги жиҳатдан бир хил бўлади. Бу хоссага *ядро кучларининг заряддан мустақиллиги* дейилади.

Ядро кучларининг табиати ва хоссалари ҳали тўлиқ ўрганилмаган, шунинг учун бу кучларнинг миқдорий назарияси ҳали яратилган эмас.

109-§. Ядронинг боғланиш энергияси. Масса дефекти

Атом ядросидаги нуклонлар орасидаги боғланишни узиш учун, яъни нуклонларни тўла ажратиб юбориш учун маълум энергия миқдори сарфлаш (иш бажариш) керак.

Ядрони ташкил қилган нуклонларни бир-биридан ажратиб юбориш учун зарур бўлган энергия ядронинг боғланиш энергияси деб аталади. Ядронинг боғланиш энергияси қанча катта бўлса, ядро шунча барқарор бўлади. Энергиянинг сақланиш қонунига асосан, зарралар бирикиб ядро ҳосил қилганда боғланиш энергияси ажралиб чиқади.

Боғланиш энергиясининг катталигини энергиянинг сақланиш қонуни ҳамда масса билан энергиянинг ўзаро пропорционаллик қонуни (102- параграфга қаранг) асосида аниқлаш мумкин.

Энергиянинг сақланиш қонунига асосан ядрода боғланган нуклонлар энергияси ажратиб юборилган нуклонлар энергиясидан ядронинг боғланиш энергияси W_6 катталигича кам бўлиши керак. Иккинчи томондан, масса ва энергиянинг пропорционаллик қонунига асосан система энергияси ΔW га ортганда, система массаси пропорционал равишда Δm га ортади:

$$\Delta W = \Delta m \cdot c^2, \quad (72)$$

бунда c ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги.

Ядроларнинг массаларини энг аниқ ўлчаш натижалари шуни кўрсатадики, ядронинг тинчликдаги массаси $m_я$ унинг таркибига кирувчи ҳамма зарралар массаларининг йиғиндисидан ҳамisha кичик бўлади, чунки нуклонлар бирикиб ядро ҳосил қилганда нуклонларнинг W_6 боғланиш энергияси ажралиб чиқади.

Бинобарин ядронинг массаси

$$m_я < Z \cdot m_p + N \cdot m_n, \quad (73)$$

бунда Z — протонлар сони, N — нейтронлар сони, m_p — протон массаси, m_n — нейтрон массаси.

Массалар айирмаси

$$\Delta m = (Z m_p + N m_n) - m_я \quad (74)$$

мусбат катталиқдир. Бу Δm катталик *масса дефекти* (*массанинг етишмаслиги*) деб аталади. Агар ядронинг масса дефекти Δm маълум бўлса, (72) формула бўйича шу ядронинг боғланиш энергиясини ҳисоблаш мумкин.

Ихтиёрий ядронинг масса дефектига кўра боғланиш энергиясини ҳисоблашнинг умумий формуласи қуйидаги кўринишда бўлади:

$$W_6 = c^2 [Z \cdot m_p + (A - Z) m_n - m_я], \quad (75)$$

бунда A — ядронинг масса сони.

Бироқ бунда W_0 энергия ва Δm масса қайёққа кетади?

Зарралардан ядро ҳосил бўлишида зарралар ядро кучларининг қисқа масофада таъсир қилиши ҳисобига бир-бирига қараб ниҳоятда катта тезланиш билан ҳаракатланади. Натижада нурланадиган гамма квантлар (жуда қисқа электромагнит тўлқинлар)нинг энергияси нуклонларнинг боғланиш энергиясига тенг бўлади.

Нуклонларнинг ва ядронинг массасини массанинг атом бирликларида ифодалаб,

$$c^2 \cdot 1 \text{ м. а. б.} = 9 \cdot 10^{18} \frac{\text{м}^2}{\text{с}^2} \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = \frac{14,94 \cdot 10^{-11}}{1,6 \cdot 10^{-19}} \text{ эВ} = 931 \text{ МэВ.}$$

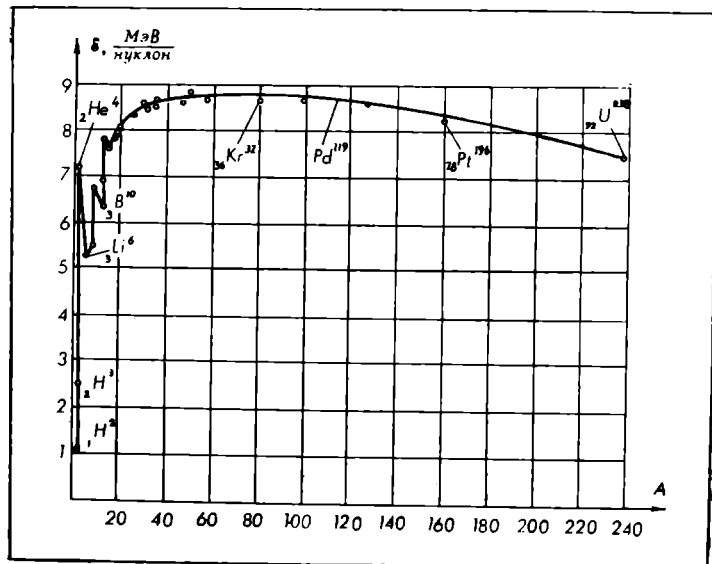
эканини эътиборга олсак, (75) формулани қуйидагича ёзиш мумкин:

$$W_0 = 931 [Zm_p + (A - Z) m_n - m_a] \text{ МэВ.} \quad (76)$$

Битта нуклонга тўғри келган ядро боғланиш энергияси солиштирма боғланиш энергияси деб аталади ва ϵ ҳарфи билан белгиланади, бинобарин,

$$\epsilon = \frac{W_0}{A}.$$

Солиштирма боғланиш энергияси, атом ядроларининг барқарорлигини характерлайди. Солиштирма боғланиш энергияси қанча катта бўлса, ядро ҳам шунчалик барқарор бўлади. Энг энгил ядролар.



281- расч.

ни ҳисобга олмаганда, солиштирма ҳисоблаш энергияси ўзгармас қийматга эга бўлиб тахминан $8,6 \frac{\text{МэВ}}{\text{нуклон}}$ га тенг. 281-расмда солиштирма боғланиш энергиясининг масса сонига боғланиш графиги тасвирланган.

Енгил элементларда солиштирма боғланиш энергиясининг кам бўлишига сирт эффектлари сабаб бўлади. Ядронинг сиртидаги нуклонлар ўзининг қўшни зарралар билан бўлган боғланишларидан тўла фойдалана олмайди ва ядро қанча кичик бўлса, унинг учун сирт эффектлари ҳажмий эффектларга қараганда шунча катта роль ўйнайди.

Оғир ядроларда солиштирма боғланиш энергияси атом номерининг ортиши билан протонларнинг кулон итаришиш энергияси ҳисобига кичик бўлади. Масалан, энг оғир табиий элемент бўлмиш уран учун $7,5 \frac{\text{МэВ}}{\text{нуклон}}$ га тенг. Солиштирма боғланиш энергиясининг масса сонига бундай боғланган бўлиши қуйидаги икки процесснинг энергетик нуқтан назардан мумкин бўлишига имкон яратади:

1) Оғир ядроларнинг бир нечта енгилроқ ядроларга бўлиниши ва 2) енгил ядролар қўшилиб, битта оғир ядро ҳосил бўлиши. Иккала процессда кўп миқдорли энергия ажралиб чиқиши керак.

Масалан, масса сони $A = 240$ ($\epsilon = 7,5 \frac{\text{МэВ}}{\text{нуклон}}$) бўлган битта ядронинг масса сонлари $A = 120$ дан ($\epsilon = 8,5 \frac{\text{МэВ}}{\text{нуклон}}$) бўлган иккита ядрога бўлиниши 240 МэВ энергия ажралишига олиб келган бўлар эди. Иккита оғир водород ${}^2_1\text{H}$ ядроси бирлашиб, ${}^4_2\text{He}$ гелий ҳосил қилишда тахминан 240 МэВ энергия чиққан бўлар эди. Таққослаш учун кўрсатиш мумкинки, битта углерод атоми иккита кислород атоми билан бирикканда (реакция маҳсулоти карбонат ангидрид CO_2 бўлади) тахминан 5 эВ энергия чиқади.

Оғир ядроларда солиштирма боғланиш энергиясининг енгил ядролардагига нисбатан кичик бўлиши, оғирроқ элементлар атомларининг ядролари унча мустаҳкам эмаслигини кўрсатади.

Такрорлаш учун саволлар

1. Атом ядроси қандай тузилган?
2. Ядро ва элементар зарраларнинг массалари қандай бирликда ўлчанади?
3. Масса сони нима?
4. Ядро таркиби қандай аниқланади? Менделеев жадевалидан фойдаланиб мисоллар келтириг.
5. Химий элементнинг изотопи деб нимага айтади? Мисоллар келтиринг.
6. Масса дефекти нима ва у ядронинг боғланиш энергияси билан қандай боғланган?

МА САЛА ЕЧИШ НАМУНАЛАРИ

1- масала. ${}^{14}_7\text{N}$, ${}^{210}_{83}\text{Po}$ ва ${}^{238}_{92}\text{U}$ ядроларининг таркибида қанча протон ва қанча нейтрон бор? Бу элементларнинг ядролари атрофида нечта электрон ҳаракатланади?

Берилган: ${}^7\text{N}^{14}$, ${}_{82}\text{Pb}^{207}$, ${}_{92}\text{U}^{238}$

$Z - ? \quad N - ?$

Ечилиши. Азот ядроси ${}^7\text{N}^{14}$ нинг символик ёзилишидан кўринадик, бунда масса сони $A = 14$, протонлар сони $Z = 7$, бинобарин, нейтронлар сони $N = A - Z = 14 - 7 = 7$. Атом нейтрал бўлганидан, ундаги протонлар сони электронлар сонига тенг бўлади. Демак, бу элемент ядросининг атрофида 7 та электрон ҳаракатланади.

Худди шунингдек, қўрғошиннинг ядроси ${}_{82}\text{Pb}^{207}$ учун: $A = 207$, $Z = 82$, $N = A - Z = 207 - 82 = 125$ ва қўрғошин атомида 82 та электрон; ${}_{92}\text{U}^{238}$ уран ядроси учун: $A = 238$, $Z = 92$, $N = A - Z = 238 - 92 = 146$ ва атомда 92 та электрон бор.

2-масала. Неон изотопи ${}_{10}\text{Ne}^{20}$ ядросининг масса дефектини ҳисобланг.

Берилган: ${}_{10}\text{Ne}^{20}$; $m_p = 1,6724 \cdot 10^{-27}$ кг; $m_n = 1,6748 \cdot 10^{-27}$ кг;
 $m_\alpha = 33,1888 \cdot 10^{-27}$ кг

$\Delta m - ?$

Ечилиши. Таърифга мувофиқ ядронинг масса дефекти қуйидагига тенг:

$$\Delta m = Zm_p + (A - Z)m_n - m_\alpha.$$

Неон элементи ${}_{10}\text{Ne}^{20}$ нинг символик ёзувидан $A = 20$ ва $Z = 10$. У ҳолда масса дефектининг ифодаси

$$\Delta m = 10m_p + (20 - 10)m_n - m_\alpha = 10(m_p + m_n) - m_\alpha$$

кўринишга келади.

$$\text{Ҳисоблаш: } \Delta m = [10(1,6724 \cdot 10^{-27} + 1,6748 \cdot 10^{-27}) - 33,1888 \cdot 10^{-27}] \text{ кг} = 2,832 \cdot 10^{-28} \text{ кг}.$$

3-масала. Литий изотопи ${}^7\text{Li}$ ядросининг боғланиш энергияси топилин.

Берилган: $m_p = 1,6724 \cdot 10^{-27}$ кг; $m_n = 1,6748 \cdot 10^{-27}$ кг;
 $m_\alpha = 11,6475 \cdot 10^{-27}$ кг

$W_\phi - ?$

Ечилиши. Ядронинг боғланиш энергияси $W_\phi = \Delta m \cdot c^2$
 Бунга Δm масса дефектининг ифодасини келтириб қўямиз:

$$W_\phi = c^2[Zm_p + (A - Z)m_n - m_\alpha].$$

Литий изотопи ${}^7\text{Li}$ нинг символик ёзувидан $A = 7$, $Z = 3$. Бу катталикларни боғланиш энергиясининг ифодасига келтириб қўямиз. У вақтда

$$W_\phi = c^2(3m_p + 4m_n - m_\alpha)$$

муносабатни ҳосил қиламиз.

$$\text{Ҳисоблаш: } W_\phi = (3 \cdot 10^8 \frac{\text{м}^2}{\text{с}^2})^2 \cdot (3 \cdot 1,6724 \cdot 10^{-27} + 4 \cdot 1,6748 \cdot 10^{-27} - 11,6475 \cdot 10^{-27}) \text{ кг} = 6,201 \cdot 10^{-12} \text{ Ж}.$$

Мустақил ечиш учун масалалар

229. Энергиянинг 1 кал ўзгариши массанинг қандай ўзгаришига мос келади?

230. Электрон массасининг миқдорини тинч турган электрон массаси миқдорича ўзгартирилганда унинг энергиясини ўзгариши топилсин.

231. Гелий ${}^4\text{He}$, литий ${}^7\text{Li}$, натрий ${}^{23}\text{Na}$, темир ${}^{56}\text{Fe}$ ва молибден ${}^{94}\text{Mo}$ ядроларининг таркибини аниқланг.

232. Электроннинг тинч ҳолатдаги массасини массанинг атом бирлиги (м.а.б.) да ҳисоблаб топинг.

233. Водород атомининг массаси 1,00814 м.а.б. га тенг. Протоннинг тинч ҳолатдаги массасини м.а.б. да ҳисоблаб топинг.

234. Кислород изотоплари ${}^{16}\text{O}$, ${}^{17}\text{O}$ ва ${}^{18}\text{O}$ нинг ядролари бир-биридан нима билан фарқ қилади?

235. Водород изотопи ${}^1\text{H}$ ядросининг масса дефектини ҳисобланг.

236. Алюминий атоми ${}^{27}\text{Al}$ ядросининг боғланиш энергиясини топинг.

237. Гелий атоми ${}^4\text{He}$ ядросининг боғланиш энергиясини топинг.

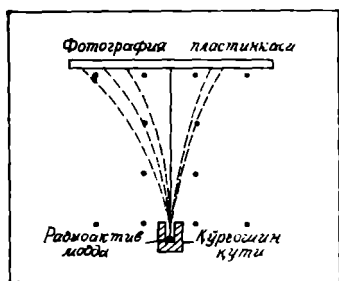
238. а) $7p + 7n$, б) $51p + 71n$, в) $101p + 155n$ нуклонлар бўлган химиявий элементнинг номини айтинг.

110-§. Радиоактивлик. Силжиш қоидалари

Бекорор химиявий элемент изотопларининг элементар зарралар чиқариб ўз-ўзидан бошқа элемент изотопига айланишига *радиоактивлик* дейилади. Бундай айланишларнинг асосий сабаблари 1) α -емирилиш, 2) β -емирилиш ва 3) оғир ядроларнинг спонтан равишда (ўз-ўзидан) бўлинишидир.

Табиий шароитларда мавжуд бўлган изотопларда кузатиладиган радиоактивлик *табиий радиоактивлик* дейилади. Ядро реакциялари (атом ядроларининг катта тезлик билан ҳаракатланаётган элементар зарралар ёки бошқа атомларнинг ядролари таъсирида бўладиган айланиш процесси ядро реакцияси деб аталади) воситасида олинadиган изотопларнинг радиоактивлиги *сунъий радиоактивлик* дейилади. Сунъий ва табиий радиоактивлик орасида принципиал фарқ йўқ. Иккала ҳолда ҳам юз берадиган радиоактив емирилиш процесси бир хил қонуңларга бўйсунadi.

Табиий радиоактивликни биринчи марта 1896 йилда француз физиги Беккерель кашф қилган. У уран тузи люминесценцияланишини вужудга келтирадиган, ношаффоф моддалар қатлаמידан ўта оладиган, газларни ионлаштира оладиган, фотография пластинкасини қорайтирадиган кўринмас нурлар чиқаришини пайқаган. Урanning турли химиявий бирикмаларини текшириб кўриб, Беккерель муҳим ҳақиқатни аниқлади: нурланиш интенсивлиги препаратдаги урanning фақат миқдорига боғлиқ бўлиб, унинг қандай бирикмалар таркибида қатнашишига боғлиқ бўлмас экан.



282- расм.

Бинобарин, бу хосса бирикмаларга эмас, балки уран элементига, унинг атомларига хос экан.

Бу кашфиёт билан қизиқиб қолиб, Мария Складовская-Кюри ва Пьер Кюри бу ҳодисани чуқур ўргандилар ва урандан ташқари, торий (Th), актиний (Ac) ва ураннынг торий билан химиявий бирикмалари ҳам шундай хоссага эга эканлигини аниқладилар. Тадқиқотларни давом эттириб, Мария Складовская-Кюри ва Пьер Кюри

1898 йилда илгари маълум бўлмаган янги химиявий элемент — полоний (Po) ва радий (Ra) ни топдилар. Радий elementi жуда қувватли нурланишга (унинг активлиги уранга нисбатан бир неча миллион марта катта) эга. Бу элементларнинг ҳаммасини *радиоактив элементлар*, улар чиқарадиган нурларни *радиоактив нурланиши* деб аталган. Ҳозирги вақтда 40 дан ортиқ табиий радиоактив элементлар ва 270 дан ортиқ радиоактив бирикмалар маълум.

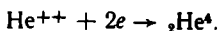
Радиоактив нурланиш ўз таркибига кўра мураккабдир. Бу нурланишнинг физик табиатини ўрганишда Беккерель ва эр-хотин Кюрилардан ташқари Резерфорд ҳам ўз ҳиссасини қўшган.

Куйидаги классик тажриба радиоактив нурланишнинг таркиби мураккаб эканлигини аниқлашга имкон берди (282- расм). Радиоактив модда кўрғошнинг қутининг тубига жойлаштирилган. Тор тирқишдан чиқаётган радиоактив нурланишга кучли магнит майдони таъсир қилади (282- расмда магнит майдонининг куч чизиқлари расм текислигига тик ҳолда китобхонга йўналган ва нуқталар билан кўрсатилган). Бутун қурилма вакуумга жойлаштирилган.

Магнит майдони таъсирида радиоактив нурланиши уч таркибий қисмга ажралади, улар α - нурлар, β - нурлар ва γ - нурлар деб аталади. Бу нурларнинг табиати ва асосий хоссалари билан танишиб чиқайлик.

1) Альфа-нурлар электр ва магнит майдонида оғади; бу нурлар α зарралар деб аталадиган гелий (${}^4_2\text{He}$) атоми ядролари оқимидан иборат бўлиб, ҳар бир α зарра иккита элементар мусбат заряд ($+2e$) га эга ва масса сони 4 га тенг. Альфа-зарралар радиоактив элементлар ядроларидан 14000 дан 20000 км/с гача тезликда учиб чиқади, бу 4 дан 9 МэВ гача кинетик энергияга тўғри келади. (α - зарраларнинг тезликлари турли элементлар учун турлича лекин айни бир элемент учун деярли бир хилдир).

α - зарра модда орқали ўтишида ўз электр майдони билан унинг атомларига таъсир қилиб, уларни кучли ионлаштиради ва ўз энергиясини атомларни ионлашга сарфлаб тўхтади; бунда у моддада мавжуд бўлган эркин электронлардан иккитасини ўзига қўшиб олади ва гелий атомига айланади:



α -зарранинг моддадан ўтган йўлини (тўхташгача) унинг *оқими* (*юзириши*), яъни ўтувчанлик қобилияти дейилади, α -зарранинг одимида ҳосил қилган жуфт ионлар сонини эса унинг *ионлаштириш қобилияти* дейилади.

Масалан, α зарранинг ҳавода ўтган йўли 3—9 см ни ташкил қилади, уларнинг ионлаштириш қобилияти эса 100000—250000 жуфт ионга тенг. α зарранинг ионлаштириш қобилияти юқори, лекин ўтувчанлик қобилияти заиф. Уларни юпқа алюминий варағи ёки қоғоз варағи билан ҳам тутиб қолиш мумкин.

2) Бета-нурлар электр ва магнит майдонларида оғади. Улар тез ҳаракатланувчи электронлар оқимидан иборат бўлиб β -зарралар деб аталади. β зарранинг массаси α зарра массасидан 7350 марта кичик, унинг ўртача тезлиги 160000 км/с га яқин. 282-расмда магнит майдонда β зарраларнинг оғиши кўрсатилган. β зарранинг энергияси МэВнинг юздан бир улушидан бир неча МэВ гача бўлади ёки бошқача айтганда β зарралар тезлигининг мумкин бўлган барча қийматларини олиши мумкин: радиоактив элементнинг ядроси тезлиги нолга ёки ёруғлик тезлигига яқин бўлган β зарраларни чиқариши мумкин.

β зарранинг массаси ниҳоятда кичик, ўртача тезлик катта ва фақат битта элементар зарядга эга бўлганидан, унинг ионлаштириш қобилияти α зарраникidan ўртача 100 марта кам, ўтувчанлик қобилияти эса худди шунча марта катта бўлади. Масалан, юқори энергияли β зарра ҳавода 40 м гача, алюминийда 2 см гача, биологик тўқимада 6 см гача йўл ўтади.

3) Гамма-нурлар-частотаси жуда катта (10^{20} Гц), тўлқин узунлиги эса жуда қисқа (10^{-12} м) бўлган электромагнит тўлқинлар, яъни γ фотонлар оқимидан иборат. γ фотонларнинг энергияси 1 МэВ чамасида бўлади.

γ нурлар энг қаттиқ электромагнитик нурлар бўлиб, кўп ҳақдан рентген нурларига ўхшашдир. Уларга электр ва магнит майдонлари таъсир қилмайди (282-расмга қаранг), ёруғлик тезлигига тенг тезлик билан тарқалади, кристаллдан ўтишида дифракцияланади.

γ -нурларининг ионлаштириш қобилияти суст, лекин ўтувчанлиги жуда катта. Энг қаттиқ γ -нурлар қалинлиги 5 см бўлган қўрғошнинг қатламинан ёки қалинлиги бир неча юз метр бўлган ҳаво қатламинан ўтади. Киши танасидан бемалол ўтиб кетади.

γ -нурлар ҳеч вақт мустақил чиқмайди, улар ёки α -зарралар билан ёки β -зарралар билан, ёхуд иккала хил зарралар билан бирга чиқади.

Радиоактив нурланиш атомларнинг электрон қобиқларидан эмас, балки атом ядроларидан чиқади. α -нурлар учун бу равшан, чунки электрон қобиқда α -заррани ташкил қиладиган протонлар ва нейтронлар йўқ. β -нурланишнинг кўрсатилган ҳар қандай таъсирга боғлиқ эканлигидан β -зарралар ядро таркибига кирса ҳам, улар ядро емирилиши процессида ҳосил бўлади деб ҳисоблаш

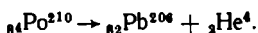
ўринлидир. Равшанки, радиоактив нурланиш нурланаётган элемент атомларининг бошқа элемент атомларига айланишига олиб келади.

α -емирилишда ядродан α -зарра учиб чиқади. Ядро миқдор жиҳатидан иккита электрон зарядига тенг мусбат заряди йўқотади ва масса сони 4 га камаяди. Натижада элемент элементлар даврий системанинг бошига қараб икки катакка силжийди.

Бу силжиш символик кўринишда қуйидагича ёзилади:

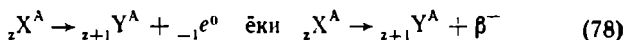


Масалан,



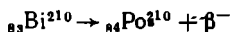
Полоний elementi ($\alpha({}_2\text{He}^4)$) емирилиш натижасида қўргошин элементига айланди.

β емирилишда ядродан электрон учиб чиқади. Натижада ядро заряди бир бирлик ортади, массаси эса гмалда ўзгармай қолади. Демак, β емирилиш вақтида радиоактив элемент масса сонини ўзгармагани ҳолда атом номери бир номерга катта бўлган бошқа элементга айланади. Бошқача айтганда β емирилишда элемент масса сонини ўзгартмасдан элементлар даврий системасининг охирига қараб бир катакка силжийди:



(Бу ерда ${}_{-1} e^0$ символ электронни билдиради, у β^- символик кўринишда ҳам ифодаланлади. ${}_{-1} e^0$ символнинг юқоридаги «0» индекс электроннинг массаси атом массаси бирлигига нисбатан назарга олмаса бўладиган даражада кичик эканини билдиради).

Масалан:



Висмут elementi β емирилиш натижасида полоний элементига айланди.

у нурланишда ядронинг заряди ўзгармайди; ядронинг массаси эса жуда кам ўзгаради.

Радиоактив элементларнинг даврий системадаги силжишини аниқлайдиган (77) ва (78) қондаларни силжиш қондалари деб аталади. Бу қондаларни 1913 йилда немис физик-химиги Фаянс ва ундан мустақил равишда инглиз радиоҳимиғи Ф. Содди таърифлаб берган.

Радиоактив емирилишда пайдо бўладиган янги ядролар ўз навбатида радиоактив бўлишлари мумкин.

111- §. Радиоактив емирилиш қонуни

Радиоактив емирилиш элемент атомларининг аста-секин камайишига олиб келади. Қачон ва айнан қайси атомнинг емирилишини олдиндан айтиш мумкин эмас, бинобарин, радиоактив емирилиш

тасодифий характерга эга. Ҳар бир атомнинг маълум вақт оралигида емирилиш эҳтимоли тўғрисидагина гапириш мумкин.

Радиоактив элемент емирилиш тезлигини характерлаш учун *ярим емирилиш даври* тушунчаси киритилади. *Ярим емирилиш даври* деб бошланғич элемент атомлари миқдорининг икки марта камайиши учун кетган вақтга айтилади.

Радиоактив емирилиш қонуни жуда содда. Бу қонуннинг математик ифодасини топайлик. $t = 0$ бўлган бошланғич пайтда радиоактив атомлар сони N_0 га тенг бўлсин. У ҳолда ярим емирилиш даври T ўтгандан кейин бу сон $N_0/2$ га тенг бўлиб қолади. Яна битта шундай давр ўтгандан кейин бу сон

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{N_0}{2} = \frac{N_0}{2^2}$$

га тенг бўлиб қолади. $t = nT$ вақт ўтганда, яъни n та ярим емирилиш даври ўтгандан кейин қоладиган радиоактив атомлар сони қуйидагига тенг бўлади:

$$N = N_0 \frac{1}{2^n}.$$

Лекин $n = \frac{t}{T}$ бўлганлиги учун

$$N = N_0 2^{-\frac{t}{T}}. \quad (79)$$

Бу (79) ифода радиоактив емирилишнинг асосий қонунидир. Бу қонунни қуйидагича ўзгартирамиз:

$$\frac{N}{N_0} = 2^{-\frac{t}{T}}$$

Сўнгра муносабатнинг икки томонини логарифлаймиз:

$$\ln \frac{N}{N_0} = -\frac{t}{T} \ln 2 \quad (80)$$

бу ифодага кирувчи

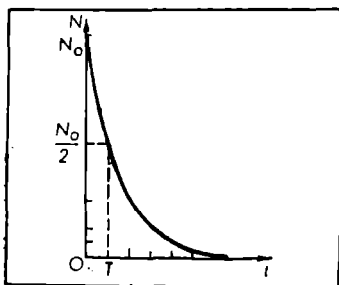
$$\lambda = \frac{\ln 2}{T} = \frac{0,693}{T} \quad (81)$$

катталиқ радиоактив емирилиш доимийси деб аталади. У ярим емирилиш даврига тескари пропорционал бўлган катталиқ бўлиб, радиоактив модданинг бирлик вақт ичида емирилиш эҳтимолини билдиради. (81) ифодани эътиборга олиб, (80) муносабатни қуйидагича ёзамиз:

$$\ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t.$$

Бу ифодани потенциаллаб, радиоактив емирилиш қонуни учун қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (82)$$



283- расм.

Радиоактив емирилиш қонунини график равишда 283- расмда кўрсатилган.

Ярим емирилиш даври турли радиоактив элементлар учун турличадир. Масалан, уран учун 4,5 млрд йил, радий учун 1600 йил. Ярим емирилиш даври радиоактив емирилиш тезлигини характерловчи асосий катталиқдир. Бу давр қанча кичик бўлса, емирилиш шунча интенсив бўлади. Бинобарин, радийнинг активлиги (1 секундда емири-

ладиган атомлар сони) ураннынг активлигидан анча катта экан.

Ярим емирилиш даври модданинг массасига боғлиқ эмас. Бир грамм моддадаги атомларнинг ярми қанча вақт ичида емирилса, 1 килограмм, 1 тонна ва ихтиёрий бошқа массали модда атомларининг ярми ҳам шунча вақт ичида емирилади.

Бундан ташқари муайян радиоактив элементнинг ярим емирилиш даври бу элементнинг химиявий жиҳатдан соф ёки бошқа элементлар билан бирикма сифатида олинганига боғлиқ бўлмаслиги тажрибада аниқланган.

Айни радиоактив модданинг ярим емирилиш даври ўзгармас катталиқ эканлигини ва унинг қийматини ҳеч қандай ташқи таъсир (паст ва юқори температура, босим, магнит майдони ва ҳоказо) ўзгартира олмаслигини кўпгина тажрибалар кўрсатади. Ярим емирилиш даврининг ташқи шароитга боғлиқ эмаслиги радиоактив емирилиш атом ядроларининг хоссаларини эканлигини билдиради, одатдаги ер шароитидаги таъсирларнинг энергияси эса атом ядроларини ўзгартириш учун етарли эмас.

Радиоактив атомлар учун ёш тушунчаси бўлмайди. Фақат уларнинг ўртача яшаш вақтинигина аниқлаш мумкин. Ўртача яшаш вақти радиоактив моддадаги етарлича кўп миқдордаги бир хил атомларнинг яшаш вақтларининг ўртача арифметик қийматидир. Ўртача яшаш вақти ярим емирилиш даврига тўғри пропорционалдир:

$$\tau = 1,44 T, \quad (83)$$

яъни ўртача яшаш вақти ярим емирилиш давридан тахминан бир ярим марта катта.

Такрорлаш учун саволлар

1. Радиоактивлик ҳодисаси нима?
2. Радиоактив нурланишнинг табиати қандай?
3. Радиоактив силжиш қондаси нима?
4. Радиоактив емирилиш қонунини тушунтиринг.
5. Радиоактив элементнинг ўртача яшаш вақти нима ва у радиоактив модданинг ярим емирилиш даври билан қандай боғланган?

МАСАЛА ЕЧИШ НАМУНАЛАРИ

1-масала. Торий ${}_{90}\text{Th}^{230}$ ядроси қандай заррани чиқариб радий ${}_{88}\text{Ra}^{226}$ ядросига айланади?

Ечилиши. Номаълум заррани X ҳарфи билан белгилаб, ядро реакцияси формуласини ёзамиз:

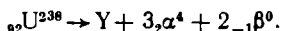


Зарранинг масса сони $230 - 226 = 4$ га, заряди эса $90 - 88 = 2$ та элементар зарядга тенг экан. Демак, ядродан α зарра учиб чиқади. У вақтда ядро реакцияси формуласи қуйидагича бўлади:



2-масала. Учта α емирилиш ва иккита β емирилишдан сўнг ${}_{92}\text{U}^{238}$ дан қандай изотоп ҳосил бўлади?

Ечилиши. Номаълум изотопни « Y » ҳарфи билан белгилаб, ядро реакцияси формуласини ёзамиз:



Масса ва заряднинг сақланиш қонунига асосан бу ифоданинг ўнг ва чап қисмларида, масса сонлари ва зарядларнинг йиғиндиси ўзаро тенг бўлиши керак. Шунинг учун номаълум изотопнинг масса сони: $238 - 3 \cdot 4 = 226$ га, заряди эса $92 - [3 \cdot 2 + 2 \cdot (-1)] = 88$ та элементар зарядга тенг экан. Демак, ҳосил бўлган элементни символик равишда ${}_{88}\text{Y}^{226}$ кўринишда ёзиш мумкин. Менделеевнинг жадвалидан фойдаланиб, бу элемент ${}_{88}\text{Ra}^{226}$ изотопи эканлигини аниқлаймиз.

3-масала. Агар бир сутка давомида радоннинг 1 млн. атомидан 175000 таси емирилса, радоннинг ярим емирилиш даври қанчага тенг бўлади?

Берилган: 1 сутка $= 8,64 \cdot 10^4$ с; $N_0 = 1$ млн. $= 10^6$; $\Delta N = 175000 = 1,75 \cdot 10^5$.

Т — ?

Ечилиши. Радоннинг ярим емирилиш даври қуйидаги ифодадан топилади:

$$T = \frac{0,693}{\lambda} \cdot (a)$$

Емирилиш доимийсини топиш учун t вақт ичида емирилган атомларнинг сони $\Delta N = N_0 - N$ ифодасидан фойдаланамиз, бунда N катталиқ t вақт ўтгандан кейин емирилмай қолган атомларнинг сонини билдиради. Емирилиш қонунига асосан $N = N_0 e^{-\lambda t}$ у ҳолда

$$\Delta N = N_0(1 - e^{-\lambda t}).$$

Бундан

$$N_0 e^{-\lambda t} = N_0 - \Delta N, \quad e^{-\lambda t} = \frac{N_0 - \Delta N}{N_0}.$$

Логарифмлаймиз:

$$\lambda \lg e = \lg \frac{N_0}{N_0 - \Delta N}, \text{ бундан } \lambda = \frac{1}{t \lg e} \cdot \lg \frac{N_0}{N_0 - \Delta N}.$$

Бу ифодани (а) муносабатга келтириб қўямиз:

$$T = \frac{0,693 \cdot t \cdot \lg e}{\lg \frac{N_0}{N_0 - \Delta N}}.$$

Ҳисоблаш:

$$T = \frac{0,693 \cdot 8,64 \cdot 10^4 \text{с} \cdot \lg 2,72}{\lg \frac{10^6}{10^6 - 1,75 \cdot 10^6}} = \frac{0,693 \cdot 8,64 \cdot 10^4 \cdot 0,43 \text{с}}{\lg \frac{1}{0,825}} = 3,3 \cdot 10^5 \text{с}.$$

Мустақил ечиш учун масалалар

239. Агар ядродан: 1) протон, 2) α зарра отилиб чиқса, атом массаси ва элемент номери қандай ўзгаради?

240. Иккита β емирилиш ва битта α емирилишидан сўнг ${}_{92}\text{U}^{238}$ дан қандай изотоп ҳосил бўлади?

241. Агар протон томонидан нейтрон тутиб олинса, қайси элемент атомининг ядроси ҳосил бўлади? Реакция формуласини ёзинг.

242. Радиоактив емирилиш натижасида уран ${}_{92}\text{U}^{238}$ қўрғошин ${}_{82}\text{Pb}^{208}$ га айланади. Бунда у неча марта α ва β емирилишларга дуч келган?

243. ${}_{88}\text{Ra}^{226}$ изотопининг ярим емирилиш даври 1620 йилга тенг. Емирилиш доимийсини топинг.

244. 1 млн. полоний атомидан бир суткада қанчаси парчаланади? Полоний изотопининг ярим емирилиш даври 138 суткага тенг.

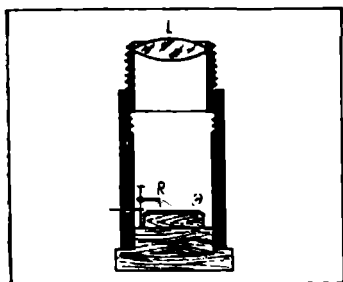
245. Радон атом сони 1 суткада 18,2% камайса, радоннинг емирилиш доимийсини топинг.

112-§. Зарраларни кузатиш ва қайд қилиш усуллари

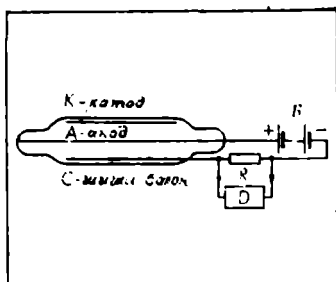
Атом ядроларини ва ядродаги ички процессларни ўрганишда жуда ҳам кичик зарралар (электронлар, протонлар, α зарралар ва ҳоказолар) билан иш кўришга тўғри келади. Ҳозир физиклар ихтиёрида бу зарраларни сезиш ва уларнинг модда билан бўлган ўзаро таъсирини текширишнинг кўп усуллари мавжуд.

Зарядли зарралар модда орқали ўтганда қолдирадиган излари туфайли уларни кузатиш мумкин. Изларнинг характери зарра зарядининг ишораси, унинг энергияси, импульси ва шунга ўхшаш физик катталикларни баҳолашга имкон беради. Зарядли зарралар ўз йўлида учраган молекулаларни ионлаштиради.

Нейтрал зарралар из қолдирмайди, лекин улар емирилиб зарядли зарралар ҳосил қилиш пайтида ёки бирор ядро билан тўқнашиш пайтида сезилади. Демак, нейтрал зарралар ҳам ўзлари ҳосил қилган зарядли зарраларнинг ионлаштириш таъсири орқали сезилади.



284- расм.



285- расм.

Зарраларни кузатиш ва қайд қилиш учун ядро физикасида асосан қуйидаги асбоблар ва усуллардан фойдаланилади.

1) *Сцинтилляция (чақнаш.) усули.* Бу усул радиоактив нурланиш натижа-сида чиққан зарралар таъсирида модданинг чақнаб (сцинтиляциялар) ёруғлик чиқаришига асосланган. Тажриба кўрсатадигани, агар юпқа рух сульфид қатлами билан қопланган Э экранга игна учига жойлаштирилган R радиоактив модда-дан чиққан зарра келиб урилса, экранда L лупа орқали кўриб бўладиган ёруғ-ликнинг чақнаши вужудга келади (284-расм). Бу чақнашлар сцинтилля-циялар деб аталади. Шундай сцинтилляциялар сонига қараб, радиоактив модданинг маълум вақт ичида, масалан, неча α зарра чиқаришини аниқлаш мумкин. 284-расмда шундай сцинтилляцияларни кузатиш ичконишни берадиган асбоб—*сцинтилляцияскопнинг* тузилиши кўрсатилган.

Бу усул билан энгил зарралар (масалан, β зарралар)ни кузатиш қийин, чунки уларнинг массаси ва кинетик энергияси жуда кичик бўлгани учун экран-да жуда кучсиз нурланиш ҳосил қилади.

2) *Ионизация сўғичи* ҳаракатланаётган зарядли зарранинг газ молекула-лари ва атомларини ионлаштиришига асосланган.

Ионизация сўғичининг энг кўп тарқалган тури Гейгер сўғичи бўлиб, унинг схемаси 285-расмда кўрсатилган. Гейгер сўғичи ички томони металл қат-лами (катод) билан қопланган шиша баллон ва баллоннинг ўқи бўйлаб тортилган ингичка металл тола (анод) дан иборат. Шиша баллон C паст босим шаронтида газ билан тўлдирилади. Буни цилиндрик конденсатор деб қараш мумкин. Кон-денсаторга B батареядан R қаршилик орқали кучланиш берилади.

Агар конденсаторга зарядланган зарра учиб кирса, газ молекулаларини ионлаштириб, газ разрядини вужудга келтиради.

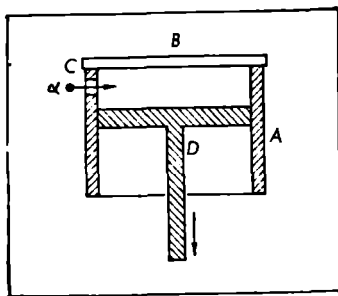
Натижада сўғичик орқали ток ўта бошлайди ва R қаршилик бўйлаб по-тенциал камайд. Кучланишнинг бундай тебраниш D кучайтиргич ва механик сўғичидан иборат қайд қилувчи қўрилмага узатилади.

Шундай қилиб, Гейгер сўғичи ҳар бир ионлаштирувчи заррани қайд қи-лади. Унинг сезгирлиги катта бўлиб, секундига 10000 заррани қайд қила олади.

3) *Вильсон камераси* — ҳавода учиб ўтаётган зарра ҳосил қиладиган ион-ларнинг ўта тўйинган буғ учун конденсация маркази бўлиб қолишига асосланган. Бу камерани 1912 йилда инглиз физиги Вильсон ихтиро қилган. Ўта тўйинган буғ одатдаги шаронтларда конденсация бошланадиган температурадан паст тем-пературали бугдир. Бу ҳолат чанг зарралари ва ионлари бўлмаган буглардаги-на бўладиган беқарор ҳолатдир.

Вильсон камерасининг тузилиши 286-расмда тасвирланган: у A цилиндр, герметик ёпилган B шиша қопқоқ ва ҳаракатланувчи D поршендан иборат. Ка-меранинг ичида сув ёки сиртнинг тўйинтирувчи буги бор.

Поршень пастга жуда тез туширилганда, камеранинг ишчи ҳажмидаги (поршень устидаги) ҳаво адиабатик кенгайди ва совийди. Бунда ҳавонинг тар-



286- расм.

кибидаги сув буғи ўта тўйинган ҳолатга ўтади ва камерага цилиндр деворининг C дарчасидан учиб кирган зарра (масалан, α зарра) ҳосил қилган ионларда конденсацияланади. Зарранинг бутун йўлини сув томчилари қоплайди. Бу йўл (яъни зарранинг қолдирган изи) треклар деб аталади. Камеранинг ишчи ҳажмини ёритиб, трекларни кузатиш ёки фотосуратга олиш мумкин.

Вильсон камерасидаги треклар берадиган информация счётчиклардагидан анча тўлароқ бўлади. Трекнинг узунлигига қараб зарранинг энергиясини аниқлаш, трекнинг узунлик бирлигидаги томчилар сонига қараб, зарранинг тезлигини аниқлаш мумкин. Умуман, трекнинг кўринишига қараб, ионлаш

тирувчи зарранинг табиати тўғрисида фикр юритиш мумкин бўлади. Масалан, электроннинг трекни α зарраникidan ингичкароқ ва узунроқ бўлади.

1924 йилда совет физиклари П. Л. Капица ва Д. В. Скобельцин кучли магнит майдонига жойлаштирилган Вильсон камераси ёрдамида зарраларни текшириш методини ишлаб чиқдилар.

Бу ҳолда зарра зарядга эга бўлгани сабабли треклар эгри бўлади. Уларнинг эгилиш йўналишига ва эгрилик радиусига қараб ионлаштирувчи зарраларнинг массасини, зарядини ва тезлигини аниқлаш мумкин бўлади.

4) *Пуфакли камера* — ўта иситилган суюқлик ичида зарядли зарра ҳаракатланганда ҳосил бўладиган ислар устида буғ пуфакчалари пайдо бўлишига асосланган. Бу метод 1952 йилда америкалик физик Д. Глейзер томонидан ихтиро қилинган.

Бошланғич ҳолатда камерадаги суюқлик юқори босим остида бўлади, шунинг учун суюқликнинг температураси атмосфера босимидаги қайнаш температурасидан юқори бўлса-да, у қайнаб кетмайди.

Текширилаётган зарра камерадан учиб ўтишида суюқлик молекулаларини ионлаштиради. Худди шу вақтда суюқликнинг босими кенгайтирувчи қурилма ёрдамида кескин пасайтирилади. Суюқлик ўта иситилган ҳолатга ўтади ва қайнайди. Бу вақтда ионларда жуда кичик буғ пуфакчалари пайдо бўлади. Шунинг учун зарранинг бутун йўли пуфакчалар билан қопланган бўлади. Камеранинг ёритиб, трекларни кўзатиш ёки фотосуратга олиш мумкин.

Пуфакли камерада суюқлик сифатида эфир, суюқ водород, пропан ва бошқалар ишлатилади.

Пуфакли камеранинг Вильсон камерасидан афзаллиги унда ишчи модда зичлигининг катта бўлишидир. Шунинг натижасида зарралар кучли тормозланади ва нисбатан қисқа йўлни ўтиб тўхтайдилар. Шу сабабли пуфакли камера ёрдамида жуда катта энергияли зарраларни ҳам текшириш мумкин (бундай зарра Вильсон камерасидан жуда тез ўтиб кетиб, тугамаган трекни берган бўларди).

5) *Қалин қатламли фотозмультисия методи*. Бу метод зғирдланган зарра майда донали фотозмультисия қатламига тушганда унда ўз йўлининг яширин изини қолдиришига асосланган. Бу метод 1926 — 1929 йилларда совет физиклари Л. В. Мисовский, А. П. Ждановлар томонидан ихтиро қилинган. Фотозмультисия бўлиб кумуш бромид ($AgBr$)нинг майда кристаллари бўлган желатина қатлами хизмат қилади. Унинг қалинлиги 1 мм га яқин.

Тез ҳаракатланаётган зарядли зарра кристаллга кириб, кумуш бромиднинг айрим молекулаларини парчалайди. Бундай кристаллчалар занжири яширин тасвир ҳосил қилади. Уларни очилтирганда кристаллчаларда кумуш металл қайта тикланади ва кумуш доналарининг занжири зарра трекини ҳосил қилади. Трекнинг узунлиги ва йўғонлигига қараб зарранинг энергияси ва массасини аниқлаш мумкин.

Фотозмультисиянинг зичлиги катта бўлиши туфайли треклар жуда қисқа бўлади, бироқ уларни катталаштириш ва суратга олиш мумкин.

Фотоэмульсияларининг афзаллиги уларда таъсирнинг узлуксиз ва йиғинди характерда бўлишидир. Бу ҳол ноёб ҳодисаларни қайд қилишга имкон беради.

Юқорида қараб чиқилган методлар ёрдамида фақат зарядланган зарраларнигина бевосита кузатиш мумкин. Нейтрал зарраларни сегосита кузатиб бўлмайди, чунки улар модда атомларини ионлаштирмайди, бинобарин, трек ҳосил қилмайди.

Нейтрал зарраларнинг массаси, тезлиги ва энергияси тўғрисидаги маълумотларни бу зарраларнинг зарядланган зарраларга таъсири характерини ўрганиш асосида олинади. Бундай ҳисоблашларда энергиянинг ва импульснинг сақланиш қонунидан фойдаланилади.

113-§. Ядро реакциялари. Сунъий радиоактивлик

Табий радиоактивликни ўрганиш шунни кўрсатадики, бир химиявий элементнинг бошқа химиявий элементга айланиши ядродаги ички процесслар, яъни атом ядролари ичида рўй берадиган ўзгаришлар сабабли бўлади. Шу муносабат билан атом ядроларига таъсир қилиб, бир химиявий элементларни бошқаларига сунъий айлантириш учун уриниб кўрилади. Бундай таъсирнинг эффектив воситаси атом ядроларини катта энергияли (бир неча миллиондан ўн миллиард электрон-вольтларгача) зарралар билан бомбардимон қилишдир.

Атом ядроларининг тез элементар зарралар (ёки бошқа атомларнинг ядролари) таъсирида ўзгариш процесси я д р о р е а к ц и я с и деб аталади. Ядро реакцияларини юзага келтиришда α зарралар (гелий ядролари), протонлар (енгил водород ядролари), дейтронлар (масса сониникига тенг бўлган оғир водород ядролари) ва нейтронлардан фойдаланилади. Катта энергияли зарядли зарралар ҳосил қилиш учун махсус қурилмалар, масалан, *циклотрон* ишлатилади.

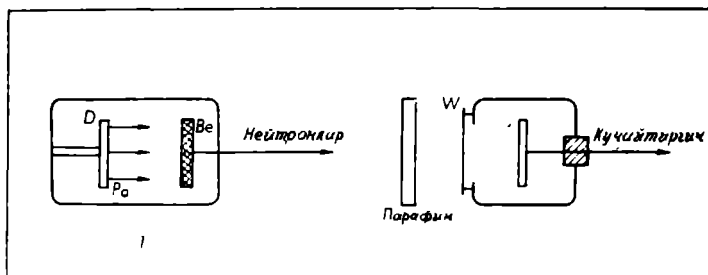
Биринчи сунъий ядро реакциясини 1919 йилда Резерфорд амалга оширган. У азот атомларини радий чиқараётган α зарралар билан бомбардимон қилганда азот атомларининг бир қанча ядролари тез ҳаракатланувчи протонлар чиқариб емирилишини пайқайди, бундай ядро реакцияси натижасида кислород ҳосил бўлди. Реакция азот билан тўлдирилган Вильсон камерасида ўтказилди.

Бу реакция қуйидагича бўлади: α зарға (гелий ${}^4_2\text{He}$ изотопи ядро) си азот ${}^{14}_7\text{N}$ атом ядроси ичига киради ва ютилади. Бу вақтда ядроси барқарор бўлмаган салиқ ядро—фтор ${}^{18}_9\text{F}$ изотопи ҳосил бўлади. У дарҳол ўздан енгил водород ядроси ${}^1_1\text{H}$ (протон)ни чиқариб, кислород ${}^{17}_8\text{O}$ изотопи ядросига айланади. Бу ядро реакциясини қуйидагича ёзиш мумкин:



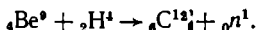
Шундай қилиб, Резерфорд тажрибаси ядро реакцияларини сунъий равишда амалга ошириш имкони борлигини тасдиқлади ва шу билан бирга протонлар атом ядролари таркибига киришини, ҳамда уни ажратиш (уриб чиқариш) мумкинлигини кўрсатди.

1932 йилда инглиз физиги Чэдвик ядро реакциясини амалга ошириб бутун ядро физикасида муҳим роль ўйнаган янги зарра нейтронни кашф этди.



287- расм.

Нейтронни ҳосил қилиш ва унинг хусусиятларини ўрганиш учун ҳавоси сўриб олинган 1 камера сиртига α зарра манбаи бўлган полоний (Po) суртилган D диск ўрнатилган (287-расм). Полонийдан нурланган α зарра билан бериллий (Be) пластинкаси бомбарди-мон қилинганда, бериллий ядроси α заррани ўзига қўшиб олади ва нейтронни чиқариб, углерод ядросига айланади:

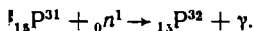


Бу ерда ${}_0\text{n}^1$ нейтроннинг симболи, унинг заряди нолга тенг, мас-саси эса (м.а.б.) ҳисобида тахминан бирга тенг.

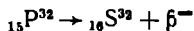
Ҳосил бўлган нейтрон камеранинг юпқа деворидан ўтиб, пара-фин пластинкасидан ўтишда секинланиб 2 счётчикка W тешик ор-қали киради.

Барча ядро реакцияларида бирор элементар зарра, жумладан, γ фотонлар чиқади. Қўпчилик ядро реакцияларининг маҳсулотла-ри ҳам радиоактивдир. Улар сунъий радиоактив изотоплар деб ата-лади. Сунъий радиоактив ҳодисасини 1934 йилда атоқли француз физиклари Ирена ва Фредерик Жолио-Кюрилар кашф қилишган.

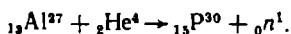
Фосфор ${}_{15}\text{P}^{31}$ нинг нейтронларни қўшиб олиш реакцияси радио-актив изотопларни олишга мисол бўла олади. Бундай реакцияда γ фотон чиқади ва фосфорнинг радиоактив ${}_{15}\text{P}^{32}$ изотопи ҳосил бўлади:



Ҳосил бўлган фосфор изотопининг ярим емирилиш даври 14,3 кунга тенг. Бу изотоп емирилиш натижасида олтингугуртнинг бар-қарор изотопига айланади:



α , β ва γ емирилишлар табиий радиоактив моддалар каби сунъий радиоактив изотопларга ҳам хосдир. Аммо шундай радиоактив изо-топлар борки, улар *позитрон* емирилишга эга, яъни позитронлар (массаси электрон массасига тенг, лекин мусбат зарядланган зарра-лар) чиқаради. Бу процесс қуйидагича боради: дастлаб алюминий ${}_{13}\text{Al}^{27}$ ядроси α заррани ютиб, айни вақтда нейтронни чиқаради ва фосфорнинг ${}_{15}\text{P}^{30}$ радиоактив изотопига айланади:



Фосфор $_{13}\text{P}^{30}$ нинг ярим емирилиш даври 2,5 минут. Бу изотоп позитронни чиқариб, кремнийнинг барқарор $_{14}\text{Si}^{30}$ изотопига айланади:



бу ерда β^+ ёки ${}^0_1\text{e}^0$ позитроннинг симболи.

Ҳозирги вақтда сунъий радиоактив элементлар олиш, уларни ўрганиш ва ишлатишга доир ишлар жуда кенг ривожланган. Барча мавжуд химиявий элементларнинг табиатда бўлмаган радиоактив изотопларини лаборатория шароитида олишга эришилди. Ҳозирги вақтда мингга яқин сунъий радиоактив ядролар олинди, ҳолбуки табиий радиоактив изотоплар сони 40 дан ошмайди.

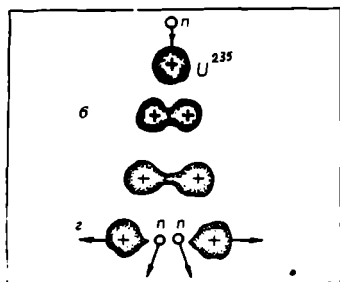
Сунъий радиоактивликнинг кашф қилиниши физика, химия, биология ва медицина учун катта аҳамиятга эга бўлди.

114- §. Ядроларнинг бўлиниши. Занжир реакция

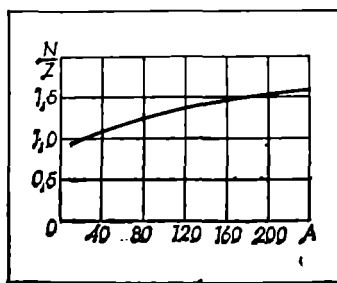
Турли изотопларнинг протонлар, дейтронлар ва нейтронлар таъсирида бўладиган ядро реакцияларини ўрганиш ва шу мақсадда ўтказилган жуда кўп тажрибалар фан учун гоят қимматли натижалар берди. 1938—1939 йилларда бир қанча олимлар (Германияда О. Ган ва Ф. Штрассман, Италияда Э. Ферми, Францияда эр-хотин Жолис-Кюрилар) нинг ишлари туфайли нейтронлар билан бомбардимон қилинаётган уран ядросининг бўлиниш реакцияси кашф қилинди. Бунда масса дефекти катта бўлгани учун улкан миқдорда энергия ажралиб чиқишини кузатдилар.

Атом ядросининг бўлиниш процессини Н. Бор тавсия қилган ядронинг томчи модели асосида қуйидагича тушунтириш мумкин, бу моделга мувофиқ нуклонлар тўплами зарядли томчига ўхшайди (288- расм).

Нуклонлар орасидаги ядро кучлари, суюқлик молекулалари орасидаги тутунуш кучлари каби, қисқа масофада таъсир қилувчи кучлардир. Нейтронни ўзига қўшиб олган уран ядроси деформацияланади (288- б расм). Унинг ҳажми ўзгармайди, чунки «ядро суюқлиги» амалда сиқилмайди. Бунда ядронинг сирти ва демак, сирт



288- расм.



289- расм.

энергияси ортади. Агар ядрога келиб тушган нейтроннинг энергияси унча катта бўлмаса, у вақтда ядро у фотонлар ёки нейтрон чиқариш йўли билан ортиқча энергиясидан озод бўлиб, дастлабки ҳолатига қайтади. Агар нейтроннинг энергияси етарлича катта бўлса, у вақтда ядрога иккига бўлинаётган суюқлик томчисининг икки қисми орасидаги чўзилишга ўхшаш чўзилиш пайдо бўлади (288-а расм). Чўзилаётган ядронинг жуда ингичка қисмида таъсир қилаётган ядро кучлари эндиликда ядронинг бир хил ишорали зарядланган қисмларининг кулон итарилиш кучларига қарши тура олмайди. Натижада чўзилган ядро узинади ва қарама-қарши томонга катта тезлик билан ҳаракатланувчи иккига бўлакка ажралади (288-б расм), бу бўлакларни *бўлиниш парчалари* деб аталади.

Ўртача массали ядроларда битта нуклонга тўғри келувчи боғланиш энергияси оғир ядролардагидан анча кўп (281-расмга қаранг). Бундан ядролар бўлинганда катта энергия ажралиб чиқиши керак, деган хулоса келиб чиқади. Система бўлингандан кейин ички энергияси минимал бўлган ҳолатга ўтади. Чунки, ядронинг боғланиш энергияси қанча катта бўлса, ядро ҳосил бўлишида шунча катта энергия чиқиши ва бинобарин, янгидан ҳосил бўлган системанинг ички энергияси шунча кичик бўлиши керак.

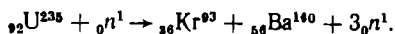
Барқарор ядроларда нейтронлар сонининг протонлар сонига нисбатининг бир қийматга эга бўлади. Ёнгил ядроларда бу нисбат бирга яқин. Ядрогаги нуклонлар сони орта бориши билан нейтронлар сонининг протонлар сонига нисбатини ҳам ортади (289-расм, унда абсцисса ўқига масса сони A ордината ўқига $\frac{N}{Z}$ нисбат қўйилган). Масалан, уран учун бу нисбат 1,6 га етади.

Оғир ядроларда, нейтронларнинг $\frac{N}{Z}$ нисбий сони ўртача массали ядролардагига қараганда сезиларлиқ даражада кўп бўлгани учун бўлиниш парчаларида нейтронлар кўпроқ бўлиб, натижада улар бир нечтадан нейтрон ажратиб чиқаради.

Нейтронларнинг кўпчилиги бир онда (10^{-14} секунддан кичик вақт ичида) ажралиб чиқади, уларни *оний нейтронлар* деб аталади. Нейтронларнинг бир қисми бир онда эмас, балки 0,05 секунддан 1 минутгача кечикиб чиқади, улар *кечиккан нейтронлар* деб аталади ва улар жуда ҳам оз миқдорда бўлади.

Оний нейтронларнинг энергияси полдан тахминан 10 МэВ оралигида ётади, уларнинг кўпчилиги 1—2 МэВ энергияга эга. Энергияси 1,5 МэВ дан катта бўлган нейтронлар *тез нейтронлар*, энергияси 1,5 МэВ дан кичик нейтронлар *секин нейтронлар* деб аталади. Энергияси 0,025 эВ бўлган нейтронлар эса *иссиқ нейтронлар* деб аталади.

Оғир ядроларнинг бўлиниш маҳсулотлари турли-тумандир, уларнинг масса сонлари 70 дан 160 гача оралиқда бўлади. Аммо массалар нисбати 2:3 каби бўлган парчаларга бўлиниш эҳтимоли энг кўп. Бундай бўлинишга уранинг ^{235}U изотопи ядросининг учта нейтрон чиқариб, криптон ^{92}Kr ва барий ^{141}Ba изотоплари ядроларига емирилиши мисол бўла олади:



Оний ва кечиккан нейтронлар ажралиб чиққанига қарамай, бўлиниш парчаларида нейтронлар ортиқ бўлавереди. Шунинг учун парчаларнинг кўпчилиги радиоактив бўлиб, уларда β емирилиш реакциялари юз беради, бунда γ нурлар чиқади.

Табийи уранда асосан иккита изотоп бўлади: ${}_{92}\text{U}^{235}$ ва ${}_{92}\text{U}^{238}$, булардан ${}_{92}\text{U}^{238}$ асосий массани ташкил этади, ${}_{92}\text{U}^{235}$ эса аралашмада фақат 0,714% ни ташкил қилади. Текширишлар шуни кўрсатадики, ${}_{92}\text{U}^{238}$ ядролари ҳар қандай нейтронлар таъсирида бўлинади, айниқса секин нейтронларда яхши бўлинади, ҳолбуки ${}_{92}\text{U}^{238}$ фақат тез нейтронлар таъсиридагина бўлинади.

1940 йилда совет олимлари Г. Н. Флеров ва К. А. Петржак уран ядроларининг парчаларга ўз-ўзидан бўлинишини, яъни спонтан бўлинишини аниқладилар. Бироқ бундай бўлинишнинг тезлиги жуда кичик, чунки ${}_{92}\text{U}^{238}$ изотопи ядроларининг ярим емирилиш даври 10^{15} йилга тенг, ${}_{92}\text{U}^{235}$ изотопи учун эса ярим емирилиш даври 10^{17} йилга тенг.

Ҳар бир ядро бўлинганда 2—3 та нейтрон чиқиши айниқса муҳим аҳамиятга эга, чунки бу нейтронлар уран массасида ўз-ўзидан давом этадиган реакцияни амалга оширишга имконият яратиб беради. Ҳақиқатан ҳам, ажратиб чиқарилган 2—3 та нейтрондан ҳар бири атом ядросига тушиши мумкин, бунда ҳам иккита бўлиниш парчаси ҳосил бўлади ва 2—3 та нейтрон ажралиб чиқади, бу нейтронлар ҳам бўлинишга ва нейтронлар ажралиб чиқишига сабаб бўлади ва ҳоказо.

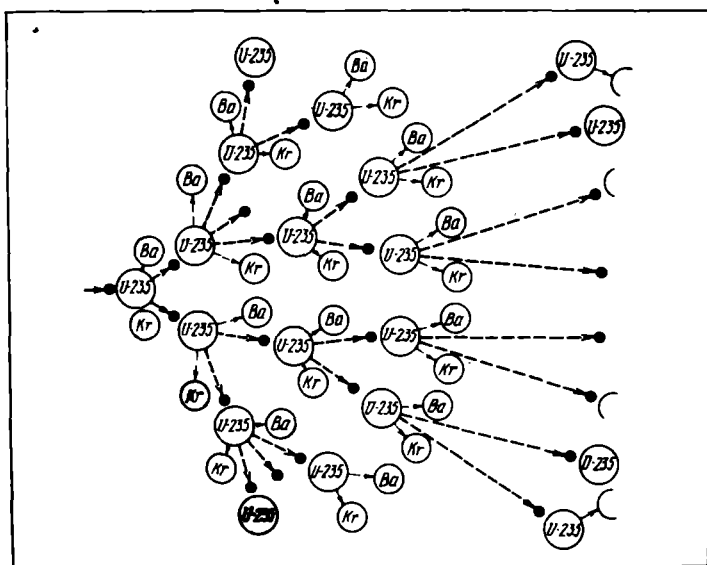
Актив нейтронлар ва реакцияга кировчи ядролар сонини геометрик прогрессия бўйича ўсиб боришини сезиш қийин эмас, шунинг учун бутун моддада тобора авж олувчи ядро реакцияси юз беради (290-расм). Бу реакция *занжир реакция* деб аталади.

Ураннынг ҳар бир ядросининг бўлинишидан пайдо бўладиган нейтронларнинг ҳаммаси ҳам бошқа ядроларнинг бўлинишига сабаб бўлавермайди. Нейтронларнинг бир қисmini ядро ёқилғисидаги бўлинмайдиган ёки қийин бўлинадиган аралашма ядролари ўзига қўшиб олиши мумкин, нейтронларнинг яна бир қисmini ёқилғи материал ҳажми сиртидан унинг бошқа ядролари билан тўқнашмай чиқиб кетиши мумкин. Занжир реакцияда актив иштирок қилувчи нейтронлар сонини камайтирадиган сабаблар ҳам мавжуд.

Занжир реакциянинг кучайиши нейтронларнинг кўпайиш коэффициенти k билан характерланади. Бу коэффициент реакциянинг бирорта босқичида ядроларнинг бўлинишини вужудга келтирадиган нейтронлар сони N_i нинг бундан аввалги босқичда бўлинишини вужудга келтирган нейтронлар сони N_{i-1} га нисбати билан ўлчанади:

$$k = \frac{N_i}{N_{i-1}}.$$

Масалан 290-расмда тасвирланган занжир реакцияда нейтронларнинг кўпайиш коэффициенти



290-расм.

$$k = \frac{4}{2} = \frac{8}{4} = 2$$

га тенг бўлади.

Нейтронларнинг кўпайиш коэффициенти бўлинаётган модданинг табиатига ва миқдорига ҳамда эгаллаган ҳажмининг геометрик шаклига боғлиқ бўлади.

Берилган модда бирор миқдорининг ҳажми шар шаклида бўлганда нейтронларнинг кўпайиш коэффициенти энг катта қийматга эга, чунки, бу ҳолда ҳажмининг сирти орқали оний нейтронлар йўқотиш энг кам бўлади.

Занжир реакция нейтронларнинг кўпайиш коэффициенти бирга тенг бўлган ҳолатда борадиган бўлинувчи модда массасига берилган модданинг критик массаси дейилади. Масалан, соф ${}_{92}\text{U}^{235}$ учун критик масса тахминан 40 кг.

Агар ядро ёқилғисининг массаси критик массадан оз бўлса, у вақтда $k < 1$ ва бўлиниш реакцияси аста-секин сўнади. Агар ёқилғи массаси критик массага тенг бўлса, у вақтда $k = 1$ ва занжир реакция ўзгармас интенсивлик билан боради. Агар ёқилғи массаси критик массадан катта бўлса, у вақтда $k > 1$, бу ҳолда занжир реакция бошқариб бўлмайдиган даражада авж олади ва портлаш рўй беради. Атом бомбасида ана шундай реакция кетади.

115-§. Ядро энергиясини олиш ва ундан. тинчлик мақсадларида фойдаланиш

Уран ${}_{92}\text{U}^{235}$ ядросининг бўлинишида чиқадиган энергияни бево-
сита ўлчаш натижалари шуни кўрсатдики, ҳар бир ядро бўлинган-
да тахминан 200 МэВ энергия ажралади. Бошқа ҳеч қандай (ядро-
нинг бўлиниши билан боғлиқ бўлмаган) ядро реакциясида
бунчалик катта энергия ажралиб чиқмайди. Ажралиб чиққан
энергиянинг катта қисми ($\sim 80\%$) парчаларнинг кинетик энергияси
кўринишида ажралади, қолган (20%) қисми эса парчаларнинг радио-
актив нурланишига ва нейтронларнинг кинетик энергияларига тўғ-
ри келади.

Агар ядронинг бўлинишини ҳосил қиладиган нейтронларнинг
энергияси (яъни сарф қилинган энергия) $7 \div 10$ МэВ дан ошмасли-
гини эътиборга олсак, ядроси бўлинадиган материаллар жуда катта
энергия манбаи бўлиб хизмат қила олади. Масалан 1 кг ${}_{92}\text{U}^{235}$ да
бўлган барча ядроларнинг бўлинишида ажраладиган энергия тахми-
нан $2,3 \cdot 10^7$ кВт соат га тенг.

Бундай энергияни тасаввур қилиш учун қуйидаги ёқилғиларни
ёниш натижасида ҳосил бўлган энергия билан таққослаш мумкин.
 $2 \cdot 10^6$ кг бензин ёки $2,5 \cdot 10^6$ кг тошқўмир ёнганида, ёки ниҳоят
 $2,5 \cdot 10^7$ кг тринитротолсул (тротил) портлаганида ажраладиган
энергия $2,3 \cdot 10^7$ кВт-соатга тенгдир.

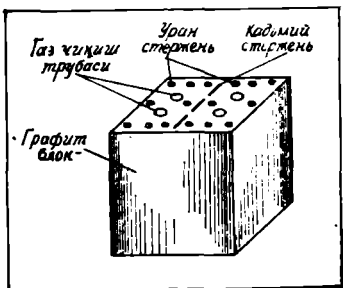
Саноат учун ядро энергияси олишда занжир реакцияни амалга
ошириш ва уни бошқариш зарур.

Уранда занжир ядро реакцияси икки хил усул билан амалга
оширилиши мумкин. Биринчи усул табиий урандан бўлинувчи
 U^{235} изотопни ажратиб олишдан ибрат (чунки, юқорида айтиб
ўтилганидек, U^{238} ядроларини фақат тез нейтронларгина парчалай
олиши мумкин). Изотопларнинг химиявий жиҳатдан фарқи бўлма-
гани сабабли уларни ажратиб олиш жуда қийин масаладир. Лекин
шунга қарамадан бу масала бир неча хил методлар билан ҳал қи-
линади.

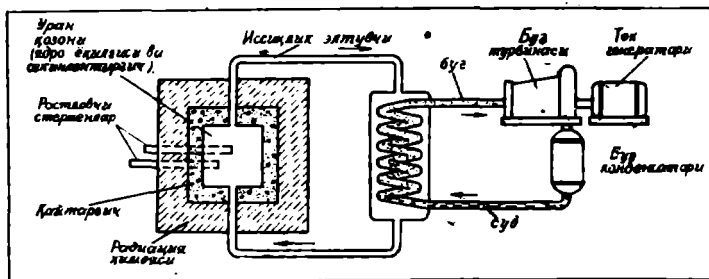
Занжир реакцияни амалга оширишнинг бошқа усули ядро реак-
торлари (атом қозонлари) да қўлланилади.

Ядро реакторларининг иш-
лашини кўриб чиқамиз 291-
расмда уран қозонининг ту-
зилиши кўрсатилган: уран қо-
зони катта ҳажмли идиш бў-
либ, унинг ичига тез ҳаракат-
ланувчи нейтронларни секин-
латадиган модда солинган, ат-
рофига нейтронларни қайтарув-
чи модда қўйилган. Секинлаткич
ва қайтаргич сифатида графит
ишлатилади.

Секинлаткич ичида металл
уран стерженлар бўлиб, уларда



291-рasm.



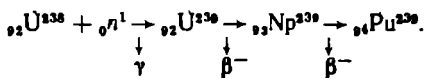
292- расм.

атом ядролари бўлинад. Занжир реакция портлашга олиб келмаслиги учун реакцияни бошқариш керак, бунинг учун суст нейтронларни яхши ютувчи моддалар ишлатилади. Бундай моддалар кадмий ва борли пўлатдир (таркибида бор бўлган пўлат суст нейтронларни кучли ютади). Бу моддалар қозон ичига етарли миқдорда киритилганда улар занжир реакцияни сусайтириши ва ҳатто батамом тўхтатиб қўйиши ҳам мумкин.

Уран ядроларининг бўлиниш энергияси иссиқлик ва радиоактив нурланиш тарзида чиқади. Иссиқликдан иссиқлик электроцентрallarнинг ишлаши учун фойдаланиш мумкин. Шу мақсадда уран қозонига узлуксиз газ юбориб турилади, бу газ юқори температурага кизийди ва буғ қозонига келади. Газ энергияси сувни буғлантириб, юқори босимли ўта қизиган-буғ ҳосил қилишга сарфланади, бу буғ электр генераторига уланган буғ турбинасини ҳаракатга келтиради.

292- расмда атом электр станцияси тузилишининг принципитал схемаси берилган. Уран қозонлари радиоактив нурланишларнинг кучли манбаидир, шунинг учун қозонларни муҳофиза воситалари билан таъминлаш (бетонлаш ва бошқа муҳофиза тадбирларини кўриш) керак. Қозонларни бошқаришга доир барча процесслар, ичига уран стерженларини тушириш ва чиқариб олиш ишлари автоматик равишда узоқ масофадан туриб амалга оширилади.

Шуни айтиб ўтиш керакки, ядро реакторида энергия ажралиш билан бир қаторда янги ядро ёқилғи-плутоний ҳам ҳосил бўлади ва йиғилади. Гап шундаки, U^{238} ядроси секин нейтронни ютиб гамма фотонни чиқаради ва ярим емирилиш даври 23 минут бўлган радиоактив уран изотопи ${}_{92}U^{239}$ га айланади. Бу ядро ўз навбатида β зарра чиқаради ва нептунийга айланади, унинг ярим емирилиш даври 2,3 кун. Нептуний ядроси β зарра чиқариб, плутоний ${}_{94}Pu^{239}$ ядросига айланади. Бу реакцияни қуйидагича ифодалаш мумкин:



Плутоний — яхши ядро ёқилғисидир, унинг ядролари уран ядроларига ўхшаш секин нейтронлар таъсирида парчаланади. Плутоний радиоактив, у α , β ва γ -нурларни чиқаради. Унинг ярим емирилиш даври 24100 йил, шунинг учун плутонийдан катта миқдорларда йиғиш мумкин.

Ядро реакторлари ёрдамида кўп миқдорда энергия олиш билан бир қаторда мединида, қишлоқ хўжалигида, биологияда, саноатда ҳамда турли илмий, механик ва саноат мақсадларида кенг қўлланиладиган турли-туман радиоактив изотоплар олиш мумкин.

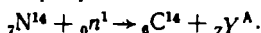
Тақрорлаш учун саволлар

1. Элементар зарраларни кузатиш ва қайд қилишда қандай асбоблардан фойдаланилади? Шулардан бирининг тузилишини ва ишлаш принципини тушунтиринг.
2. Вильсон камераси ёрдамида зарядсиз зарраларни қайд қилиш мумкинми?
3. Ядро реакцияси деб нимага айтылади?
4. Резерфорд томонидан амалга оширилган биринчи ядро реакциясини тушунтиринг.
5. Сун'ий радиоактивлик қачон ва қим томонидан кашф этилган?
6. Қандай ядро реакцияси занжир реакцияси дейилади?
7. Ядроларнинг бўлиниш процессида қандай нейтронлар ажралиб чиқади ва нима учун?
8. Ядро реакторининг тузилиши ва ишлаш принципини тушунтиринг.
9. Уран ядроларининг бўлиниш энергиясидан қандай қилиб фойдаланиш мумкин?
10. Атом электр станциясининг принципнол тузилишини ва ишлашини тушунтиринг.

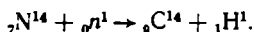
МАСАЛА ЕЧИШ НАМУНАЛАРИ

1-масала. Азот ${}^7\text{N}^{14}$ изотопини нейтронлар билан бомбардировка қилганда β радиоактив нурланишга эга бўлган углерод ${}^6\text{C}^{14}$ изотопи ҳосил бўлади. Ядро реакциялари тенгламасини ёзинг.

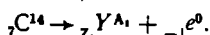
Ечилиши. Биринчи ядро реакцияси тенгламаси



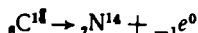
Заряднинг сақланиш қонунига асосан $Z = 7 - 6 = 1$, масса сонининг сақланиш қонунига асосан эса $A = (14 + 1) - 14 = 1$ эканлигини топамиз. Демак, ${}_1^1\text{H}^1 = {}^1_1\text{H}^1$ протондир. Натижада қуйидагини ёзамиз:



Иккинчи ядро реакцияси тенгламаси



Масса ва заряднинг сақланиш қонунига мувофиқ $Z_1 = 6 - (-1) = 7$, $A_1 = 14 - 0 = 14$, яъни ${}_6^{14}\text{Y}^{A_1} = {}^7\text{N}^{14}$. Менделеев элементлар даврий системасидан унинг азот изотопи эканлигини аниқлаймиз. Ниҳоят,



деб узил-кесил ёзамиз.

2-масала. Уран ${}_{92}\text{U}^{238}$ изотопи ядроси бир марта бўлинганда 200 МэВ энергия ажралиб чиқади. 1 г уран бўлинганида қанча миқдор энергия олиш мумкин? (Киловатт-соатларда ҳисобланг.)

Берилган: $W_1 = 200$ МэВ; $m = 1$ г = 10^{-3} кг.

$W = ?$

Ечилиши. 1 г уран бўлинганда қанча миқдор энергия ажралганини топиш учун мазкур модда массасидаги атомлар сонини топиш керак. Агар битта уран атомининг массасини m_0 билан белгиласак, берилган массадаги атомлар сони $N = \frac{m}{m_0}$ га тенг бўлади. Битта уран атомининг массасини қуйидаги ифодадан топамиз:

$$m_0 = \frac{\mu}{N_A},$$

бунда μ уран ${}_{92}\text{U}^{238}$ изотопининг бир грамм-атомининг массаси, у $\mu = 238$ кг/моль га тенг, N_A — Авогадро сони. Шундай қилиб,

$$N = \frac{m}{\mu} N_A$$

ифодага эга бўламиз. У ҳолда ажралаётган энергия учун

$$W = NW_1 = \frac{m}{\mu} N_A W_1$$

ифодани ҳосил қиламиз.

Ҳисоблаш:

$$W = \frac{10^{-3} \text{ кг}}{238 \frac{\text{кг}}{\text{моль}}} 6,02 \cdot 10^{26} \text{ моль}^{-1} \cdot 200 \text{ МэВ} \approx 5,1 \cdot 10^{23} \text{ МэВ}.$$

Энергияни кВт-соатларда ифодалаймиз. Бунинг учун аввал 1 МэВ қанча кВт-соат эканлигини ҳисоблаб оламиз.

$$1 \text{ МэВ} = 10^6 \text{ эВ} = 10^6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Ж} = 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ Вт} \cdot \text{с} = 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ кВт} \cdot \frac{1}{3600} \text{ соат} = \frac{16}{36} 10^{-10} \text{ кВт} \cdot \text{соат}.$$

$$\text{Демак, } W = 5,1 \cdot 10^{23} \text{ МэВ} = 5,1 \cdot 10^{23} \cdot \frac{16}{36} \cdot 10^{-10} \text{ кВт} \cdot \text{соат} \approx 2,3 \cdot 10^4 \text{ кВт} \cdot \text{соат}.$$

3-масала. Емирилиш маҳсулотлари билан мувозанатда бўлган 1 г радий ${}_{88}\text{Ra}^{226}$ изотопи ҳар секундда $14,2 \cdot 10^{11}$ МэВ энергия ажратиб чиқаради. Шу радиоактив емирилиш энергияси ҳисобига 10 г сувнинг температурасини 0° дан 100°C гача кўтариш учун қанча вақт керак бўлади?

$$\begin{aligned} \text{Берилган: } P &= 14,2 \cdot 10^{11} \frac{\text{МэВ}}{\text{с}} = 14,2 \cdot 10^{11} \cdot 1,6 \cdot 10^{-13} \frac{\text{Ж}}{\text{с}}; m = 10 \text{ г} = \\ &= 10^{-2} \text{ кг}; \Delta t^\circ = 100^\circ\text{C}; c = 4,19 \cdot 10^3 \frac{\text{Ж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}. \end{aligned}$$

Ечилиши. Радиоактив емирилиш натижасида t вақт ичида ажралиб чиққан энергия $W = P \cdot t$ га тенг бўлади. Энергиянинг сақланиш қонунига асосан, бу энергия m массали сувни иситиш учун сарфланган иссиқлик миқдориغا тенг бўлади, яъни $W = Q$. Иссиқлик миқдорининг формуласи:

$$Q = mc\Delta t^{\circ},$$

бунда C сувнинг солиштирма иссиқлик сифими. Демак,

$$P = mc\Delta t^{\circ},$$

бундан

$$t = \frac{m \Delta t^{\circ}}{P}$$

бўлади.

Ҳисоблаш:

$$t = \frac{4,19 \cdot 10^3 \frac{\text{Ж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \cdot 10^{-3} \text{ кг} \cdot 100^{\circ}\text{К}}{14,2 \cdot 10^{11} \frac{1}{\text{с}} \cdot 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ Ж} \cdot \text{с}^{-1}} = \frac{4,19}{2,27} 10^4 \text{ с} = \frac{4,19}{2,27} 10^4 \frac{1}{3600} \text{ соат} = 5 \text{ соат}.$$

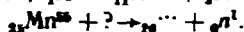
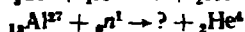
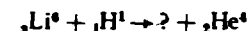
Мустақил ечим учун масалалар

246. ${}_{11}^{\text{B}}\text{B}^9$ бор изотопини α заррадар билан бомбардимон қилинганда радиоактив азот ҳосил бўлади ва у позитрон чиқариб парчаланган. Ядро реакцияларининг тенгламаларини ёзинг.

247. ${}_{7}^{\text{N}}\text{N}^{13}$ радиоактив азот парчаланиб утлерод ${}_{6}^{\text{C}}\text{C}^{13}$ изотопига айланади. Ядро реакциясини ёзинг. Бунда қандай зарра отилиб чиқади?

248. Литий ядросига нейтрон тушиб, реакция процессида α зарра учиб чиққан. Бу реакция натижасида қандай ядро ҳосил бўлган?

249. Қуйидаги ядро реакцияларини тугатиланг:



210. 5 г уран ${}_{92}^{\text{U}}\text{U}^{238}$ изотопининг радиоактив емирилишида қанча кВт-соат энергия ажралиб чиқади?

211. Атом реакторининг суткасига 200 г уран ${}_{92}^{\text{U}}\text{U}^{235}$ изотопини истеъмол қилгандаги қуввати 32000 кВт. Уран ${}_{92}^{\text{U}}\text{U}^{235}$ изотопининг бўлинишида ҳосил бўлган энергиянинг қанча қисми фойдали ишга сарф бўлади?

116-§. Элементар зарралар

Биз элементар зарра деб аталадиган зарралар: протонлар, электронлар, нейтронлар, позитронлар ва фотонлар тўғрисида гапирдик.

Элементар зарралар деб физика фанининг ҳозирги тараққиёт босқичида энг содда, ички структурага эга эмас деб ҳисобланадиган, яъни қандайдир бошқа зарралардан ташкил топмаган, деб тасаввур қилиш мумкин бўлган зарраларга айтилади.

Ҳозирги вақтда стабил (барқарор) бўлган ва ўртача яшаш вақти 10^{-17} секунддан кам бўлмаган қиссан стабил бўлган 35 та элементар зарра мавжуд. Булардан ташқари, ўртача яшаш вақти $10^{-22} \div 10^{-23}$ секунд бўлган резонанслар деб аталадиган 100 дан ортиқ зарралар ҳам мавжуд.

Барча элементар зарралар тинч ҳолатдаги массаси, электр заряди, ўртача яшаш вақти ва бошқа баъзи физик катталиклари билан характерланади.

Элементар зарраларни уларнинг тинч ҳолатдаги m_0 массаларига кўра қуйидаги 4 синфга ажратиш мумкин:

- 1) фотонлар ($m_0 = 0$);
- 2) лептонлар ёки енгил зарралар ($0 < m_0 \leq m_e$);
- 3) мезонлар ёки ўрта оғирликдаги зарралар ($m_e < m_0 < m_p$);
- 4) барионлар ёки оғир зарралар ($m_p < m_0 < m_d$).

Бу ерда m_e , m_p ва m_d мос равишда электрон, протон ва дейтрон (оғир водород ядроси) нинг тинч ҳолатдаги массалари. Барионлар ўз навбатида яна нуклонлар ва гиперонларга бўлинадилар.

Қуйидаги жадвалда барча маълум зарралар (резонанслардан ташқари) келтирилган ва уларнинг баъзи характеристикалари берилган; зарраларнинг массаси электроннинг тинч ҳолатдаги массасида, электр заряди элементар зарядларда ифодаланган.

Жадвалдан кўринадики, элементар зарранинг заряди e $+1$ га, e^- -1 га ёки 0 га тенг; икки ва кўп зарядли зарралар йўқ. Элементар зарраларнинг кўпчилиги барқарор эмас ва ўртача яшаш вақти жуда қисқа. Элементар зарраларнинг характерли хусусияти яна шундаки, улар икки хил кўринишда зарра ва антизарра кўринишда намоён бўлади. Зарра ва антизарранинг массаси, электр зарядининг катталиги бир хил, аммо заряд ишораси билан фарқ қилади, заряди йўқ бўлганида эса хусусий механик ёки магнит моментларининг йўналиши билан фарқ қилади (аниқланишича, ҳар бир элементар зарра, худди Ер ўз ўқининг атрофида айлангани каби, ўз ўқининг атрофида ҳаракатланар экан ва шу ҳаракати туфайли хусусий механик момент импульс моментига эга бўлади; зарраларнинг кўпчилиги эса яна магнит моментига ҳам эга). Масалан, p — протон ва $\bar{p}$ — антипротон, e^- — электрон ва e^+ — позитрон, n — нейтрон ва $\bar{n}$ — антинейтронлар зарра ва антизаррага мисол бўлади.

Элементар зарралардан фақат учтаси электрон, протон ва нейтронлар — асосийдир; атомлар ва ниҳоят, бизни ўраб олган бутун моддий олам шу зарралардан ташкил топган.

Зарраларнинг номи		Символи		Массаси (электрон массаси ҳисобида)	Электр заряди	Уртача яшаш вақти (с)	
		зарра	Анти-зарралар				
Фотон		γ	γ	0	0	стабил	
лептонлар	Нейтрино	ν	$\bar{\nu}$	0	0	стабил	
	Мюон нейтрино	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	0	0	стабил	
	Электрон	e^-	e^+	1	-1	стабил	
Мезонлар	Мю- минус- мезон	μ^-	μ^+	206,7	-1	$2,2 \cdot 10^{-8}$	
	Пи- ноль- мезон	π^0	π^0	264,1	0	$1,8 \cdot 10^{-16}$	
	Пи- плюс- мезон	π^+	π^-	273,2	1	$2,6 \cdot 10^{-8}$	
	Ка- плюс- мезон	K^+	K^-	966,2	+1	$1,22 \cdot 10^{-8}$	
	Ка- ноль- мезон	K^0	$\bar{K}^0$	974,2	0	$1 \cdot 10^{-10}$	
	Эта- ноль- мезон	η^0	$\bar{\eta}^0$	1074	0	10^{-17}	
Барионлар	Нуклонлар	протон	p	1836,1	+1	стабил	
		нейтрон	n	1838,6	0	$1,01 \cdot 10^3$	
	Гиперонлар	Лямбда- гиперон- ноль	Λ^0	$\bar{\Lambda}$	2183	0	$2,5 \cdot 10^{-10}$
		Сигма- плюс- гиперон	Σ^+	$\bar{\Sigma}^+$	2327,7	+1	$8,1 \cdot 10^{-11}$
		Сигма- ноль- гиперон	Σ^0	$\bar{\Sigma}^0$	2331,8	0	10^{-14}
		Сигма- минус- гиперон	Σ^-	$\bar{\Sigma}^-$	2340,6	-1	$1,65 \cdot 10^{-10}$
		Кси- ноль- гиперон	$[1]^0$	$[1]^0$	2572	0	$3 \cdot 10^{-10}$
		Кси- минус- гиперон	$[1]^-$	$[1]^+$	2585	-1	$1,75 \cdot 10^{-10}$
		Омега- минус- гиперон	Ω^-	$\bar{\Omega}^+$	3273	-1	$1,5 \cdot 10^{-10}$

Атом ядроси протонлардан ва нейтронлардан таркиб топганини биламиз; атом ядроси таркибига бошқа ҳеч қандай элементар зарралар кирмайди.

Ваҳоланки, радиоактив парчаланиш натижасида ядродан нейтрон ва протонлардан ташқари, яна α зарралар, электронлар ва фотонлар отилиб чиқади. α зарралар эса мураккаб зарралар бўлиб, ядронинг ўзида нейтронлар ва протонлардан ҳосил бўлади.

Электронлар ва фотонлар ядрога қаердан пайдо бўлиб қолади, деган савол туғилади. Ядрога улар йўқ-ку. Демак, улар ядронинг парчаланиш процессида ҳосил бўлади.

Ҳозирги вақтда ядро нейтронларидан бирининг протонга айланиши натижасида электронлар сочилиши аниқланган:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu},$$

бунда яна $\bar{\nu}$ электрон антинейтриноси ҳосил бўлади (нейтрино ва антинейтринонинг тинчликдаги массаси $m_\nu = 0$ электрон заряди $e = 0$).

Иккинчи томондан, атом ядросидаги протон позитрон ва нейтрино чиқариб, нейтронга айланиши мумкин:

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu.$$

Зарра антизарра билан тўқнашишда бошқа элементар зарраларга айланишини ҳам экспериментал кашф этилган. Бунда уларнинг иккаласи ҳам аввалги ҳолдаги мавжудлигини йўқотади; бу процесс *жуфтлар аннигиляцияси* деб юритилади. Масалан, жуфтлар аннигиляциясига протон ва антипротоннинг пи-ноль-мезонга айланиши

$$p + \bar{p} \rightarrow 2\pi_0$$

электрон ва позитроннинг фотонларга айланиши

$$e^- + e^+ \rightarrow 2\gamma$$

мисол бўла олади.

Аннигиляцияга тескари процесслар ҳам учрайди, бундай процесслар натижасида зарралар ва уларга мос антизарралар пайдо бўлади. Бу процесс *жуфтларнинг ҳосил бўлиши* деб аталади. Жуфтларнинг ҳосил бўлишига фотоннинг электрон ва позитронга айланиши мисол бўла олади:

$$\gamma \rightarrow e^- + e^+.$$

Шундай қилиб, бир-бирига айлана олиш элементар зарраларнинг энг характерли белгисидир. Элементар зарралар бўлинмайди, лекин улар бир-бирига айланиш хусусиятига эга.

Элементар зарралардаги барча ўзгаришлар масса, энергия, импульс, импульс моменти ва электр зарядининг сақланиш қонунларига ва бошқа бир қатор махсус сақланиш қонунларига қатъий бўйсунди.

Элементар зарраларнинг бир-бирига айлана олиши микродунёда юз берадиган ҳодисаларнинг ниҳоят даражада кўп ва хилма-хиллигига сабабдир, шу билан бирга, материянинг хоссалари бепоен эканлигидан далолат беради.

Элементар зарралар сонининг кўплиги, уларда бўладиган ўзгаришлар ва бошқа кўпгина сабаблар (жумладан элементар зарраларнинг характерли хусусиятлари) элементар зарраларнинг элементарлигига жиддий шубҳа туғдира бошлади. Шу сабабли 1964 йилда америкалик физик Голл Ман ҳамма зарралар бир-бирлари билан турли комбинацияларда бирикувчи уч *кварк* ва уч *антикваркдан* иборатдир, деган гипотезани айтди. Кваркларнинг электр зарядлари каср сонлар билан ифодаланади, яъни кварклардан бири 2/3 элементар зарядга тенг мусбат зарядга, қолган иккитаси эса ҳар бири 1/3 элементар зарядга тенг бўлган манфий зарядга эга бўлади.

1979 йилда Фарбий Германиянинг Гамбург шаҳрида «Петра» деб номланган махсус қурилмада жаҳоннинг бир қанча мамлакатларидан келган бир гуруҳа олимлар атом устида тажриба ўтказиб, атом марказида ҳозиргача номаълум бўлган қандайдир янги зарра

мавжудлиги тўғрисида ишончли далилларга эга бўлдилар. Бу зарра *глюона*» деб аталди. Агар глюона кашф этилса, элементар зарралар «кварклардан ташкил этилганлиги тўғрисидаги гипотеза тасдиқланган бўлади. Кваркларни алоҳида кузатиш мумкин эмас, чунки улар доимо бир-бирига маҳкам ёпишган ҳолатдадир. Бироқ олимлар беш хил кварк мавжудлиги тўғрисида, гарчи билвосита бўлмаса ҳам, лекин қатъий далилга эга бўлишди, энди унинг олтинчисини қидирмоқдалар.

Шундай қилиб, материянинг шакллари турли-туман бўлиши билан бирга, ўз моҳияти жиҳатидан ягонадир. Моддий объектларнинг алоҳида группа ва турларга бўлиниши шартли ва нисбийдир.

Такрорлаш учун саволлар

1. Элементар зарра нима?
2. Элементар зарралар неча синфга бўлинади?
3. Антизарра нима?
4. Радиоактив нурланишда атом ядросида электронлар ва позитронлар қаердан олинади?
5. Жуфтлар аннигиляцияси нима?
6. Жуфтлар қандай ҳосил бўлади?
7. Кварклар ҳақида нималарни биласиз?

1-ЛАБОРАТОРИЯ ИШИ

Амперметр ва вольтметр воситасида ўтказгичнинг қаршилигини ўлчаш

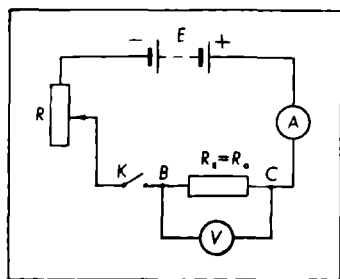
Керакли асбоблар: 1) амперметр; 2) вольтметр; 3) ўзгармас ток манбаи; 4) реостат; 5) калит; 6) қаршиликларни номаълум учта ўтказгич; 7) улаш симлари.

Ишни бажаришдан мақсад:

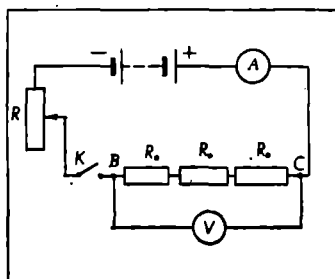
- а) ҳар бир ўтказгичнинг қаршилигини алоҳида-алоҳида ўлчаш;
- б) ўтказгичларни кетма-кет улаб, уларнинг умумий қаршилигини ўлчаш;
- в) ўтказгичларни параллел улаб, уларнинг умумий қаршилигини ўлчаш;
- г) ўтказгичларни аралаш улаб, уларнинг умумий қаршилигини ўлчаш.

Номаълум қаршилик сифатида 6 Ом ли ва 2,5 А га мўлжалланган учта мактаб реостати олинади. Ток манбаи сифатида аккумуляторлар батареяси ёки тўғрилагич (выпрямитель) хизмат қилади. Реостат ёрдамида занжирда ток ўзгартирилади.

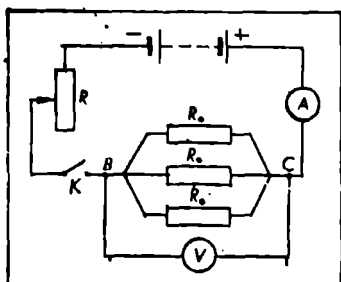
а) Айрим қаршиликларни ўлчаш учун 293- расмда кўрсатилган схема бўйича электр занжирини йиғилади, бунда A — амперметр, V — вольтметр, R — реостат, K — калит, E — ток манбаи, R_x — номаълум қаршилик. Бу схемадан фойдаланиб битта номаълум қаршиликдан иборат занжир қисмининг қаршилигини ўлчанади. Бунинг учун электр занжир йиғилиб, ундаги R реостат ёрдамида занжирда маълум ток ҳосил қилинади ва амперметр ҳамда вольтметр кўрсатишлари ёзиб олинади. Сўнгра R реостат сирпангичини



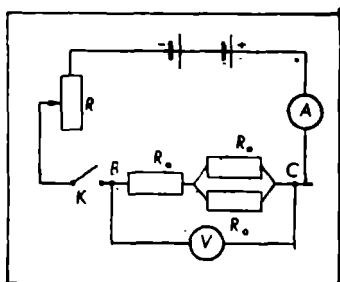
293- расм.



294- расм.



295- расм.



296- расм.

силжитиб, тажриба яна икки марта такрорланади ва ҳар сафар амперметр ва вольтметрнинг кўрсатишлари ёзиб олинади.

Занжирнинг бир қисмига оид Ом қонунидан фойдаланиб, ҳар бир ток кучи ва унга мос кучланишларнинг қийматларидан фойдаланиб R_x топилади. Сўнгра қаршиликнинг ўртача арифметик қиймати $\bar{R}_x$ ҳисобланади.

Номаълум қаршилик $R_0 = 6$ Ом ли мактаб реостатидир. Шунинг учун R_0 ни тажрибадан топилган натижа R_x билан таққослаш ва уларнинг ўзаро яқинлиги ёки мос тушишини аниқлаш лозим;

б) вольтметрдан бошқа барча санаб ўтилган асбоблар, жумладан, номаълум учала қаршилик ҳам, занжирга кетма-кет уланади (294-расм). Вольтметр клеммалари эса занжирнинг B ва C нуқталар билан чегараланган қисмига параллел қилиб уланади;

K калитни улаб, а) пунктда қайд қилинган ўлчаш бажарилади: ўтказгичлар группасининг учларидаги кучланишни ток кучига бўлиб, ўтказгичлар группасининг қаршилиги R_x топилади.

Сўнгра

$$R_x = R_0 + R_0 + R_0 = 3R_0$$

формуладан фойдаланиб, яна шу ўтказгичлар группасининг қаршилиги назарий ҳисобланади.

Ҳисобланган натижа тажрибадан топилган натижа билан таққосланади.

в) 295-расмда кўрсатилган схема бўйича электр занжири тузилади ва (а) пунктда қайд этилган вазифа бажарилади.

Ўтказгичлар-группасининг умумий қаршилиги

$$\frac{1}{R_x} = \frac{3}{R_0} \text{ ёки } R_x = \frac{R_0}{3}$$

формуладан фойдаланиб ҳисобланади ва тажрибадан олган натижа билан таққосланади;

г) ниҳоят, ўтказгичларнинг иккитасини ўзаро параллел ва учинчисини уларга кетма-кет қилиб уланади. Бу ўтказгичларни аралаш улашнинг энг оддийсидир. Сўнгра ўтказгичлар группасини занжир-

нинг B ва C нуқталарга уланади (296-расм). Занжирда реостат ёрдамида ток кучини ўзгартира бориб, вольтметр ва амперметрнинг кўрсатишлари асосида аралаш уланган ўтказгичлар группасининг қаршилиги бир неча марта топилади ва қаршилиқнинг ўртача қиймати ҳисобланади.

Ўтказгичлар группасининг қаршилиги қуйидаги формуладан назарий ҳисобланади:

$$R_x = R_0 + \frac{R_0 \cdot R_0}{R_0 + R_0} = \frac{3}{2} R_0.$$

Ҳисобланган натижа билан тажрибадан олинган натижа таққосланади.

Тажрибадан олинган ва ҳисобланган натижаларга асосан қуйидаги жадвал тўлдирилади.

Ўлчаш тартиби	Битта ўтказгич		Учта ўтк. кет-ма-кет улаш		Учта ўтк. параллел улаш		Учта ўтк. аралаш улаш	
	$R_{\text{таж}}$	$R_{\text{ҳис}}$	$R_{\text{таж}}$	$R_{\text{ҳис}}$	$R_{\text{таж}}$	$R_{\text{ҳис}}$	$R_{\text{таж}}$	$R_{\text{ҳис}}$

Жадвалдаги натижалар асосида хулосалар чиқарилади.

2-ЛАБОРАТОРИЯ ИШИ

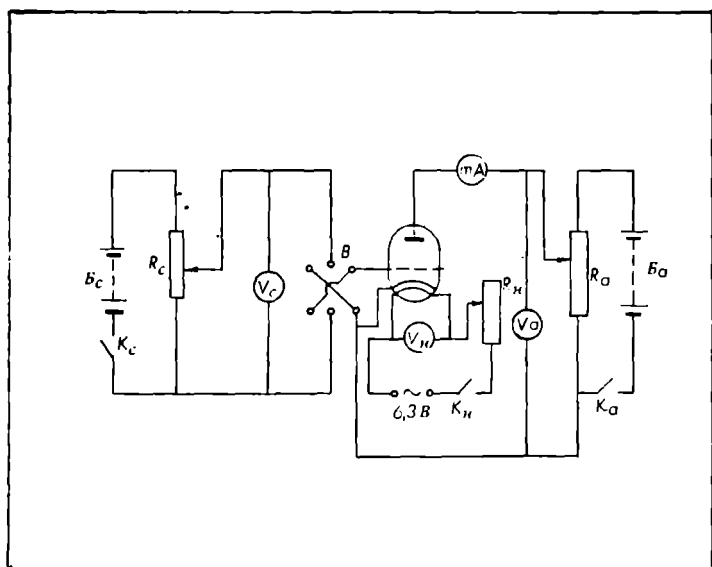
Триоднинг тўр характеристикасини текшириш

Керакли асбоблар: 1) уч электродли электрон лампа; 2) ўзгармас ток манбаи (200 ÷ 300В), бу ток манбаи сифатида кенотрон тўғрилагичлар фойдаланилади; 3) 6 В ва 10 В ли аккумуляторлар батареяси; 4) 10 мА га мўлжалланган миллиамперметр; 5) реостатлар; 6) 5 В, 10 В ва 150 В га мўлжалланган вольтметрлар; 7) коммутатор; 8) калитлар.

Бу вазифада 6С5С маркали электрон лампанинг тўр характеристикаси ўрганилади. Лампанинг нормал электр кўрсаткичлари қуйидагича: чўғланма кучланиши 6,3 В, анод кучланиши 250 В ва анод токи 6 — 7 мА.

Ишни бажариш учун кўрсатилган асбоблардан фойдаланиб қуйидаги схема (297-расм) бўйича электр занжири тузилади. Схемда R_a , R_c ва R_n — мос равишда анод, тўр ва катод занжиридаги реостатлар, V_a , V_c ва V_n — анод, тўр ва катоддаги кучланишларни ўлчайдиган вольтметрлар, мА — анод токини ўлчайдиган миллиамперметр, B — тўрга бериладиган потенциалнинг ишорасини ўзгаришида фойдаланадиган коммутатор. K_a , K_c ва K_n — анод, тўр ва катод занжиридаги калитлар.

Схемани қуйидаги тартибда йиғиш тавсия этилади:



297- расм.

1) Аввал катод занжири тузилади ва R_c реостат ёрдамида лампанинг чўғланма толасига 6 В кучланиш берилади.

2) Анод занжири тузилади. R_a реостат ёрдамида анод кучланишини аста-секин ўзгартириб бориб, миллиамперметрнинг кўрсатишидан анод кучланишининг ўзгаришига боғлиқ равишда анод токининг ўзгариб боришига ишонч ҳосил қилинади (бунда кучланиш ортиши билан анод токи ҳам ортиб бориши керак). Сўнгра анод кучланишини нолгача пасайтириб, K_a калит узиб қўйилади.

3) Тўр занжири тузилади ва бу занжир тўғри тузилганлигини текшириб кўрилади. Бунинг учун K_a калитни улаб, анодга кучланиш берилади. Агар B коммутаторнинг бир ҳолатида тўр кучланиши ортиши билан анод токи ортиб борса, (бунда тўр потенциали мусбат бўлади), коммутаторнинг иккинчи ҳолатида эса тўр кучланиш ортиши билан анод токи камайиб борса, (бунда тўр потенциали манфий бўлади) тўр занжири тўғри тузилган ҳисобланади. Сўнгра R_c реостат ёрдамида тўр кучланишини ноль қийматигача пасайтириб, K_c калит узилади.

Занжирни тузиб бўлгандан сўнг, триоднинг тўр характеристикасини олиш учун қуйидаги тартибда иш бажарилади:

1) K_a калит уланади ва R_a реостат ҳамда V_a вольтметрдан фойдаланиб, лампанинг чўғланма толасига 6 В кучланиш берилади.

2) K_c калитни улаб, R_c реостат ва V_c вольтметрдан фойдаланиб, лампанинг анодига 50 В кучланиш берилади.

3) K_c калит уланади. R_c реостат ёрдамида тўрга бериладиган кучланишнинг қиймати нолдан 10 В гача 0,5 В дан ўзгартирилиб борилади ва асосан тўрдаги кучланишнинг ҳар бир қийматига мос келадиган миллиамперметрнинг кўрсатишларидан анод токининг кучи ёзиб олинади.

4) В коммутаторни иккинчи ҳолатга ўтказиб, яна учинчи пунктда кўрсатилган вазифа бажарилади. Агарда тўрга берилган потенциал манфий бўлса, у ҳолда тўр кучланишини то анод токи нолга тенг бўлгунча ошириб борилади.

5) Анодга 100 В ва 150 В кучланишлар бериб, тўр кучланишини юқорида кўрсатилган чегараларда ўзгартириб, V_c вольтметр билан mA миллиамперметр кўрсатишлари ёзиб олинади.

6) Олинган маълумотлар асосида қуйидаги жадвал тўлдирилади.

Тартиб номери	$U_a = 50 \text{ В}$		$U_a = 100 \text{ В}$		$U_a = 150 \text{ В}$	
	U_c	I_a	U_c	I_a	U_c	I_a

7) Жадвалдан фойдаланиб, триоднинг тўр характеристикасини, яъни анод токининг тўр потенциалига боғлиқлик графиги чизилади.

3-ЛАБОРАТОРИЯ ИШИ

Тебраниш контурида резонанс ҳодисасини ўрганиш

Керакли асбоблар: 1) КИ — I маркали индуктивлик галтаги; 2) БК — 8 ва БК — 60 маркали конденсаторлар баъарялари; 3) 2 мкФ, 4 мкФ ва 6 мкФ сифимли учта конденсатор; 4) 100 мА га мўлжалланган ўзгарувчан ток миллиамперметри; 5) ўлчаш чегараси 48 — 52 Гц бўлган вибрацион частотаметр; 6) 2,5 Ом дан даражаланган 100 Ом ли потенциометр; 7) 30 В кучланишли ўзгарувчан ток манбаи; 8) калит ва ўлаш симлари.

Бу ишни бажаришдан асосий мақсад тебраниш контурида резонанс ҳодисаси рўй берганда а) контурнинг индуктив қаршилиги $R_L = L \omega_r$ (бунда $\omega_L = 2 \pi \nu$, ν — оддий частота), сифим қаршилиги $R_C = \frac{1}{C \omega_r} = \frac{1}{2 \pi \nu C}$ га тенг эканлигига ишонч ҳосил қилиш;

б) тебраниш контурининг хусусий частотасини ҳисоблаш;

в) контурнинг актив қаршилигининг резонанс эгри чизигига қандай таъсир этишини аниқлашдан иборатдир.

Бунинг учун юқорида кўрсатилган асбоблардан, фойдаланиб, 298-расмда кўрсатилган схема бўйича электр занжири тузилади.

Схемада L — индуктивлиги 1 Гн ва актив қаршилиги $R_1 = 216 \text{ Ом}$ бўлган КИ — 1 маркали ғалтак, R_2 — реостат, C_1 — ўзаро параллел уланган БК — 8 ва БК — 60 маркали конденсаторлар батареялари, C_2 — сиғими маълум бўлган учта конденсатордан биттаси, мА — миллиамперметр, K — калит.

Иш қуйидаги тартибда бажарилади:

1) Манбага частотометрни бевосита улаб, ўзгарувчан токнинг частотаси ($\nu = 50 \text{ Гц}$) ўлчанади.

2) R_2 реостатнинг қаршилигини нолга келтириб (бунда контурнинг актив қаршилиги фақат индуктив ғалтакнинг қаршилигидан иборат бўлади), контурда 45 мкФ га тенг сиғим ўрнатилади. Сўнг K — калитни улаб, миллиамперметрнинг кўрсатишига биносан контурдаги ток кучининг катталиги ёзиб олинади.

3) Конденсаторлар батареяларидан ва сиғими маълум конденсаторларни занжирга танлаб улаш йўлидан фойдаланиб, контур сиғими 45 мкФ дан аста-секин 4 мкФ гача камайтириб борилади ва миллиамперметрнинг кўрсатишларидан сиғимнинг ҳар бир қиймати-га мос келган ток кучининг катталиги ёзиб олинади.

4) Қуйидаги 1 — жадвал тўлдирилади ва жадвалдаги натижаларни анализ қилиб, сиғимнинг қандай қийматида берилган контурда резонанс ҳодисаси содир бўлиши аниқланади (сиғимнинг бу қийматида ток кучи энг катта бўлиши керак).

5) Сиғимнинг бу қийматидан фойдаланиб, контурнинг сиғим ва индуктив қаршиликлари ҳисобланади ва ҳосил қилинган натижалар ўзаро таққосланади.

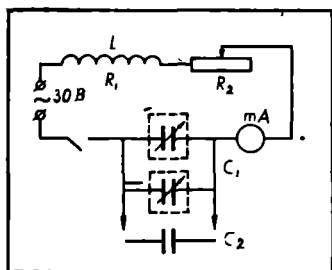
6) Ўлчаб олинган маълумотлардан фойдаланиб, сиғимнинг ҳар бир қиймати учун контурнинг хусусий тебранишлар частотаси

$$\nu = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

формуладан ҳисоблаб топилади (бунда контурнинг актив қаршилиги 216 Ом га тенг эканлигини эслатиб ўтамиз).

7) R_2 потенциометр ёрдамида контурга аввал 50 Ом , сўнг 100 Ом қаршиликларни киритиб (бунда энди контурнинг актив қаршилиги мос равишда 266 Ом ва 316 Ом га тенг бўлади), юқорида кўрсатиб ўтилган тартибда тажриба такрорланади.

8) Тажриба натижаларига асосан қуйидаги 2-жадвал тўлдирилади.



208- расм.

1-жадвал

Тартиб номери	C_1 , мкФ	I , мА

Тартиб номера	C_1 мкФ	V , Гц	I , мА		
			216 Ом	308 Ом	316 Ом

9) Контурунинг ҳар бир актив қаршилигига келган резонанс эгри чизиклари олинади. Бунинг учун ордината ўқига ток кучининг қиймати, абсцисса ўқига эса частотанинг қийматини қўйиб ҳосил қилинган нуқталардан туташ чизик ўтказилади. Бу резонанс чизикларига қараб, биринчидан, актив қаршиликнинг катталиги қандай бўлишидан қатъи назар контурда резонанс яъни бир частотада содир бўлишига ишонч ҳосил қилинади; иккинчидан, актив қаршилиқ қанча кам бўлса, резонанс эгри чизиги шунча ўткир бўлиши кузатилади.

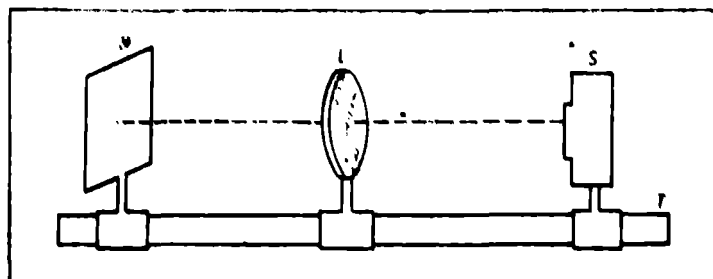
4-ЛАБОРАТЯ ИШИ

Йиғувчи ва сочувчи линзаларнинг фсус массфасини аниқлаш

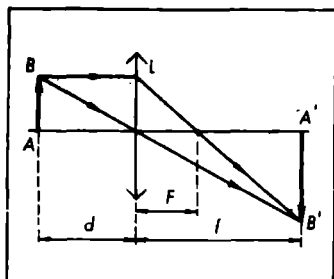
Керакли асбоблар: 1) оптик тағлик; 2) қавариқ линза; 3) ботиқ линза; 4) ёриткич лампа; 5) чизгич; 6) сурилма экран.

Горизонтал вазиятдаги T оптик тағлик устида унинг жилғичларига ўрилатилган L линза, $\mathcal{E}$ экран ва маҳсус гилофли S ёриткич бемалол силжиши мумкин (209-расм). Ёриткич гилофининг олд деворида тўғри тўртбурчакли тешик бўлиб, у ёритилгандан сўнг объект (предмет) вазифасини ўтайди ва унинг тасвири ўрганилаётган линза воситасида ҳосил қилинади. Тасвири фокуслаш аниқлигини ошириш учун тешикка тўр тутилган.

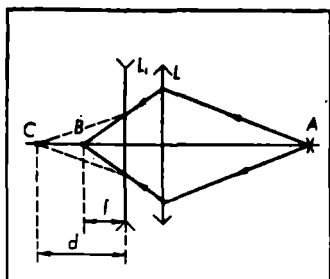
Бу асбобларнинг ҳаммаси шундай жойлаштирилганки уларнинг маркалари бир хил баландликда, бир тўғри чизикда, экран текислиги оптик тағликининг узунлигига перпендикуляр, линзанинг



209-расм.



300- расм.



301- расм.

ўқи эса тагликка параллел вазиятда туради. Асбоблар орасидаги масофалар жилгичлардаги кўрсаткичлар воситасида таглик бўйлаб жойлашган шкалали (масштабли) чизгичга қараб ёзиб олинади.

1) Йиғувчи линзанинг фокус масофасини линза билан предмет ва линза билан тасвир орасидаги масофаларга қараб аниқлаш. Агар линза билан предмет орасидаги масофани d деб, линза билан тасвир орасидаги масофани f деб белгиласак (300- расм), у ҳолда бу линзанинг фокус масофаси

$$F = \frac{f \cdot d}{f + d}$$

формула билан ифодаланади.

Вазифани бажариш учун экранни ёриткич (предмет) дан узоқроқ ўрнатиб, уларнинг орасига линза қўйилади ва экранда тешикка тўтилган тўрнинг тасвири аниқ кўрингунча линза у ёки бу томонга сурилади. Тагликка ўрнатилган чизгич ёрдамида линза, экран ва тўрнинг вазияти аниқланиб ёзиб олинганч, ёриткич ва экран ўрнатилган жилгичлар бошқа жойга кўчирилади ва янги тасвир ҳосил қилинади. Сўнгра линзанинг ҳамда бошқа ҳамма асбобларнинг тегишли вазиятлари яна қайтадан топилади ва ёзиб олинади.

Айрим ўлчаш натижаларининг ҳар бирини юқоридаги линза фокуси формуласига қўйиб, линзанинг фокус масофаси аниқланади ва топилган натижаларнинг ўртача арифметик қиймати олинади.

2) Сочувчи линзанинг фокус масофасини аниқлаш.

Агар A нуқтадан чиқиб, L йиғувчи линзада сиғиб ўтгандан сўнг B нуқтада учрашувчи нурлар йўлига L , сочувчи линзани $L_1 B$ масофа линзанинг фокус масофасидан қисқароқ бўладиган қилиб қўйсак (301- расм), у ҳолда A нуқтанинг тасвири L линзадан йироқлашади. Бу тасвир масалан, C нуқтага кўчади, деб фараз қилайлик. Оптик асбоблар системасида нурларнинг ўзаро айлана олиш принциpigа асосан, биз бу ерда ёруғлик нурлари C нуқтадан

тарқалаётир деб қарашимиз мумкин. Бу тарқалувчи нурларнинг кесилган B нуқтаси C нуқтанинг сочувчи линзада ҳосил қилинган мавҳум тасвири бўлади. CL_1 масофани d ҳарфи билан, BL масофани f ҳарфи билан белгилаб ва F ҳамда f лар манфий ишорали эканлигини назарга олиб, линза формуласини қуйидагича ёзамиз:

$$-\frac{1}{F} = \frac{1}{d} - \frac{1}{f},$$

бундан сочувчи линзанинг фокус масофаси қуйидаги формула билан фойдаланишини

$$F = \frac{f \cdot d}{d - f}$$

аниқлаймиз.

Вазифани бажариш учун оптик тагликка ёриткич, йиғувчи линза ва экран жойлаштирилади. Экранни таглик бўйича ўнг ва чап томонларга силжитиб, ёриткич гилофига ўрнатилган тўрнинг аниқ тасвирини олишга эришилади ва шкалани чизғич ёрдамида экран вазияти белгилаб олинади. Бу иш бир неча марта такрорланиб, экран вазиятини қайд қилувчи рақамларнинг ўртача арифметик қиймати топилади. Бу қиймат B нуқтанинг вазиятини кўрсатади. Сўнгра йиғувчи L линза билан топилган B нуқта орасига сочувчи L_1 линза жойлаштирилади, бунда тасвир хиралашади. Экранни таглик бўйича чапга силжитиб, аниқ тасвир ҳосил қилинади ва экраннинг янги (иккинчи) вазияти ҳамда сочувчи линзанинг вазияти шкалани чизғич ёрдамида аниқлаб олинади. Сочувчи линзанинг вазиятини ўзгартирмаган ҳолда экранни ўнг ва чапга силжитиб, яна тасвир ҳосил қилишга эришилади. Бу иш бир неча марта такрорланади ва экраннинг иккинчи вазиятини қайд этувчи рақамларнинг ўртача арифметик қиймати топилади.

Сочувчи линза ҳамда экраннинг бошланғич (B нуқта) ва охири (C нуқта) вазиятларини билган ҳолда d ва f масофалар ҳисоблаб топилади (301-расмга қараңг) ва формуладан сочувчи линзанинг фокус масофаси аниқланади.

5-ЛАБОРАТОРИЯ ИШИ

Микроскоп ёрдамида шишанинг синдириш кўрсаткичини аниқлаш

Керакли асбоблар: 1) микрометрик винтли микроскоп; 2) икки томони ўзаро тик тирналиб ингичка чизик ҳосил қилинган турли қалинликдаги (1,5—3 мм) шиша пластинкалар; 3) микрометр.

Бу лаборатория ишида, синдириш кўрсаткичини аниқлаш учун нурлар оптик зичлиги каттароқ бўлган муҳитдан оптик зичлиги камроқ бўлган муҳитга ўтганда нур чиқарувчи нуқта мавҳум тасвирининг шу икки муҳит ёндашган чегарага яқинлашиши ҳодисасидан фойдаланилади. Шу мақсадда микроскопнинг столчасига икки томонида ҳам тирнаш йўли билан ҳосил қилинган белгилари — чизикдари бўлган шиша пластинка қўйилади. Микроскопга қара-

ганда пластинка сиртларида кўринадиган чизиқларни бир-биридан фарқ қилиш учун чизиқларнинг бирини пластинканинг бўйига қараб, иккинчисини эса энига қараб тирнаш мақсадга мувофиқдир.

Шундай пластинкалардан бирини микроскоп столчасига ўрнатиб, унга микроскоп орқали қараймиз ва пластинканинг пастки юзидagi чизиқда ётган O нуқтага тушиб, шиша пластинка орқали ўтаётган OB нурни кўриб чиқамиз (302-рasm). Бунда шиша пластинкага O нуқтада ўтказилган OA нормал билан OB нур кичик β бурчак ҳосил қилади деб фараз қиламиз.

OB нур икки муҳит (шиша — ҳаво) ни ажратиб турувчи MN чегарада синади ва пластинкадан ҳавога ўтганда сиртга ўтказилган BD нормал билан α' бурчак ташкил этади. Бу бурчак шишанинг синдириш кўрсаткичи билан қуйидаги қонуният бўйича боғланган:

$$n = \frac{\sin \alpha'}{\sin \beta'}$$

Микроскоп орқали кузатувчига кўринаётган нур O нуқтадан эмас, худди E нуқтадан чиқаётган бўлиб кўринади, бунда пластинканинг пастки сиртидаги чизиқ b баландликка кўтарилгандек, яъни пластинканинг қалинлиги камайгандек бўлиб кўринади. Бу E нуқта шиша пластинкадан чиққан (O нуқтадан ўтувчи) BC нурнинг давоми билан шу пластинканинг пастки сиртига (O нуқтада) тик йўналишда кирувчи OA нурнинг кесишган нуқтасидан иборатдир. Демак, E нуқта O нуқтанинг мавҳум тасвири бўлади. Агар микроскоп шиша пластинканинг устки сиртида ётган A нуқтага фокусланган бўлса, у ҳолда кузатувчи пластинканинг пастки сиртида ётган O нуқтани кўриш учун микроскоп тубусини пластинканинг қалинлиги d га тенг бўлган ораликқа эмас, балки ундан камроқ ораликқа пластинканинг кўринма қалинлиги a га тенг бўлган ораликқа силжитиши лозим бўлади.

Шишанинг ҳақиқий қалинлиги d , кўринма қалинлиги a ва синдириш кўрсаткичи n орасидаги ўзаро боғланишни аниқлайлик. Бунинг учун OBA , EBA учбурчаклардан фойдаланамиз. OBA учбурчакдан

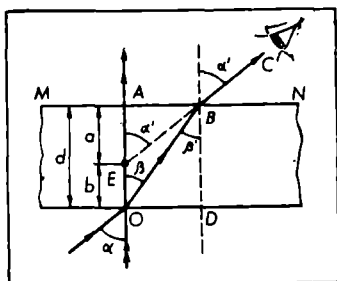
$$AB = d \cdot \operatorname{tg} \beta.$$

EBA учбурчакдан эса

$$AB = a \operatorname{tg} \alpha'$$

ёки

$$d \cdot \operatorname{tg} \beta = a \operatorname{tg} \alpha',$$



302-рasm.

бундан

$$\frac{d}{a} = \frac{\operatorname{tg} \alpha'}{\operatorname{tg} \beta}.$$

α' ва β бурчаклар кичик бўлгани учун тангенслар нисбатини шу бурчаклар синуслари нисбати билан алмаштириб ва $\beta = \beta'$ эканлигини эътиборга олиб, қуйидагини ёзамиз:

$$\frac{d}{a} = \frac{\sin \alpha'}{\sin \beta'} = n. \quad (\text{a})$$

Шундай қилиб, пластинка қалинлиги d ва микроскоп тубусининг кўтарилиш баландлиги a ни ўлчаш орқали шиша пластинканинг ҳавога нисбатан синдириш кўрсаткичини аниқлаш мумкин.

ИШНИ БАЖАРИШ

1) Микрометр ёрдамида шиша пластинканинг ҳақиқий қалинлиги d мм ҳисобида бир неча марта ўлчанади ва ўртача қиймати ҳисоблаб топилади.

2) Микроскоп ёрдамида шиша пластинканинг кўринма қалинлиги a ўлчанади. Бунинг учун шиша пластинка микроскоп столчасига пластинка сиртларидаги чизиқларнинг кесинган нуқтаси асбобнинг оптик ўқида ётадиган қилиб ўрнатилади. Сўнгра:

а) тубусни силжитиб, шиша пластинканинг устки сиртидаги чизиқнинг аниқ тасвири ҳосил қилинади ва микрометрик винтнинг барабанидаги шкалалар бўйича кўрсаткич қаршисида турган K_1 бўлинма қиймати ёзиб олинади; б) микрометрик винт барабанини аста-секин бураб, тубусни шиша пластинканинг пастки сиртидаги чизиқнинг аниқ тасвири ҳосил бўлгунча пастга силжитилади ва барабанининг тўла айланишлар сони N ҳамда барабандаги шкала бўйича кўрсаткич қаршисида турган K_2 бўлинма қиймати ёзиб олинади.

Микрометрик винт барабандаги шкаланинг битта бўлинмасининг қиймати 0,002 мм га тенг, бўлинмаларнинг сони эса 50 га тенг. Демак, шиша пластинканинг кўринма қалинлигини қуйидаги ифодадан топамиз:

$$a = \{N \cdot 50 + (K_2 - K_1)\} \cdot 0,002 \text{ мм.}$$

Ўлчашни такрорлаб, a нинг қиймати бир неча марта топилади ва ўртача қиймати аниқланади.

3) d ва a нинг ўртача қийматларидан фойдаланиб, (a) формулага асосан шиша пластинканинг синдириш кўрсаткичи ҳисоблаб топилади.

4) Бу вазифа бошқа пластинкалар учун ҳам юқоридаги тартибда бажарилади.

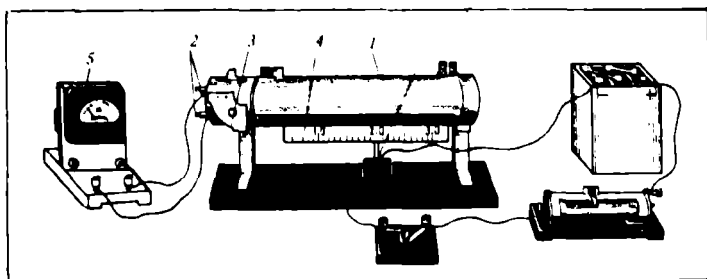
5) Тажриба натижаларига асосланиб қуйидаги жадвал тўдирилади:

Улаш тартыби	Пластиканинг ҳақиқий қа- линлиги (мм)	Пластиканинг кўринма қа- линлиги (мм)	Синдириш кўр- саткичи

6-ЛАБОРАТОРИЯ ИШИ

Фототок катталигининг ёритилганликка боғлиқлиги

Керакли асбоблар: 1) Ёритилганлик қонунларини ўрганишда иш-
латиладиган асбоб (электрофотометр); 2) шкаласи 100 мкА га мўл-
жалланган М494 типидagi микроамперметр; 3) 3-НКН-10 акку-
муляторлар батареяси; 4) реостат; 5) калиб



303- расм.

Ёритилганлик қонунлари ўрганиладиган асбобнинг ташқи кўриниши 303- расмда кўрсатилган N тахтача тагликка маҳкам-
ланган иккита устунчага горизонтал равишда ўрнатилган I трубадан
иборат бўлиб, трубанинг чап томондаги асосида ўз ўқи атрофида
айлана оладиган сезилли фотоэлементи бўлган қўтича жойлаш-
тирилган. 3- даста ёрдамида фотоэлементни горизонтал ўқ атрофида
0° дан 90° гача буриш мумкин. Бурилиш бурчаги асбоб корпусига
маҳкамланган бурчак ўлчовчи шкаласидан аниқланади.

Трубанинг ўрта қисми шарпир ёрдамида иккита ярим қисмга
очилади. Шу ярим қисмлар ёшилганда труба бўйига параллел бўл-
ган тирқин ҳосил бўлади. Бу тирқин қора мато билан қопланган.
Трубанинг ички қисмига жойлашган бир печа ўтгармас диафрагма-
лар фотоэлементни трубанинг ички сиртидан қайтган ёруғлик нур-
ларининг тушишидан сақлаб туради. Трубанинг ташқи сиртига
сантиметрларга бўлинган 4 шкала жойлаштирилган. Шкаланинг
ноль бўлими фотоэлемент сезгир қатламининг сатҳига мос келади.

Асбоб қуйидаги қисмлардан иборат:

1) фокус масофаси 15 см ва диаметри 3,5 см бўлган йиғувчи
линза ўрнатилган махсус устунча;

2) 3,5 В ва 0,28 А га мўлжалланган электр лампочкаси ўрна-
тилган устунча, лампочка ёруғлик манбаи сифатида ишлатилади;

3) дарчасининг юзи 9 см^2 , 6 см^2 ва 3 см^2 бўлган учта диафрагма, биринчи диафрагмага хира шиша кийдирилган.

Тажриба ўтказишда фотоэлемент қисқичларига 5 микроамперметр 2 клеммаларга уланади. Линза ва лампочка труба ичига кирилади ва 6 тагликка ўрнатилади. Уларни трубадаги тирқиш бўйлаб силжитиш мумкин. Линзанинг оптик ўқи, лампочка толаси, трубанинг геометрик ўқи билан устма-уст тушиши лозим. Сўнггра лампочка, аккумуляторлар батареяси, реостат ва калитдан иборат электр занжири йиғилади. Калитни улаб, лампочка ёқилади. Лампочка билан линза орасидаги масофани ўзгартириш йўли билан фотоэлемент сиртига параллел нурлар дастаси тушишига эришилади. Шундан кейин фотоэлемент қутнчаси хира шишали диафрагма билан ёпилади; бунда дарча тўла очик деб ҳисобланади. Трубани ёпиб, микроамперметр кўрсатиши тахминан 60 мкА бўлгунга қадар реостат воситасида лампочканинг чўғланиш даражаси ўзгартирилиб борилади.

Шундан сўнг биринчи диафрагма штифтига иккинчи (дарчанинг 2/3 қисми очик), учинчи (дарчанинг 1/3 қисми очик) диафрагмалар навбатма-навбат кийдирилади ва микроамперметрнинг шунга мос кўрсатишлари ёзиб олинади.

Лампочканинг чўғланиш даражасини ўзгартириб, тажриба яна икки марта ўтказилади, бунда фототокнинг бошланғич (дарча тўла очик бўлгандаги) қийматлари мос равишда 45 мкА ва 30 мкА га тенг қилиб олиш тавсия этилади.

Тажрибада олинган натижаларга асосланиб қуйидаги жадвал тўлдирилади.

Ўлчаш тартиби	Дарчанинг очилиш катталиги	Микроамперметр кўрсатиши		
		I. мкА	II. мкА	III. мкА
1	1/1			
2	2/3			
3	1/3			

Жадвалдаги натижалар асосида фототок кучининг катталиги фотоэлементнинг актив сиртининг ёритилганлигига қандай боғланишда эканлиги ҳақида фикр юритилади.

МУСТАҚИЛ ЕЧИШ УЧУН БЕРИЛГАН МАСАЛАЛАРНИНГ ЖАВБЛАРИ

1. 6 марта ортади. 2. 81 марта камаяди. 3. $6,5 \cdot 10^{-2}$ м. 4. 9 кН. 5. $4 \cdot 10^8$ дона. 6. 8,5 кН. 7. $q_1 = \frac{q}{\sqrt{3}}$. 8. 7 тН. 9. $\pm \frac{q}{\epsilon_0 \pi r}$. 10. $9 \cdot 10^{-7}$ Кл. 11. $91 \frac{\text{Н}}{\text{Кл}}$.
 $\left(\frac{\text{В}}{\text{м}}\right)$. 12. $246 \frac{\text{Н}}{\text{Кл}}$; 116 В. 13. 750 В. 14. 0,14 м/с. 15. 7,6 кВ. 16. $4,8 \cdot 10^{-2}$ лН.
17. 540 Ж. 18. Шарчанинг зарядланган жисмга яқин томонида индукцияланган қарама-қарши ишорали заряд ҳосил бўлади. Шунинг учун шарча иккала ҳолда ҳам зарядланган жисмга тортилади. 19. Ҳа, ўзгаради. Чунки ўтказгичнинг электр сифими атроф-муҳитнинг электр синдирувчанлигига боғлиқ. 20. $4,5 \cdot 10^{-2}$ м. 21. $53 \cdot 10^{-6}$ м. 22. $2,9 \cdot 10^{-8}$ Ф. 23. $3 \cdot 10^{-7}$ Кл. 24. $4,7 \cdot 10^{-6}$ Ж. 25. $2 \cdot 10^{20}$ та. 26. 2,5 В. 27. 10^{-5} м/с. 28. 25 Ом. 29. 2,4 мм²; 8,3 м. 30. $4,5 \cdot 10^{19}$ т/га. 31. 1795 К. 32. 12,6 м. 33. 40 В, 10 В, 70 В, 120 В. 34. 2 Ом, 35. 0,96 Ом, 5 А. 36. 25 та. 37. 1,05 Ом, 5,25 В, 1,31 А, 1,05 А, 2,63 А. 38. 12 В, 4 В, 1 А, 2А. 39. 24 В, 1,2 А, 0,8 А. 40. 0,4 Ом. 41. 30 А. 42. 110 т. 43. 0,12 А. 44. 40 А. 45. 0,021 Ом, 46. 3800 Ом. 47. 0,74 А. 48. 1,5 марта. 49. 4,3 кВт, 19,6 А. 50. 12 м. 51. 11 мин. 17 с. 52. 2,7 А. 53. 1,2 кВт, 83%. 54. 15 Вт. 55. 179 Ж, 15,47 Ж, 9,2 Ж. 56. 1,9 эВ. 57. 1 А. 58. 0,04 А кам кўрсатади. 59. 21,42 г, $0,238 \frac{\text{мг}}{\text{Кл}}$. 60. $2,08 \cdot 10^{-3}$ м³ водород, $1,04 \cdot 10^{-3}$ м³ кислород. 61. 50 мин. 62. 3 Ом. 63. $3 \cdot 10$ Ж. 64. $1,25 \cdot 10^{20}$ та. 65. $1,9 \times 10^6$ м/с. 66. $5 \cdot 10^{-3}$ м. 67. $3,1 \cdot 10^{17}$ дона. 68. $5 \cdot 10^{-6}$ м. 69. 250 А, 742, 4кЖ. 70. $39,2 \cdot 10^{-19}$ Ж. 71. $8 \cdot 10^4$ К. 72. $4 \cdot 10^{-5}$ Тл. 73. $2,51 \cdot 10^{-5}$ Тл. 74. $1,18 \cdot 10^{-1}$ Тл. 75. $5 \cdot 10^{-6}$ Тл. 76. $6,3 \cdot 10^{-3}$ Тл. 77. 0,4 м. 78. $1,5 \cdot 10^3$ Нм. 79. 0,05 Т. 80. $0,2 \cdot 10^{-8}$ Т. 81. 15 А. 82. $1,3 \cdot 10^{-5} \frac{\text{Н}}{\text{м}}$. 83. 4,9 Н. 84. 17° 85. 800 МэВ. 86. $3,2 \cdot 10^{-19}$ Кл. 87. $58 \cdot 10^{-3}$ Т. 88. $87 \cdot 10^{15}$ м/с². 89. $4 \cdot 10^{-16}$ Н. 90. 0,32 м. 91. 0,5 с; 5А. 92. 50 В. 93. 0,1В. 94. 20 м; 2 А. 95. 6,4 с⁻¹. 96. $18 \cdot 10^{-3}$ В. 97. 1 Гн. 98. $7,1 \cdot 10^{-4}$ Гн; $1,42 \cdot 10^{-3}$ Вб. 99. 20 Ж. 100. 500; $5 \cdot 10^{-4}$ Ж. 101. 380. 102. 400. 103. $2,4 \cdot 10^{-3}$ Кл. 104. 1,55 А. 105. 187 В; 132 В. 106. 11,5 В. 107. 0,02 с; 50 Гц. 108. 6280 Ом. 109. $2,5 \cdot 10^{-4}$ с. 110. 0,08 Г; 0,28 А, 111. 1,65 А. 112. $\cos \varphi = 0,83$; $\varphi = 29^\circ 27'$ 113. 200 Ом; 0,3; 60 Вт. 114. 480 Вт. 115. 0,5 А. 116. 2 кВт. 117. 94 %. 118. 97%. 119. $127 \cdot 10^{-4}$ Г. 120. 10^{-5} с. 121. 200 м. 122. $16 \cdot 10^{-3}$ Г $\geq L \geq 10^{-2}$ Г. 123. 10^{-6} с, 300 м. 124. 0,02 А. 125. 0,37 м. 126. 14,6 лк; 14,6 лк; 12,8 лк. 127. 400 кд. 128. 36 кд. 129. 65 лк; 35 лк; 12,5 лк; 130. Кичик лампадан 0,33м массфага қўйиш керак. 131. 210 лк. 132. 0,1 м. 133. 17,6 лм/Вт. 134. 3,16 м. 135. $8 \cdot 10^4$ лк. 136. 7,5 лк. 137. 0,20 м. 138. 30°. 140. 45°. 143. 0,3 Ом.

144. 0,60 м, 4 дптр. 146. 2 м. 147. $7,5 \cdot 10^{-3}$ м; $-1,5 \cdot 10^{-3}$ м. Тасвир мавҳум, тўғри ва кичрайган. 148. 2 м. 149. 28° ; $2 \cdot 10^5$ м/с. 150. 49° ; 42° ; $24^\circ 30'$; $62^\circ 43'$; 151. 1,11. 152. 32° . 153. 1,4. 154. 50° . 155. 0,02 м. 156. $1^\circ 30'$. 157. $18,6 \cdot 10^{-3}$ м. 158. 0,86 м. 159. $9,9 \cdot 10^{-10}$ с; 0,22 м. 160. Пластинканинг олдинги сиртидан. $5,32 \cdot 10^{-2}$ м масофада. 163. 0,5 м. 166. 0,1 м. 167. $R_1 = R_2 = 0,14$ м. 168. 1,5. 169. $11 \cdot 10^{-3}$ м; $22,5 \cdot 10^{-3}$ м; 9 дптр. 170. $-5,5 \cdot 10^{-2}$ м. 171. 0,12 м; 8,3 дптр. 172. $F/2$. 173. 0,2 м, тасвир жисмдан 2,5 марта кичик, мавҳум ва тўғри. 174. 0,59 м. 175. $2,5 \cdot 10^{-2}$ м. 176. 149 марта. 177. 0,75 м. 178. 562 марта. 179. 3200 марта. 181. Қўзининг кўриш майдони катталашди. 182. 0,25 м. 183. Йиғувчи, 0,67 м, узоқдан кўрувчи. 184. 3 дптр. 189. $1,7 \cdot 10^{-7}$ м. 189. Тебранишлар максимуми кузатилади. 191. $k_{\max} = 3$. 192. Экранинги дифракцион паяжарадан тахминан 0,5 м узоқликда жойлаштириш керак. 193. $4 \cdot 10^{-7}$ м. 194. $4,47 \cdot 10^{-7}$ м. 195. $8 \cdot 10^{-7}$ м, инфрақизил соҳа. 196. 1,335. 197. $5,71 \cdot 10^{-7}$ м, қизил, чунки ёруғлиkning сувадаги частотаси ҳаводаги частотаси билан бир хилдир. 198. Шишдан ҳавога ёруғлик чиқади, лекин оқ ёруғлик бўлмайди, чунки унинг таркибида оқ ёруғлиkning ташкил қилувчи ҳамма нурлар тўлиқ эмас. 199. Сиеҳ қора бўлиб кўринади. 200. $9,6 \cdot 10^{-15}$ Ж. 205. $e_K = 2,8 \cdot 10^{-19}$ Ж; $e_n = 4 \cdot 10^{-19}$ Ж. 206. $2,34 \cdot 10^{-7}$ м. 207. 1,5. 209. $e = 3,97 \cdot 10^{-19}$ Ж. 209. $5,1 \cdot 10^3$ экВ. 210. $8,8 \cdot 10^{-33}$ кг; $1,8 \cdot 10^{-30}$ кг. 211. $1,2 \cdot 10^{-3}$ Па. 212. $2,9 \cdot 10^{11}$ м $^{-2}$ с $^{-1}$. 213. $7,5 \cdot 10^{11}$ Гц. 214. $1,2 \cdot 10^3$ В. 215. $5 \cdot 10^{25}$ Н·с; $1,3 \cdot 10^{-6}$ м. 216. 1400 м/с. 217. $-5,44 \cdot 10^{-19}$ Ж. 218. $\lambda_{\max} = 6,56 \cdot 10^{-7}$ м; $\lambda_{\min} = 3,65 \cdot 10^{-7}$ м. 220. 10,2 В. 221. $0,53 \cdot 10$ м $^{-10}$. 222. $5,89 \cdot 10^{-7}$ м. 223. $10,2 \leq \mathcal{W} \leq 12,1$ эВ. 224. $4,34 \cdot 10^{-7}$ м. 226. $0,91 \cdot 10^{-7}$ м. 227. $1,026 \cdot 10^{-7}$ м; 1, $216 \cdot 10^{-7}$ м; $6,563 \cdot 10^{-7}$ м. 228. $8,2 \cdot 10^{-8}$ Н; $1,8 \cdot 10^{-40}$ Н. 229. $4,6 \cdot 10^{-17}$ кг. 230. 0,51 МэВ. 232. $55 \cdot 10^{-5}$ м. а. б. 233. 1,00759 м. а. б. 234. Нейтронлар сони билан. 235. $2,44 \cdot 10^{-20}$ кг. 236. 225 МэВ. 237. 29,3 МэВ. 239. 1) $\Delta Z = 1$; $\Delta A = 1$; 2) $\Delta A = 4$; $\Delta Z = 2$. 240. ${}_{92}\text{U}^{235}$ изотопи ҳосил бўлади. 241. Водороднинг ${}^1\text{H}^2$ изотопи. 242. 8 ва 6. 243. $1,354 \cdot 10^{-11}$ с $^{-1}$. 244. 5025 та атом. 245. $2,1 \cdot 10^{-6}$ с $^{-1}$. 247. Позитрон чиқади. 248. Тритий учиб чиқади. 250. $2,28 \cdot 10^4$ кВт·соат. 251. 16,7%.

АДАБИЕТ

1. Л. С. Жданов. Физика, «Ўқитувчи», 1960.
2. Г. С. Ландсберг тахрири остида. Элементарий руссий физики, том II, «Наука» М., 1969; том III, «Наука» М., 1972.
3. Л. Б. Милковская. Повторим физику. «Высшая школа», М., 1972.
4. Н. Д. Битько. Физика, 3- ва 4- қисмлар. «Ўқитувчи», 1974.
5. С. П. Мясников, Т. Н. Осанова. Пособие по физике. «Высшая школа», М., 1982.
6. В. П. Демкович, Л. П. Демкович. Физикадан масалалар тўплами. «Ўқитувчи», 1974.
7. Л. П. Баканина ва бошқа. Физикадан масалалар тўплами, «Ўқитувчи» 1978.
8. У. Орифжонов ва бошқа. Физикадан практикум, «Ўқитувчи», 1975.

М У Н Д А Р И Ж А

Сўз боши

3

1 ҚИСМ. ЭЛЕКТР

1 б о б. Электростатика

1- §. Электр зарядлари ва уларнинг ўзаро таъсири	5
2- §. Кулон қонуни. Электр миқдори бирлиги	8
Такрорлаш учун саволлар	11
Масала ечиш намуналари	11
Мустақил ечиш учун масалалар	13
3- §. Электр майдон. Электр майдон кучланганлиги	14
4- §. Электр куч чизиқлари	16
5- §. Электростатик майдонда зарядни кўчиришда бажарилган иш	19
6- §. Потенциаллар фарқи ва потенциал	20
7- §. Электромметр. Ерга улаш	22
8- §. Майдон кучланганлиги билан потенциаллар фарқи орасидаги боғланиш	23
Такрорлаш учун саволлар	25
Масала ечиш намуналари	26
Мустақил ечиш учун масалалар	28
9- §. Электр майдонида ўтказгичлар	29
10- §. Электростатик индукция. Заряднинг сирт бўйича тақсимо-ти	30
11- §. Электр майдонда диэлектриклар. Диэлектрикнинг қутбланиши	33
12- §. Электр сизими ва унинг бирликлари	35
13- §. Конденсатор, унинг турлари ва ишлатилиши	37
14- §. Конденсаторларни улаш	41
15- §. Электростатик майдон энергияси	43
Такрорлаш учун саволлар	44
Масала ечиш намуналари	44
Мустақил ечиш учун масалалар	46

II б о б. Ҳазармас ток

16- §. Электр токи, унинг табиати ва таъсири	47
17- §. Ток кучи, зичлиги ва уларнинг бирлиги	48
18- §. Ҳазармас ток манбалари. Электр юритувчи куч	50
19- §. Занжирнинг бир қисмига онд Ом қонуни. Қаршилиқ	52
20- §. Ўтказгичнинг қаршилигини ҳисоблаш. Солиштирма қаршилиқ	54
21- §. Ўтказгич қаршилигининг температурага боғлиқлиги	56
22- §. Ўтказгичларни кетма-кет ва параллел улаш	58
Такрорлаш учун саволлар	60
Масала ечиш намуналари	61

Мустақил ечиш учун масалалар	65
23- §. Занжирнинг бир жинсли бўлмаган қисми учун Ом қонуни	66
24- §. Берк занжир учун Ом қонуни	66
25- §. Ток манбаларининг кетма-кет ва параллел улаш	67
26- §. Электр занжирига ўлчов асбобларни улаш. Шунт ва қўшимча электр қаршилик тақлаш	71
27- §. Ўзгармас токнинг иши ва қуввати	73
28- §. Жоуль—Ленц қонуни	76
29- §. Ток манбаининг қуввати ва ФИКи	77
Такрорлаш учун саволлар	79
Масала ечиш намуналари	80
Мустақил ечиш учун масалалар	84
30- §. Металларда ўтказувчанликнинг классик электрон назарияси элементлари	86
31- §. Электроннинг чиқиш токи	88
32- §. Суюқликларда электр токи	89
33- §. Электролиз. Фарадей қонунлари	91
34- §. Электролизнинг техникада қўлланилиши	95
Такрорлаш учун саволлар	96
Масала ечиш намуналари	96
Мустақил ечиш учун масалалар	98
35- §. Ғачларда электр токи	99
36- §. Номустақил ва мустақил газ разрядлари	100
37- §. Мустақил разряднинг турлари	103
38- §. Вакуумда электр токи. Электронлар дастаси	106
39- §. Электрон лампалар. Диод ва триод	107
Такрорлаш учун саволлар	110
Масала ечиш намуналари	110
Мустақил ечиш учун масалалар	112
III б о б. Электромагнетизм	—
40- §. Токнинг магнит майдони	112
41- §. Магнит майдон индукция вектори	114
42- §. Магнит майдон индукция чизиқлари. Тўғри тоқ, айланма ток, соленоид ва торонднинг магнит майдони	116
43- §. Ернинг магнит майдони	120
Такрорлаш учун саволлар	121
Масала ечиш намуналари	121
Мустақил ечиш учун масалалар	123
44- §. Магнит майдонининг токли ўтказгичга таъсири	124
45- §. Магнит майдонига киритилган токли рамка	126
46- §. Параллел тскаларнинг ўзаро таъсири. Ток кучи бирлиги — ампер	128
47- §. Лоренц кучи	129
48- §. Циклотрон	130
49- §. Магнит индукцияси оқими	132
Такрорлаш учун саволлар	133
Масала ечиш намуналари	134
Мустақил ечиш учун масалалар	137

IV б о б. Электромагнит индукция

50- §. Электромагнит индукция ҳодисаси	138
51- §. Индукцион токнинг йўналиши. Индукцион ЭЮКнинг катталиги	140
52- §. Магнит майдонда очиқ ўтказгич ҳаракатланганида индукцион ЭЮКнинг вужудга келиши	142
53- §. Ўзиндукция ҳодисаси. Индуктивлик	143
54- §. Моддаларнинг магнит хоссалари	145
55- §. Ферромагнетикларнинг асосий хоссалари. Доимий магнитлар	148
56- §. Магнит майдон энергияси	151
Такрорлаш учун саволлар	153
Масала ечиш намуналари	153
Мустақил ечиш учун масалалар	156

V б о б . Ўзгарувчан ток

57- §. Ўзгарувчан ток ҳосил қилиш	158
58- §. Ток ва кучланишнинг ҳақиқий қиймати	161
59- §. Ўзгарувчан ток занжирида индуктив ва сигим қаршиликлар	162
60- §. Ўзгарувчан ток занжири учун Ом қонуни	164
61- §. Ўзгарувчан ток занжиридаги қувват.	165
62- §. Ўзгарувчан ток генератори	166
63- §. Ўзгармас ток генератори	167
64- §. Ўзгарувчан токни тўғрилаш	169
65- §. Трансформатор	170
66- §. Электр энергиясини катта масофаларда узатиш	172
Такрорлаш учун саволлар	173
Масала ечиш намуналари	173
Мустақил ечиш учун масалалар	176

V I б о б. Электромагнит тебранишлар ва тўлқинлар

67- §. Тебраниш контури. Эркин электромагнит тебранишлар	177
68- §. Эркин электромагнит тебранишлар даври ва частотаси	179
69- §. Мажбурий электромагнит тебранишлар. Резонанс .	181
70- §. Лампали генератор ёрдамида электромагнит тебранишлар ҳосил қилиш	183
71- §. Электромагнит майдон	185
72- §. Электромагнит тўлқинлар. Герц тажрибалари	188
73- §. Электромагнит тўлқинларнинг хусусиятлари. Электромагнит тўлқинлар шкаласи	191
74- §. Электромагнит тўлқинларни қайд этиш. А. С. Попов томонидан радиони кашф этилиши	192
75- §. Ҳозирги замон радиоалоқасининг принциплари	194
Такрорлаш учун саволлар	196
Масала ечиш намуналари	197
Мустақил ечиш учун масалалар	199

II ҚИСМ. ОПТИКА

VII б о б. Геометрик оптика. Фотометрия

76- §. Еруғлиқнинг тўғри чизиқ бўйлаб тарқалиши	201
77- §. Еруғлиқ тезлиги. Майкельсон тажрибаси	202
78- §. Фотометрия. Еруғлиқ оқими. Еруғлиқ кучи. Еритилганлик	204
79- §. Еритилганлик қонунилари. Фотометрлар	208
Такрорлаш учун саволлар	211
Масала ечиш намуналари	211
Мустақил ечиш учун масалалар	214
80- §. Еруғлиқнинг қайтиши. Кўзгу	215
Такрорлаш учун саволлар	221
Масала ечиш намуналари	221
Мустақил ечиш учун масалалар	225
81- §. Еруғлиқнинг синиши	226
82- §. Еруғлиқнинг ясси параллел пластинкадан ва уч бурчакли призмадан ўтиши	229
Такрорлаш учун саволлар	231
Масала ечиш намуналари	232
Мустақил ечиш учун масалалар	235
83- §. Линзалар	235
84- §. Линзаларда тасвир ясаш	240
Такрорлаш учун саволлар	241
Масала ечиш намуналари	242
Мустақил ечиш учун масалалар.	244
85- §. Оптик асбоблар.	245
86- §. Кўз — оптик система	249
87- §. Кўзнинг камчиликлари. Кўзойнак	250
Такрорлаш учун саволлар	251
Масала ечиш намуналари	251
Мустақил ечиш учун масалалар	253

VIII б о б. Физик оптика

88- §. Еруғлиқнинг корпускуляр ва тўлқин табиати	254
89- §. Тўлқин интерференцияси	256
90- §. Еруғлиқ интерференцияси	259
91- §. Юпқа пардаларда ёруғлиқ интерференцияси	261
92- §. Тўлқин дифракцияси. Гюйгенс принципи	262
93- §. Еруғлиқ дифракцияси	265
94- §. Дифракцион панжара. Дифракцион спектр	267
Такрорлаш учун саволлар	269
Масала ечиш намуналари	270
Мустақил ечиш учун масалалар	273
95- §. Еруғлиқ дисперсияси. Спектр	274
96- §. Спектрал асбоблар. Нурланиш ва ютилиш спектрлари.	
Спектрал анализ	276
97- §. Инфракизил ва ультрабинафша нурлар	280
98- §. Рентген нурлари	282
Такрорлаш учун саволлар	284

Масала ечиш намуналари	284
Мустақил ечиш учун масалалар	285
99- §. Фотоэффект ҳодисаси	286
100- §. Фотоэффект қонунилари. Эйнштейн тенгламаси	288
101- §. Фотоэлементлар ва уларнинг қўлланиши	290
102- §. Фотонлар	291
103- §. Бруглиқнинг босими	293
Такрорлаш учун саволлар	295
Масала ечиш намуналари	295
Мустақил ечиш учун масалалар	299

III қисм. АТОМ ВА ЯДРО ФИЗИКАСИ

IX боб. Атом физикаси

104- §. Атом тузилиши	300
105- §. Атомнинг планетар модели ва унинг камчиликлари	302
106- §. Бор постулатлари. Водород атоми учун Борнинг элементар назарияси	304
107- §. Спектр қонуниятлари. Бор назариясининг камчиликлари	307
Такрорлаш учун саволлар	309
Масала ечиш намуналари	310
Мустақил ечиш учун масалалар	311

X боб. Атом ядроси физикаси ва элементар зарралар

108- §. Атом ядросининг таркибий қисми	312
109- §. Ядронинг боғланиш энергияси. Масса дефекти	315
Такрорлаш учун саволлар	317
Масала ечиш намуналари	317
Мустақил ечиш учун масалалар	319
110- §. Радиоактивлик. Силжиш ҳодалари	319
111- §. Радиоактив емирилиш қонуни	322
Такрорлаш учун саволлар	324
Масала ечиш намуналари	325
Мустақил ечиш учун масалалар	326
112- §. Зарраларни кузатиш ва қайд қилиш усуллари	326
113- §. Ядро реакциялари. Сунъий радиоактивлик	329
114- §. Ядроларнинг бўлиниши. Занжир реакция	331
115- §. Ядро энергиясини олиш ва ундан тинчлик мақсадларида фойдаланиш	335
Такрорлаш учун саволлар	337
Масала ечиш намуналари	337
Мустақил ечиш учун масалалар	339
116- §. Элементар зарралар	340
Такрорлаш учун саволлар	343
1- лаборатория иши. Амперметр ва вольтметр воситасида ўтказгичнинг қаршиқлигини ўлчаш	344
2- лаборатория иши. Триоднинг тўр характеристикасини	

текшириш .	346
3- лаборатория иши. Тебраниш контурида резонанс ҳодисасини ўрганиш .	348
4- лаборатория иши. Йиғувчи ва сочувчи линзаларнинг фокус масофани аниқлаш .	350
5- лаборатория иши. Микроскоп ёрдамида шишанинг синдириш кўрсаткичинини аниқлаш	352
6- лаборатория иши. Фототок катталигининг ёритилганликка боғлиқлиги .	355
Мустақил ечиш учун берилган масалаларнинг жавоблари	357
Адабиёт	359

На узбекском языке

**МУХАББАТ УЛЬМАСОВА
ЖАЛОЛ КАМАЛОВ
ФАЙЗУЛЛА ТАШМУХАМЕДОВ**

ФИЗИКА

Учебное пособие для слушателей подготовитель-
ных отделений ВУЗов

Ташкент — «Ўқитувчи» — 1985

Редакторлар: *М. Шерматова, Б. Холлиев*
Расмлар редактори *С. Е. Соин*
Техредактор *Т.Ф. Скиба*
Корректор *С. Таджиева*

✱

ИБ № 2990

Теришга берилди 2.02.84 й. Босишга рухсат этилди 27.02.85 й. Формати 60×90/16. Тип. шпони № 3. Кегли 10 шпониз. Гарнитура литературная. Юзори босма усулида босилди. Шартли б. л. 23,0. Шартли кр-отг. 23,0. Нашр. л. 22,38. Тиражи 5000. Зак. № 2672. Баҳоси 1 с. 10 т.

«Ўқитувчи» нашриёти. Тошкент, Навоий кўчаси, 30. Шарғнома № 9—308—82

Ўзбекистон ССР нашриётлар, полиграфия ва китоб савдоси ишлари Давлат комитети Тошкент «Матбуот» полиграфия ишлаб чиқариш бирлашмасининг бош қорқонаси. Тошкент, Навоий кўчаси, 30. 1985 й.

Главное предприятие ТППО «Матбуот» Государственного комитета УзССР по делам издательства, полиграфии и книжной торговли. Ташкент, ул. Навои, 30

Ўлмасова М. ва бошқ.

Физика: Электр, оптика, атом ва ядро физикаси. Олий ўқув юрт. тайёрлов бўлими тингловчилари учун ўқув қўлл. М. Ўлмасова, Ж.Камолов, Ф. Тошмухамедов. — Т.: Ўқитувчи, 1985 — 368 б.

1.2 Автордош.

Ўлмасова М. и др. Физика: Учебное пособие для слушателей вузов.

ББК 22. 3я 729

