

**ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ ОЛИЙ ВА ЎРТА МАХСУС
ТАЪЛИМ ВАЗИРЛИГИ**

ТОШКЕНТ КИМЁ-ТЕХНОЛОГИЯ ИНСТИТУТИ

«ФИЗИКА ВА ЭЛЕКТРОТЕХНИКА» КАФЕДРАСИ

**Қосимжонов Маъруфжон Орифжонович,
Эрназаров Шамсиддин Норчаевич**

ФИЗИКА ФАНИДАН МАЪРУЗАЛАР МАТНИ

**2 – ҚИСМ
(МАГНЕТИЗМ, ОПТИКА ВА АТОМ ФИЗИКАСИ)**

Тошкент – 2010 йил

Тузувчилар: Қосимжонов М.О., Эрназаров Ш.Н.

Маърузалар матни физика курсининг магнетизм, оптика ва атом физикаси бўлимларига бағишланган. Ушбу маърузалар матнига киритилган мавзулар магнит майдон ва унинг қонунлари, индукция ҳодисаси, оптика, ёруғликнинг квант табиати, атом ва ядро физикаси каби қисмларни талабалар томонидан ўзлаштиришларида зарур қўлланма бўлиб ҳисобланади.

Маърузалар матни 18 та маъруза мавзуларидан иборат. Бунда ҳар бир маъруза бўйича ўрганиладиган мавзулар номи, уларнинг мазмуни, моҳияти ҳамда шу мавзуга тегишли чизмалар ва математик формулалар келтирилган. Шу билан бирга ҳар бир маъруза мавзуси охирида таянч сўз ва иборалар, назорат саволлари келтирилган. Маърузалар матни охирида фойдаланилиши зарур бўладиган адабиётлар рўйхати берилган.

Мазкур маърузалар матни олий техника ўқув юртлари, шу жумладан, кимё-технология йўналиши бўйича таълим олувчи бакалаврлар учун мўлжалланган.

Тақризчи:

**Тошкент Давлат Техника Университети
профессори, ф-м.ф.д. Умирзоқов Б.Е.**

«Физика ва электротехника» кафедрасининг мажлисида чоп этишга тавсия қилинган (19-сонли байённома, 2.05.2007 йил). Институт Илмий-услубий кенгаши мажлисида (2-сонли байённома, 09.01.2007 йил) тасдиқланган.

М у н ɔ а р и ж а

1–Маъруза. Магнит майдон. Магнит майдоннинг асосий характеристикалари. Био-Савар-Лаплас қонуни ва унинг магнит майдонни ҳисоблашдаги тадбиқлари.....	5
2–Маъруза. Токли ўтказгич магнит майдонида. Ампер қонуни. Лоренц кучи. Бир жинсли электр ва магнит майдонида зарралар ҳаракати.....	16
3–Маъруза. Магнит майдон оқими. Токли ўтказгичга магнит майдоннинг таъсири. Магнит майдонида токли ўтказгичнинг кўчишида бажарилган иш. Параллел тоқларнинг ўзаро таъсири.....	22
4–Маъруза. Электромагнит индукция ҳодисаси. Фарадей тажрибаси. Ленц қонидаси. Токли контурнинг магнит майдонида кўчирилишида бажарилган иш. Ўзаро индукция ва ўзиндукция. Индуктивлик.....	26
5–Маъруза. Магнит майдоннинг энергияси. Магнетиклар. Диамагнетиклар, парамагнетиклар ва ферромагнетиклар. Гистерезис ва доменлар назарияси.....	30
6–Маъруза. Уюрмавий электр майдон.Максвелл тенгламалари. Силжиш токи. Максвелл тенгламаларининг дифференциал кўриниши.....	36
7–Маъруза. Электромагнит тўлқинлар ва уларнинг тарқалиш тезлиги. Электромагнит тўлқин тенгламаси.Энергия зичлиги. Умов-Пойнтинг вектори.....	40
8–Маъруза. Ёруғлик табиати тўғрисидаги тасаввурларнинг ривожланиши. Ёруғликнинг синиш ва қайтиш қонунлари.....	47
9–Маъруза. Ёруғлик интерференцияси. Когерент тўлқинлар. Ёруғлик интерференциясини ҳосил қилиш усуллари.....	51
10–Маъруза. Ёруғлик дифракцияси.Гюйгенс- Френель принципи. Френель зоналари. Думалоқ тешиқда Френель дифракцияси. Дискда Френель дифракцияси	55
11–Маъруза. Фраунгофер дифракцияси.Дифракцион панжара Рентген нурлари дифракцияси. Вульф-Брегг формуласи. Ёруғлик дисперсияси.....	61
12–Маъруза. Табiiй ва қутбланган ёруғлик. Малюс қонуни. Ёруғликнинг қайтиши ва синишидаги қутбланиши. Брюстер қонуни. Иккиланма нур синиш ҳодисаси. Сунъий анизотропия.....	68
13–Маъруза. Иссиқлик нурланиши. Абсолют қора жисм. Кирхгоф қонуни. Степан-Больцман қонуни. Виннинг силжиш қонуни. Планк гипотезаси. Планк формуласи.....	75
14–Маъруза. Фотоэффект ҳодисаси ва унинг қонунлари. Эйнштейн формуласи. Фотон. Фотонларнинг энергияси ва массаси. Комптон эффекти.....	80
15–Маъруза. Атомнинг ядро модели. Резерфорд тажрибаси.	

Водород атомининг нурланиш спектри. Бор постулатлари. Франк-Герц тажрибаси.....	85
16-Маъруза. Микрозаррачаларнинг тўлқин табиати. Зарра-тўлқин дуализми. Де-Бройль формуласи. Электронлар дрфракцияси. Шредингер тенгламаси.....	90
17-Маъруза. Водород атомининг квант назарияси. Квант сонлари. Паули принципи. Менделеевнинг элментлар даврий жадвали.....	95
18-Маъруза. Атом ядросининг тузилиши. Ядро массаси ва боғланиш энергияси. Масса дефекти. Радиоактивлик. Радиоактив емирилиш конуни. Ядровий реакциялар. Ядронинг бўлиниш реакцияси ва занжир реакциялар.	100

1– Маъруза Режа

1. Магнит майдон. Магнит майдоннинг асосий характеристикалари.

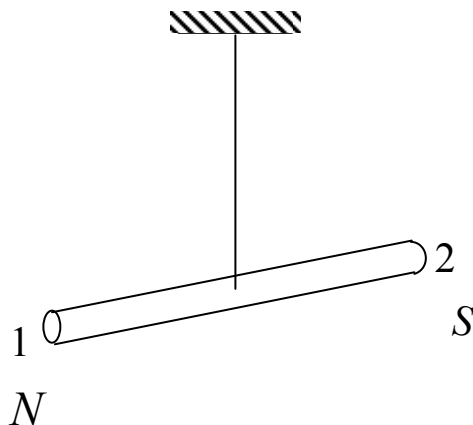
2. Био-Савар-Лаплас қонуни ва унинг магнит майдонни ҳисоблашдаги тадбиқлари.

а) Ток ўтаётган чексиз тўғри ўтказгич магнит майдонининг индукцияси.

б) Айланма ток марказидаги магнит майдон индукцияси.

в) Соленоид магнит майдони.

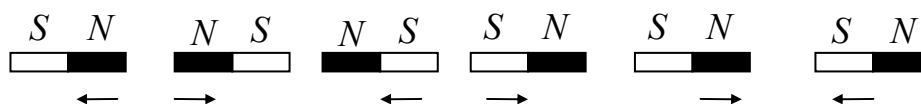
Магнит майдон. Магнит майдоннинг асосий характеристикалари. Магнит ҳодисалари, яъни баъзи бир моддаларнинг темир буюмларга таъсир қилиши қадимдан олимларга маълум, бўлган. Бундай моддалар қисқача магнит ёки табиий магнит деб аталган. У Ер сиртида жуда кўп тарқалган минерал бўлиб, таркиби 31% FeO ва 69 % Fe_2O_3 бирикмаларидан иборат: умуман табиий магнитнинг 72,41% темир элементи ташкил қилади. Шунинг учун ҳам Ерни катта магнит деб қараш мумкин. Ернинг магнит майдонига эга эканлигини қуйидаги оддий тажрибада намоён этиш мумкин. Пластинка кўринишда тайёрланган магнит ипга осиб қўйилса, унинг бир учи шимолни, иккинчи учи жанубни кўрсатади.



1.1-расм

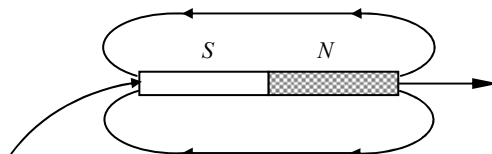
Магнит пластинка мувозанат вазиятидан чиқарилиб ҳаракатга келтирилса, у тўхтагандан кейин олдинги вазиятни эгаллайди: магнитнинг 2 учи шимол шимолни, 1 учи эса жанубни кўрсатади. Доимий магнит темир қипиқлари (кукунлари) ичига ботирилса, бу кукунлар магнитнинг уч томонларига ўрта қисмига нисбатан кўп тортилиши аниқланилган. Шу сабабдан магнит пластинка учлари - магнит қутблари дейилади. Шартли равишда магнитнинг жанубга қараган учи - унинг шимолий қутби N , шимолга қараган -жанубий қутби S деб қабул қилинган.

Тажрибалар кўрсатадики, бир хил ишорали қутблар бир-бирини итаришади, қарама-қарши ишорали қутблар тортишади (1.2-расм).



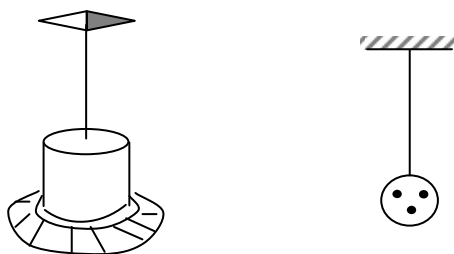
1.2-расм

Магнит стерженларининг бир-бирига тегмасдан, маълум масофада ўзаро таъсирлашиши, ҳар қандай магнит атрофида қандайдир кўзга кўринмайдиган моддий муҳит борлигидан маълумот беради. Бу моддий муҳитга магнит майдон дейилади. Ҳозирги вақтда магнит майдони физиканинг ҳамма соҳаларида - жумладан моддаларнинг хусусиятларини текширишда, ўта паст температура ҳосил қилишда, элементар зарралар устида тажрибалар ўтказишда, термоядро синтез қурилмаси ва МГД - генераторларида кенг масштабда қўлланилмоқда. Шу билан бирга кимё, биология ва медицинада амалий тажрибалар ўтказишда ҳам муҳим аҳамият касб этмоқда. Умуман магнит майдонининг деярли татбиқ этилмаган соҳаси камдан-кам учрайди. Магнит майдон электр заряди ҳосил қиладиган электростатик майдондан тубдан фарқ қилиниши) ҳам тажрибаларда исбот этилди. Заряд майдони - мусбат заряддан бошланиб, манфий зарядда ёки чексизликда тугар эди. Магнит майдонининг бошланиши ҳам, охири ҳам аниқ эмас, лекин шартли равишда у шимолий қутбдан бошланиб, жанубий қутбда тугалланади деб қаралади (1.3-расм).



1.3-расм

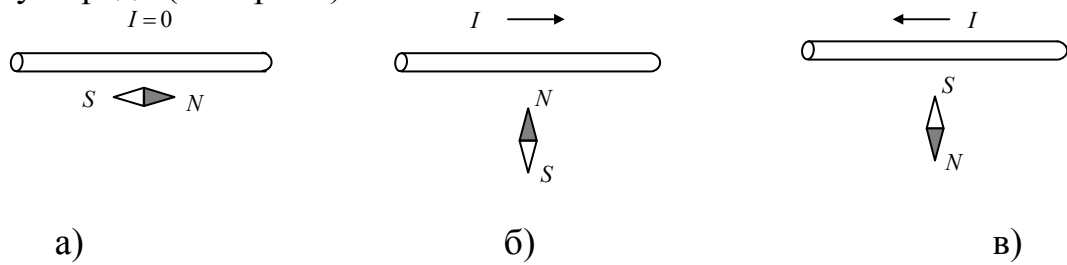
Магнит стрелкасининг Ер магнит майдони билан ўзаро таъсирлашиши, бундан 3000 йил илгари Хитойда маълум бўлиб ундан компас қурилмасида фойдаланиб келинган. Компас куруклик ва денгиз саёҳатларида кенг қўлланилган. Тагликка ўрнатилган магнит стрелка ёнига зарядланган бузина шарчани яқин келтирайлик (1.4-расм).



1.4-расм

Заряд билан магнит стрелкаси ўзаро таъсирлашмайди. Демак, электростатик майдон магнит стрелкасига таъсир этмас экан. Даниялик олим Эрстед 1820 йилда токли ўтказгичнинг магнит стрелкасига таъсирини тажриба йўли билан ўрганди (1.5-расм). Агар ўтказгичдан ток ўтмаса, магнит стрелка ўз вазиятини ўзгартмайди (1.5а-расм), ўтказгич ток манбаига уланса, магнит стрелкаси ўтказгичга нисбатан перпендикуляр ҳолатга келади (1.5б-

расм). Агар токи йўналиши ўзгарса, магнит отрелканинг токка тортилиш кутби ўзгаради (1.5в-расм).



1.5-расм

Эрстед тажрибасидан кўринадики, ҳар қандай токли ўтказгич атрофида, айнан доимий магнит майдонидек майдон ҳосил бўлар экан. Шунинг учун ҳам токли ўтказгич магнит стрелкасига таъсир кўрсатади. Ҳатто алоҳида ҳаракатдаги заряд (электрон, мусбат ёки манфий 1.4-расм ишорали ион) ўз атрофида магнит майдони ҳосил қилишини Иоффе тажриба асосида аниқлади. Магнит майдонининг асосий характеристикаси майдон индукциясидир B . Магнит индукцияси вектор катталиқ бўлиб, куч табиатига эгадир. Магнит майдон индукциясини миқдорий жиҳатдан характерлашдан олдин, магнит майдонини график равишда тасвирлайлик. Магнит майдони - майдон индукция чизиклари ёки куч чизиклари ёрдамида тасвирланади, 1.6-расмда ҳар хил шаклдаги токли ўтказгичларнинг магнит майдон индукция чизиклари тасвирланган: а) тўғри токли ўтказгич майдони; б) айланма токнинг майдони; в) токли ғалтакнинг майдони. Магнит майдон индукция чизикларининг йўналишини аниқлашда парма қонидасидан ёки унғ винт қонидасидан фойдаланамиз. Бу қонидани инглиз олими Максвелл тавсия этган. Тўғри ўтказгичнинг майдонини аниқлашда парма учининг илгариланма ҳаракати ток йўналишига мос қилиб қўйилса, парма дастасининг айланма ҳаракатдаги йўналиши магнит майдон индукция чизикларининг йўналишини ифодалайди (1.6 а-расм). Айланма ток ҳосил қилаётган қаламдон индукция чизикларининг йўналишини аниқлашда эса парма дастасининг ҳаракати ток йўналишига мос қилиб қўйилади. Парма учининг илгариланма ҳаракати эса магнит майдон индукция чизикларининг йўналишини кўрсатади. 1.6 а-расмдан кўринадики, магнит майдон индукция чизиклари токли ўтказгични ўраб олган концентрик айланалардан ёки берк чизиклардан иборат экан. Шунинг учун магнит майдони уюрмавий майдон ҳам деб аталади.

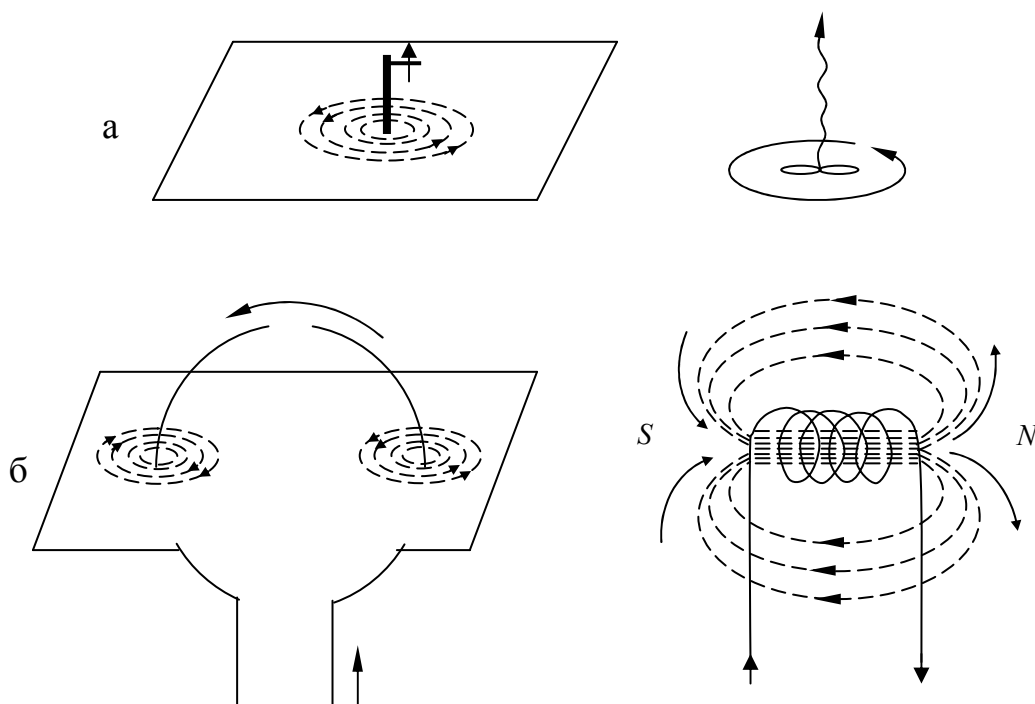
Магнит "заряди" нинг борлиги исбот этилмаганлиги учун, магнит майдонини текшириш ва унинг асосий характеристикаларини изоҳлашда, токли рамкадан фойдаланилади (электростатикадаги "синов" заряди каби).

Токли рамка бир жинсли магнит майдонида жойлашган бўлсин (бир жинсли майдон деб, магнит майдон индукциясининг йўналиши ва сон миқдори майдоннинг текширилаётган ҳамма жойда бир хил бўлган майдонга айтилади). Майдон таъсирида рамка бурила бошлайди. Токли рамкага жуфт куч таъсир қилади ва айлантирувчи момент вужудга келади (7-расм). Рамка юзи S катталиги билан ток қийматига купайтмаси магнит моменти дейилади.

$$P_m = J \cdot S \quad (1.1)$$

Магнит моменти вектор катталики, (1.1) ифодани вектор кўринишда ифодалаш учун контур юзига бирлик $\vec{n}$ векторни перпендикуляр ўтказамиз. У ҳолда (1.1)ни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\vec{P}_m = J \cdot S \cdot \vec{n} \quad (1.2)$$

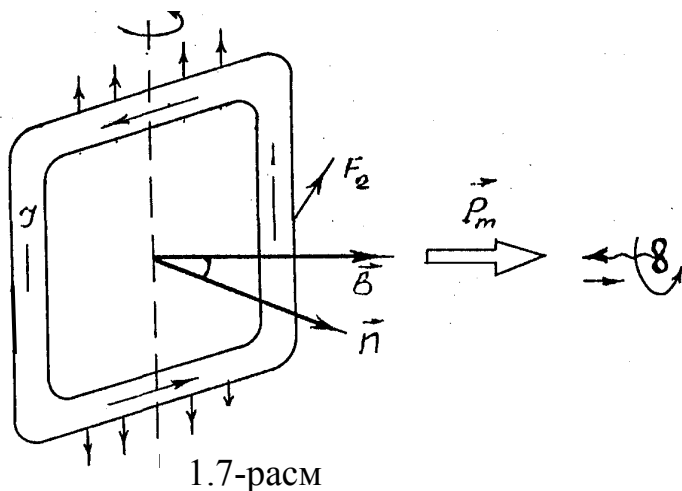


1.6 – расм

Магнит моменти P_m магнит индукция вектори билан бир хил йўналишга эга (1.7-расм). Тажриба кўрсатадики, айланттирувчи момент рамканинг магнит моментига тўғри пропорционалдир. $M_m \approx P_m$ бу ерда M_m - айланттирувчи момент, айланттирувчи моментнинг магнит моментига нисбати, барча ҳолларда ҳам ўзгармас катталики эканлиги тажрибалар асосида исбот этилган бўлиб, у магнит майдон индукцияси деб аталади.

$$B = \frac{M_m}{P_m} \quad (1.3)$$

Ифода (1.3) дан айланттирувчи моментни аниқлаш мумкин.



1.7-расм

Агар токли рамка юзига ўтказилган нормал майдон индукцияси билан бурчак ҳосил қилиб йўналган бўлса, айлантирувчи момент қуйидаги кўринишга эга бўлади.

$$M_m = BP_m \sin \alpha \quad (1.4)$$

Айлантирувчи моментни вектор кўринишда ёзайлик

$$\vec{M}_m = [\vec{B} P_m] \quad (1.5)$$

формуладан фойдаланиб, магнит майдон индукциясининг СИ даги бирлигини чиқариш мумкин:

$$B = \frac{M_m}{P_m} = \frac{H \cdot m}{m^2 A} = \frac{H}{m \cdot A} = 1 \text{ Тл (тесла)}$$

Демак, магнит майдон индукцияси СИ да (Тесла)да ўлчанар экан. Агар магнит майдонини бир неча токли ўтказгич ҳосил қилаётган бўлса, суперпозиция принципига биноан натижавий майдон индукцияси, ҳар бир токли ўтказгич майдон индукциясининг вектор йиғиндисига тенг бўлади:

$$\vec{B} = \sum_{i=1}^n \vec{B}_i \quad (1.6)$$

Агар вакуумдаги магнит майдон индукцияси $\vec{B}_0$ га бирор муҳитдаги майдон ивдукциясини B га тенг десак, муҳитдаги магнит индукциясининг вакуумдаги майдон индукциясига нисбати, муҳитнинг магнит сингдирувчанлиги дейилади:

$$\mu = \frac{B}{B_0} \quad (1.7)$$

Магнит майдонини характерлайдиган яна бир катталик магнит майдон кучланганлигидир H (кучланганлик ҳам вектор катталик). Магнит майдон индукцияси билан кучланганлиги қуйидагича боғланган $\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}$ бу ерда $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Гн}}{\text{м}}$ га тенг бўлиб, бу катталик магнит доимийси дейилади.

Магнит майдон кучланганлигининг СИ системасидаги бирлиги - 1 А/м (амперга - метр). Вакуумда ёки ҳавода магнит майдон индукцияси билан кучланганлик ўзаро $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ кўринишида боғланган бўлади.

Био-Савар-Лаплас қонуни ва унинг магнит майдонни ҳисоблашдаги тадбиқлари

Био-Савар-Лаплас қонуни. Эрстед тажрибасидан кейин ўзгармас ток атрофида ҳосил бўлувчи магнит майдонини ўрганиш жадал бошланиб кетди. 1820 й. франциялик олимлар Био ва Савар тўғри токнинг, айланма токнинг, токли ғалтакнинг ва бошқа кўринишдаги токли ўтказгичларнинг магнит майдонини жуда кўп тажрибаларда ўргандилар ва қуйидаги хулосаларга келдилар:

- а) барча ҳолларда ҳам электр токининг майдон индукцияси ток кучига тўғри пропорционал;
- б) магнит майдонининг индукцияси ўтказгич шакли ва ўлчамига боғлиқ;
- в) магнит майдони текшириляётган нуқтанинг токли ўтказгичга нисбатан жойлашишига боғлиқ бўлар экан.

Бироқ, Био ва Савар ихтиёрий шаклдаги токли ўтказгич атрофидаги

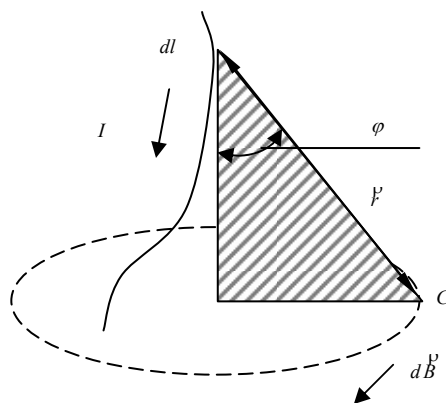
бирор нуқтада вужудга келадиган магнит майдон индукциясини аниқлайдиган умумий қонунни ярата олмадилар.

Шундан, кейин улар, ўз даврининг кучли математики, ватандоши Лапласга мурожаат қилдилар. Лаплас майдонни қўшишнинг суперпозиция принциpidан фойдаланиб, ихтиёрий шаклдаги ўтказгични элементар dl бўлақларга бўлиб, Idl ҳар бир ток элементининг бирор r масофада жойлашган C нуқтада ҳосил қилаётган dB майдон индукциясини аниқлаш формулани яратди. 1.8-расмда токли ўтказгичнинг элементар булагини dl ҳосил қилаётган магнит майдонини аниқлайдиган чизма тасвирланган Idl ток элементи,

φ - r - майдони аниқланиши керак бўлган нуқтагача (C) бўлган масофа билан dl орасидаги бурчак. Токли ўтказгич элементар бўлагининг ихтиёрий нуқтада ҳосил қилаётган магнит майдон индукцияси ток элементи (Idl) ва бурчак синусининг кўпайтмасига тўғри, радиус-вектор квадратига тескари пропорционал. Бу Био-Савар-Лаплас қонуни дейилади. Био-Савар-Лаплас қонунининг математик ифодаси:

$$dB^p = k \frac{Jdl}{r^2} \sin \varphi \quad (1.8)$$

кўринишга эга, (1.8) ифода Био-Савар-Лаплас формуласи деб ҳам аталади, k – пропорционаллик коэффициенти бўлиб, СИ да $k = \frac{\mu_0}{4\pi}$ га тенг, вакуум ёки ҳаво учун $\mu = 1$. У ҳолда Био-Савар-Лаплас қонуни СИ да қуйидаги кўринишни олади.



1.8 - расм

$$dB^p = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{J[dl \times \vec{r}]}{r^3} \sin \varphi \quad (1.9)$$

Магнит майдон идукцияси вектор каттлик бўлганлиги сабабли, Био-Савар-Лаплас қонунини вектор кўринишда ҳам ёзиш мумкин:

$$dB^p = \frac{\mu \mu_0}{4\pi} \frac{J[dl \times \vec{r}]}{r^3} \quad (1.10)$$

Ўзгармас ток ўтаётган ихтиёрий шаклдаги ўтказгичнинг C нуқтадаги умумий магнит майдон индукцияси ҳар бир ток элементи Idl ҳосил қилган dB магнит индукциясининг геометрик йиғиндисига тенг.

$$B = \sum_{i=1}^N dB_i \quad \text{ёки} \quad \vec{B} = \int d\vec{B}_i \quad (1.11)$$

$$\vec{B} = \int d\vec{B} = \int_l \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{Jdl}{r^2} \sin\varphi \quad (1.12)$$

Электростатикада Гаусс теоремаси муҳим аҳамиятга эга бўлганидек, Био-Савар-Лаплас қонуни ҳам магнетизмда муҳим аҳамиятга эга. Шунинг учун ҳам у электромагнетизмнинг асосий қонуни ҳисобланади ва у ҳар хил токли ўтказгичларнинг магнит майдонини ҳисоблашда татбиқ этилади.

Магнит майдон кучланганлиги учун Био-Савар-Лаплас қонунининг вектор ифодаси қуйидагича ифодаланади:

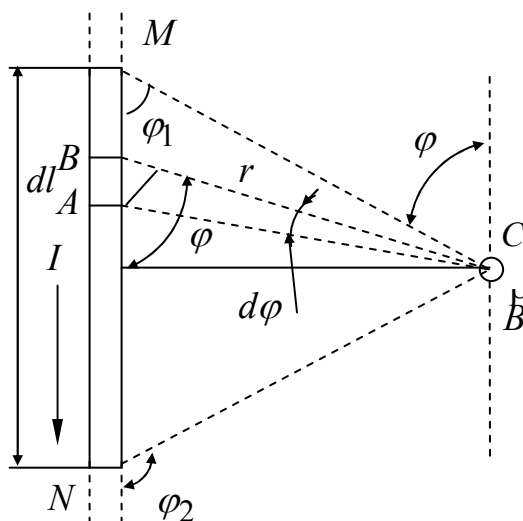
$$d\vec{H} = \frac{J}{4\pi r^3} [d\vec{l} \times \vec{r}] \quad (1.13)$$

Био-Савар-Лаплас қонунининг тадбиқларини кўриб ўтайлик.

1. Ток ўтаётган чексиз тўғри ўтказгич магнит майдонининг индукцияси. Тоқли чексиз узунликдаги ўтказгичдан майдон индукцияси аниқланаётган C нуқтагача бўлган энг қисқа масофани r_0 билан белгилайлик (9-расм). Ўтказгичдан dl элементар бўлагини ажратиб, ундан C нуқтагача бўлган масофани r деб белгилаймиз. O нуқтадаги магнит майдон индукциясини аниқлаш учун Био-Савар-Лаплас қонунидан фойдаланамиз:

$$B = \int \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{Jdl}{r^2} \sin\varphi \quad (1.14)$$

Интеграл амали ичида учта ўзгарувчи dl , r ва φ мавжуд, шунинг учун бу интегрални ўзгарувчиси битта бўлган интегралга келтириш лозимдир. Бунинг учун аввало, чексиз ўтказгичнинг λ чекли қисмини текшириб кўрамиз. 1.9- расмдан кўринадики, перпендикуляр $d\varphi$ марказий бурчак учун ёй вазифасини бажаради: $AD = r d\varphi$



1.9-расм

Тўғри бурчакли учбурчак АВД дан $\sin \varphi = \frac{AD}{d\lambda}$ ёки $AD = d\lambda \sin \varphi$ ни топиб қуйидаги айнtimerга эга бўламиз: $rd\varphi = dl \sin \varphi$ бундан $\frac{dl}{r} = \frac{d\varphi}{\sin}$ ёки r га бўлиб, $\frac{dl}{r^2} = \frac{d\varphi}{r \sin \varphi}$ (1.15) муносабатни ҳосил қилиш мумкин. Лекин АВД ва ВЕС учбурчаклар учун умумий бўлганлиги сабабли ВЕС дан $\sin \varphi = \frac{r_0}{r}$ ёки $r_0 = r \sin \varphi$ ни топиб, (1.15) ифодани қуйидаги кўринишга келтирамиз.

$$\frac{dl}{r^2} = \frac{d\varphi}{r_0} \quad (1.16)$$

Демак, (1.16) ифодадаги $\frac{dl}{r^2}$ ни $\frac{d\varphi}{r_0}$ r_0 конкрет ҳол учун ўзгармас, га алмаштириб,

$$B = \int dB = J \int \frac{\mu\mu_0 \sin \varphi}{4\pi r_0} d\varphi = \frac{\mu\mu_0 J}{4\pi r_0} \left| \sin \varphi d\varphi \right| \quad (1.17)$$

ифодага эга бўламиз. 9-расмдан кўринадики, φ бурчак φ_1 ва φ_2 оралиғида ўзгаради, у ҳолда (1.17) ифодани қуйидаги кўринишда

$$B = \frac{J\mu\mu_0}{4\pi r_0} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \sin \varphi d\varphi$$

ёзиб, интеграл амалини бажарамиз.

$$B = \frac{J\mu\mu_0}{4\pi r_0} (\cos \varphi) \Big|_{\varphi_1}^{\varphi_2} = \frac{J\mu\mu_0}{4\pi r_0} (\cos \varphi_1 - \cos \varphi_2) \quad (1.18)$$

тенглик узунликдаги (чекли) тўғри токли ўтказгичнинг бирор r_0 масофадаги майдон индукциясини ифодалайди. (1.18) ифодадан магнит майдон кучланганлиги учун ёзиш мумкин:

$$H = \frac{J(\cos \varphi_1 - \cos \varphi_2)}{4\pi r_0} \quad (1.19)$$

l узунликдаги токли тўғри ўтказгич чексиз деб қаралса ($l \rightarrow \infty$)

$\varphi_1 \rightarrow 0$, $\varphi_2 \rightarrow 180^\circ$ га интилади ва (1.18) ва (1.19) формулалар қуйидаги кўринишга келади.

$$B = \frac{2J\mu_0\mu}{4\pi r_0} = \frac{\mu_0\mu J}{2\pi r_0} \quad (1.20)$$

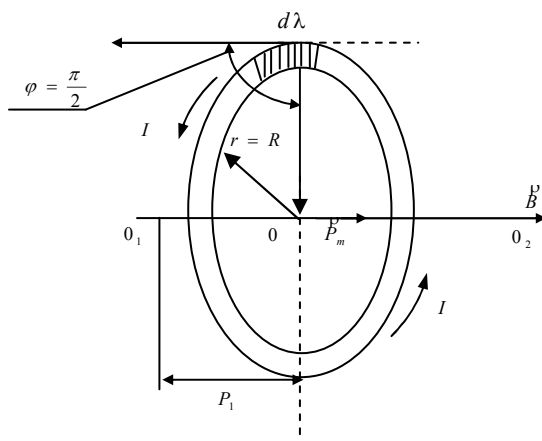
$$H = \frac{2J}{4\pi r_0} = \frac{J}{2\pi r_0} \quad (1.21)$$

Шундай қилиб, (1.20) ва (1.21) ифодалар токли чексиз тўғри ўтказгичнинг бирор r_0 масофада вужудга келтираётган майдон индукцияси ва кучланганлигини ифодалайди.

2. Айланма ток марказидаги магнит майдон индукцияси. R радиусли айланма ток берилган бўлсин (1.10-расм). Бунда ўтказгич бўлаги, r радиус билан 90° бурчак ҳосил қилади. Айлана радиуси R ўзгармас бўлганлиги учун айланма ток учун Био-Савар-Лаплас қонуни қуйидаги кўринишга эга бўлади.

$$B = \int \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{d\lambda}{r^2} \quad (1.22)$$

Токли ўтказгич айлана кўринишга эга бўлгани учун dl ўтказгич бўлаги, 0 билан $2\pi R$ оралигида ўзгаради:



1.10-расм

$$B = \int_0^{2\pi R} \frac{\mu_0}{4\pi R^2} d\lambda = \frac{2\pi R \mu_0}{4\pi R^2} = \frac{\mu_0 J}{2R} \quad (1.23)$$

(1.23) ифода айланма ток марказидаги (O нуктадаги) магнит майдон индукциясини ифодалайди. Шу нуктадаги майдон кучланганлиги

$$H = \frac{B}{\mu_0 \mu} = \frac{J}{2R} \quad (1.24)$$

бўлади. Айланма ток йўналиши чизмадагидек йўналишга эга бўлса, магнит майдон индукцияси айлана марказидан ўнг томонга йўналган бўлади.

Айланма ток доимий магнитга ўхшашдир, ташқи магнит майдонида у шундай жойлашадики, унинг хусусий майдони (магнит моменти ҳам) ташқи майдон йўналиши билан мос тушади.

Айланма токнинг марказидан ўтувчи $O_1 O_2$ ўқнинг устида ётувчи бирор M нуктадаги майдон индукцияси қуйидагига тенг бўлади (10-расм).

$$B = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{2P_m}{(R^2 - h^2)^{3/2}} \quad (1.25)$$

бунда P_m - магнит моменти, h - айлана марказидан текширилаётган M нуқтагача бўлган масофа R - айланма ток радиуси.

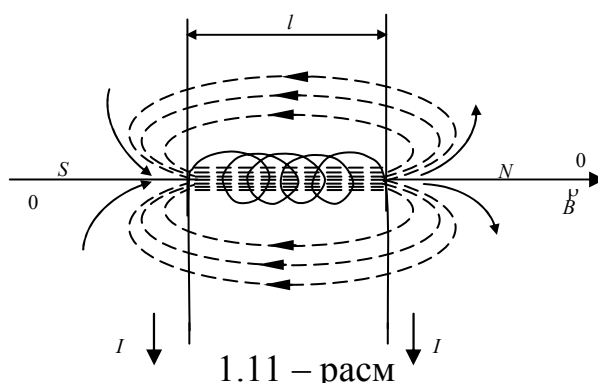
3. Соленоид магнит майдони. Соленоиднинг (грекча солен -най, ейдос - кўриниш сўзларидан ташкил топган бўлиб, най кўринишда деган маънони беради) ўрамлари бир-бирларига жуда зич жойлашган бўлса, уни умумий ўққа эга бўлган бир хил радиусли айланма тоқлар системасидан иборат деб қараш мумкин (11-расм). У ҳолда соленоид марказидан ўтган ўқ устидаги магнит майдон индукцияси, ҳар бир тоқли ўрам майдонларининг алгебраик йиғиндисига тенг бўлади. Соленоид стержен кўринишдаги магнитга ўхшайди ва унинг N шимолий ва S жанубий қутблари ҳамда нейтрал зонаси бўлади.

$$B = \frac{J_n \mu \mu_0}{2} (\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1) \quad (1.26)$$

Қисқа соленоиднинг марказида жойлашган C нуқтасидаги майдон индукцияси (1.26) ифода ёрдамида аниқланади.

Бу ифода айланма ток ўқи устида унинг марказидан h масофада жойлашган нуқтадаги майдон индукцияси формуласи (1.25) дан фойдаланиб чиқарилади. Бу ерда $n = \frac{N}{l}$ - бўлиб, соленоид узунлик бирлигига тўғри келган ўрамлар сони. Агар $l \gg R$ шарт бажарилса, соленоид чексиз узун деб қаралади. У ҳолда $\alpha_2 \rightarrow 0^\circ, \alpha_1 \rightarrow 180^\circ$ бўлиб (1.25) ифода қуйидаги кўринишга келади.

$$B = \frac{\mu_0 \mu N}{l} = \mu \mu_0 n J \quad (1.27)$$



бунда R - ҳар бир ўрам радиуси, l - соленоид узунлиги, N - соленоиддаги барча ўрамлар сони, n - узунлик бирлигидаги ўрамлар сони, $J \sim$ ток кучи. Соленоид ичидаги майдон бир жинсли, соленоид ташқарисидаги майдон эса бир жинсли бўлмайди. Соленоиднинг магнит моменти, $P_m = NJS$ (1.28) га тенг.

ТАЯНЧ СУЗ ВА ИБОРАЛАР

Магнит, майдон, пластинка, Эрстед, индукция, магнит моменти, магнит доимийси, магнит майдон, тугри тоқли утказгич, айланма тоқли утказгич, тоқли галтак, соленоид.

НАЗОРАТ САВОЛЛАРИ

1. Магнит майдон қандай ҳосил бўлади.

2. Магнит майдон индукция вектори қандай аниқланади.
3. Магнит моменти қандай физик катталиқ.
4. Био-Савар-Лаплас қонунинг умумий ифодаси қандай кўринишга эга.
5. Токли тўғри ўтказгич атрофида юзага келувчи магнит майдони қандай аниқланади.
6. Айланавий токли ўтказгич марказидаги магнит майдон кўринишини ёзинг.

Адабиётлар

1. Исмоилов М., Хабибуллаев П., Халиулин М. «Физика курси», Тошкент, «Ўзбекистон», 2000 йил, 469 б.
2. Турғунов Т. «Амалий физика», Тошкент, «Ўзбекистон», 2003 йил, 476 б.
3. Sultanov N.A. “Fizika kursi” Т. “Fan va texnologiya” 2007, 304 б.
4. Kamolov J., Ismoilov I., va boshq. “Elektr va magnetizm”, Т. “Iqtisod -moliya”, 2007, 280 б.
5. Назаров Ў.Қ. Умумий физика курси «Электр ва электромагнетизм» Тошкент, «Ўзбекистон» 2002 йил, 320 б.
6. Izbosarov B.F., Kamolov I.R., “Elektromagnetizm”, Т. 2006 yil.

2 – Маъруза

Режа

1. Токли ўтказгич магнит майдонида.
2. Ампер қонуни.
3. Лоренц кучи.
4. Бир жинсли электр ва магнит майдонида зарралар ҳаракати

Ампер қонуни. Токли ўтказгичнинг магнит стрелкасига таъсир кўрсатиши Эрстед томонидан кузатилганидан кейин, Ампер магнит майдонининг токли ўтказгичга таъсир қилишини тажриба йўли билан аниқлади. Магнит индукция чизиқларига перпендикуляр қилиб жойлаштирилган токли ўтказгичнинг элементар бўлагига таъсир этувчи куч dF магнит майдон индукцияси B , ўтаётган ток J миқдорига ва ўтказгич бўлаги узунлигига пропорционал бўлади (2.1-расм).

$$dF = BJdl \quad (2.1)$$

Бу формула Ампер қонуни ёки Ампер кучи дейилади. Агар токли ўтказгич майдон индукцияси билан 90° дан фарқли бурчак ҳосил қилиб жойлашган бўлса Ампер қонунини қуйидагича ёзиш мумкин.

$$dF = BJdl \sin \alpha \quad (2.2)$$

Ампер қонуни вектор кўринишда:

$$d\vec{F} = J [d\vec{l} \times \vec{B}] \quad (2.3)$$

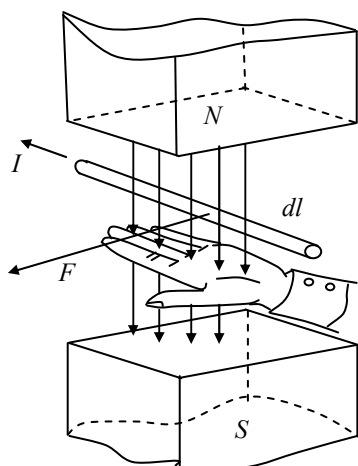
Ампер кучининг йўналишини универсал қоида ёрдамида аниқлаш афзалдир. Ампер dF кучи шундай йўналган бўладики у $d\vec{l}$ ва $\vec{B}$ векторлар ҳосил қилган текисликка перпендикуляр бўлиб, dF вектор учидан қаралганда $d\vec{l}$ вектордан $\vec{B}$ га ўтишнинг энг қисқа масофаси соат стрелкаси йўналишига қарама-қарши бўлади (2.2-расм).

Ампер кучининг йўналишини чап қўл қоидаси ёрдамида ҳам аниқлаш мумкин. Бунинг учун индукция чизиқлари чап қўлимизнинг кафтига перпендикуляр тушадиган қилиб турт бармоғимизни эса ток йўналишига мос ҳолда жойлаштирсак, тик қайрилган бош бармоғимиз Ампер кучининг йўналишини кўрсатади. Ампер кучи марказий куч эмас.

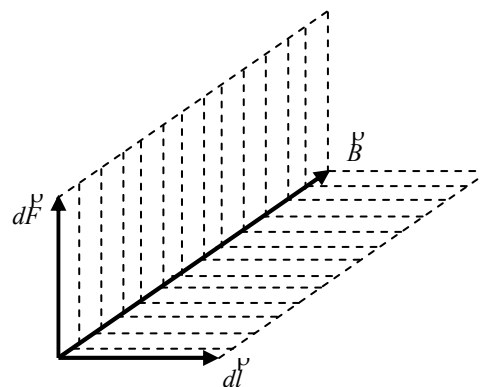
Лоренц кучи. Умуман электр токи зарядланган зарраларнинг тартибли ҳаракатидан иборат бўлганлиги сабабли, магнит майдони токли ўтказгичга таъсир қилганидек, у алоҳида ҳаракатланаётган зарядларга ҳам таъсир этиши тажрибалар асосида исбот этилган. Битта зарядга таъсир қилаётган кучни (2.2) формуладан фойдаланиб чиқариш мумкин.

Магнит майдонида жойлашган $d\vec{l}$ узунликдаги ўтказгични куриб чиқайлик (2.3-расм). Электр токи тушунчасидан ток кучи электронлар концентрациясига (n) электрон зарядига (q) ўтказгичнинг кўндаланг кесим юзига (S) ва зарядлар ҳаракат тезлигига тўғри пропорционал эканлиги маълум:

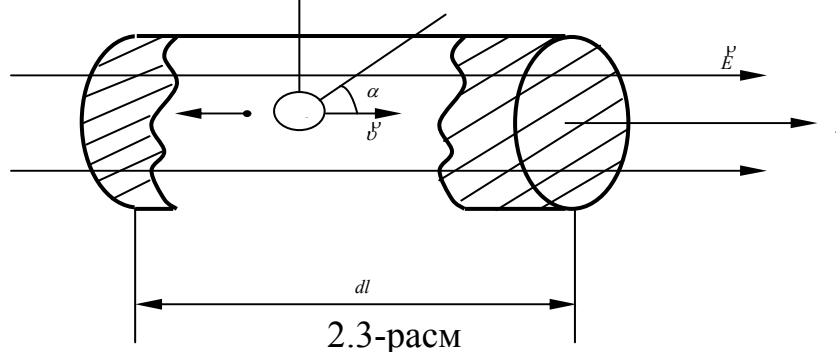
$$J = n_0 q_e v S$$



2.1 - расм



2.2 - расм



2.3-расм

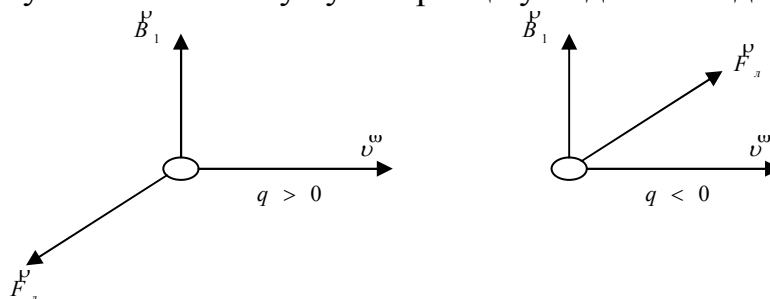
Бу ифоданинг икки томонини dl га кўпайтириб Ампер қонунини қуйидаги кўринишга келтирайлик:

$$dF = Bq_e \mathcal{G} dS dl n_0 \sin \alpha \quad (2.4)$$

бунда $n_0 dldS = N$ деб белгилаб оламиз, $N - dl$ узунликдаги ўтказгич эгаллаган ҳажмдаги барча зарядлар сони, у ҳолда, (2.4) ифодани

$$dF = Bq_e \mathcal{G} N \sin \alpha = q_e \mathcal{G} N B$$

ёзиш мумкин. Бу ифодани барча зарядлар сони N га бўлиб, битта зарядга таъсир этувчи кучни топамиз. Бу куч Лоренц кучи деб аталади:



2.4-расм

$$\frac{dF}{N} = F_x = Bq_e \mathcal{G} \sin \alpha \quad (2.5)$$

ёки вектор кўринишда $\vec{F} = q_e [\vec{v} \vec{B}] \quad (2.6)$

Лоренц кучининг йўналиши ҳам чап қўл қоидаси ёрдамида топилади. Мусбат ва манфий зарядларга таъсир қилаётган Лоренц кучининг йўналиши 2.4-расмда тасвирланган. Лоренц кучи қуйидаги ўзига хос хусусиятларга эга:

- 1) фақат ҳаракатдаги зарядларга таъсир қилади;
- 2) у иш бажармайди, яъни зарядларнинг энергиясини ўзгартирмайди;
- 3) зарядларнинг тезлик қийматини ўзгартирмайди, фақат ҳаракат траекториясини, яъни тезлик йўналишини ўзгантиради

$$\vec{F} = q_e E + q_e [\vec{B} \vec{v}] \quad (2.7)$$

Агар зарраларга магнит майдони билан биргаликда электр майдони ҳам таъсир қилаётган бўлса, таъсир этувчи натижавий куч электр ва Лоренц кучларининг йиғиндисидан иборат бўлади:

Бир жинсли электр ва магнит майдонида зарралар ҳаракати

1. *Зарраларнинг электр майдонидаги ҳаракати.* 16-расмда электронларнинг мусбат ва манфий ишорали зарядланган иккита параллел пластинкалар орасидаги майдонга перпендикуляр йўналган ҳаракати тасвирланган. Электронларнинг бошланғич тезлигига тенг бўлсин. Электронлар мусбат пластинкага тортилиб, конденсатор ичида эгри чизиқли ҳаракатга келади ва олдинги йўналишга нисбатан пастга бирор "y" масофага силжийди.

Кулон кучи таъсирида электронлар бошланғич тезликларига перпендикуляр бўлган a тезланиш оладилар:

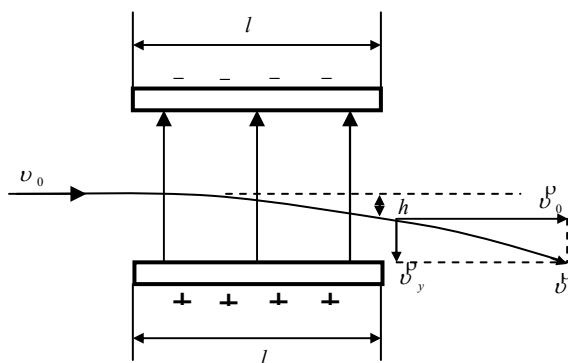
$$qE = ma \quad \text{ёки} \quad a = \frac{q}{m} E$$

Электронларнинг конденсатор қопламалари орасидаги ҳаракати $t = \frac{l}{v_0}$ вақт

давом этади. Шунинг учун бу вақт давомида электронлар "y" масофага силжиши:

$$y = \frac{at^2}{2} = \frac{q}{m} \cdot \frac{t^2}{2} E \quad \text{ёки} \quad y = \frac{q}{2m} \cdot \frac{l^2}{v_0^2} E \quad (2.8)$$

ифода билан аниқланади. Электр майдони таъсирида электронлар y перпендикуляр бўлган тезликка ҳам эга бўладилар:



2.5-расм

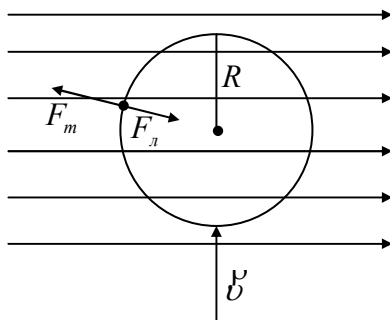
Демак, электр майдонида ҳаракат қилаётган электронларнинг тезлиги ҳам ўзгаради.

2. Зарраларнинг магнит майдонида ҳаракати.

а) электрон ёки зарядланган зарра магнит майдон индукция чизиқларига параллел ҳаракат қилаётган бўлса, унга Лоренц кучи таъсир қилмайди. Лоренц формуласидан $F_L = Bq_e v \sin \alpha$ бўлади ва $F=0$ тенг.

б) зарядланган зарралар (электронлар) магнит майдонига-перпендикуляр тушаётган бўлсин (2.6-расм).

Электронлар Лоренц кучи таъсирида айланма ҳаракат қилади. Чунки куч доимий равишда электрон тезлигига перпендикуляр йўналган. У ҳолда



2.6-расм

Лоренц кучи марказга интилма куч вазифасини бажаради $F_L = F_m$

$$\text{ёки} \quad q_e v B = \frac{m v^2}{R} \quad (2.9)$$

R -электрон траекториясининг эгрилик радиуси ёки айлананинг радиуси, F - марказга интилма куч, m ва v - электрон массаси ва тезлиги, q - электрон заряди. (2.9) дан электрон траекториясининг радиусини топайлик

$$R = \frac{m v}{q_e B} \quad \text{ёки} \quad R = \frac{1}{\left(\frac{q_e}{m_e}\right)} \cdot \frac{v}{B} \quad (2.10)$$

бу ерда $\frac{q_e}{m_e}$ - электроннинг солиштирма заряди ҳам дейилади. Электроннинг (зарранинг) айланиш даврини ҳам аниқлаш мумкин:

$$T = \frac{2\pi R}{v} = \frac{2\pi v}{v B} \cdot \frac{1}{\left(\frac{q_e}{m_e}\right)} = \frac{2\pi}{B} \frac{1}{\left(\frac{q_e}{m_e}\right)} \quad (2.10)$$

(2.10) ифодадан кўринадик, зарраларнинг айланиш даври, уларнинг бошланғич тезликларига боғлиқ эмас.

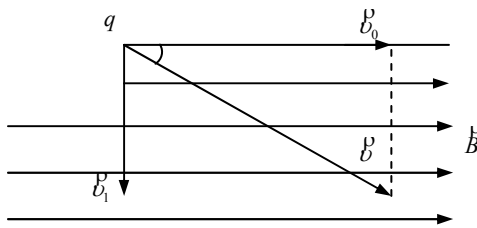
в) Электрон магнит майдонига бирор бурчак ҳосил қилиб тушаётган бўлса, у ҳолда электроннинг тезлигини магнит индукция векторига перпендикуляр ва параллел бўлган ташкил этувчиларга ажратиш мумкин (2.7а-расм). Натижада тезлик ҳисобига электрон айланма ҳаракат қилса, ташкил этувчиси ҳисобига, илгариланма ҳаракат қилади. Шунинг учун электрон ҳаракат траекторияси спираль кўринишга эга бўлади (2.7,б- расм). ҳар бир спираль ўрамининг радиуси,

$$R = \frac{v \sin \alpha}{q_e m B} \quad (2.11)$$

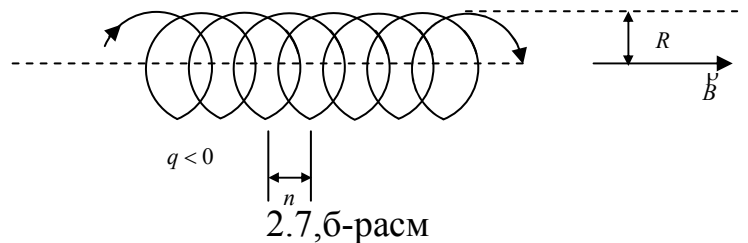
ва спираль (винт) қадами

$$h = T\vartheta = \frac{2\pi}{B} \cdot \frac{\vartheta \cos \alpha}{q_e m} \quad (2.12)$$

тенг бўлади. h - винт қадами бўлиб, у икки ўрам орасидаги масофага тенг.



2.7,а-расм



2.7,б-расм

Юқоридаги мулоҳазалардан 2.6 ва 2.7-расмлардан шу нарса келиб чиқадики, магнит майдони ўзига тушаётган зарраларни "ушлаб" қолар экан. Магнит майдонининг бундай хусусияти "магнит қопқон" ҳам дейилади. Демак, кучли магнит майдони зарядланган зарраларни сочилиб кетишига йўл қўймайди. Кучли магнит майдонидан юқори даражада ионлашган газли (плазмати) "ушлаб" туришда фойдаланиш мумкин.

Ер магнит майдони космосдан келаётган зарядланган зарраларни фазонинг маълум бир чегараланган соҳаларида "ушлаб" туради ва уша соҳада ҳаракатланишига мажбур этади, уларнинг бундай соҳаси радиацион камар дейилади. Жуда катта тезликка эга бўлган зарраларгина радиацион камарни енгиб Ер қутби томон ҳаракат қилади ва қутб ёғдусини ҳосил қилади.

Электр ва магнит майдонларининг зарядланган зарраларга таъсири электрон микроскопларда, телевизорларда, масс-спектрометрияда, тезлатгичларда, осциллографларда зарядланган зарраларнинг ҳаракатини бошқаришда қўлланилади. Лоренц кучининг фандаги ва техникадаги баъзи бир татбиқларидан бири генераторнинг тузилиши ва ишлаш принципи билан танишайлик. Бизга маълумки, инсон ҳаёти энергия билан боғланган. Ҳозирча энергия манбалари табиий ёнилғилар: кўмир, нефть ва газ ҳамда гидроэлектростанциялардир. Ёнилғиларга асосланиб ишлаётган иссиқлик электр станцияларнинг Ф.И.К. 35-40 фоиз атрофидадир. Бу бойликлар битмас-туганмас эмас. Шунинг учун ҳам ҳозирги вақтда олимлар олдида қуёш энергиясидан, атом ва термоядро энергиясидан фойдаланишнинг мураккаб масалаларини ижобий ҳал қилиниш масалалари долзарб вазифалардан бири қилиб қўйилган. Шунинг учун ҳам электр энергиясини ҳосил қилишнинг янги усуллари ишлаб чиқилмоқда. Бундай қурилмалардан бири МГД генераторидир.

Принцип жиҳатидан жуда содда бўлган, зарядланган заррачаларнинг ҳаракатидан бевосита электр энергия ҳосил қилиш мумкин.

Шунинг учун ҳам бу ток манбаи - магнитогидродинамик (МГД) - генератор деб ном олган. Академик Велихов таъбирича МГД-генератори келажак энергетикасининг асоси бўлиб қолади. МГД -генераторини яратишда ҳам баъзи бир қийинчиликлар мавжуд:

1) ионлашган газ ҳарорати жуда юқори ($9000^{\circ}K$) бўлганлиги

сабабли, бундай газ оқимини ушлаб турувчи канал деворлари ва электродлар ўта қийин эрийдиган материаллардан тайёрланиши лозим;

- II) ионлашган газ концентрацияси катта қийматга эга бўлиши билан бирга, зарядларнинг тезликлари ҳам катта қийматга эга бўлиши зарур.

ТАЯНЧ СЎЗ ВА ИБОРАЛАР

Токли ўтказгич, магнит, стрелка, майдон, индукция, ток, Ампер кучи, чап қўл қоидаси, заряд, Лоренц кучи, электр майдон, магнит майдон, марказга интилма куч.

НАЗОРАТ САВОЛЛАРИ

1. Ампер кучи қандай куч. У қандай шароитда юзага келади.
2. Ампер кучи ифодасини ёзинг.
3. Ампер кучи йуналиши қандай аникланади.
4. Лоренц кучи деб нимага айтилади. Унинг ифодасини ёзинг.
5. Бир жинсли электр ва магнит майдонларида зарядли зарра қандай ҳаракатланади.

Адабиётлар

1. Исмоилов М., Хабибуллаев П., Халиулин М. «Физика курси», Тошкент, «Ўзбекистон», 2000 йил, 469 б.
2. Турғунов Т. «Амалий физика», Тошкент, «Ўзбекистон», 2003 йил, 476 б.
3. Sultanov N.A. “Fizika kursi” Т. “Fan va texnologiya” 2007, 304 б.
4. Kamolov J., Ismoilov I., va boshq. “Elektr va magnetizm”, Т. “Iqtisod -moliya”, 2007, 280 б.
5. Назаров Ў.Қ. Умумий физика курси «Электр ва электромагнетизм» Тошкент, «Ўзбекистон» 2002 йил, 320 б.
6. Izbosarov B.F., Kamolov I.R., “Elektromagnetizm”, Т. 2006 yil.

3 – Маъруза Режа

1. Магнит майдон оқими.
2. Токли ўтказгичга магнит майдоннинг таъсири.
3. Магнит майдонида токли ўтказгичнинг қўчишида бажарилган иш.
4. Параллел тоқларнинг ўзаро таъсири.

Магнит майдон оқими. Магнит майдонни индукция чизиқлари билан ифодалаш қулай. Бундай чизиқларнинг ҳар бир нуқтасида магнит индукцияси вектори $\vec{B}$ уринма бўйлаб йўналган бўлади. Майдонга перпендикуляр 1 м^2 юзани кесиб ўтаётган индукция чизиқлари сони шу юзадаги магнит индукциясининг қийматига тенгдир.

Маълум S юзадан ўтаётган магнит оқими Φ шу юзани кесиб ўтувчи индукция чизиқлари сонига тенг. Агар юза индукция чизиқларига перпендикуляр бўлса, у ҳолда:

$$\Phi = BS = \mu_0 \mu HS \quad (3.1)$$

Шу формулага асосан магнит оқими бирлиги қилиб 1 м^2 юзадан ўтаётган оқим қабул қилинади, бунда бу юзадаги магнит индукциясининг қиймати 1 тесла (Тл) бўлиши керак. Бу бирлик вебер (Вб) деб аталади. Оқим ўлчами

$$[\Phi] = [B][S] = \text{м}^2 \cdot \text{кг} \cdot \text{сек}^{-2} \cdot \text{а}^{-1} \quad \text{тенг:}$$

Токли ўтказгичга магнит майдоннинг таъсири. $d\lambda$ участкага магнит майдоннинг таъсир кучи dF Ампер формуласи билан ифодаланади.

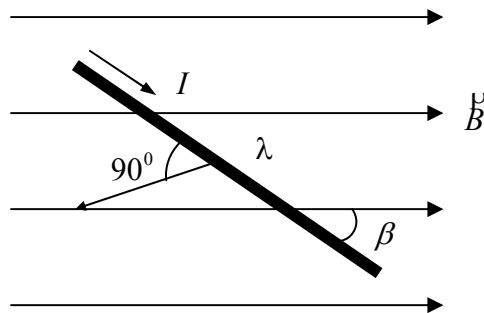
$$dF = IBd\lambda dH \sin \beta = IB_0 d\lambda \sin \beta \quad (3.2)$$

B_0 - магнит майдоннинг вакуумдаги индукция β – $d\lambda$ ва B_0 ўртасидаги бурчак. Агар ўтказгич муҳит ичида бўлса, индукция μ марта ўзгаради. B_0 ўрнига $\mu B_0 = B$ ни қўямиз

$$dF = IBd\lambda \sin \beta \quad (3.2)$$

Бу ерда B - муҳит ичидаги магнит индукцияси. Агар тўғри чизиқли λ узунли токли ўтказгич ($B = \text{const}$) бир жинсли магнит майдонда турган бўлса Ампер формуласи қуйидаги кўринишга эга.

$$F = IB\lambda \sin \beta = \mu_0 \mu HI\lambda \sin \beta \quad (3.3)$$



3.1 расм

3.1-расмда ўтказгичга таъсир қилувчи куч қогоз вароғига перпендикуляр ва ўқувчига қараб йўналган. Кўриниб турибди-ки, ўтказгичга таъсир қилувчи куч $\beta = 90^\circ$ ва 270° га тенг бўлганда максимал қийматга эришади.

$$F = IB\lambda \quad (3.4)$$

Майдон чизиқларига параллел жойлашган ўтказгичга куч таъсир қилмайди. ($\beta = 0^\circ$ ва 180° бўлганда $F = 0$).

(3.4) формулага биноан, магнит индукцияси узунлиги $\lambda = 1$ м ва 1 ампер токли ўтказгичга бир жинсли магнит майдони томонидан таъсир қилаётган кучга тенг экан. Унинг бирлиги тесла (Тл) бўлиб у тенг $\frac{1H}{1a \cdot 1m}$ га.

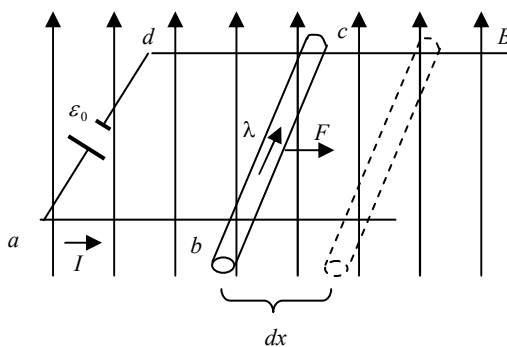
Магнит майдонида токли ўтказгичнинг кўчишида бажарилган иш.

Фараз қилайлик бир-бирига параллел симлар устида ўнг таърафга қараб λ узунлик ва I токли сим силжияпти. Силжиш текислигига магнит майдон индукцияси перпендикуляр йўналган. dx масофага силжишда бажарилган иш қуйидагига тенг:

$$dA = F \cdot dx = BId\lambda dx = BIdS$$

Бу формулада F -симни силжитаётган куч, $dS = \lambda dx$ – dx масофага кўчишда симнинг чизган юзаси. $BdS = d\Phi$ dS юзадан ўтаётган оқим бўлганлиги учун

$$dA = Id\Phi \quad (3.5)$$

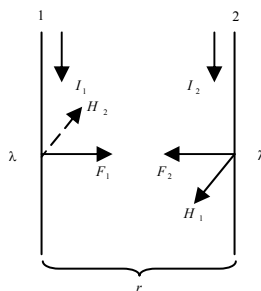


3.2 расм

Демак, токли симни магнит майдонда кўчиришда бажарилган иш токнинг ўтказгич силжишда чизилган юза орқали ўтаётган магнит оқимига кўпайтмасига тенг экан.

Параллел тоklarнинг ўзаро таъсири. Фараз қилайлик, узунлиги λ бўлган ва бир-биридан r масофада турган икки параллел симлардан I_1 ва I_2 тоklar оқаяпти деб (3.3-расм). Парма қондасига биноан иккинчи ўтказгич биринчи ўтказгич жойлашган жойда H_2 магнит майдони кучланганлигини ҳосил қилади:

$$H_2 = \frac{I_2}{2\pi r}$$



3.3-расм

Унг қўл қондасини ишлатсак H_2 майдоннинг 1 ўтказгичга таъсир кучи F_2 ўтказгич томонга қараб йўналганини топамиз:

$$F_1 = \mu_0 \mu H_2 I_1 \lambda = \mu_0 \mu \frac{I_2}{2\pi r} I_1 r$$

μ -ўтказгичлар жойлашган мухитнинг нисбий магнит сингдирувчанлиги. Худди шу йўл билан иккинчи ўтказгичга 1 ўтказгич майдонининг таъсир кучи F_2 ни топиш мумкин.

$$F_2 = \mu_0 \mu H_1 I_2 \lambda = \mu_0 \mu \frac{I_1}{2\pi r} I_2 r$$

Бу куч F_1 га тенг ва расмда кўрсатилгандек унга қарши йўналган. Демак бири-бирига параллел бўлган ва токлари бир томонга йўналган ўтказгичлар бири-бирига қуйидаги куч билан тортишар экан:

$$F = \frac{\mu_0 \mu I_1 I_2 \lambda}{2\pi r} \quad (3.6)$$

Агар тоklar қарама-қарши йўналган бўлсалар ўтказгичлар ўзаро итаришади.

Параллел тоklarнинг ўзаро таъсири асосида ток кучининг СИ системадаги бирлигини аниқлаш мумкин. Бунинг учун (3.6) формулага эътибор берамиз. Фараз қилайлик $I_1 = I_2 = 1\text{ а}$, $r = 1\text{ м}$ ва ўтказгичлар вакуумда турибди ($\mu = 1$). У ҳолда бу ўтказгичлар (уларнинг узунлиги $\lambda = 1\text{ м}$) қуйидаги куч билан таъсирлашади.

$$F = \frac{4\pi \cdot 10^{-7} \text{ м} \cdot \text{кг} \cdot \text{сек}^{-2} \cdot \text{а}^2 \cdot 1\text{ а}^2 \cdot 1\text{ м}}{2\pi \cdot 1\text{ м}} = 2 \cdot 10^{-7} \text{ Н}$$

Бу ерда $4\pi \cdot 10^{-7} \text{ м} \cdot \text{кг} \cdot \text{сек}^{-2} \cdot \text{а}^2$ — μ_0 — сон қийматидир. Демак 1 ампер шундай ток кучи-ки агар бу ток узунлиги 1 м дан бўлган икки параллел ўтказгичдан ўтиб турса, бу ўтказгичлар бири-бирига $2 \cdot 10^{-7}$ Ньютон куч билан таъсир қилар экан.

ТАЯНЧ СЎЗ ВА ИБОРАЛАР

Магнит, электр токи, ўтказгич, майдон, Ампер кучи, индукция, магнит доимийси, магнит оқими, индукция чизиқлари, циркуляция, контур.

НАЗОРАТ САВОЛЛАРИ

1. Икки параллел токли ўтказгичлар орасида юзага келадиган таъсир кучи пайдо бўлиш сабабини тушунтиринг.

2. Бу куч қандай катталикларга боғлиқ. Кучнинг умумий ифодаси қандай қурилишга эга.

3. СИ системасида асосий birlikлардан бири-ток кучи бирлиги Ампер қандай шартларга асосан танлаб олинади.

4. Магнит доимийси қандай ифода воситасида аникланади.

5. Магнит майдон оқими қандай аникланади.

6. Токли ўтказгични магнит майдонида кучиришда бажарилган иш қандай аникланади.

Адабиётлар

1. Исмоилов М., Хабибуллаев П., Халиулин М. «Физика курси», Тошкент, «Ўзбекистон», 2000 йил, 469 б.
2. Турғунов Т. «Амалий физика», Тошкент, «Ўзбекистон», 2003 йил, 476 б.
3. Sultanov N.A. “Fizika kursi” T. “Fan va texnologiya” 2007, 304 b.
4. Kamolov J., Ismoilov I., va boshq. “Elektr va magnetizm”, T. “Iqtisod -moliya”, 2007, 280 b.
5. Назаров Ў.Қ. Умумий физика курси «Электр ва электромагнетизм» Тошкент, «Ўзбекистон» 2002 йил, 320 б
6. Izbosarov B.F., Kamolov I.R., “Elektromagnetizm”, T. 2006 yil.

4 - Маъруза

Режа

1. Электромагнит индукция ҳодисаси. Фарадей тажрибаси.

2. Ленц қондаси.

3. Тоқли контурнинг магнит майдонида кўчирилишида бажарилган иш.

3. Ўзаро индукция ва ўзиндукция. Индуктивлик.

Электромагнит индукция ҳодисаси. Фарадей тажрибаси. 1831 йилда Фарадей берк контур орқали ўтаётган магнит оқимини вақт бўйича ўзгартирганда унда электр тоқи ҳосил бўлишини топди. Бу тажриба ҳар хил вариантда бажарилди (4-1расм). Контур деформация қилинади, контур илгариларга ҳаракат қилади ёки магнит майдонига нисбатан бурилади. Магнит майдони вақт бўйича ўзгариб туради. Берк контурда магнит оқимининг ўзгариши натижасида ҳосил бўладиган ток индукцион ток деб аталади, ҳодисанинг ўзи эса электромагнит индукция деб аталади. Индукцион токни юзага келтирадиган кучни индукцион электр юритувчи куч деб аталади.

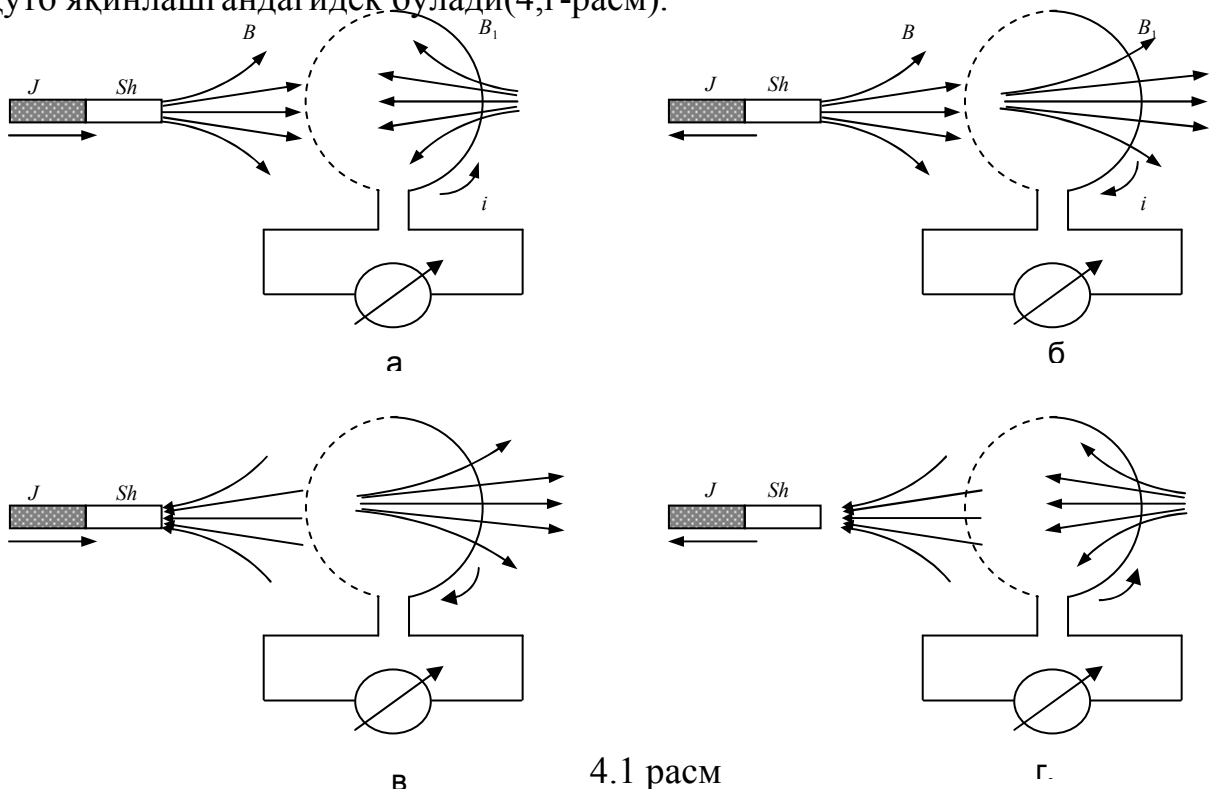
Фарадейнинг асосий тажрибаларини кўриб чиқайлик.

а) Контурга магнит шимолий қутби билан яқинлашмоқда. Шунда контурда ток ҳосил бўлади ва унинг магнит майдони B_1 , B га қарши йўналган бўлади (4,а-расм).

б) Агар магнит контурдан узоқлашса B_1 B га параллел бўлади (4,б-расм).

в) Контурга жанубий қутб яқинлашмоқда. Контурда ҳосил бўлган токнинг йўналиши шимолий қутб узоқлашагандаги ҳолдек бўлади (4,в-расм).

г) жанубий қутб узоқлашганда индукцион токнинг йўналиши шимолий қутб яқинлашгандагидек бўлади (4,г-расм).



4.1 расм

Бу тажрибаларни тахлил қилиб Фарадей қуйидаги фикрга келди: берк контурда, у орқали ўтаётган магнит оқими ўзгарса, ҳар доим электр токи ҳосил бўлади. Электр юритувчи кучнинг қиймати магнит оқимининг ўзгариш тезлигига пропорционалдир:

$$\varepsilon_i \approx \frac{d\Phi}{dt} \quad (4.1)$$

Ленц қондаси. 1833 йилда Ленц индукцион токнинг йўналишини топишнинг умумий қондасини топди: индукцион ток шундай йўналишга эгаки,бу токнинг магнит майдони ташқи магнит майдонининг ўзгаришини компенсация қилади. Бошқача айтилганда индукцион токнинг йўналиши шундай бўлади-ки унинг магнит майдони ташқи магнит майдони камая бошласа уни кўпайтиришга, кўпая бошласа,уни камайитиришга интилади. Буни тахлил қилинган 4.1- расм а.б.в.г. ларда ҳам кўрса бўлади.Умуман олганда электромагнит индукциясида энергиянинг бир тури иккинчи турга айланади. Масалан 4.1-расм а.б.в.г. ларда механик энергия электр энергиясига айланади. Бунда энергиянинг сақланиш қонунини, албатта бажарилади. Шу қонундан фойдаланиб электр юритувчи кучни топиш мумкин.

Токли контурнинг магнит майдонида кўчирилишида бажарилган иш.

4.2-расмда а,б,с,д контурнинг қимирловчи в,с қисмига B майдонда F куч таъсир кўрсатади ва у dt вақт ичида dx масофага сурилади. Натижада қуйидагича иш бажарилади.

$$dA_1 = Id\Phi$$

бу ерда I - контурдаги ток, $d\Phi$ - ток ўраб олган юзадан ўтаётган магнит оқимининг ўзгариши. Бундан ташқари контурда ток ўтганлиги сабабли у қизийди. Ҳосил бўлган иссиқлик энергияси баробар

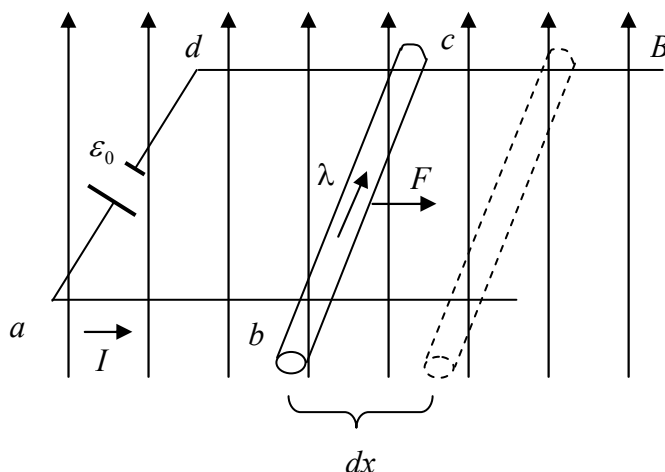
$$dA_2 = I^2 R dt$$

R – контурнинг тўла қаршилиги.Бу иккала dA_1 ва dA_2 ишни ток манбаи ε_0 бажаради. Манбанинг dt вақт ичида бажарган иши баробар

$$dA = \varepsilon_0 Idt$$

ва, энергиянинг сақланиш қонунига биноан

$$dA = dA_1 + dA_2 = \varepsilon_0 Idt = Id\Phi + I^2 R dt \quad \text{ва} \quad I = \frac{\varepsilon_0 - \frac{d\Phi}{dt}}{R} = \frac{\varepsilon_x + \left(-\frac{d\Phi}{dt}\right)}{R}$$



4.2 расм

Бу ифодани берк контур учун Ом қонуни деб қараш мумкин. Унда $-\frac{d\Phi}{dt}$ қўшимча электр юритувчи куч бўлиб, контур орқали ўтаётган магнит оқимининг ўзгариши туфайли пайдо бўлади ва у индукциянинг э.ю.к. ε_i деб аталади:

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (4.2)$$

Бу ифода Фарадей қонуни деб аталади ва у универсал характерга эга. Минус ишораси қуйидаги маънони билдиради. ε_i нинг йўналиши шундай бўладики, индукцион токнинг магнит майдони $d\Phi$ магнит оқимининг ўзгаришига қаршилик кўрсатади: агар оқим ошабошласа ($d\Phi > 0$), у ҳолда $\varepsilon_i < 0$ индукцион токнинг магнит майдони магнит оқимига қарши йўналади: агар оқим камая бошласа ($d\Phi < 0$), у ҳолда $\varepsilon_i > 0$ ва оқим ва индукцио ток майдони бир томонга йўналган бўлади. Умуман (4.2) даги минус ишораси Ленц қонидасининг ифодасидир.

(4.2) дан фойдаланиб магнит оқими бирлиги Веберга бошқа таъриф бериш мумкин. Агар контурдан оқиб ўтаётган магнит оқими 1 сек ичида 1 Вб га ўзгарса контурда 1 В га тенг э.ю.к. индукцияланади. демак $1\text{Вб}=1\text{В} \cdot 1\text{с}$.

Ўзароиндукция ва ўзиндукция Индуктивлик. Ўзароиндукция ва ўзиндукция электромагнит индукциянинг хусусий ҳолидир. Ўзароиндукция деб бир контурда ток ўзгарганда қўшни контурда токнинг ҳосил бўлишига айтилади.

4.3-расмда бир-бирига қўшни икки контур кўрсатилган, Бунда контур 2 дан ўтаётган магнит оқими контур 1 даги ток I_1 га пропорционал

$$\Phi_2 = MI_1 \quad (4.3)$$

M - ўзаро индукция коэффиценти деб аталади.

Фараз қиламиз-ки dt вақт ичида контур 1 даги ток dI_1 га ўзгарсин. (4.3) га биноан Φ_2 ўзгаради.

$$d\Phi_2 = M dI_1$$

Натижада контур 2 да э.ю.к ҳосил бўлади ва у ўзаро индукция э.ю.к. деб аталади:

$$\varepsilon_2 = -\frac{d\Phi_2}{dt} = -M \frac{dI_1}{dt} \quad (4.4)$$

(4.3) формула бўйича M нинг бирлигини аниқлаймиз.

$$M = \frac{\Phi_2}{I_1} \rightarrow \text{генри} = 1 \frac{\text{вб}}{\text{а}}$$

$$[M] = \frac{[\Phi]}{[I]} = \text{м}^2 \cdot \text{кг} \cdot \text{сек}^{-2} \cdot \text{а}^{-2}$$

M контурларнинг шакли, размери ва ўзаро жойлашишига ва муҳитнинг магнит сингдирувчанлигига боғлиқ. Токи ўзгараётган контур нафақат қўшни контурларда э.ю.к. ҳосил қилади, ўзида ҳам ҳосил қилади ва бу ҳодиса ўзиндукция деб аталади.

Контур орқали ўтаётган магнит оқими шу контурда оқаётган ток I га пропорционалдир.

$$\Phi = LI$$

L – ўзиндукция коэффиценти ёки индуктивлиги. Фараз қилайлик dt вақт ичида контурда ток dI га ўзгарсин. У ҳолда

$$d\Phi = LdI$$

Натижада контурда ўзиндукция э.ю.к. ҳосил бўлади.

$$\varepsilon = -L \frac{dI}{dt} \quad (4.5)$$

L – генриларда ўлчанади.

Темир ўзакли бўлган соленоиднинг ўзиндукция коэффиценти куйидагига тенг:

$$L = \frac{\mu_0 \mu n^2 S}{\lambda} \quad (4.6)$$

n ўрамлар сони, λ - соленоид узунлиги S кўндаланг юзи, μ - ўзакнинг магнит сингдирувчанлиги.

ТАЯНЧ СЎЗ ВА ИБОРАЛАР

Электромагнит, индукция, майдон, магнит оқими, контур, ўзиндукция, ўзаро индукция, магнит майдон, индуктивлик, солениод.

НАЗОРАТ САВОЛЛАРИ

1. Ўзиндукция ходисасини изохланг.
2. Ўзаро индукция қандай юзага келади.
3. Контурнинг индуктивлиги қандай физик катталиқ.
4. Индуктивлик ўлчов бирлиги қандай аниқланади.
5. Солениод индуктивлиги ифодаси қандай кўринишга эга.

Адабиётлар

1. Исмоилов М., Хабибуллаев П., Халиулин М. «Физика курси», Тошкент, «Ўзбекистон», 2000 йил, 469 б.
2. Турғунов Т. «Амалий физика», Тошкент, «Ўзбекистон», 2003 йил, 476 б.
3. Sultanov N.A. “Fizika kursi” Т. “Fan va texnologiya” 2007, 304 б.
4. Kamolov J., Ismoilov I., va boshq. “Elektr va magnetizm”, Т. “Iqtisod -moliya”, 2007, 280 б.
5. Назаров Ў.Қ. Умумий физика курси «Электр ва электромагнетизм» Тошкент, «Ўзбекистон» 2002 йил, 320 б
6. Izbosarov B.F., Kamolov I.R., “Elektromagnetizm”, Т. 2006 yil.

5 - Маъруза

Режа

1. Магнит майдоннинг энергияси.
2. Магнетиклар.
3. Диамагнетиклар.
4. Парамагнетиклар.
5. Ферромагнетиклар.
6. Гистерезис ва доменлар назарияси.

Магнит майдоннинг энергияси. Биламиз-ки магнит майдони электр токи билан узвий боғланган: ток пайдо бўлса, магнит майдони ҳам пайдо бўлади, ток йўқолса, магнит майдони ҳам йўқолади. Демак, ток энергиясининг бир қисми магнит майдонини ҳосил қилишга кетар экан. Бошқача айтилганда, магнит майдони уни ҳосил қилишга кетган электр энергиясига тенг энергияга эга бўлиши керак. Бундан шундай хулоса чиқариш мумкин-ки, агар магнит майдони йўқолса, унинг энергияси йўқолмайди, бу энергия ўзиндукция токининг энергиясига айланади.

Демак, электромагнит индукция ҳодисаси электр ва магнит энергияларининг бир-бирига айланиш жараёнига асосланган. Фараз қилайлик, бир контурда (индуктивлиги L) ток оқа бошласин. Ток, нолдан максимал I қийматига кўтарилгунча, Φ магнит оқимини ҳосил қилади:

$$\Phi = LI \quad (5.1)$$

Ток кичик dI қийматга ўзгарса оқим ҳам кичик $d\Phi$ қийматга ўзгаради.

$$d\Phi = LdI$$

Лекин биламиз-ки магнит оқими $d\Phi$ га ўзгариши учун ток dA ишини бажариш керак.

$$dA = Id\Phi = LI dI$$

У ҳолда, ток 0 дан I гача ўзгарганда A ишини бажаради

$$A = \int_0^I LI dI = \frac{LI^2}{2} \quad (5.2)$$

Демак, контур билан боғлиқ магнит энергия баробар

$$W = \frac{LI^2}{2} \quad (5.3)$$

Биз конденсаторларни кўриб чиққанимизда кўрган эдик-ки, электр энергиясининг зичлиги $\omega_e = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2}$; Аналогия сифатида айтиш мумкин-

ки, магнит майдонининг зичлиги $\omega_m = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2}$; Демак, фазода электр ва магнит

майдонлари бир пайтда бўлса, у ҳолда электромагнит энергиясининг зичлиги $\omega_{эм} = \frac{1}{2}(\epsilon \epsilon_0 E^2 + \mu_0 \mu H^2)$ бўлади.

Электромагнит энергия фазода тўлқин кўринишда тарқлади, тарқалиш тезлиги тенг:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu}} \quad (5.4)$$

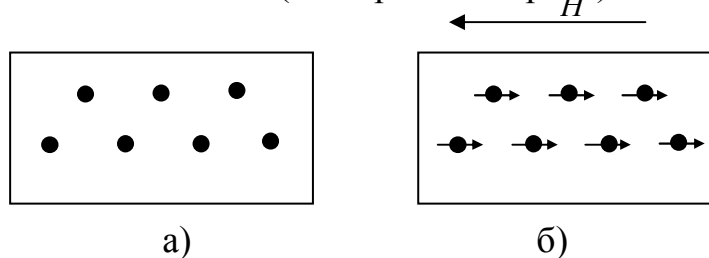
Бу формулага ε_0 ва μ_0 ларнинг қийматини қўйсак: $v = \frac{3 \cdot 10^8}{\sqrt{\varepsilon \mu}} \text{ м/с}$

Вакуум учун $\varepsilon = \mu = 1$ бўлгани учун электромагнит тўлқининг вакуумдаги тезлиги $v = c = 300000 \text{ км/сек}$ га тенг бўлади.

Магнетиклар. Тажриба ва назария шуни кўрсатади-ки агар жисмни ташқи магнит майдонига жойлаштирилса бу жисм магнит хоссаларига эга бўлиб қолар экан. Бунда баъзи жисмлар ташқи майдонни сусайтирар эканлар, бошқалари кучайтирар эканлар. Сусайтирдиганлари диамагнит, кучайтирадиганлари парамагнитлар деб аталади. Агар кучайтириши жуда катта бўлса, бундай жисмлар ферромагнетиклар деб аталади. Диа-пара ва ферромагнетизм сабаблари қандай.

Ҳар қандай атом ва молекулаларда ўз орбиталарида айланаётган электронларни айлана ёки орбитал ток деб қараш мумкин. Ҳар бир орбитал токнинг орбитал магнит моменти бўлади: $P_m = IS$, бу ерда $I = \frac{e}{T}$, e -электрон заряди, T -айланиш даври. Магнит момент вектор қийматига эга бўлиб, айланиш текислигига перпендикулярдир. Бундан ташқари электрон ўз ўқи атрофида айланиши билан боғлиқ бўлган спин магнит моменти га эга. Спин моменти га яна ядро ҳам эга бўлади. Электроннинг орбитал ва спин моментларининг ва ядронинг спин моментларининг геометрик йигиндиси атомнинг (молекуланинг) магнит моментини ҳосил қилади.

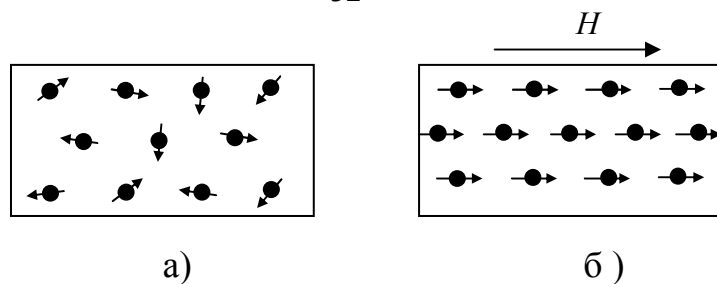
Диамагнетиклар. Диамагнит жисмларда атомнинг (молекуланинг) моментлар йиғиндиси нолга тенг, чунки орбиталь спин ва ядро моментлари бир-бирини компенсация қилади (5.1.а-расмга қараңг).



5.1 расм

Лекин диамагнит магнит майдонига олиб кирилса атомларда магнит моментлари пайдо бўлади ва улар ташқи майдонга қарши йўналган бўлади. Натижада диамагнит магнитланади ва унинг магнит майдони ташқи майдонга қарши йўналган бўлади ва уни камайтиради (5.1.б-расм). Ташқи майдон йўқолса диамагнит яна магнит хоссасини йўқотади.

Парамагнетиклар. Парамагнит жисмларда орбиталь спин ва ядро моментлари бир-бирини компенсацияламайди ва ҳар бир атом ёки молекуланинг ўзгармас моменти бўлади. $H=0$ бўлса бу моментлар хаотик йўналган бўлади ва модда магнит хусусиятига эга бўлмайди (5.2.а-расмга қараңг)



5.2 расм

Ташқи магнит майдон таъсирида бу моментлар бурила бошлайдилар. ва ташқи H майдонга параллел тизила бошлайдилар (5.2.б-расм). Шундан сўнг парамагнетик ўзининг магнит майдонига эга бўлади ва бу майдон ҳар доим ташқи магнит майдонга параллел йўналган булади. Натижада ташқи майдон кучаяди. Агар бўш фазода H кучланишли магнит майдони бўлса ва бу бўшлик бир жинсли муҳит билан тўлдирилса, у ҳолда натижавий магнит майдон кучланганлиги H' ҳосил бўлади ва у тенг: $H' = \mu H$

μ - ўлчовсиз коэффициент бўлиб, нисбий магнит сингдирувчанлик деб аталади. Бу коэффициент муҳитнинг ташқи майдон таъсирида магнитланиш қобилиятини билдиради. Ваккум учун $\mu = 1$ ($H' = H$) диамагнетиклар учун $\mu < 1$ ($H' < H$) ва парамагнетиклар учун $\mu > 1$ ($H' > H$) ферромагнетиклар учун $\mu \gg 1$ ($H' \gg H$) (таблицага қаранг)

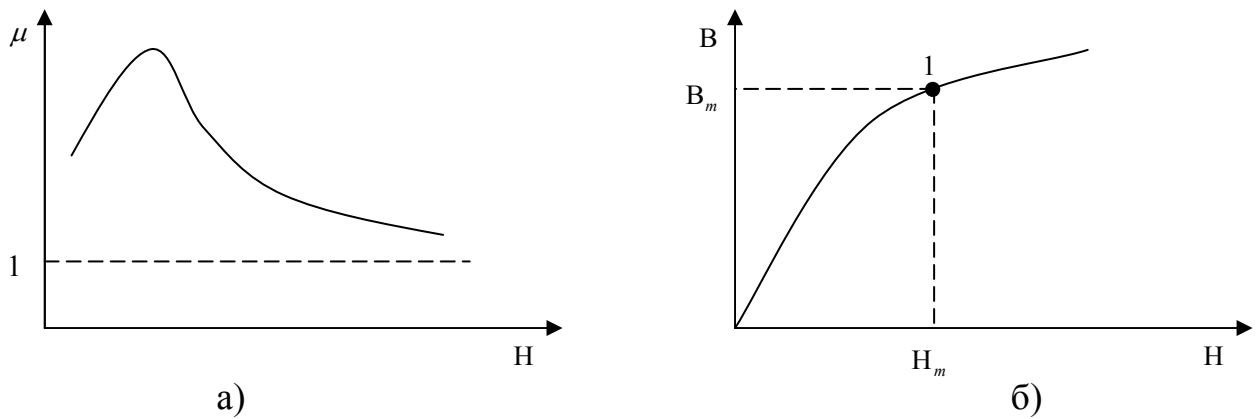
Диамагнетиклар	μ	Парамагнетиклар	μ	Ферромагнетиклар	μ
Сув	0,9999	Кислород	1,000017	Никел	200 – 300
Мис	0,9999	Алюминий	1,000023	Темир	500 – 1000
Висмут	0,9998	Вольфрам	1,000175	Пўлат	1000 – 2000

Кўпинча муҳитдаги магнит майдонни кучланганлик H' билан эмас, магнит индукцияси B билан характерлайдилар. $B = \mu_0 H'$

$$B = \mu_0 \mu H \quad (5.5)$$

μ_0 ва μ - муҳитнинг абсолют сингдирувчанлиги деб аталади. Ваккум учун $\mu = 1$ ва $B_B = \mu_0 H$. У ҳолда муҳит учун $B = \mu B_0$. Демак μ вакуум маълум муҳит билан тўлдирилганда магнит индукцияси неча марта ўзгаришини англатар экан.

Ферромагнетиклар. Таблицадан кўриниб турибди-ки ферромагнетик деб аталувчи жисмларда μ жуда катта бўлар экан, бошқача айтганда улар ташқи магнит майдонни жуда кучайтириб юборар эканлар. Бундан ташқари уларда μ ташқи майдон кучланганлиги H га боғлиқ бўлади (5.3.а-расм), H ошган сари μ ҳам оша боради ва максимумга эришгач камайишини бошлайди. H нинг катта қийматларида 1 га қараб интилади (5.3.б-расм).



5.3 расм

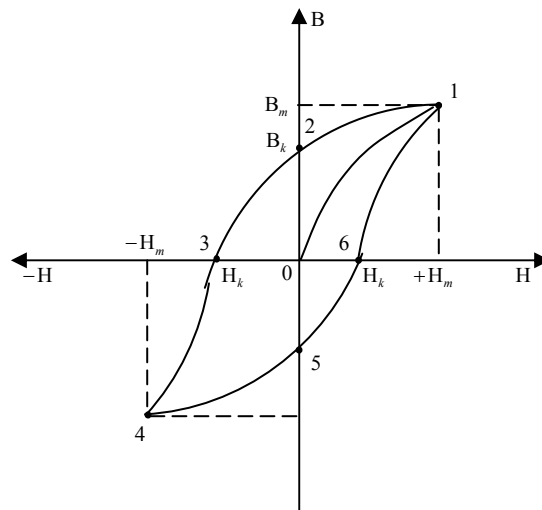
Шунинг учун ферромагнитларда магнитиндукцияси энди H га пропорционал бўлмайди. (5.5) нинг маълум қийматида ўзининг катта B_m қийматига эришади ва шундан сўнг H га пропорционал равишда ошборади (5.3.б-расм)

Агар B_m гача магнитланган ферромагнетикда майдон кучланганлигини камайтира бошласам, индукция B ҳам камая боради, лекин бу камайтириш расмдаги 0-2 чизиғи бўйлаб эмас, 1-2 чизиғи бўйлаб юз беради $H=0$ бўлганда ферромагнетикда B нолга тенг бўлмайди унда қандайдир қолдиқ магнит индукцияси B_k бўлади. B_k ни йўқотиб ферромагнетикни бутунлай магнитсизлантириш учун унда $H = -H_k$ майдонни ҳосил қилиш керак, шунда $B=0$ бўлади. H_k қиймат коэрцитив куч деб аталади (5.4-расм). H ни манфий тарафда оширган сари B ҳам оша боради. (манфийлигини сақлаб) ва 4 нуқтада максимум $B = -B_k$ га эришади. Энди кучланганлик H ни камайтиришни бошласак B 4-5-6 чизиқ бўйича камая бошлайди ва $H=0$ бўлганда $B = -B_k$ бўлади. $H = +H_m$ бўлганда $B=0$ бўлади. $H + H_m$ га интилганда B B_m га интилади.

Кўриб чиқилган жараён-магнит индукциясининг ўзгариши магнитловчи майдон кучланганлигининг ўзгаришидан кечга қолиб юз бериши магнит гистерезиси деб аталади, берк чизиқ 1-2-3-4-5-6-1 эса гистерезис петляси деб аталади.

Ферромагнитларда яна бир хусусият бор: маълум θ температурада улар ўзларини магнит хусусиятларини йўқотадилар (температура учун $\theta = 770^\circ C$ никел учун $\theta = 360^\circ C$). Бу температура Кюри нуқтаси деб аталади. $t > \theta$ бўлганда ферромагнетик оддий парамагнетик бўлиб қолади.

Гистерезис ва доменлар назарияси. Ферромагнетикларнинг юқорида кўриб чиқилган хоссаларини фан уларда ўз-ўзидан магнитланиб қолган ва домен деб аталувчи нисбатан катта сохалар борлиги билан тушунтиради. Доменларнинг размери тахминан 10^{-2} см бўлади. Демак доменларда миллиардлаб атомлар бўлади ва бу атомлар домен ичида ўз магнит моментлари билан бир тарафга қараб ориентация олган бўладилар.



5.4 расм

Лекин доменларнинг ўзлари жисм ичида ҳар хил ориентацияда бўлганлиги учун ферромагнетик магнитланмаган бўлади. Агар ташқи магнит майдон H пайдо бўлса доменлар H га қараб бурила бошлайдилар ва нисбатан катта майдонда ($H = H_m$) доменларнинг деярлик ҳаммаси H га параллел бўлиб ориентация оладилар ва ферромагнетик кучли магнитланиб қолади. H йўқолса ферромагнетикда қолдиқ магнит индукция сақланиб қолади, чунки иссиқлик ҳаракати ҳамма доменларни дезориентация қила олмайди, доменларнинг бир қисми бир йўналишга қараб қолаверади. Буни ҳам йўқотиш учун ферромагнетикка $H = -H_d$ магнит майдонини бериш керак, шунда $B=0$ бўлади. Бу механизм билан ферромагнетикларнинг бошқа хоссаларини ҳам тушунтирса бўлади.

ТАЯНЧ СЎЗ ВА ИБОРАЛАР

Магнит оқими, магнит майдон энергияси, энергия зичлиги, токли ўтказгич, модда, муҳит, диамагнит, майдон, парамагнит, ферромагнит, микроток, конвекцион тоқлар, магнитланиш, магнитланиш вектори, магнит қабул қилувчанлик, магнит индукцияси, магнит доимийси.

НАЗОРАТ САВОЛЛАРИ

1. Магнит майдон энергияси қандай аниқланади.
2. Магнит майдон индукцияси ва кучлаганлик ўзаро қандай боғланган.
3. Микротоклар қандай ток.
4. Магнитланувчи вектор қандай аниқланади.
5. Магнит қабул қилувчанликнинг мазмунини тушунтиринг.
6. Магнит сингдирувчанликнинг физик маъносини тушунтиринг.
7. Магнит майдонига қўйилган модданинг электрони магнит майдонида қандай таъсирланади.

7. Диаманит эффект кандай эффект.
8. Парамагнит эффект кандай ходиса.
9. Диаманит жисмларнинг парамагнит жисмлардан асосий фарқи нимада.

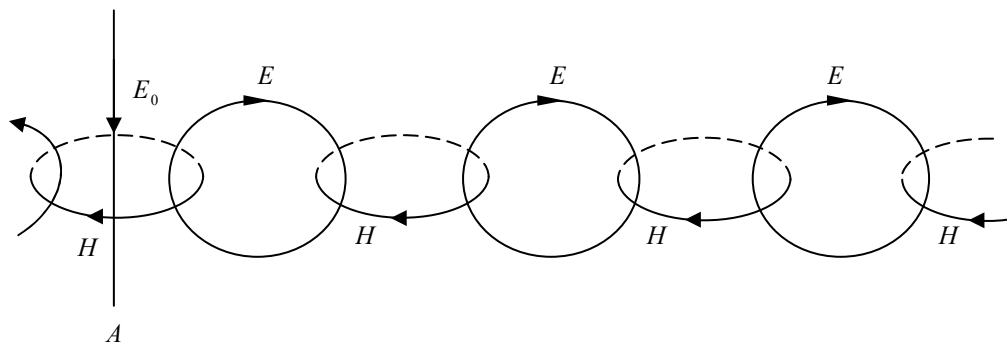
Адабиётлар

1. Исмоилов М., Хабибуллаев П., Халиулин М. «Физика курси», Тошкент, «Ўзбекистон», 2000 йил, 469 б.
2. Турғунов Т. «Амалий физика», Тошкент, «Ўзбекистон», 2003 йил, 476 б.
3. Sultanov N.A. “Fizika kursi” Т. “Fan va texnologiya” 2007, 304 б.
4. Kamolov J., Ismoilov I., va boshq. “Elektr va magnetizm”, Т. “Iqtisod -moliya”, 2007, 280 б.
5. Назаров Ў.Қ. Умумий физика курси «Электр ва электромагнетизм» Тошкент, «Ўзбекистон» 2002 йил, 320 б
6. Izbosarov B.F., Kamolov I.R., “Elektromagnetizm”, Т. 2006 yil.

6 - Маъруза Режа

1. Уюрмавий электр майдон.
2. Силжиш токи.
3. Максвелл тенгламалари.
4. Максвелл тенгламаларининг дифференциал кўриниши.

Уюрмавий электр майдон. 1860 йилларда Максвелл умумлашган (бирлашган) электромагнит майдон назариясини яратди. Бу назарияга кўра ўзгараётган электр майдон магнит майдонни, ўзгараётган магнит майдон электр майдонни туғдирди. Бу майдонлар уярма характерга эга бўлиб, ҳосил қилувчи майдон куч чизиқлари ҳосил бўлувчи майдоннинг концентрик куч чизиқлари билан ўралган бўлади. Натижада бир-бирига уланган ҳалқасимон куч чизиқларидан «занжир» ҳосил бўлади(6.1-расм).



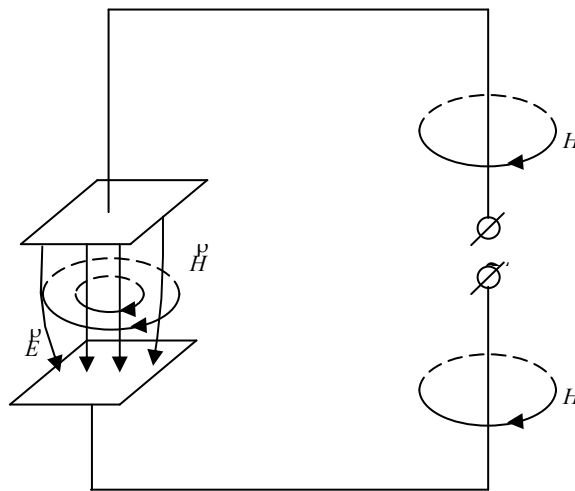
6.1 расм

Фараз қилайлик фазонинг А нуқтасида бирламчи ўзгарувчан электр майдон E_0 пайдо бўлди деб. Шунда шу заҳотиёқ унинг атрофида, уни ўраб олган горизонтал юзали ўзгарувчан магнит майдон H ҳосил бўлади. H нинг вақт бўйича ўзгариши уни ҳалқасимон равишда ўраб олган вертикал юзали ўзгарувчан иккиламчи электр майдон E ҳосил бўлади. Ўз навбатида яна бу E майдонни концентрик ўраб олган горизонтал юзали ўзгарувчан иккиламчи H майдон ҳосил бўлади ва х.к. Бу жараён шу тариқа чексиз давом этиши мумкин. Ана шундай майдонни Максвелл уюрмавий майдон деб атади. Фазо бўйича тарқалар экан, бундай электромагнит майдон ўзи билан электромагнит энергияни олиб ўтади.

Силжиш токи. Максвелл ўз назариясига яна бир муҳим тушунчани киритди-силжиш токи тушунчасини. Фараз қилайлик, конденсатор пластинкаларига ўзгарувчан электр юритувчи куч берилган бўлсин (6.2-расм).

Э.Ю.К. манбасидан пластинкаларга тортилган симларда, бизга маълумки, ўтказувчанлик токи оқади, бу ток электронларнинг оқимидан иборат. Лекин конденсатор пластинкалари ўртасида вакуум бор, у ерда зарядлар йўқ, шунинг учун ўтказувчанлик токи у ерда бўлиши мумкин эмас. У ерда фақат ўзгарувчан электр майдон ва у ҳосил қилаётган ўзгарувчан ҳалқасимон магнит майдон H бор. Формал қараганда занжирдаги ток конденсаторга

келганда узилиб қоляпти. Демак занжир узилган, ток оқиши мумкин эмас. Лекин тажриба шуни кўрсатадики, занжирда ток бўлади, э.ю.к. бор экан ток оқаверади.



6.2 расм

Максвелл бу қарма-қаршиликни ечиш учун силжиш токи деган тушунчани киритди. Бу ток икки пластинка орасида бўлиб, у электр майдони кучланганлигининг ўзгариши тезлиги $\frac{dE}{dt}$ га пропорционал бўлиб, пластинкаларга уланган симлардаги ўтказувчанлик токига тенг. Демак, пластинкалар билан уланган симлардаги тоқлар пластинкалар орасидаги силжиш токи ёрдамида ўзаро боғланади. Конденсатор ичидаги H майдон ана шу силжиш токи билан боғланган. Силжиш токи зарядлар ҳаракати билан боғланмаган бўлганлиги учун бу ток исиклик энергиясини ҳосил қилмайди. Агар икки пластинка орасида диэлектрик бўлса, электр майдонининг ўзгариши атом ва молекулаларда зарядларнинг силжишига ва дипольларнинг бурилишига олиб келади, Зарядларнинг бундай силжиши полиризацион ток деб аталади (бунда исиклик ажралиб чиқади).

Демак, Максвелл назариясига биноан: Электр майдони ўзгараётган фазода силжиш токи пайдо бўлди. Бу ток вакуумдаги силжиш токи ва поляризацион тоқлардан иборат. Узилган қисми бор занжирда оқаётган ўтказувчанлик тоқлари ўша жойларда ўзаро силжиш тоқлари ёрдамида боғланадилар.

Максвелл тенгламлари. Максвелл фанга силжиш токи тушунчасини киритгач бирлашган электромагнит майдон назарияси охирига етказилди. Бу назария битта нуқтаи назардан кўпгина электр ва магнит жараёнларини тушунтириб берди, янгиларини олдиндан айтиб берди. Максвелл назариясининг асосида 4 тенглама ётади.:

$$1. \oint_L E d\lambda = -\frac{1}{c} \int_S \frac{dB_n}{dt} dS \quad - E \text{ векторнинг циркуляцияси}$$

Бу тенглама электр майдонини нафақат зарядлар ҳосил қилиб беришини, вақт бўйича ўзгараётган магнит майдони ҳам ҳосил қилиб беришини

англатади. Бу электромагнит индукцияси қонунининг бошқача бир кўринишидир.

$$2. \oint_L H_e d\lambda = \frac{4\pi}{c} \int_S j_n dS + \frac{1}{c} \int_S \frac{dD_n}{dt} dS = \frac{1}{c} \int_S \left(4\pi j_n + \frac{dD_n}{dt} \right) dS \quad - H \text{ векторнинг}$$

циркуляцияси, D – электр майдон индукцияси.

Бу тенглама шуни аниқлатади-ки, магнит майдони электр токи ёрдамида (ёки ҳаракатдаги зарядлар билан) ёки ўзгарувчан электр майдони ёрдамида ҳосил бўлар экан. Био-Савар-Лаплас қонуни бу тенгламанинг хусусий ҳолидир.

$$3. \int_S D_n dS = 4\pi \int_V \rho dv$$

Бу тенглама электростатик майдон учун Гаус теоремасининг ифодасидир. Агар заряд v ҳажмда ρ зичлик билан тақсимланган бўлса, у ҳолда шу ҳажимни ўраб турган юзадан ўтаётган электр индукцияси оқими заряд миқдорига пропорционалдир.

4. $\int_S B_n dS = 0$ бу тенглама магнит майдон учун Гаусс теоремасини ифодалайди.

Интегралнинг нолга тенглиги табиатда магнит зарядларининг бўлмаслигини билдиради. Бу тенгламалардаги катталиклар ўзаро материал тенгламалар билан боғланган: $D = \epsilon_0 \epsilon E$, $B = \mu_0 \mu H$, $j = \gamma E$

Максвелл тенгламаларининг дифференциал кўриниши.

$$1. \operatorname{rot} E = -\frac{1}{c} \frac{dB}{dt}$$

$$2. \operatorname{rot} H = 4\pi j + \frac{dD}{cdt}$$

$$3. \operatorname{div} D = 4\pi \rho$$

$$4. \operatorname{div} B = 0$$

ТАЯНЧ СЎЗ ИБОРАЛАР

Электромагнит майдон, кучланганлик, индукция, электр юритувчи куч, контур, циркуляция, индукция чизиқлари, ўтказувчанлик токи, силжиш токи, Максвелл тенгламалари, ҳажмий зичлик, индукция оқими.

НАЗОРАТ САВОЛЛАРИ

1. Максвеллнинг 1-тенгламасини қандай изохлаш мумкин.
2. 2-чи тенгламанинг 1-чи тенгламадан фарқи нимада.
3. Силжиш токлари нима сабабдан киритилган.
4. Максвелл кўрсатганидек, магнит майдон ва электр майдон ўртасида қандай номуносивблик бор.
5. Максвеллнинг тўла тенгламалар системасини ёзинг.

Адабиётлар

1. Исмоилов М., Хабибуллаев П., Халиулин М. «Физика курси», Тошкент, «Ўзбекистон», 2000 йил, 469 б.
2. Турғунов Т. «Амалий физика», Тошкент, «Ўзбекистон», 2003 йил, 476 б.
3. Sultanov N.A. “Fizika kursi” T. “Fan va texnologiya” 2007, 304 b.
4. Kamolov J., Ismoilov I., va boshq. “Elektr va magnetizm”, T. “Iqtisod -moliya”, 2007, 280 b.
5. Назаров Ў.Қ. Умумий физика курси «Электр ва электромагнетизм» Тошкент, «Ўзбекистон» 2002 йил, 320 б
6. Izbosarov B.F., Kamolov I.R., “Elektromagnetizm”, T. 2006 yil.

7 - Маъруза

Режа

1. Электромагнит тўлқинлар ва уларнинг тарқалиш тезлиги.
2. Электромагнит тўлқин тенгламаси.
3. Энергия зичлиги. Умов-Пойнтинг вектори

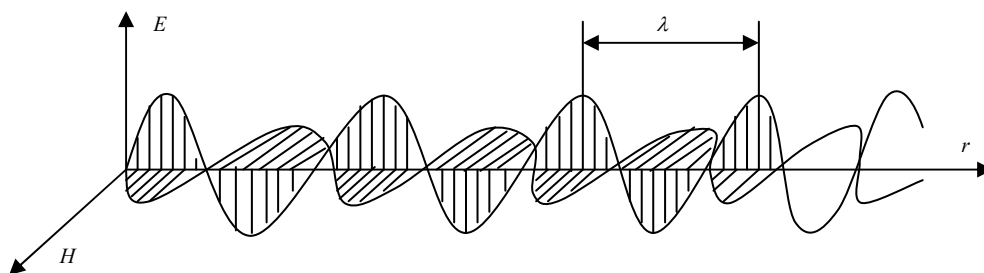
Электромагнит тўлқинлар ва уларнинг тарқалиш тезлиги.

Максвелл назариясига биноан электромагнит майдон бир-бирига перпендикуляр бўлган электр ва магнит майдонларининг суперпозициясидан иборат (7.1-расм). Бу майдон фазода

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \epsilon \mu_0 \mu}}$$

тезлик билан тарқалади. Вакуумда унинг тезлиги $v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = 3 \cdot 10^8 \frac{м}{сек}$

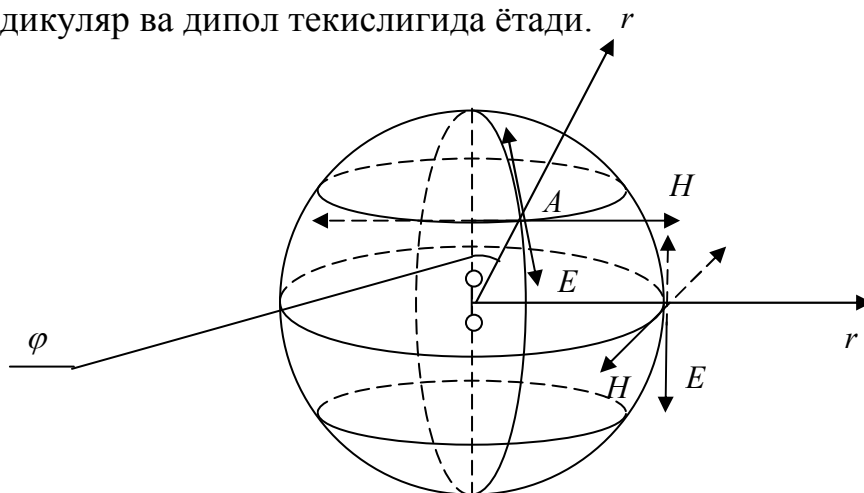
$\epsilon = \mu = 1$ бўлганлиги учун.



7.1 расм

Биламиз-ки электромагнит майдоннинг манбаси бўлиб тезланиш билан ҳаракатланаётган ҳар қандай заряд (электронлар, ионлар) хизмат қилиш мумкин. Шулар қаторида Р моменти гармоник равишда ўзгараётган дипол ҳам бўлиши мумкин: $P = P_0 \sin \omega t$. Бу диполнинг ҳосил қилаётган ва ундан ҳар тарафлама тарқалаётган электромагнит майдоннинг қуйидаги асосий хосслари бор.

1. Электромагнит тўлқиннинг кучланганлик вектори E нурга (r га) перпендикуляр ва дипол текислигида ётади.



7.2 расм

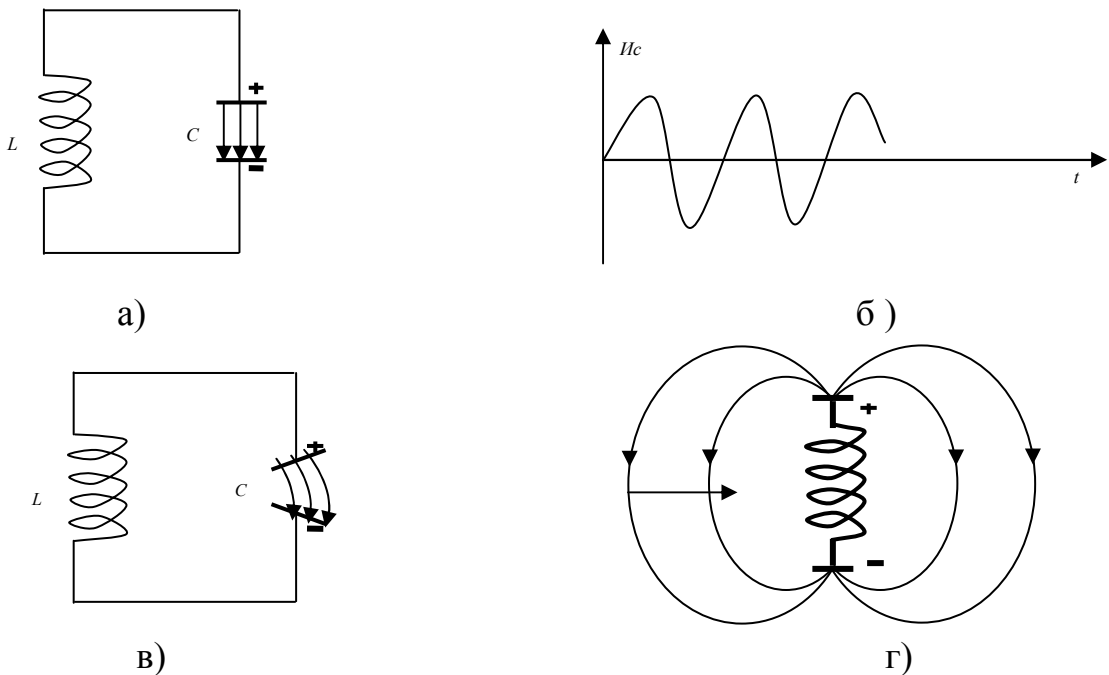
2. Магнит майдон кучланганлиги r ва E га перпендикуляр.

3. E ва H лар бир хил фаза билан тебранади.

4. Кучланганлик амплитудалари E_m ва H_m ($E = E_m \sin \omega t$ ва $H = H_m$) φ бурчагига боғлиқ ва $\varphi = 0^\circ$ бўлса нолга тенг ва $\varphi = 90^\circ$ бўлганда максимал қийматга тенг. 7.2-расмда белгиси билан сфера марказида туриб атрофга электромагнит тўлқин тарқатаётган дипол тасвирланган. Демак, электромагнит тўлқини қўндаланг тўлқин сифатида тарқалади. Тўлқиннинг частотаси диполнинг тебраниш частотасига тенг, унинг тўлқин узунлиги, даври ва тазлиги қуйидагича боғланган:

$$\lambda = \nu T = \frac{\nu}{\nu}$$

Назария шуни кўрсатади-ки электромагнит тўлқин интенсивлиги частотанинг квадратига пропорционал экан, $I \approx \omega^2$. Катта масофаларга электромагнит энергияни узатиш учун, демак тўлқинни ҳосил қилаётган ўзгарувчан токнинг частотаси жуда катта бўлиши керак, тахминан $\omega \geq 10^6$ Гц. Бундай частотали тебранишларни механик системалар бажаролмайди. Юқори частотали тебранишларни бажарадиган қурилма тебраниш контури деб аталади ва у индуктивлик L ва C лардан иборат берк занжирдир (7.3.а-расм). 7.3.б-расмда конденсатордаги кучланишнинг вақт бўйича ўзгариши келтирилган.



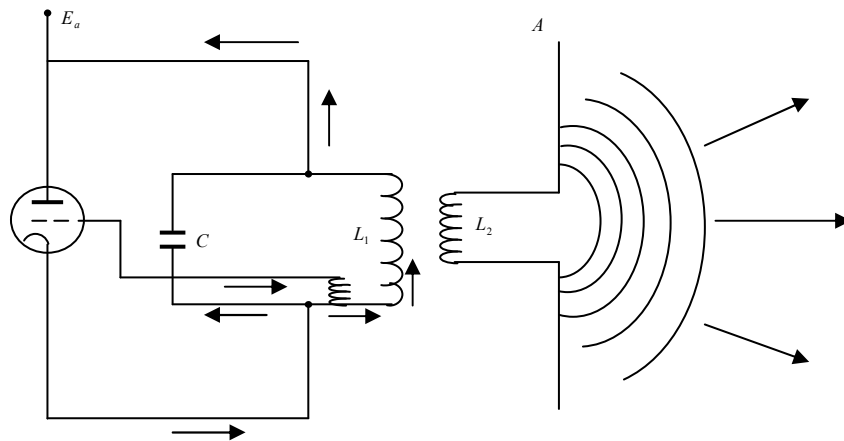
7.3 расм

Агар конденсатор пластинкаларини қийшайтирсак, электр майдони фазога чиқа бошлайди (7.3.в-расм), агар 7.3.г-расмда келтирилганидек конденсатор пластинкаларини бутунлай ёйиб ташласак тебраниш контури антеннага айланади. Бу антеннадан атрофга частотаси $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ га тенг тўлқин тарқалади. Демак, частота катта бўлиши учун C ва L лар кичик

бўлиши керак, Чизикли частота $\nu = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$ ни ҳисоблаб кўрамиз. Мисол тариқасида $C = 0,0001\text{мкФ} = 10^{-10}\text{Ф}$ ва $L = 0,0001\text{Гн}$ деб оламиз.

$$\nu = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} = \frac{1}{2 \cdot 3,14\sqrt{10^{-10} \cdot 10^{-4}}} = \frac{1}{6,28 \cdot 10^{-7}} \approx 2 \cdot 10^6 \text{ Гц}$$

Тебраниш контурида $R \neq 0$ бўлгани учун электромагнит тебранишлар тезда сўниб қолади. Тебранишлар сўнмасдан юз бериши учун тебраниш контурига ташқаридан энергия бериб туриши керак. Сўнмас тебранишларни ҳосил қилувчи қурилмани генератор деб аталади (7.4-расм)



7.4-расм

Генераторнинг тебраниш контури LC анод ва катод ўртасига боғланган. Унда ҳосил бўлган ҳар қандай кичик тебраши лампанинг сеткасига берилади ва у кучайиб яна контурга қайтади, натижада контурдаги тебраниш кучаяди. Кучайиш процесси давом этаверади ва бу тебранишлар кучайиш тўхтагунча (тўйиниш юз бергунча) давом этади. L_1 га L_2 боғланган шунинг учун L_2 антенна ролини бажаради ва фазога $\nu = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_1C}}$ частотали тўлқин тарқатади.

Электромагнит тўлқин тенгламаси. Электромагнит майдон тебранишларининг фазода катта тезлик билан тарқалиши электромагнит тўлқин дейилади. Фазода электромагнит тўлқин тарқалиши учта координатага (x, y, z) боғлиқ бўлади. Соддалик учун факат x координата йўналиши бўйича t вақтга боғлиқ равишда ўзгарувчан электромагнит тўлқинни кўриб ўтайлик. Мураккаб математик ўзгартиришларни кўриб ўтирмасдан, Максвеллнинг дифференциал тенгламаларини қуйидаги кўринишга келтириш мумкин:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \mu\mu_0 \frac{\partial H}{\partial t} \quad \text{ва} \quad \frac{\partial H}{\partial x} = \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} \quad (7.1)$$

(7.1) ифода ясси электромагнит тўлқинлар учун Максвелл тенгламаси ҳам дейилади. (7.1) ифоданинг биринчисини x , иккинчисини t бўйича дифференциаллаб, уларни биргаликда ишлаб чиқсак қуйидаги тенгламага эга бўламиз.

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = v^2 \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} \quad (7.2)$$

(7.2) ифоданинг биринчисини t , иккинчисини x бўйича дифференциаллаб ва уларни яна биргаликда ишлаб чиқиб қуйидаги тенглама келиб чиқади:

$$\frac{\partial^2 H}{\partial t^2} = v^2 \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} \quad (7.3)$$

бу ерда қуйидаги $v^2 = \frac{1}{\epsilon\mu\epsilon_0\mu_0}$ белгилаш киритилган бўлиб,

электромагнит тўлқиннинг бирор мухитидаги тезлигини ифодалайди. Демак, электромагнит тўлқиннинг мухитдаги тезлиги, шу мухитни характерлайдиган ϵ ва μ физик катталикларга боғлиқ экан. Хуллас, (7.2) ва (7.3) формулалар ясси механик тўлқин тенгламаларига ўхшаш бўлганлиги сабабли, уларнинг ечимларини ҳам гармоник (синусоидал) тебранишлар ечимлари шаклида қидирамиз.

Шундай қилиб, (7.2) тенглама ечими,

$$E = E_m \sin \omega(t - \frac{x}{v}) = E_m \cos(\omega t - kx + \varphi) \quad (7.4)$$

ва (7.3) тенглама ечими,

$$H = H_m \sin \omega(t - \frac{x}{v}) = H_m \cos(\omega t - kx + \varphi) \quad (7.5)$$

кўринишларга эга бўлади, бу ерда $\vec{E}$ ва $\vec{H}$ электр ва магнит майдон кучланганликларининг оний қийматлари, E_m ва H_m электр ва магнит майдон кучланганликлари векторларининг максимал қийматлари, ω – $\vec{E}$ ва $\vec{H}$ векторлар тебранишларининг дсиравий частотаси, k – тўлқин сони, x – электромагнит тўлқиннинг силжиш (кўчиш) масофаси, φ – тебранишнинг бошланғич фазаси. Юқорида кўриб ўтилган мулоҳазалардан электромагнит тўлқинни график равишда ўзаро перпендикуляр текисликларда тебранаётган иккита синусоида кўринишида тасаввур этиш мумкин экан. Улардан биттаси электр майдон кучланганлигининг $\vec{E}$ вектори тебранишини, иккинчиси магнит майдон кучланганлигининг $\vec{H}$ вектори тебранишларини акс эттиради ва улар бир хил бошланғич фазага φ – эга. Электромагнит тўлқин тарқалиш йўналиши, аниқроғи тарқалиш тезлик $\vec{v}$ – вектори эса $\vec{E}$ ва $\vec{H}$ векторларга перпендикуляр бўлади. Электромагнит тўлқиннинг тарқалиши 7.1-расмда ифодаланган. Максвелл назарияси электромагнит тўлқин нима ва унинг тенграмаси қандай кўринишга эга эканлиги ҳақида аниқ маълумот олиб, биринчи хулоса чиқарган бўлсак, электромагнит тўлқиннинг бирор мухитдаги тезлигини ифодаловчи

$v^2 = \frac{1}{\epsilon\mu\epsilon_0\mu_0}$ ифодани анализ қилиб иккинчи муҳим хулосани чиқаришимиз мумкин, v - тезликни,

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu\epsilon_0\mu_0}} \quad (7.6)$$

кўринишда ёзиб, ϵ_0 ва μ_0 лар ўзгармас катталиқ эканлигини эътиборга олиб $\frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}}$ қийматни алоҳида ҳисоблаб чиқилганда $v = 3 \cdot 10^8 \frac{м}{с}$

эканлиги келиб чиқади. Бу электромагнит тўлкинининг вакуумдаги тезлигидир. Демак, электромагнит тўлқиннинг вакуумдаги тезлиги ёруғликнинг вакуумдаги тезлигига тенг деган хулоса чиқарамиз. У ҳолда электромагнит тўлқинининг муҳитдаги тезлиги, $v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$ кўринишга келади.

Бунда $\sqrt{\epsilon\mu}$ -муҳитнинг синдириш кўрсаткичи коэффициентидан n дан бошқа катталиқ бўлиши мумкин эмас. Шундай қилиб, муҳитнинг диэлектрик нисбий сингдирувчанлиги билан, магнит нисбий сингдирувчанлик кўпайтмасининг илдиз тагидаги қиймати муҳитнинг синдириш кўрсаткичи коэффициентига тенг экан:

$$n = \sqrt{\epsilon\mu} \quad (7.7)$$

(7.7) ифода Максвеллнинг феноменал тенгламаси ёки формуласи дейилади.

Максвеллнинг буюк хизмати, кашфиёти шундан иборат эдики, у электромагнит тўлқин назариясини яратиш билан бирга, электромагнит тўлқин табиати билан ёруғлик табиати ўртасида ўхшашлик борлигини аниқлади. Бу эса Максвелл учун ўз вақтида ёруғликнинг электромагнит тўлқин назариясини яратишига асос бўлди.

Энергия зичлиги. Умов-Пойнтинг вектори. Ҳар қандай кўринишдаги механик тўлқинлар энергияга эга бўлганидек, электромагнит тўлқин ҳам энергияга эга. Электромагнит тўлқин электр майдон кучланганлиги вектори $\vec{E}$ ва магнит майдон кучланганлиги вектори $\vec{H}$ мажмуасидан иборат бўлганлиги сабабли, унинг энергияси ҳам электр ва магнит майдон энергияларининг йиғиндисидан иборат:

$$\omega_{э.м} = \omega_э + \omega_м \quad (7.8) \quad \text{Бу ерда } \omega_э = \frac{\epsilon\epsilon_0 E^2}{2} - \text{ электр майдон ва}$$

$$\omega_м = \frac{\mu\mu_0 H^2}{2} - \text{ магнит майдон ҳажми бирлигидаги энергиясидир. (7.8) -}$$

ифода қуйидаги кўринишга келади:

$$\omega_{э.м} = \frac{\epsilon\epsilon_0 E^2}{2} + \frac{\mu\mu_0 H^2}{2} \quad (7.9)$$

Электромагнит тўлқиннинг $\vec{E}$ ва $\vec{H}$ векторлари бир хил фазаларга эга. Шунинг учун қуйидаги

$$\sqrt{\epsilon\epsilon_0}E = \sqrt{\mu\mu_0}H \quad (7.10)$$

тенгликни исбот этиш мумкин. (7.10) ифодани назарда тутиб (7.9) формулани ўзгартириб ёзайлик.

$$\begin{aligned} \omega_{эм} &= \frac{\sqrt{\mu\mu_0}H\sqrt{\mu\mu_0}H}{2} + \frac{\sqrt{\epsilon\epsilon_0}E\sqrt{\epsilon\epsilon_0}E}{2} = \frac{E\sqrt{\epsilon\epsilon_0}\sqrt{\mu\mu_0}H}{2} + \frac{\sqrt{\mu\mu_0}H\sqrt{\epsilon\epsilon_0}E}{2} = \\ &= \sqrt{\epsilon\epsilon_0\mu\mu_0}EH = \frac{1}{v}EH \end{aligned} \quad (7.11)$$

Демак, электромагнит тўлқин энергия зичлиги электр майдон ва магнит майдон кучланганлиги векторлари модуллари қийматларининг кўпайтмасига тўғри муҳитдаги тезлигига тескари пропорционал экан. Электромагнит тўлқин энергия зичлигини, тўлқин тезлигига кўпайтириб, энергия оқими зичлиги деб ном олган физик катталикка эга бўламиз ва уни S ҳарфи билан белгилаймиз:

$$S = \omega_{эм}v = \frac{v}{v}EH \quad (7.12)$$

(7.12) ифодани вектор кўринишида ҳам ёзиш мумкин. Чунки $\vec{E}$ ва $\vec{H}$ вектор катталиклар эди. Жумладан S ҳам тўлқин тарқалиш йўналишига перпендикуляр қўйилган бирлик юзадан оқиб ўтаётган энергия бўлганлиги сабабли, у ҳам вектор катталикдир.

$$\vec{S} = [\vec{E} \cdot \vec{H}] \quad (7.13)$$

Энергия оқими зичлиги $\vec{S}$ тўлқин йўналишига мос келади ва Умов вектори дейилади. Демак, Умов-Пойнтинг вектори бирлик вақт ичида тўлқин йўналишига қўйилган бирлик юзадан ўтаётган электромагнит тўлқин энергия оқимининг зичлигини ифодалар экан. $\vec{S}$ - электромагнит тўлқин интенсивлиги ҳам дейилади.

ТАЯНЧ СЎЗ ВА ИБОРАЛАР

Тўлқин, электромагнит, майдон, магнит, муҳит, тезлик, частота, тўлқин узунлиги, тўлқин энергияси, электромагнит тўлқин тенгламаси.

НАЗОРАТ САВОЛЛАРИ

1. Электромагнит тўлқиннинг асосий хусусияти нимада.
2. Тўлқин тенгламаси.

3. Электромагнит тўлқин қандай тасвирланади.
4. Тўлқин тезлигининг ифодаси.
5. Умов вектори қандай катталикини тасвирлайди.
6. Электромагнит тўлқин узунликлари бўйича неча гуруҳдан ташкил топган.

Адабиётлар

1. Исмоилов М., Хабибуллаев П., Халиулин М. «Физика курси», Тошкент, «Ўзбекистон», 2000 йил, 469 б.
2. Турғунов Т. «Амалий физика», Тошкент, «Ўзбекистон», 2003 йил, 476 б.
3. Sultanov N.A. “Fizika kursi” Т. “Fan va texnologiya” 2007, 304 б.
4. Kamolov J., Ismoilov I., va boshq. “Elektr va magnetizm”, Т. “Iqtisod -moliya”, 2007, 280 б.
5. Назаров Ў.Қ. Умумий физика курси «Электр ва электромагнетизм» Тошкент, «Ўзбекистон» 2002 йил, 320 б.
6. Izbosarov B.F., Kamolov I.R., “Elektromagnetizm”, Т. 2006 yil.

8 - Маъруза

Режа

- 1. Ёруғлик табиати тўғрисидаги тасаввурларнинг ривожланиши.**
- 2. Ёруғликнинг синиш ва қайтиш қонунлари.**

Ёруғлик табиати тўғрисидаги тасаввурларнинг ривожланиши.

Оптика фани физиканинг катта ва муҳим бир қисми бўлиб, ёруғликнинг табиати, қонуниятлари ва жисм билан ўзаро таъсирлашув жараёнини ўрганади. Инсон қачонлардир оламга келиб кўзини очганда, албатта биринчи бўлиб унинг кўзига нур тушган, оламни кўрган. Лекин нурнинг табиати тўғрисида илмий тушунчалар фақат ХУШ асрга келиб шакиллана бошлади. Бу вақтга келиб бир-биридан принципаал равишда фарқ қиладиган икки назария пайдо бўлди. Ньютон ишлаб чиққан корпускуляр назария ва Гюйгенс ишлаб чиққан тўлқин назария. Корпускуляр назария бўйича ёруғлик жуда катта тезлик билан ҳаракат қиладиган кичик материал заррачалар (корпускулалар) оқимидан иборат. Тўлқин назария бўйича ёруғлик катта тезлик билан «дунё эфирида»-бутун коинотни тўлғизиб турувчи қўзгалмас эластик муҳитда - тарқалувчи тўлқин деб қаралади. Иккала назария анчагина ёруғлик жараёнларини тушунтириб бера олди, масалан нурнинг қайтиш ва синиш қонунларини. Лекин, интерференция, дифракция, поляризация билан боғлиқ жараёнларни тушунтириб беришга ожизлик қилди, чунки у пайтларда «дунё эфе́рига» ҳамма ишонарди, лекин эфирнинг «мавждлиги» кўп масалаларни чалкаштирар эди.

ХУШ асрнинг охиригача корпускуляр назария устунлик қилиб келди. Фақат Х1Х асрнинг бошларида Юнг (1801й) ва Френель (1815 й) тўлқин назариясини анча такомиллаштирдилар, янги тўлқин назария асосига Гюйгенс-Френел принципи қўйилди. Тез орада Гюйгенс-Юнг-Френел назарияси деярли ҳамма оптик жараёнларни, шу жумладан, интерференция, дифракция ва поляризацияни тушунтириб бера олди, бунда эфир тушунчаси ишлатилмади. Натижада корпускуляр назария вақтинча четга суриб қўйилди. Х1Х асрнинг 60 йилларида Максвелл ўзининг бирлашган электромагнит назариясини яратди, бунда у ҳеч қандай эфир тушунчасидан фойдаланмади. Маълум бўлдики, ёруғлик электромагнит тўлқин экан ва у вакуумда ҳам эфирсиз бемалол тарқалаверар экан. Максвеллнинг бу ғояларининг тўғрилигини 1881 йилда Майкельсон ўз тажрибасида кўрсатди, бу тажрибадан Майкельсон икки хулосага келди. Дунё эфири деган алоҳида модда йўқ экан ва тажрибада аниқланган ёруғлик тезлиги Максвелл назариясида аниқланган электромагнит тўлқиннинг телигига тенг экан.

Лекин ёруғликнинг тўлқин табиати эканлиги ҳақидаги тушунчалар Х1Х асрнинг охиригача ҳукмрон бўлиб келдилар, лекин бу пайтга келиб тўлқин назария тушунтириб бера олмайдиган анчагина илмий фактлар йиғилиб қолди, кимёвий элементларнинг нурланиш спектрлари, иссиқлик нурланишининг спектрал тақсимооти, фотоэффект ва бошқа оптик жараёнлар. Бу жараёнларни тушунтириб бериш учун электромагнит энергиянинг

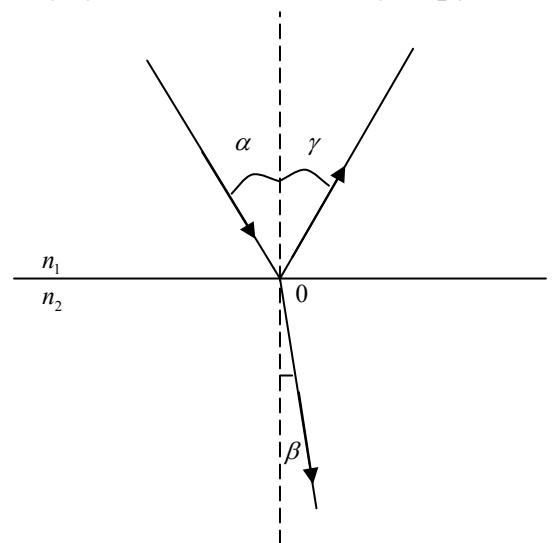
нурланиш тарқалиш ва ютилиш жараёнлари дискрет ҳолатда юз беради деб тан олишга тўғри келди, бошқача айтганда, ёруғликнинг тарқалиши, ютилиши ва нурланиши порция - порция бўлиб (квантлар билан) юз берар экан. Шу гипотеза асосида Планк 1900 йилда электромагнит жараёнларнинг квант назариясини яратди. Эйнштейн эса 1905 йилда ёруғликнинг квант назариясини яратди. Бу назарияга биноан, ёруғлик квантлари фотонлар деб аталди. Ёруғликнинг квант назарияси атом ва молекулаларнинг нурлатиш спектрларини назарий ўрганиш билан ўз ривожланишини давом эттирди. Бу ишларни Н.Бор (1913й), Шредингер (1925 й), Дирак (1930 й), Фейнманлар (1949) бажардилар. Ҳозирги замон нуқтаи назаридан ёруғлик ҳам квант, ҳам тўлқин хоссаларига эга. Баъзи жараёнларда унинг тўлқин хоссаси яққолроқ намоён бўлади (интерференция, дифракция, полиризация), бошқа жараёнларда эса (фотоэффект, люминесценция) унинг квант хосслари бўртиб кўринади. Демак бу икки назария бир-бирини тўлдиради, ёруғлик табиатига янада чуқурроқ назар ташлашга ёрдам беради.

Оптиканинг тарихида 1960 йил алоҳида ўрин эгаллайди. Шу йил дунёда биринчи марта когерент ёруғлик манбаи бўлмиш лазер яратилди. Бу кашфиёт оптикада революция ясади, лазер нурлари жуда кўп соҳаларда ишлатила бошланди, янги-янги йўналишлар пайдо бўлди. Ҳозирги замон оптикасини лазерларсиз тасаввур қилиш қийин.

Ёруғликнинг синиш ва қайтиш қонунлари. Тажриба ва назария шуни кўрсатади-ки, ёруғлик ҳар хил шаффоф муҳитларда ҳар хил тезлик билан тарқалади, бу тезликлар ёруғликнинг вакуумдаги тезлигидан кам бўлади. Агар муҳитнинг ҳамма нуқтасида ёруғлик бир хил тезлик билан тарқалса, бундай муҳит биржинисли муҳит деб аталади. Ҳар бир шаффоф муҳитнинг синдириш кўрсаткичи деган параметри бўлади. Умумий ҳолда бу параметр ёруғлик частотасига боғлиқ бўлиб, у ташқи майдон таъсирида муҳитнинг поляризацияланиш қобилитини англатади. Хусусий ҳолда эса у ёруғлик вакуумдан муҳитга ўтганда, унинг муҳитдаги тезлиги v вакуумдаги c тезлигидан неча марта камайишини англатади. Бишқача айтганда $v = \frac{c}{n}$ бўлади.

Бу формуладаги n муҳитнинг абсолют синдириш кўрсаткичи деб аталади.

Фараз қилайлик, нур икки муҳит чегарасига тушаётган бўлсин, биринчи муҳитнинг синдириш кўрсаткичи n_1 , иккинчисиники n_2 бўлсин, тушиш бурчаги эса α бўлсин (8.1 расм)



8.1 расм

Синиш бурчаги эса β . Назария шуни кўрсатадики $n_1 \neq n_2$ бўлса, $\alpha \neq \beta$ бўлади. Лекин қайитган нур тушиш бурчагига тенг бурчак остида қайтади, бошқача айтганда $\alpha = \gamma$ бўлади.

Тушаётган, синган ва қайитган нурлар учун қуйидаги қонуниятлар мавжуд.

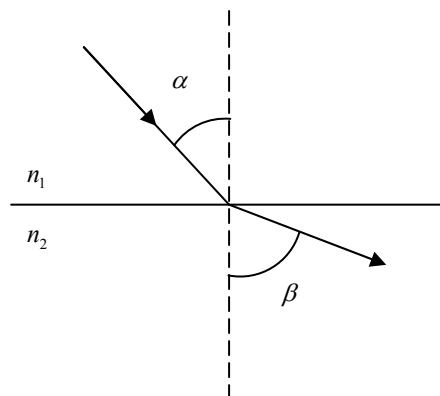
1. Тушаётган ва қайитган нур перпендикуляр билан бир текисликда ётадилар, бунда перпендикуляр тушиш нуқтаси 0 га ўтказилган бўлади.

2. Тушаётган ва синган нур перпендикуляр билан бирга бир текисликда ётадилар.

3. Тушиш бурчаги синусининг синиш бурчаги синусига бўлган нисбати ёруғликнинг биринчи муҳитдаги тезлигининг иккинчи муҳитдаги тезлигига бўлган нисбатига тенг, бошқача айтганда;

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{\frac{c}{n_1}}{\frac{c}{n_2}} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21} \quad \text{ёки} \quad n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta$$

бу ерда $n_{21} = \frac{n_2}{n_1}$ иккинчи муҳитнинг биринчи муҳитга нисбатан бўлган нисбий синдириш кўрсаткичи деб аталади. Синдириш кўрсаткичи каттароқ муҳит оптик зичлиги каттароқ, синдириш кўрсаткичи кичикроқ бўлган муҳит оптик зичлиги кичикроқ муҳит деб аталади.



8.2 расм

Фараз қилайлик, нур чегарага оптик зичлиги каттароқ муҳитдан оптик зичлиги кичикроқ бўлган муҳитга тушаяпти. Синиш қонуни бўйича $n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta$ $n_1 > n_2$ бўлгани учун $\beta > \alpha$ бўлади. Агар α бурчакни ошира борсак шундай тушиш бурчаги α_0 га келамизки нур шу бурчак остида тушса $\beta = 90^\circ$ бўлиб қолади бошқача айтганда синган нур икки муҳит чегараси бўйлаб тарқалади. Бундай ҳодисани тўла ички қайтиш ҳодисаси деб аталади ва бу ҳодиса юз берадиган тушиш бурчаги тўла ички қайтиш бурчаги деб аталади. Бу бурчак қуйидаги ифодадан топилади.

ТАЯНЧ СЎЗ ВА ИБОРАЛАР

Ёруғлик тўлқини, абсолют синдириш кўрсаткичи, нисбий синдириш кўрсаткичи, ёруғлик нури тўлқин узунлиги, ёруғлик нури интенсивлиги, Пойнтинг вектори, ёруғликнинг қайтиш қонуни, ёруғликнинг синиш қонуни, ёруғлик тезлиги, тўла ички қайтиш.

НАЗОРАТ САВОЛЛАРИ

1. Ёруғликнинг қайтиш қонунни таърифланг.
2. Ёруғликнинг синиш қонунининг ифрдасини ёзинг.
3. Ёруғликнинг табиати ҳақида қандай фикрлар мавжуд бўлган.
4. Гюйгенс принципини изоҳлаб беринг.
5. Ёруғлик интенсивлигини моҳиятини тушунтиринг.

Адабиётлар

1. Bozorova S., Kamolov N.K. Fizika (optika, atom va yadro fizikasi) “Aloqachi”, 2007, 272 b.
2. Ахмаджонов О.И. Физика курси «Оптика, атом ва ядро физикаси» Тошкент, «Ўқитувчи», 1988 йил, 238 б.

9 - Маъруза

Режа

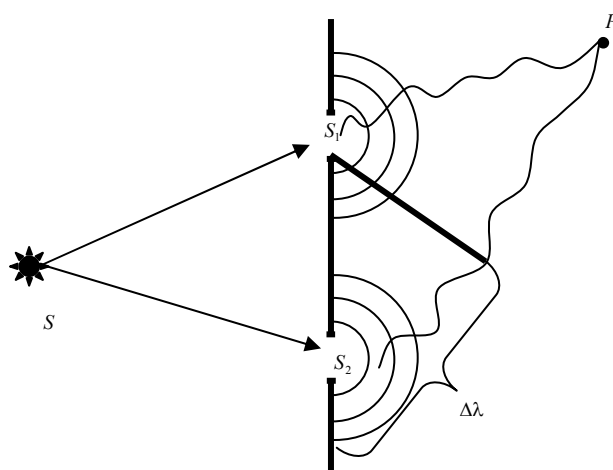
1. Ёруғлик интерференцияси. Когерент тўлқинлар.
2. Ёруғлик интерференциясини ҳосил қилиш усуллари

Ёруғлик интерференцияси. Когерент тўлқинлар. Механика қисмида биз сув устида тарқалаётган тўлқинларнинг интерференцияси билан танишган эдик. Агар икки тўлқин ўзаро учрашиб бир бирини кучайтирса ёки сусайтирса бундай тўлқинларни когерент тўлқинлар деб атаган эдик. Бундай хосса ёруғлик тўлқинларида ҳам бўлиши мумкин. Бу фикр кейинчалик ХУП асрда тасдиқланди.

Албатта, иккита нур сочиб турган жисмлар когерент манба бўла олмайдилар, Улардаги атомлар бир-бири билан боғланмаган равишда нур чиқарадилар, шунинг учун бу нурларнинг фазалари хаотик равишда ўзгариб туради ва уларнинг фарқи (айирмаси) вақтга боғлиқ бўлиб қолади. Шунинг учун ёруғлик тарқатаётган икки жисм ҳеч қачон когерент манба бўла олмайдилар. Бунинг учун суний бир услубдан фойдаланилади. Битта манбадан чиқаётган нурни иккига ажратилади. Бунинг бир нечта йўли бор.

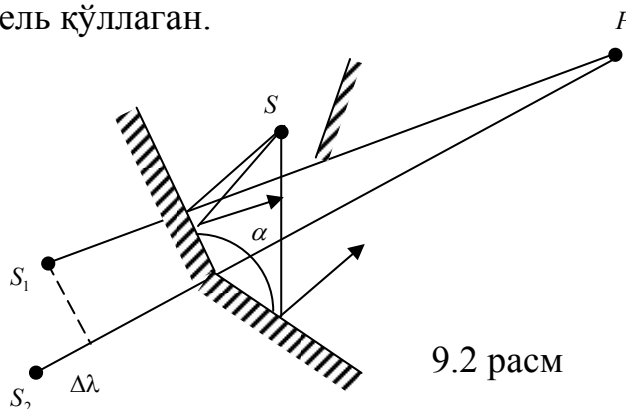
Ёруғлик интерференциясини ҳосил қилиш усуллари.

Агар экрандаги икки S_1 ва S_2 кичик тешикларни улардан маълум масофада жойлашган S манбадан чиқаётган нур билан ёритсак S_1 ва S_2 тешиклар иккиламчи тўлқинлар манбасига айланиб қолади. Кўриб турибдики, S дан чиқаётган тўлқинлар фазасида қандай ўзгаришлар юз берса, бу ўзгаришлар S_1 ва S_2 лардан тарқаётган



иккиламчи тўлқинларда ҳам параллел равишда юз беради, демак фазалар 9.1 расм

фарқи ўзгармай қолаверади. Демак, бу тўлқинлар ўзаро когерент бўлиб қоладилар. Бу усулни инглиз олими Юнг топган. Иккинчи услубни француз физиги Френель қўллаган.



9.2 расм

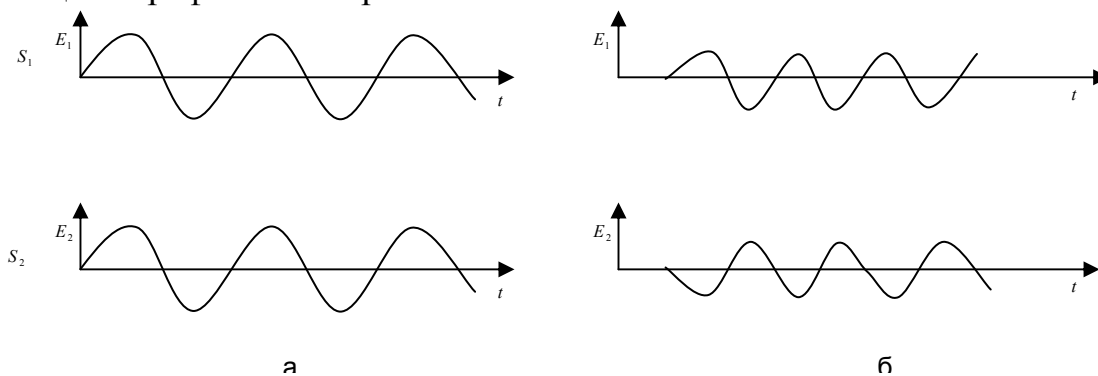
9.2-расмда бир-бирига нисбатан α бурчак остида жойлашган икки кўзгу келтирилган. S манба бу кўзгуларда ўзининг S_1 ва S_2 тасвирини ҳосил қилади. Бу тасвирлар икки когерент манба бўлиб қолади. Улардан таркаган икки нур P нуқтада учрашса интерференция кузатилиши мумкин. Лекин интерференция натижаси икки тўлқиннинг йўл фарқи $\Delta\lambda$ га боғлиқ бўлади. Агар $\Delta\lambda = PS_2 - PS_1$ масофада ярим тўлқин узунликлардан жуфт сони жойлашса, у ҳолда P нуқтада интерференция максимуми кузатилади:

$$\Delta\lambda = n\lambda = 2n\frac{\lambda}{2} \quad \text{максимум шarti.} \quad (9.1)$$

Агар $\Delta\lambda$ масофада ярим тўлқин узунликлардан тоқ сони жойлашса минимум кузатилади:

$$\Delta\lambda = (2n+1)\frac{\lambda}{2} \quad \text{минимум шarti} \quad (9.2)$$

бу ерда $n = 0, 1, 2, \dots, \lambda$ - тўлқин узунлиги. Нима учун шундай бўлади. 9.3-расмда P нуқтага S_1 ва S_2 манбалардан етиб келган икки тўлқиннинг вақтга боғлиқлик графиги келтирилган.



9.3 расм

9.3.а-расмда икки тўлқиннинг исталган t вақтдаги фазалар фарқи нолга тенг эканлиги (электр майдон ишорасининг бир хиллиги) кўриб турибди, бундай тўлқинлар қўшилса бир-бирини кучайтиради. Бу ҳол $\Delta\lambda$ масофада ярим тўлқин узунлик жуфт сон марта жойлашсагина юз бериши мумкин.

9.3.б-расмда P нуқтага етиб келган икки тўлқиннинг фазалар фарқ 180° га тенг холи кўрсатилган. Бошқча айтганда, бу икки тўлқиннинг электр майдон кучланганликлари исталган вақтда бир-бирига тенг ва қарама-қарши ишорали бўлишини билдиради. Бундай тўлқинлар қўшилса бир-бирини сусайтириб нол натижани беради. Бу ҳол $\Delta\lambda$ масофада ярим тўлқин узунлик тоқ сон марта жойлашганда юз беради.

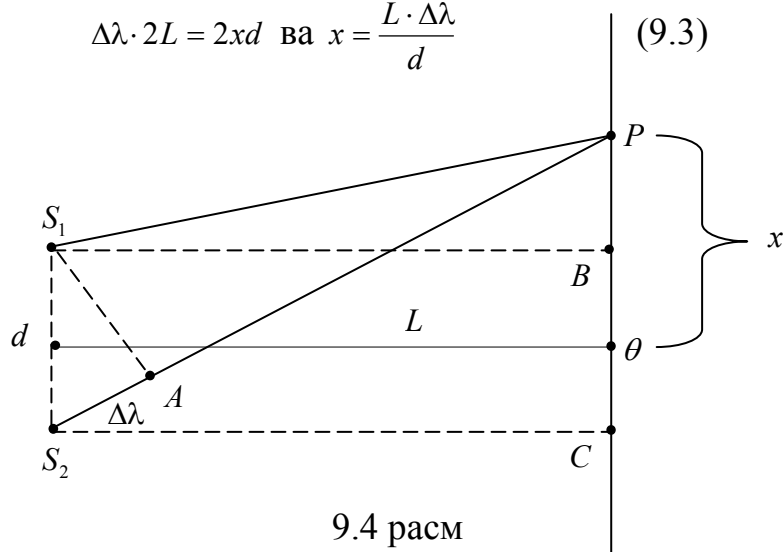
Энди S_1 ва S_2 икки когерент манбанинг улардан L масофада жойлашаган экранда ҳосил қилган интерференцион манзара қандай бўлишини кўриб чиқайлик (9.4-расм). Манбалар орасидаги масофани d билан белгилаймиз ва экрангача бўлган масофани $L \gg d$ деб ҳисоблаймиз. O нуқтадан интерференцион максимумлар кузатиладиган P нуқталаргача бўлган масофани x билан белгилаймиз. PS_1 ва PS_2 учбурчаклардан топиш мумкин:

$$PS_1^2 = L^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2 \quad \text{ва} \quad PS_2^2 = L^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2$$

Бу ердан $PS_2 - PS_1 = 2xd$ эканлигини топиш мумкин.

$(PS_2 - PS_1)(PS_2 + PS_1) = 2xd$ ва $PS_2 - PS_1 = \Delta\lambda$ ва $PS_1 - PS_2 \approx 2L$ ўлганлиги учун

$$\Delta\lambda \cdot 2L = 2xd \quad \text{ва} \quad x = \frac{L \cdot \Delta\lambda}{d} \quad (9.3)$$



9.4 расм

(9.1) ва (9.2) ларни ҳисобга олсак, максимумларнинг О нуктадан қандай масофада жойлашганлигини ифодалайдиган формулани ҳосил қиламиз.

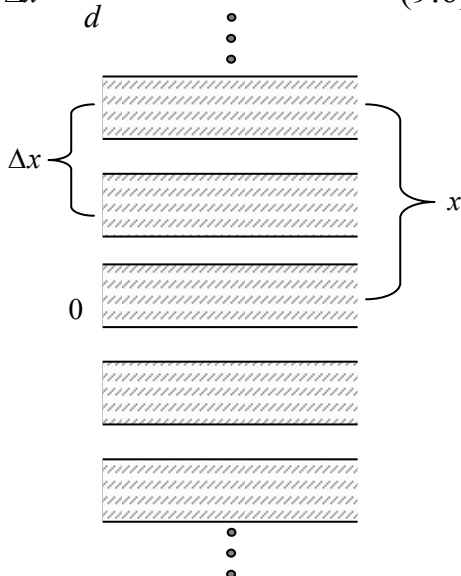
$$x = n \frac{\lambda L}{d} \quad (9.4)$$

минимумлар учун эса x тенг:

$$x = (2n + 1) \frac{\lambda L}{d} \quad (9.5)$$

Ҳосил бўладиган максимум ва минимумлар бир-бирига параллел бўлган ёруғ ва қоронғу палосалардан иборат бўлади, марказий максимум $n = 0$ да кузатилади. Қўшни максимумлар (ёки минимумлар) орасидаги масофа тенг (9.5-расм).

$$\Delta x = \frac{\lambda L}{d} \quad (9.6)$$



9.5 расм

Бу манзара янада ёрқин ва аниқроқ бўлади, агар нуқтавий манбалар ўрнига жуда тор бўлган ва ўзидан ёруғлик тарқатадиган тирқишлар ишлатилса. (9.6) формулага биноан, интерференцион полосалар ўртасидаги Δx масофа манбалар ўртасидаги масофа d га тескари пропорционалдир. Шунинг учун d катта бўлса, полосаларни бир-биридан ажратиш қийин бўлиб қолиши мумкин (Δx кичик бўлгани учун). Шунинг учун кўзга кўринадиган яққол картина ҳосил бўлиши учун манбаларни имкон борича бир-бирига яқин жойлаштириш керак. ($d \ll L$ бўлиши керак). Агар d, L ва Δx ларни ўлчаш иложи бўлса, у ҳолда (9.6) формула ёрдамида ёруғликнинг тўлқин узунлигини (λ ни) топиш мумкин. Интерференцион манзара тўлқинларнинг йўл фарқи (λ) га кескин равишда боғлиқдир. $\Delta \lambda$ жуда кичик қийматга ўзгарса ҳам интерференцион полосалар сезиларли даражада сурилиши мумкин. Ана шу хоссага интерферометрлар деган оптик қурилмаларнинг ишлаш принципи асосланган. Бу қурилмалар ёрдамида жуда кичик силжишларни, бурилиш бурчакларини ёки шаффоф муҳитларнинг синдириш кўрсаткичларини аниқлаш мумкин.

ТАЯНЧ СЎЗ ВА ИБОРАЛАР

Когерент нурлар тушунчаси, ёруғлик интерференцияси, ёруғликнинг оптик йўл фарқи, интерференцион максимум шarti, интерференцион минимум шarti, вақтий когерентлик, масофавий когерентлик.

НАЗОРАТ САВОЛЛАРИ

1. Когерент манбалар деб нимага айтилади.
2. Ўзаро когерент нурлар қандай хусусиятларга эга.
3. Интерференция ҳодисасини тушунтириг.
4. Интерференция ҳодисасини тажрибада ҳосил қилиш усулларига мисоллар келтириг.
5. Нурлар қўшилишда максимум шартини изоҳланг.
6. Нурлар қўшилишда минимум шартини тушунтириг.
7. Иккита когерент манбалардан чиқаётган нурларнинг йўл фарқи қандай аниқланади.

Адабиётлар

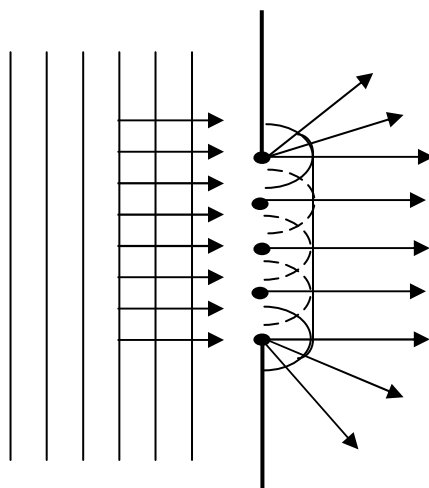
1. Bozorova S., Kamolov N.K. Fizika (optika, atom va yadro fizikasi) “Aloqachi”, 2007, 272 b.
2. Ахмаджонов О.И. Физика курси «Оптика, атом ва ядро физикаси» Тошкент, «Ўқитувчи», 1988 йил, 238 б.

10 - Маъруза

1. Ёруғлик дифракцияси. Гюйгенс- Френель принципи.
2. Френель зоналари.
3. Думалок тешикда Френель дифракцияси.
4. Дискда Френель дифракцияси.

Ёруғлик дифракцияси. Гюйгенс- Френель принципи. Тўлқинларнинг тўсиқларни айланиб ўтишига (ёки тўғри чизик бўйлаб тарқалишининг бузилишига) дифракция деб аталади. Дифракция туфайли тўлқин тўсиқларининг орқа қисмига ҳам тарқаб ўта олади., тирқишлар ҳам унга тўсиқ бўла олмайди.

Дифракция жараёни Гюйгенс принципи ёрдамида тушунтирилади. Бу принципга асосан тўлқин фронти етиб борган ҳар қандай нуқта иккиламчи тўлқинлар манбасига айланади ва бу тўлқинларга ўтказилган умумий уринма тўлқиннинг кейинги моментдаги фронти деб қаралиши мумкин. Мисол тариқасида тўлқиннинг тешиги бор тўсиққа тушишини кўриб чиқамиз (10.1-расм). Тўлқиннинг фронти тешикка келиб тушганда ундаги ҳар бир нуқта иккиламчи тўлқинлар манбасига айланади (10.1-расмда шундай нуқталарнинг 5 таси кўрсатилган). Ҳар бир нуқтадан тарқаётган иккиламчи тўлқинларнинг фронтига уринмалар ўтказсак ва уларни бирлаштирсак, умумий уринма ҳосил бўлади, бу уринма тўлқиннинг тешикдан ўтгандан кейин ҳосил бўлган фронти бўлади. Бу фронт тешикнинг ўрта қисмида текис (ясси) бўлади, бу 10.1-расмдан ҳам кўриниб турибди, лекин тешикнинг четларида фронт эгила бошлайди, бу эса тўлқиннинг тўсиқ ҳосил қилиши керак бўлган соя қисмига ҳам ўтишини билдиради.

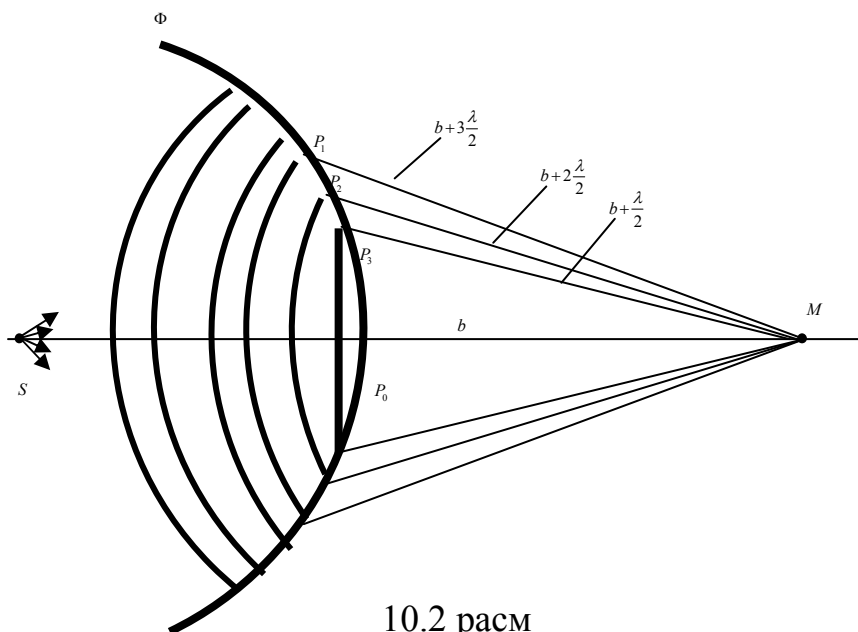


10.1 расм

Дифракция ҳар қандай тўлқинга хос нарсадир. Лекин Гюйгенс принципи тўлқиннинг дифракция натижасида ҳосил бўладиган фронтини топишга ёрдам берса ҳам, тўлқиннинг берилган нуқтадаги интенсивлигини топишга имкон бермайди.

Француз олими Френель бу принципга иккиламчи тўлқинларнинг интерференцияси ғоясини киритди ва у кейинчалик Гюйгенс-Френель

принципи деб аталабошланди. Бу принципнинг физикавий маъносини кўриб чиқамиз. Фараз қилайлик, S манбадан маълум масофада M нуқта турган бўлсин ва биз шу нуқтадаги ёруғлик интенсивлигини ҳисоблашимиз керак (10.2-расм).



10.2 расм

Френель фикри бўйича M нуқтадаги ёруғлик интенсивлигини S нуқтадан тарқаётган ёруғлик фронтининг кичик элементларидан чиқаётган когерент иккиламчи тўлқинларнинг суперпозицияси деб қараш мумкин. Демак, манбадан тарқаётган тўлқинларни иккиламчи когерент тўлқинларнинг интерференцияси натижаси деб ҳисоблаш мумкин. Иккиламчи тўлқинларнинг амплитуда ва фазаларини ҳисобга олиш ёруғликнинг исталган нуқтадаги интенсивлигини топишга ёрдам беради.

Френель зоналари. Гюйгенс-Френель принципи бўйича ёруғликнинг M нуқтадаги (10.2-расм) интенсивлигини топишда S манбанинг ўрнига ёрдамчи Φ юзадан фойдаланиш мумкин. Бунда одатда Φ юза сифатида S манбадан тарқаётган ва маълум масофада жойлашган тўлқин фронти хизмат қилади. Бу фронт сфера шаклида бўлиб унинг марказида S манба ётади. Френель Φ юзани ҳалқасимон юзаларга бўлиб чиқди, бунда ҳалқанинг икки четидан M нуқтагача бўлган масофалар бир-биридан $\frac{\lambda}{2}$ га фарқ қилади, бошқача

айитганда $P_1M - P_0M = P_2M - P_1M = P_3M - P_2M = \dots = \frac{\lambda}{2}$. Бундай зоналарни

қуйидаги йўл билан чизса бўлади. Циркулнинг бир оёғини M нуқтага қўйиб иккинчи оёғи билан Φ юзага сфераларни чизилади, бунда сфералар $b + \frac{\lambda}{2}, b + 2\frac{\lambda}{2}, b + 3\frac{\lambda}{2}, \dots, b + \frac{m\lambda}{2}$ ларга тенг радиуслар билан чизилиб қолади. Бу ерда $b - M$ дан P_0 гача бўлган масофа. Зоналар шундай чизилса қўшни зоналардан тарқаётган тўлқинлар $\frac{\lambda}{2}$ га тенг йўл фарқига эга бўладилар ва M

нуқтага қарама-қарши фазада келиб бир-бирларини сўндирадилар. Шунинг учун M нуқтада ёруғликнинг натижавий амплитудаси қуйидагига тенг бўлади.

$$E = E_1 - E_2 + E_3 - E_4 + \dots \pm E_m \quad (10.1)$$

бу ерда $E_i - i$ зонадан келган тўлқин амплитудасидир. Е ни топиш учун аввало зоналарнинг юзини топамиз. m – зонанинг ташқи чегараси тўлқин фронти юзасида баландлиги h_m га тенг сегмент ажратади. Бу сегментнинг юзасини σ_m билан белгилаймиз. Шунда m - зонанинг юзи тенг бўлади:

$$\Delta\sigma_m = \sigma_m - \sigma_{m-1}$$

Бу ерда σ_{m-1} – $m-1$ зонанинг ташқи чегараси ажратган сегментнинг юзасидир. 10.2-расмдан кўриниб турибдики

$$r_m^2 = a^2 - (a - h_m)^2 = \left(b + \frac{m\lambda}{2}\right) - (b + h_m)^2 \quad \lambda \ll a \text{ ва } \lambda \ll b \text{ деб ҳисоблаб топамиз.}$$

$$h_m = \frac{bm\lambda}{2(a+b)} \quad (10.2)$$

Сферик сегмент юзи тенг бўлади:

$$\sigma_m = 2\pi a h_m = \frac{2\pi a b \lambda}{a+b} m$$

Френелнинг m -зонаси қуйидаги юзага эга бўлади.

$$\Delta\sigma_m = \sigma_m - \sigma_{m-1} = \frac{\pi a b \lambda}{a+b} \quad (10.3)$$

(10.3) m га боглиқ эмас, демак ҳамма Френель зоналари бир хил юзага эгадирлар. Албатта, зона M нуқтадан узоқлашган сари унинг шу нуқтадаги амплитудаси ҳам камайиб боради. $E_1 > E_2 > E_3 > \dots$ Ярим сферада жойлашган Френель зоналарининг миқдори жуда каттадир, масалан $a = b = 10$ см ва $\lambda = 0,5$ мкм учун:

$$N = \frac{2\pi a^2}{\pi a b \lambda} (a+b) = 8 \cdot 10^5$$

Шунинг учун айтиш мумкин-ки, икки қўшни зоналардан келаётган тўлқинлар амплитудаси бир-биридан кам фарқ қилади, шу сабабли ёзиш мумкин.

$$E_m = \frac{E_{m-1} + E_{m+1}}{2} \quad (10.4)$$

Энди (10.1) ни бошқача ёзиш мумкин:

$$E = \frac{E_1}{2} + \left(\frac{E_1}{2} - E_2 + \frac{E_3}{2}\right) + \left(\frac{E_3}{2} - E_4 + \frac{E_5}{2}\right) + \dots = \frac{E_1}{2}$$

чунки қавс ичидагилар (10.4) га кўра, нолга тенг, энг охирида қолган $\pm \frac{E_m}{2}$

эса жуда кичкина ва уни ҳисобга олмаса ҳам бўлади. Демак сферик тўлқин фронтининг юзаси M нуқтада ҳосил қилган амплитудаси марказий зонанинг ҳосил қиладиган амплитудасининг ярмига тенг экан.

Кичик m лар учун $h_m \ll a$ деб ҳисобласа бўлади, у ҳолда $r_m^2 \approx 2ah_m$ бўлади. Бу ифодага (10.2) ифодани кўйсак m зонанинг ташқи чегарасининг радиуси келиб чиқади:

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b}} m \lambda \quad (10.6)$$

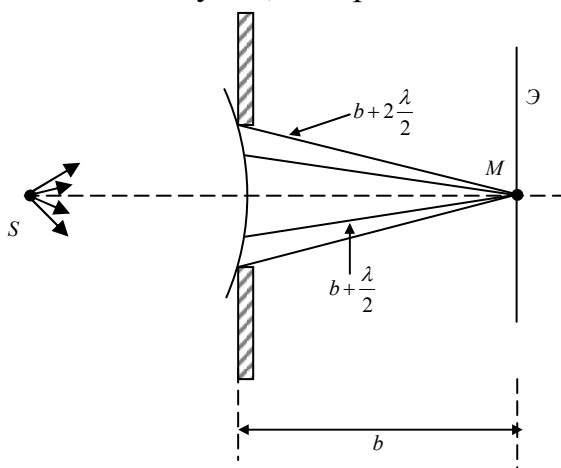
Агар $a = b = 10$ см ва $\lambda = 0,5$ деб олсак марказий зонанинг радиуси $r_1 = 0,158$ мм бўлади. Демак, S дан M гача нур гўёки жуда тор каналда тарқатаётгандек бўлади, бошқача айтганда нур тўғри чизик бўйлаб тарқалади.

Тўлқин фронтини Френель зоналарига бўлиш реал маънога эга эканлиги экспериментда исботини топган. Бу эксперимент айниқса зонали пластинкаларда яққол кўринади. Пластинкага радиуслари r_m га тенг ҳалқаларни чизиб, уларнинг ярмини ($m = 0, 2, 4, \dots$ лар учун) шаффоф қилиб оламиз, қолган ярмини ($m = 1, 3, 5, \dots$ ла учун) нур ўтказмайдиган қилиб бўяб қўямиз. Агар шу пластинкани нуқтавий манбадан а тўлқин узунлиги учун жуфт зоналарни беркитиб қўяди ва тоқ зоналарни (марказий зона билан бирга) очик қолдиради. Натижада майдон амплитудаси M нуқтада $E = E_1 + E_3 + E_5, \dots$ бўлади, бошқача айтганда пластинкасиз ҳолатдан анча кучли бўлади. Демак, зонали пластинка линзага ўхшаш функцияга эга бўлиб қолади ва M нуқтада ёруғликни йигади.

Думалоқ тешикда Френель дифракцияси. Бу дифракцияда тешикка сферик тўлқин тушади, дифракция эса яқин масофада кузатилади. 10.3-расмда S манбадан тарқётган сферик тўлқиннинг тешикка тушиши кўрсатилган. Дифракцион манзарани M нуқтада кузатамиз. Э экран тешик ётган текисликка параллел ва ундан b масофада жойлашган. Дифракцион манзара тешикда қанча Френель зоналари сиғишига боғлиқ. Френельнинг зоналар назариясига биноан M нуқтадаги тебранишлар амплитудаси баробар:

$$E = \frac{E_1}{2} \pm \frac{E_m}{2}$$

бу ерда $+$ ишора m тоқ сон бўлса, ишора эса m тоқ сон бўлса ёзилади.

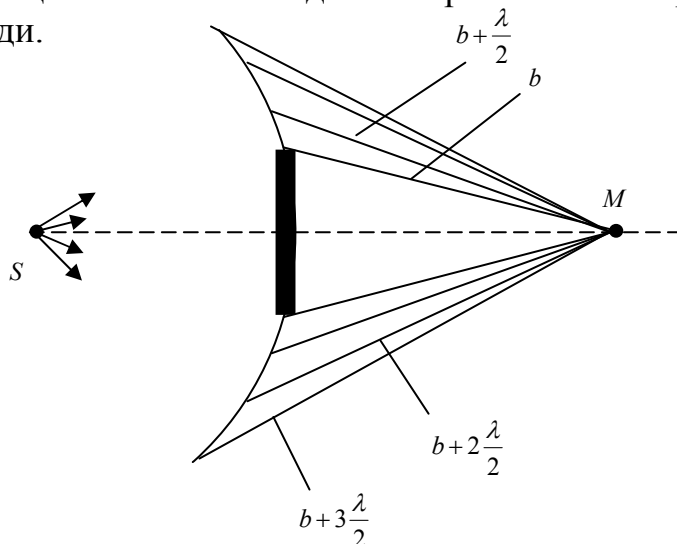


10.3 расм

Агар тешик очган зоналар сони тоқ сонга тенг бўлса M нуқтадаги ёруғлик интенсивлиги тўсиқ бўлмагандаги ҳолдан катта бўлади, агар жуфт сонга тенг бўлса, интенсивлик нолга тенг бўлади. Агар тешикка Френель зонаси (марказий зона) сиғса, у ҳолда M нуқтада тўлқин амплитудаси $E = E_1$ бўлади, бу эса тўсиқ бўлмагандаги ҳолдан икки марта каттадир (демак, интенсивлик

тўрт марта катта бўлади) Агар тешикка иккита зона сиғса у ҳолда М нуктада бу икки зона таъсири бир-бирини интерференция туфайли йўқотади (интенсивлиги деярли нолга тенг бўлади). Демак, М нукта атрофида интерференцион картина бирин-кетин жойлашган ҳалқалардан иборат бўлади.

Дискда Френель дифракцияси. Сферик тўлқин ўз йўлида шаффоф бўлмаган дискни учратса, дифракция юз беради (10.4-расм). Бу ҳолда диск беркитган зонлар ҳисобга олинмайди ва Френель зоналарини кўриш диск четидан бошланади.



10.4 расм

Агар диск Френель зоналарининг биринчи m тасини беркитса, у ҳолда М нуктада тўлқин амплитудаси қуйидагига тенг бўлади:

$$E = E_{m+1} - E_{m-2} + E_{m+3} - \dots = \frac{E_{m+1}}{2} + \left(\frac{E_{m+3}}{2} - E_{m+2} + \frac{E_{m+3}}{2} \right) + \dots = \frac{E_{m+1}}{2}$$

чунки қавс ичидагилар нолга тенг бўладилар. Демак М нуктада ҳар доим интерференцион максимум кузатилад экан, у биринчи очиқ зонанинг ярим амплитудасига тенг экан. Марказий ёрқин максимум ёруғ ва қоронгу концентрик ҳалқалар билан ўралган бўлади, максимумлар интенсивлиги марказдан ўзоқлашган сари камайиб боради.

ТАЯНЧ СЎЗ ВА ИБОРАЛАР

Гюйгенс-Френель принципи, Френель дифракцияси, Френель зоналари, зоналар радиуси, умумий амплитуда.

НАЗОРАТ САВОЛЛАРИ

1. Ёруғлик дифракцияси қандай физик ҳодиса.
2. Френель зоналар услуби нима мақсадда киритилган.
3. Зоналардан фойдаланишнинг хусусиятини тушунтиринг.
4. Натижавий амплитуда қиймати қандай изоҳланади.
5. Френел зонасининг радиуси қандай кўнинишга эга.

Адабиётлар

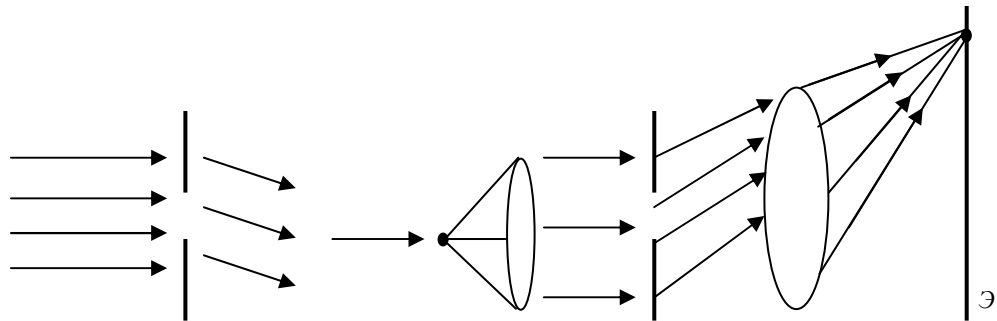
1. Bozorova S., Kamolov N.K. Fizika (optika, atom va yadro fizikasi) "Aloqachi", 2007, 272 б.
2. Ахмаджонов О.И. Физика курси «Оптика, атом ва ядро физикаси» Тошкент, «Ўқитувчи», 1988 йил, 238 б.

11- Маъруза

Режа

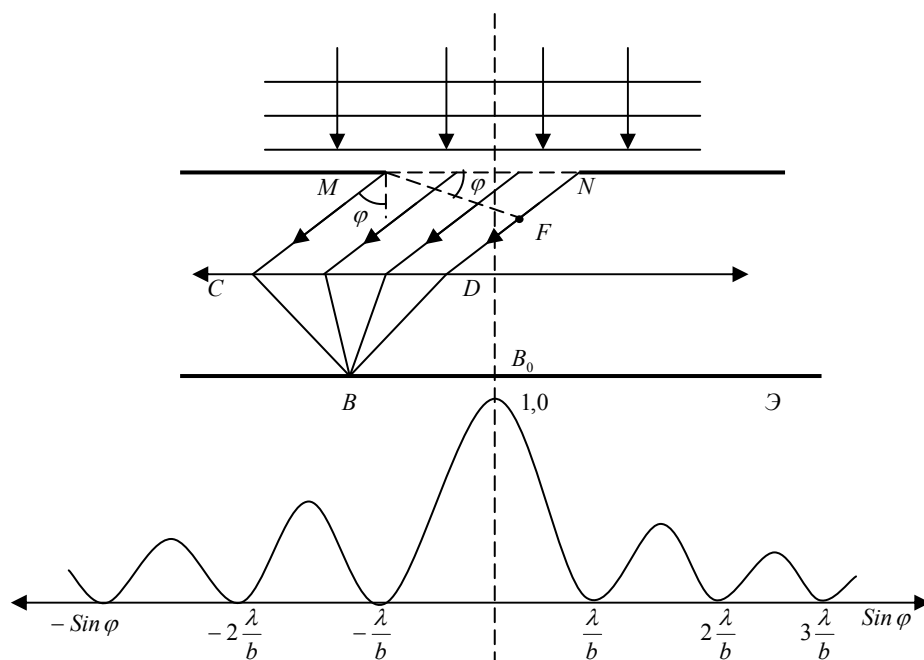
1. Фраунгофер дифракцияси.
2. Тирқишда Фраунгофер дифракцияси
3. Дифракцион панжарада Фраунгофер дифракцияси.
4. Рентген нурлари дифракцияси. Вульф-Брегг формуласи.
5. Ёруғлик дисперсияси.

Фраунгофер дифракцияси. Немис физиги И. Фраунгофер (1787-1826) параллел нурларнинг дифракциясини кўриб чиқди, бунда дифракцион манзара тўсикдан чексиз узоқликда жойлашган нуқтада кузатилади. Бундай дифракцияни кузатиш учун ёруғлик манбаини линзанинг фокусига ва экранни тўсикдан кейин ўрнатилган линзанинг фокал текислигига жойлаштириш кифоя.



11.1- расм

Тирқишда Фраунгофер дифракцияси. Кенглиги $MN = b$ бўлган тирқишга перпендикуляр йўналишда монохроматик ёруғлик тушаяпти деб ҳисоблайлик (11.2-расм). Тирқишнинг икки четидан φ бурчак остида тарқаётган MC ва ND нурларнинг йўл фарқи қуйидагига тенг.



11.2-расм

$$\Delta = NF = b \sin \varphi \quad (11.1)$$

MN тирқишни тирқиш қиррасига параллел бўлган полосаларга(зоналарга) бўламиз. Бу зоналарнинг кенглиги шундай олинади-ки,уларнинг четларидан тарқаётган нурларнинг йўл фарқи $\frac{\lambda}{2}$ га тенг бўлиши керак, бошқача айтилганда тирқиш кенлигида ($\Delta : \frac{\lambda}{2}$) та зона бўлади.Тушаётган ёруғлик фронти тирқиш текислигига параллел бўлгани учун иккиламчи нурларнинг ҳам фазалари ва амплитудалари бир хил бўлади.

(11.1) дан кўриниб турибдики,зоналар сони бурчак φ га боғлиқ.Зоналар сонига эса иккиламчи тўлқинларнинг интерференция натижаси боғлиқ. Кўшни икки зонадан келган иккиламчи тўлқинлар бир-бирини сусайтиради (йўл фарқи $\frac{\lambda}{2}$ га тенг бўлганлиги учун). Демак Френель зоналарининг сони жуфт бўлса ёки:

$$b \sin \varphi = \pm (2m) \frac{\lambda}{2} \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \quad (11.2)$$

бўлса, В нуктада дифракцион минимум кузатилади. Агар зоналар сони тоқ бўлса, В нуктада дифракцион максимум кузатилади:

$$b \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \quad (11.3)$$

$\varphi = 0$ йўналишда тирқиш битта Френель зонасидек ишлайди,шунинг учун B_0 нуктасида марказий дифракцион максимум кузатилади.

Максимумлар жойлашган жой φ га боғлиқ.Шунинг учун 11.2-расмда чизилган манзара монохроматик нур учун чизилган. Оқ нурда четдаги максимумлар рангли бўлади.

Дифракцион панжарада Фраунгофер дифракцияси. Дифракцион панжара бир-биридан бир хил масофада жойлашган,бир-бирига параллел бўлган ва битта текисликда ётган тирқишлардан иборат қурилмадир(11.3-расм). Панжарада кузатиладиган дифракцион манзара ҳамма тирқишлардан келадиган когерент тўлқинларнинг ўзаро интерференцияси натижасида ҳосил бўлади.

Мисол тариқасида икки тирқишдан (MC ва ND) иборат дифракцион панжарадаги параллел нурлар дифракциясини кўриб чиқамиз. Тирқиш кенглиги b тирқишлар орасидаги ношаффоф қисм кенглиги a , $d = a + b$ катталикини дифракцион панжаранинг доимийси (даври) деб аталади.Тирқишлар бир-биридан бир хил масофада жойлашганлари учун қўшни тирқишлардан тарқаётган нурларнинг йўл фарқи тенг.

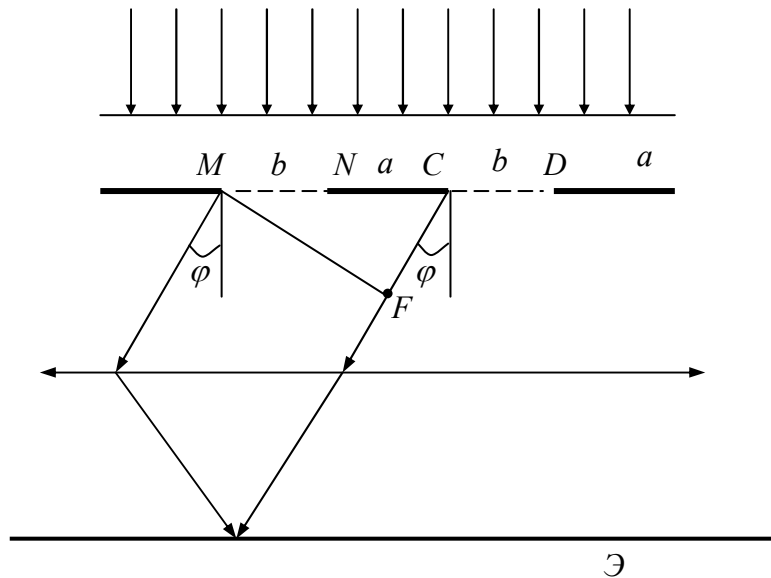
$$\Delta = CF = (a + b) \sin \varphi = d \sin \varphi \quad (11.4)$$

Ҳар битта тирқишнинг бераётган минимуми бир хил жойда бўлади, тирқишнинг ўз-ўзига параллел силжиши бунга таъсир қилмайди:

$$b \sin \varphi = \pm m \lambda \quad (11.5)$$

Бундан ташқари, икки тирқишдан келаётган нурлар қўшимча минимумлар бериши мумкин. Бу минимумлар $\frac{\lambda}{2}$, $3\frac{\lambda}{2}$ ларга тенг йўл фарқи ҳосил бўладиган йўналишларда кузатилади, масалан тирқишларнинг чап томондаги четидан чиққан нурлар. Демак, қўшимча минимумлар шarti куйидагича бўлади:

$$d \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (11.6)$$



11.3 -расм

Лекин бир тирқишнинг нурларини иккинчи тирқишнинг нурлари куйидаги шарт бажарилганда кучайтиради (бош максимумлар шarti):

$$d \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (11.7)$$

Демак, тўлиқ дифракцион манзара куйидаги шартларга асосланади:

$$b \sin \varphi = \pm m \lambda \quad (m = 1, 2, 3) \quad \text{бош минимумлар}$$

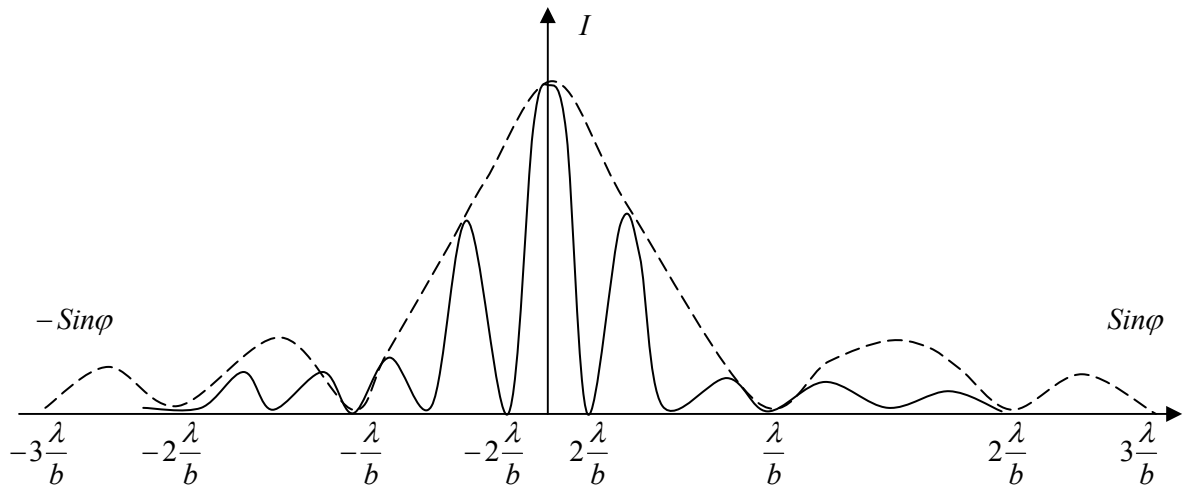
$$d \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad \text{қўшимча минимумлар}$$

$$d \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} \quad \text{бош максимумлар}$$

Буларни бошқача ёзамиз:

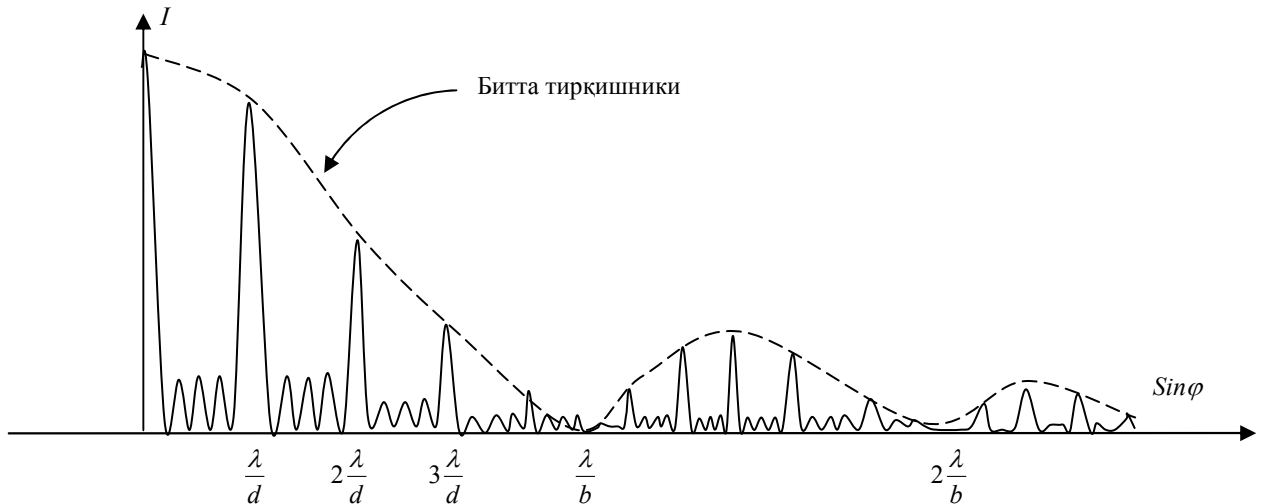
Аввалги (битти тирқишдан) минимумлар	$b \sin \varphi =$	λ	2λ	3λ
Қўшимча минимумлар	$d \sin \varphi =$	$\frac{\lambda}{2}$	$\frac{3\lambda}{2}$	$\frac{5\lambda}{2}$
Бош максимумлар	$d \sin \varphi =$	λ	2λ	3λ

11.4-расмда икки тирқишда кузатиладиган интерференция манзараси кўрсатилган:



11.4 расм

Тирқишларнинг сони N та бўлса, биз бундай қурилмани дифракцион панжара деймиз. 11.5-расмда дифракцион панжарадаги интерференция манзараси кўрсатилган:



11.5-расм

Энди N тирқиш учун қуйидаги шартлар бажарилади:

Аввалги минимумлар: $b \sin \varphi = \lambda, 2\lambda$

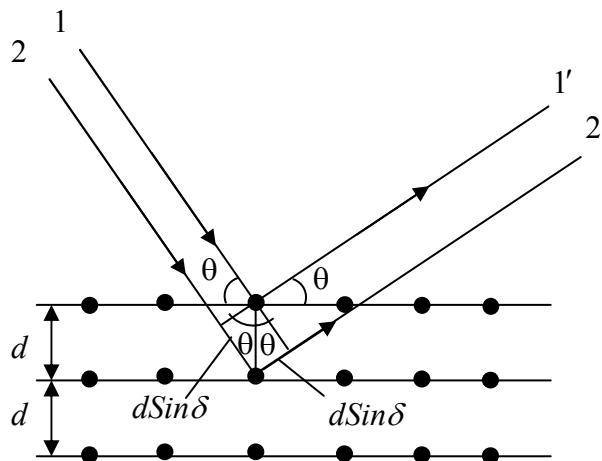
Бош макисмумлар: $d \sin \varphi = 0, \lambda, 2\lambda$

Қўшимча минимумлар: $d \sin \varphi = \frac{\lambda}{N}, \frac{2\lambda}{N}, \dots, N-1 \frac{\lambda}{N}, \dots, N+1 \frac{\lambda}{N}, \dots$

Бошқача айтганда, икки қўшни максимумлар ўртасида $(N-1)$ та қўшимча минимумлар жойлашади.

Рентген нурлари дифракцияси. Вульф-Брегг формуласи. Дифракцион манзарани кузатиш учун панжара доимийси ва тўлқин узунлиги билан деярли бир хил бўлиши керак: $d \approx \lambda$. Кристаллар уч ўлчамли фазовий панжаралардир, уларнинг панжара доимийси 10^{-10} м атрофида, шунинг учун оптик диапазонда ($\lambda \approx 5 \cdot 10^{-7}$ м) дифракция кузатилиши мумкин эмас. Лекин рентген нурлари ($\lambda \approx 5 \cdot 10^{-8} \div 10^{-12}$ м) бунинг учун жуда мос келиши мумкин, бу фикрни биринчи марта немис физиги М.Лауэ (1879-1960) айтган.

Рентген нурларининг кристалл панжарасидаги дифракциясини оддий йўл билан ҳисоблашни биринчи марта Г.В.Вульф (1863-1425) ва инглиз олимлари Брегглар (1862-1942-отаси ва (1890-1971) таклиф этишган. Уларнинг фикри бўйича, рентген нурлари дифракцияси кристалл панжараларида атомлар ётган текисликлардан қайтиш натижасида юз беради (11.6-расм):



11.6 расм

Кристаллографик текисликлар бир-биридан d масофада жойлашган, параллел рентген нурлари эса шу текисликка θ бурчаги остида тушаяпти. Бу нурлар атомлар билан таъсирлашиб иккиламчи когерент нурларни (1' ва 2') ҳосил қилади,

Улар эса ўз навбатида ўзаро интерференция қилади. Интерференцион максимумлар 1' ва 2' нурлар ўртасидаги йўл фарқи $\Delta m \lambda$ га тенг бўлсагина кузатилади.

$$\Delta = 2d \sin \theta = m \lambda \quad (11.8)$$

Бу муносабат Вульф –Брегг формуласи деб аталади. Демак, дифракция тушиш бурчаги маълум қийматга тенг бўлсагина кузатилад экан. Бу формула икки муҳим нарсани аниқлашга ёрдам беради.

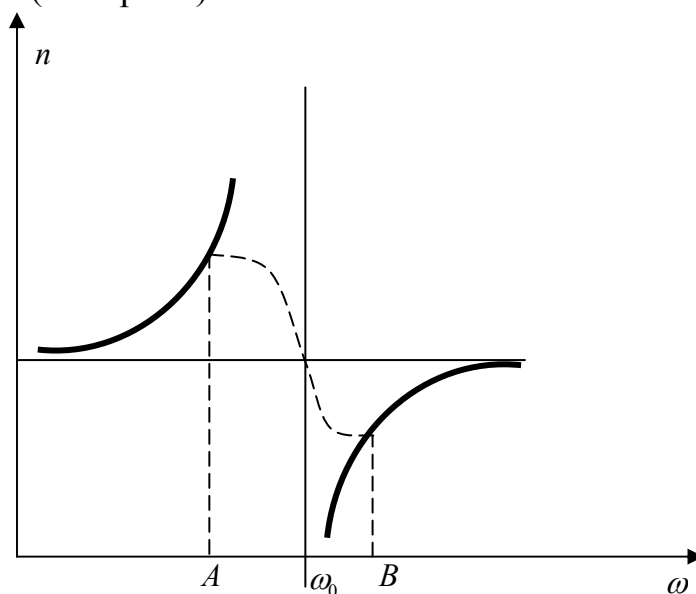
Агар тушиш бурчаги θ, m ва λ маълум бўлса, бу формула орқали панжара доимийси d ни аниқлаш мумкин, бошқача айтганда, кристаллнинг структурасини ўрганиш мумкин. Бу метод рентгеноструктура анализи деб аталади.

Агар панжара доимийси d маълум бўлса, θ ва m ларни дифракцион манзарадан ўлчаб олиб рентген нурунинг тўлқин узунлиги λ ни топиш мумкин. Бу усул рентген спектроскопияси деган йўналишнинг асосида ётади.

Ёруғлик дисперсияси. Модда синдириш кўрсаткичининг ёруғлик частотасига (тўлқин узунлиги λ га) боғлиқ бўлишлиги дисперсия деб аталади: $n = n(\lambda)$. Назария шуни кўрсатадики, n қуйидаги кўринишга эга экан:

$$n^2 = 1 + \frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (11.9)$$

ε_0 - электр доимийси, e - электрон заряди, m - электрон массаси, n_0 - моддадаги атомлар концентрацияси, ω_0 - атомдаги электроннинг резонанс частотаси, ω - ёруғлик частотаси (11.7-расм).



11.7-расм

11.7-расмда қалин чизикли график (11.9) формулани ифодалайди. Агар электроннинг тебранишига қаршилик кўрсатадиган куч бор бўлса, у ҳолда график пунктир кўринишга келади. Амалда n нинг частотага боғлиқлиги ана шу пунктир чизикли кўринишга эга бўлади.

$\omega < A$ ва $\omega > B$ соҳа нормал дисперсия соҳаси, $A < \omega < B$ соҳа аномал дисперсия соҳаси деб аталади. Нурнинг ютилиш соҳаси ана шу аномал дисперсия соҳасига тўғри келади.

ТАЯНЧ СЎЗ ВА ИБОРАЛАР

Фраунгофер дифракцияси, параллел нурлар дифракцияси, дифракцион панжара, дифракцион максимум, дифракцион минимум, Рентген нурлари, Рентген нурлари дифракцияси, Вульф-Брэгг формуласи.

НАЗОРАТ САВОЛЛАРИ

1. Фраунгофер дифракцияси қандай нур учун содир бўлади.
2. Фраунгофер дифракциясида максимум ва минимум шартларини изоҳланг.
3. Дифракцион панжара қандай қурилма.
4. Дифракцион панжарадан ўтган нурларнинг бир-бирини кучайтириш, сусайтириш шартларини билдирувчи ифодани ёзинг.
5. Рентген нурлари дифракцияси қандай шароитда рўй беради.
6. Нормал ва аномал дисперсия ходисаларини тушунтиринг.

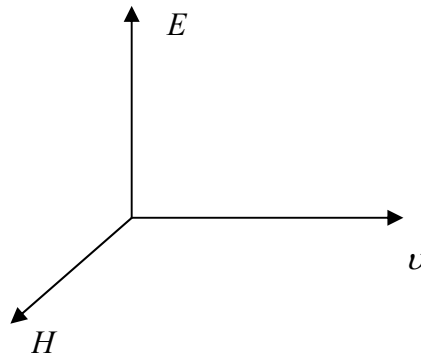
Адабиётлар

1. Bozorova S., Kamolov N.K. Fizika (optika, atom va yadro fizikasi) "Aloqachi", 2007, 272 b.
2. Ахмаджонов О.И. Физика курси «Оптика, атом ва ядро физикаси» Тошкент, «Ўқитувчи», 1988 йил, 238 б.

12-Маъруза**Режа**

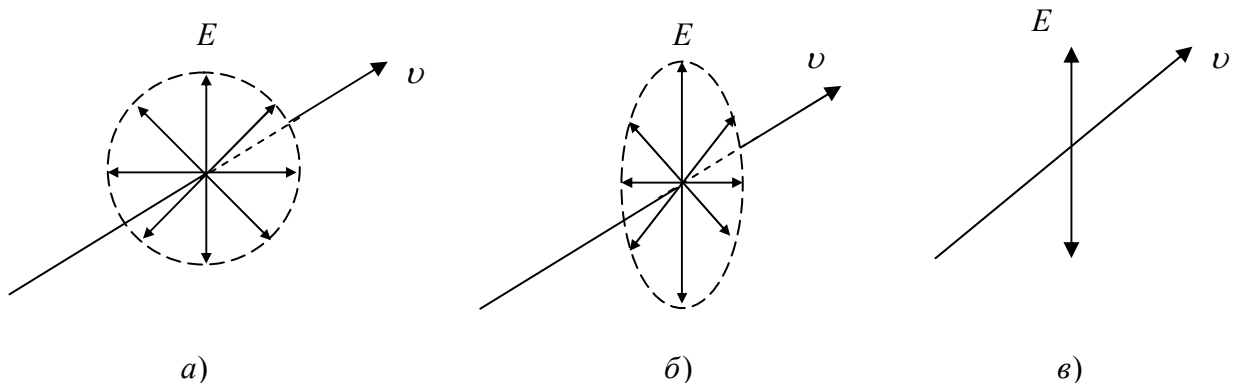
1. Табиий ва қутбланган ёруғлик.
2. Малюс қонуни.
3. Ёруғликнинг қайтиши ва синишидаги қутбланиши.
4. Брюстер қонуни.
5. Иккиланма нур синиш ходисаси.
6. Сунъий анизотропия.

Табиий ва қутбланган ёруғлик.Максвелл назариясидан шу нарсa маълум бўладики электромагнит майдонни ташкил этувчи электр ва магнит майдон кучланганликлари ўзаро перпендикуляр бўлиб, улар ўз навбатида тарқалиш тезлигига перпендикуляр йўналишда тебранадилар (12.1 расмга қаранг).



12.1 расм

Шунинг учун ёруғликнинг қутбланганлик ҳолатини ўрганиш учун фақат битта, $\vec{E}$ ёки $\vec{H}$, векторнинг тебранишини кўриб чиқиш етарли бўлади. Одатда нур ҳақида гап юритилганда унинг электр майдони кучланганлиги E кўзда тутилади, чунки атомдаги электронга бўлган таъсирни асосан шу майдон кўрсатади. E векторининг тебранадиған текислигини қутбланиш текислиги деб аталади. Ёруғлик кўпгина атомларнинг нурлатишдан ҳосил бўлади, атомлар эса бир – бирига боғлиқ бўлмаган ҳолда нур чиқаради, шунинг учун жисмдан чиқаётган ёруғликда ҳар хил йўналишда тебранаётган E векторлари бўлади (12.2 расмга қарианг).



12.2 расм

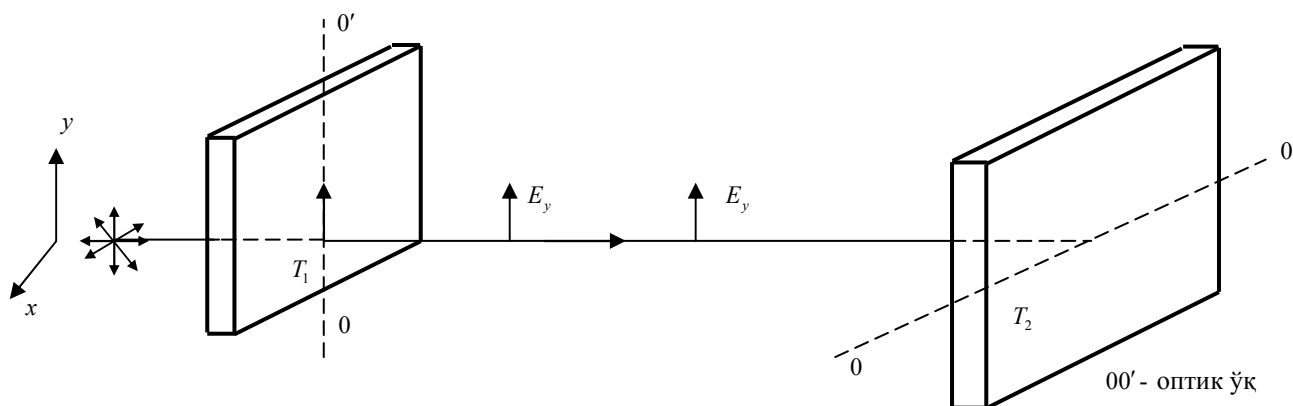
Албатта, ҳар бир атомдан чиққан нур (ёки цуг) қутбланган бўлади, бу нурнинг E вектори бита ўзгармас текисликда ётиб тебранади. Лекин атомлар кўп бўлганлиги учун улардан чиққан нурларнинг қутбланиш текисликлари ҳар хил бўлади. Натижада, бундай ёруғликда исталган йўналишда тебранаётган E вектори бўлиши мумкин. Бундай ёруғликни табиий ёруғлик деб аталади. Агар қандайдир ташқи таъсир натижасида ёруғликдаги E векторлар маълум йўналишда кўпайиб, бошқа йўналишларда камайиб қолса, бундай ёруғлик қисман қутбланган деб аталади. Агар таъсир натижасида ёруғликдаги E векторлар фақат бир йўналишда бўлиб қолса (демак фақат бита текисликда тебранабошласа), бундай ёруғликнинг текис қутбланган (ёки чизиқли қутбланган) ёруғлик деб аталади (12.2в-расм)

Қутбланганлик даражаси деб қуйидаги параметр қабул қилинган:

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (12.1)$$

Бу ерда $I_{\max}$ ва $I_{\min}$ лар E векторининг бир – бирига перпендикуляр бўлган компонентларига тегишли ёруғликларнинг интенсивлигидир. Табиий нурга $I_{\max} = I_{\min}$ ва $P = 0$, текис қутбланган нурда $I_{\min} = 0$ ва $P = 1$.

Малюс қонуни. Амалда қутбланган нурни бир нечта услуб билан олиш мумкин. Шулардан бири поляризатор деган элементларни ишлатиш. Поляризатор сифатида шаффоф анизотроп кристаллар (масалан, турмалин деган кристал), анизотроп плёнкалар ишлатилади. Поляризаторда маълум $00'$ йўналиш бўлади, E вектори шу йўналишига параллел бўлган нур ундан ўтади, перпендикуляр бўлгани бутунлай ушлаб қолинади (12.3 - расмга қаранг). $00'$ йўналиш кристалнинг оптик ўқи деб аталади.



12.3- расм

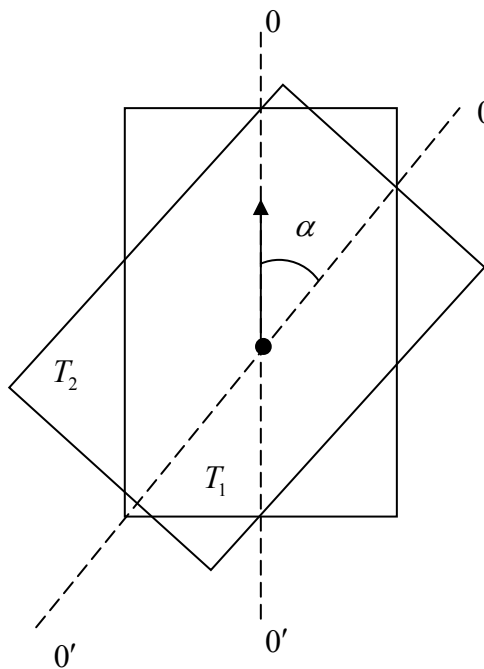
12.3-расмда кўриниб турибдики, биринчи поляризатор T_1 га табиий нур тушяпти. Бу поляризатордан ўтган нур қутбланиб қолади ва бу нурнинг E вектори оптик ўққа параллель бўлади. Иккинчи поляризатор T_2 нинг оптик ўқи X ўқига параллел бўлгани учун тушаётган нурнинг E_y вектори унга перпендикуляр бўлади ва шу сабабли нур T_2 дан ўтаолмайди.

Ана энди T_2 поляризаторни нур атрофида айлантирайлик, у ҳолда T_2 дан нур чиқа бошлайди ва $\alpha = 0$ бўлганда унинг интенсивлиги максимал

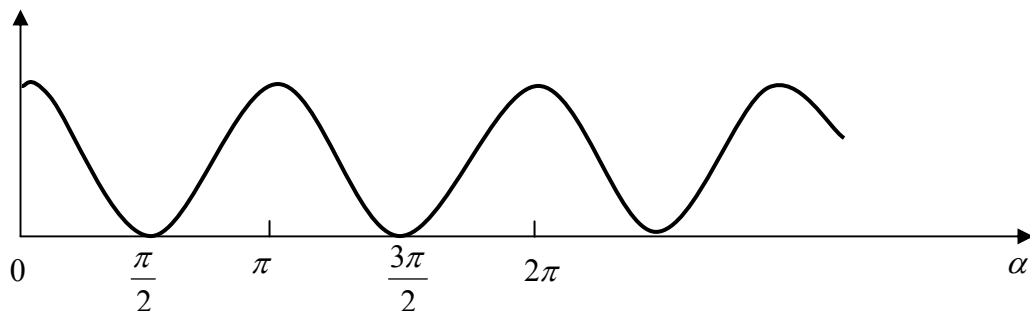
кийматга эришади (12.4 расмга қаранг). Бу интенсивлик альфа бурчагига нисбатан қуйидагича ўзгаради:

$$I = I_0 \cos^2 \alpha \quad (12.2)$$

Бу қонун Малюс (1775 - 1812) қонуни деб аталади. $I_0 - T_2$ га тушаётган нур интенсивлиги, I – ундан чиққан нурнинг интенсивлиги. Бу тажрибадаги T_1 поляризатор деб, T_2 эса анализатор деб аталади, лекин уларнинг ишлаш принципи бир хил, бошқача айтганда уларнинг ўрнини алмаштирилса ҳеч нарсa ўзгармайди. Расмда I нинг α бурчакка боғлиқлик графиги кўрсатилган (12.5-расмга қаранг):



12.4 расм



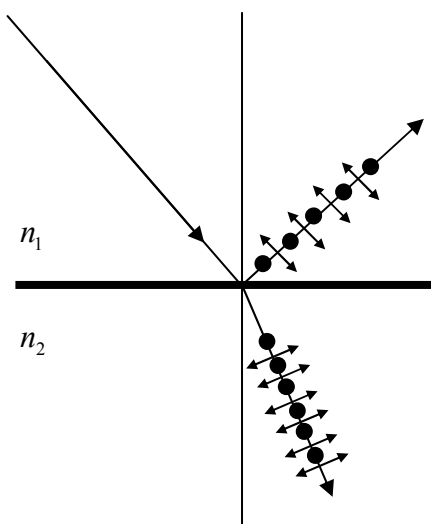
12.5 расм

Демак, агар оптик ўқлари орасидаги бурчаги α бўлган икки поляризатор орқали табиий нур ўтказсак биринчи поляризатордан интенсивлиги $I_0 = \frac{1}{2} I_{\text{таб}}$ бўлган қутбланган нур чиқади, бу нур иккинчи поляризаторга (анализаторга) тушиб ундан чиқса (12.2) га биноан унинг интенсивлиги $I = \frac{1}{2} I_{\text{таб}} \cos^2 \alpha$ бўлиб қолади. Демак, поляризаторлар параллел бўлганда ($\alpha = 0$ ёки 180°)

$I_{\max} = \frac{1}{2} I_{\text{маб}}$ ва поляризаторлар перпендикуляр бўлса ($\alpha = \frac{\pi}{2}$ ёки $\frac{3\pi}{2}$) $I_{\min} = 0$ бўлади.

Ёруғликнинг қайтиши ва синишидаги қутбланиши. Қутбланган ёруғликни ҳосил қилишининг яна бир бошқа услуби бор – бу ёруғликнинг қайтиш ва синишда қутбланиши жараёни.

Агар табиий ёруғлик икки диэлектрик чегарасига (масалан, ҳаво ва шиша) тушса, унинг бир қисми қайтади, қолган қисми синади ва иккинчи муҳитда тарқала бошлайди. Поляризатор ёрдамида қайтган ва синган нурлар қисман қутбланиб қолиши кузатилган. Текширишлар шуни кўрсатадики, қайтган нурнинг кўп қисмида E вектор тушиш текислигига перпендикуляр бўлар экан (12-6-расмда бу ҳолат нуқталар билан кўрсатилган), синган нурнинг кўп қисмида E вектор бу текисликка параллел бўлар экан (12.6-расмга қаранг бу ҳолат расмда стрелкалар билан кўрсатилган).



12.6 расм

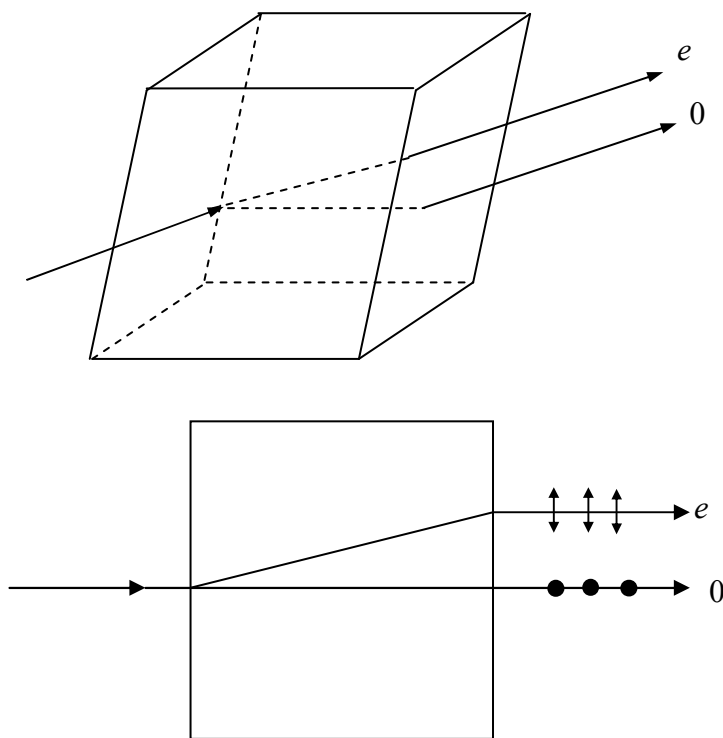
Брюстер қонуни. Шотланд олими Д Брюстер (1781 - 1868) шуни аниқладики, қуйидаги муносабат бажарилганда қайтган нур тўла ясси қутбланган бўлиб қолар экан:

$$\operatorname{tg} \alpha_B = \frac{n_2}{n_1} \quad (12.3)$$

α_B - Брюстер бурчаги, n_1 - биринчи муҳитнинг ва n_2 - иккинчи муҳитнинг синдириш бурчаги. Демак, нур чегарага α_B бурчак остида тушса, қайтган нур тўла қутбланган бўлади, лекин синган нур қисман қутбланганлигича қолаверади, лекин унинг қутбланганлик даражаси ошади. (12.3) муносабат Брюстер қонуни деб аталади.

Иккиланма нур синиш ҳодисаси. Ҳамма шафоф кристаллар (симметрияси кубик системага тегишли бўлмаганлар) ўзига тушган нурни иккига бўлиб юбориш ҳоссасига эгалар, бу жараёни нурнинг иккиланиб синиши деб аталади, уни биринчи марта Дания олими Э.Бартолин (1625 - 1698) исланд шпати деган кристалда кузатган. Шу кристалга ингичка нур

оқимини юборсак, ундан бир – бирига параллел бўлган икки нур чиқади (12.-7 расмга қаранг). Ҳаттоки нур кристалга перпендикуляр тушса ҳам, кристалл ичида нур иккига бўлиниб тарқалади, бунда оддий нур деб ном олгани (0) тушаётган нурнинг йўналишида кетаверади, иккинчи нур (у оддий бўлмаган нур деб ном олган) синади ва бошқа йўналишда тарқалади, лекин кристалдан 0 нурга параллел йўналишда чиқади. Кристалда шундай йўналиш борки, агар нур шу йўналишда тарқаса иккиланиб синиш жараёни юз бермайди, бундай йўналиш кристалнинг оптик ўқи деб аталади. Умуман, оддий бўлмаган нурларнинг синдириш кўрсаткичлари n_o ва n_e бир – бирига тенг бўлмайди.



12.7- расм.

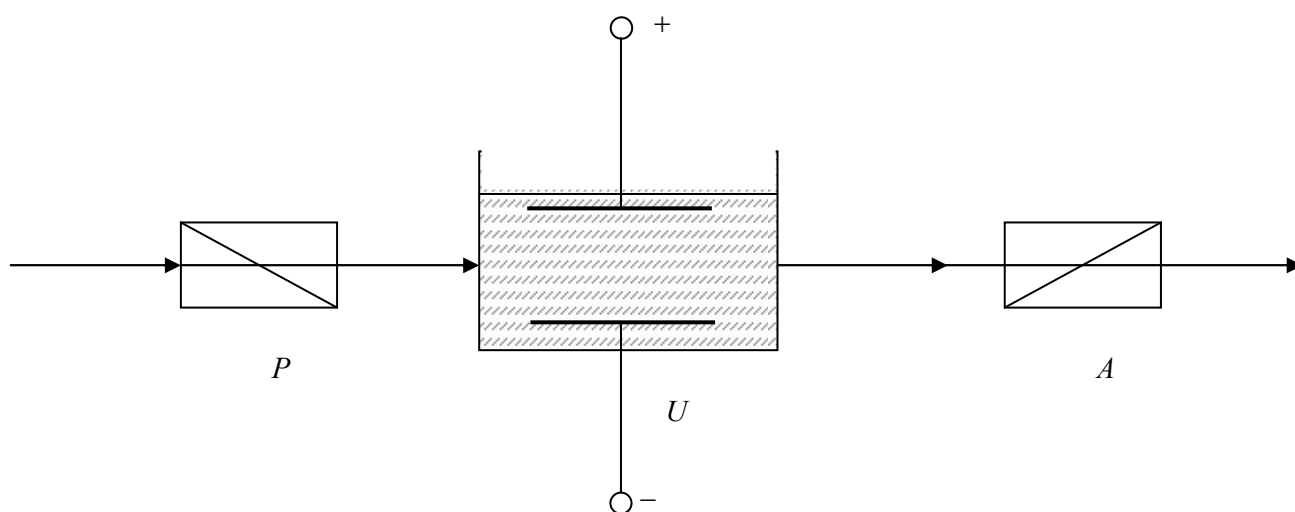
Сунъий анизотропия. Иккиланиб синиш фақат анизотроп муҳитларда бўлади. Лекин изотроп муҳитларда сунъий усул билан анизотропия ҳосил қилиш мумкин: бир йўналишда сиқиш ёки чўзиш, муҳитларни (қаттиқ жисм, суюқлик ёки газни) электр (Керр эффекти) ёки магнит майдонга киритиш. Келтирилган ҳолатларда жисм анизотроп кристалл хусусиятларга эга бўлиб қолади. Бунда унинг оптик ўқи деформация, электр ва магнит майдон йўналишига параллел бўлиб қолади. Пайдо бўладиган оптик анизотропиянинг меъёрий сифатида оптик ўққа перпендикуляр йўналишдаги n_o ва n_e ларни айирмаси хизмат қилади:

$$n_o - n_e = k_1 \sigma \quad (\text{деформация қилинганда})$$

$$n_o - n_e = k_2 E^2 \quad (\text{электр майдон таъсир қилинганда})$$

$$n_o - n_e = k_3 H^2 \quad (\text{магнит майдон таъсир қилинганда})$$

k_1, k_2, k_3 лар жисмларнинг ҳоссалари билан боғлиқ параметрлар, σ механик кучланганлик E ва H электр ва магнит майдони кучланганлиги.



12. 8 расм.

12.8-расмда электр майдон таъсирида юз берадиган Керр эффектини кузатишга мўлжалланган қурилма кўрсатилган. Бунда P поляризатор, A анализатор, U суюқлик (масалан натробензол) солинган идиш, суюқлик ичига конденсатор жойлаштирилган. Бу конденсаторга юқори кучланиш ($30\div 50$ кВ) берилади. Электр майдони берилмаган пайтда система орқали нур ўтолмайди, P ва A бир – бирига нисбатан оптик ўқлари перпендикуляр жойлашгани учун. Электр майдони берилганда суюқлик анизотроп муҳитга айланади, натижада нур иккиланиб синади ва анализатордан кейин нур пайдо бўлади. λ масофада оддий ва оддий бўлмаган нурлар ўртасида йўл фарқи пайдо бўлади:

$$\Delta = \lambda(n_o - n_e) = k_2 \lambda E^2$$

Шунга мувофиқ фазалар фарқи пайдо бўлади:

$$\varphi = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda} = 2\pi B \lambda E^2$$

бу ерда $B = \frac{k_2}{\lambda}$ - Керр доимийси.

Керр эффекти техниканинг кўп соҳаларида қўлланилади: нур затвори, овоз ёзишда, катта тезликда расм олишда, оптик локацияда, лазерларда ва ҳоказо.

ТАЯНЧ СЎЗ ВА ИБОРАЛАР

Қутбланган ёруғлик, тўла ва чала қутбланиш, Малюс қонуни, ёруғликнинг қайтишида қутбланиши, Брюстер қонуни, иккиланма нур синиш ҳодисаси, оддий нур табиати, ғайриоддий нур табиати, қутблагичлар.

НАЗОРАТ САВОЛЛАРИ

1. Қутбланган ёруғлик қандай ёруғлик.
2. Иккита қутбланган ёруғлик қўшилса қандай ҳодиса рўй беради.

3. Ёруғликнинг қайтиши ва синишида қутбланишни тушунтиринг.
4. Брюстер бурчаги қандай бурчак.
5. Ёруғлик иккиланиб синишида қутбланиш табиати қандай.
6. Оддий ва ғайриоддий нурларнинг қандай хусусиятлари мавжуд.
7. Малюс қонунини тушунтиринг.
8. Суъний қутбланиш қандай ҳодиса.

Адабиётлар

1. Bozorova S., Kamolov N.K. Fizika (optika, atom va yadro fizikasi) “Aloqachi”, 2007, 272 b.
2. Ахмаджонов О.И. Физика курси «Оптика, атом ва ядро физикаси» Тошкент, «Ўқитувчи», 1988 йил, 238 б.

13 - Маъруза

Режа

1. Иссиқлик нурланиши. Абсолют қора жисм.
2. Кирхгоф қонуни.
3. Стефан–Больцман қонуни.
4. Виннинг силжиш қонуни.
5. Планк гипотезаси. Планк формуласи.

Иссиқлик нурланиши. Абсолют қора жисм. Етарли даражагача қиздирилган жисмлар ўзидан нур чиқара бошлайдилар. Бундай нурланиш иссиқлик нурланиши деб аталади. Текширишлар шуни кўрсатадики жисмларнинг нурлатиши учун уларни қиздириш шарт эмас экан, жисмларнинг ҳарорати $T > 0$ бўлса бас, ҳарқандай нолга тенг бўлмаган ҳароратга эга жисм ўзидан нурланиш чиқараверар экан. Демак, бундай нурланиш ҳамма жисмга ҳос универсал жараёндир. Иссиқлик нурланиши атом ва молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати энергияси ҳисобига юз беради. Унинг спектри узлуксиз бўлиб, спектрнинг максимуми температурага боғлиқ. Юқори температурада асосан қисқа тўлқин узунлиги, паст температурада эса асосан катта тўлқин узунлиги электромагнит тўлқинлар нурлантилади (инфрақизил нурлар).

Лекин ҳар қандай нур тарқатувчи жисм ўз навбатида бошқа жисмларнинг нурлатган энергияларини ютади, натижада, нур чиқариб ва ютиб, жисм атроф муҳит билан мувозанатга келади, бу ҳолатда жисм қанча ёруғлик нурлатса шунчасини ютиб туради. Ана шу ҳолатга мос келган температура мувозанат температураси деб аталади. Иссиқлик нурланишини ифодалаш учун қуйидаги тушунчалар киритилади:

- жисмнинг тўла нур чиқариш қобилияти E – бирлик юзадан 1 сек ичида чиқаётган энергия миқдори, бирлиги $\text{Ж/м}^2 \cdot \text{сек}$.
- жисмнинг тўла нур ютиш қобилияти A – жисм ютадиган энергиянинг унга тушаётган энергияга бўлган нисбати. A нинг бирлиги йўқ ва у ҳар доим ≤ 1 . масалан, оптик диапазонда Al учун $A=0,1$, $Сu$ учун $A=0,5$, $сув$ учун $A=0,67$. E ва A лар жисмнинг табиатига ва тўлқин узунлигига боғлиқ.
- жисмнинг $\Delta\lambda$ интервалига тўғри келадиган нур чиқариш қобилияти спектрал нур чиқариш қобилияти деб аталади ва у E_λ деб белгиланади. Худди шундай қилиб спектрал нур ютиш қобилияти таърифланади ва у A_λ билан белгиланади.

Ҳар қандай температурада ҳам ўзига тушган энергиянинг ҳаммасини ютадиган жисм абсолют қора жисм (а.қ.ж.) деб аталади. А.қ.ж. учун $A_\lambda = A = 1$ А.қ.ж.га оптик диапазонда ўз хоссалари билан қора куя яқинроқ ($A_\lambda = 0,95$).

А.қ.ж нур ютар экан, ўз навбатида нур ҳам чиқаради. Демак, нур чиқариш ва нур ютиш жараёнлари ўзаро боғлиқдир. Фараз қилайлик икки жисмдан иборат бўлган берк системада бу жисмлар ҳар хил температурага эга ва ўзаро фақат нур ютиш ва нур чиқариш орқали энергия алмашадилар. Маълум вақтдан кейин улар ўртасида иссиқлик мувозанати пайдо бўлади:

хар бир жисм вақт бирлиги ичида қанча энергия ютса, шунча энергия нурлатади. Бу жисмларнинг мувозанат температурасидаги нур чиқариш ва нур ютиш қобилиятлари E', E'' ва A', A'' лар билан белгилаймиз. Биринчи жисм иккинчисига қараганда 1 м² юзадан 1 сек ичида n марта кўп энергия чиқаряпти деб ҳисоблайлик (13.1-расм):

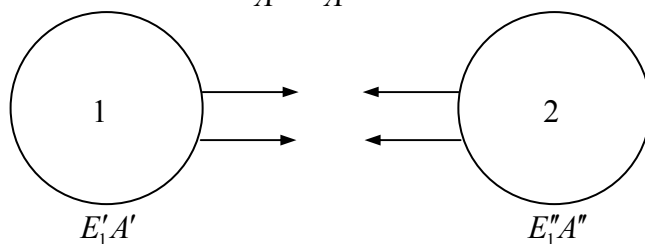
$$E' = nE''$$

Шундай экан, бу жисм ўз навбатида энергияни n марта кўп ютиши ҳам керак:

$$A' = nA''$$

Натижада ҳосил бўлади:

$$\frac{E'}{A'} = \frac{E''}{A''}$$



13.1-расм

Агар берк системада жисмлар кўп бўлса ва улар орасида бир жисм абсолют қора жисм бўлса, у ҳолда қуйидаги муносабат бажарилади:

$$\frac{E'}{A'} = \frac{E''}{A''} = \frac{E'''}{A'''} = \dots \varepsilon \quad (13.1)$$

ε – а.қ.ж. нинг нур чиқариш қобилияти, унинг нур ютиш қобилияти $A=1$. (13.1) ифода Кирхгоф қонуни деб аталади ва у қуйидагича айтилади:

Кирхгоф қонуни.

Берилган температурада ҳамма жисмлар учун уларнинг нур чиқариш қобилиятларнинг нур ютиш қобилиятларига бўлган нисбати ўзгармас миқдор бўлиб, у а.қ.ж. нинг ўша температурадаги нур чиқариш қобилиятига тенг.

Бу қонун жисмларнинг спектрал нур чиқариш ва нур ютиш қобилиятларига ҳам тегишли, ёки $E_\lambda = A\varepsilon_\lambda$

Кирхгоф қонунидан қуйидаги 3 та хулоса чиқариш мумкин:

1. Исталган температурада ҳарқандай жисмнинг нур чиқариш қобилияти унинг нур ютиш қобилиятининг а.қ.ж. нинг нур чиқариш қобилиятига бўлган кўпайтмасига тенг:

$$\begin{aligned} E &= A\varepsilon \\ E_\lambda &= A_\lambda \varepsilon_\lambda \end{aligned} \quad (13.2)$$

2. Ҳарқандай жисмнинг нурчиқариш қобилияти а.қ.ж. нинг нур чиқариш қобилиятдан кичик ($E = A\varepsilon$, $A < 1$ бўлганлиги учун $E < \varepsilon$).

3. Агар жисм қандайдир тўлқин узунлигида нурни ютмаса, у бундай нурни чиқармайди ҳам ($E_\lambda = A_\lambda \varepsilon$, шунинг учун $A_\lambda = 0$ бўлса $E_\lambda = 0$ бўлади).

А.қ.ж. га тегишли яна иккита қонунни келтирамиз: **Стефан–Больцман қонуни.**

«Абсолют қора жисмнинг тўла нур чиқариш қобилияти температуранинг тўртинчи даражасига тўғри пропорционал»:

$$\varepsilon = \sigma T^4 \quad (13.3)$$

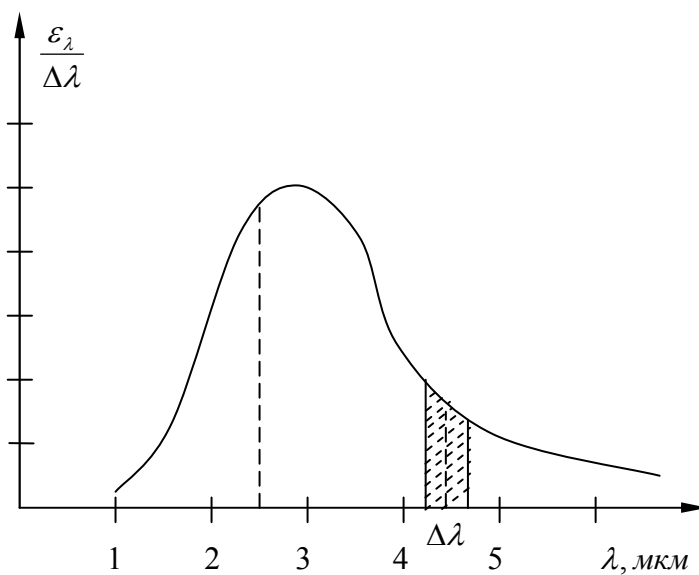
Бу қонун Стефан–Больцман қонуни деб аталади. Бу ерда $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{град}^{-1}$

Виннинг силжиш қонуни. *«Абсолют қора жисм нурютиш спектрининг максимумига тўғри келадиган тўлқин узунлиги λ_m унинг температурасига тескари пропорционалдир»:*

$$\lambda_m \cdot T = b \quad (13.4)$$

Бу қонун Вин қонуни деб аталади b –Вин доимийси. $b = 0,289 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{град}$.

Абсолют қора жисм нурлатишининг спектри экспериментда 19 асрнинг охирида ўлчаган. А.қ.ж. сифатида ичи бўш ва устида кичик тешиги бўлган сфера, полировка қилинган платинали пластинка ва кўмир ишлатилди. 13.2-расмда температураси 1260°К бўлган а.қ.ж. нинг нурчиқариш қобилияти бўлиб, у экспериментда $\Delta\lambda$ спектрал диапазонда аниқланади. Демак, график ўраб олган юза (у штрихланган) а.қ.ж. нинг тўла нурчиқариш қобилияти ε га тенг бўлади. Графикдан кўриниб турибдики, а.қ.ж. нинг 1260°К даги нурлатиш максимуми $\lambda_m = 2,4 \text{ мкм}$ га тўғри келар экан.



13.2-расм

Стефан – Больцман ва Вин қонунлари а.қ.ж. нурлатишнинг хусусий ҳолларини ифодалайдилар, улар а.қ.ж. нурлатадиган энергиянинг тўлқин узунлиги бўйича тақсимланиши $\varepsilon_\lambda = f(\lambda, T)$ ни бераолмайдилар. 19 асрнинг охирларида бу функцияни назарий жиҳатдан чиқаришга уринишлар бўлди, лекин олинган натижалар тажрибага қарама – қарши бўлаверди.

Планк гипотезаси. Планк формуласи. Фақат 1900 йилда немс физиги М.Планк $\varepsilon_\lambda = f(\lambda, T)$ функциянинг тўғри кўринишини топа олди. Лекин у бунинг учун фанга бутунлай янги бўлган тушунчаларни киритди. Унинг асосий фикри гипотезаси қуйидагидан иборат: электромагнит энергиянинг ютиши, нурланиши ва тарқалиши кичик порциялар билан (квант билан) юз беради. Аввал бу жараёнлар узлуксиз равишда юз беради, деб ҳисобланган. Шундай қилиб Планк фанга квант тушунчасини киритди. Демак электромагнит тўлқинни квантлар оқими деб қараш мумкин.

Квант – бу энергиянинг кичик бўлагидир. Ҳар бир квантнинг энергияси частотага тўғри пропорционалдир:

$$\varepsilon = h\nu = h \frac{c}{\lambda} \quad (13.5)$$

Бу ерда c – ёруғлик тезлиги, λ - унинг тўлқин узунлиги, h эса Планк доимийси деб аталади ва у $6,625 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot \text{с}^1$ га тенг. Бу формула ёрдамида частотаси (тўлқин узунлиги) маълум бўлган ёруғлик квантининг энергиясини ҳисоблаш мумкин. Масалан, яшил нур учун $\lambda = 0,55 \text{ мкм}$ деб олсак, бу нур квантининг энергияси баробар бўлади:

$$\varepsilon = \frac{hc}{\lambda} = \frac{6,625 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{5,5 \cdot 10^{-7}} \approx 3,6 \cdot 10^{-19} \text{ Ж}$$

Иссиқлик нурланишининг квант табиатини ҳисобга олиб Планк а.қ.ж. нинг спектрал нур чиқарувчи қобиляти учун қуйидаги формулани келтириб чиқарди:

$$\varepsilon_\lambda = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{k\lambda T}} - 1} \quad \text{ёки} \quad \varepsilon_\nu = \frac{2\pi \nu^2}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (13.6)$$

Бу формула экспериментга тўла жавоб беради, амалда олинadиган натижалар у билан 100% мос келади. Стефан – Больцман ва Вин қонунлари ҳам шу формуладан келиб чиқади. Планк назарияси асосида А.Эйнштейн 1905 йилда ёруғликнинг фотон (квант) назариясини, 1913 йилда Н.Бор атомлар квант назариясини яратди.

ТАЯНЧ СЎЗ ВА ИБОРАЛАР

Иссиқлик нурланиши ҳодисаси, нур чиқариш қобиляти, нур ютиш қобиляти, абсолют қора жисм, Кирхгоф қонуни, Степан-Больцман қонуни, Виннинг силжиш қоидаси, ёруғлик кванти, квант энергияси, Планк формуласи.

НАЗОРАТ САВОЛЛАРИ

1. Абсолют қора жисм деганда нимани тушунаси.
2. Жисмнинг нур чиқариш ва нур ютиш қобилятларини тушунтиринг.
3. Кирхгоф қонунинг ифодасини ёзинг.
4. Степан-Больцман қонунини тушунтиринг.
5. Виннинг силжиш қонунини таърифланг.
6. Планк назариясининг моҳияти нимада.
7. Планк формуласини ёзинг. У қандай хулосага олиб келади.

Адабиётлар

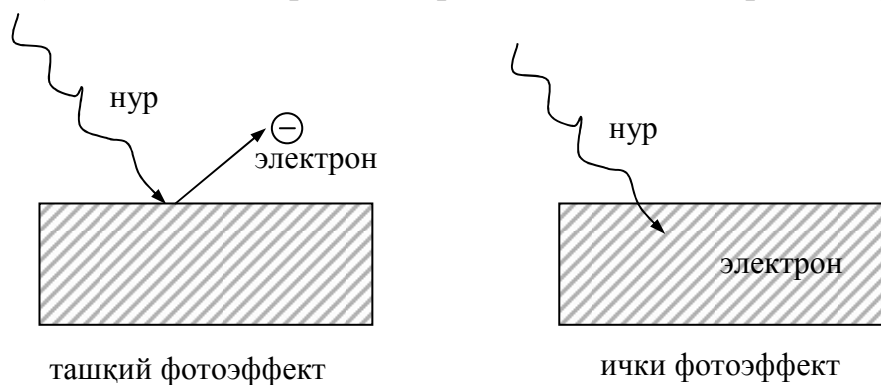
1. Bozorova S., Kamolov N.K. Fizika (optika, atom va yadro fizikasi) “Aloqachi”, 2007, 272 b.
2. Ахмаджонов О.И. Физика курси «Оптика, атом ва ядро физикаси» Тошкент, «Ўқитувчи», 1988 йил, 238 б.
3. Rasulov E., Begimqulov U. “Kvant fizikasi”, T. “Fan va texnologiya” 2006, 352 b.
4. Qodirov O., Boydedayev A., Fizika kursi, «Kvant fizikasi», T, 2006 yil.

14 - Маъруза

Режа

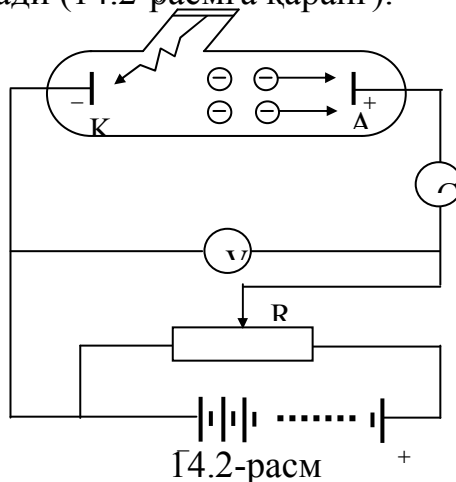
1. Фотоэффект ҳодисаси ва унинг қонунлари.
2. Эйнштейн формуласи.
3. Фотон. Фотонларнинг энергияси ва массаси.
4. Комптон эффекти.

Фотоэффект ҳодисаси ва унинг қонунлари. Фотоэффект деб нур таъсирида электронларнинг ўз атомларидан ёки молекулаларидан ажралиб чиқиб кетишига айтилади. Агар электрон жисмдан ташқарига чиқиб кетса, бундай жараён ташқий фотоэффект деб аталади. (1887 йилда Герц кашф этган ва 1888 йилда А.Г.Столетов экспериментда текширган). Агар электрон нур таъсирида ўз атомидан алоқани узиб чиқиб кетса-ю, лекин жисмнинг ичида қолса («Эркин» электрон сифатида), бундай жараён ички фотоэффект деб аталади (1873 йилда америкалик физик У. Смит кашф қилган).



14.1-расм

Одатда ташқий фотоэффект металлларда кузатилади (14.1- расмга қаранг). Металдан қилинган икки электрод (А – анод ва К - катод) ичидан ҳаво сўриб олинган трубка ичида жойлаштирилиб, катодга минус потенциал ва анодга плюс потенциал берилади. Бундай шароитда схемада ток пайдо бўлмайди, чунки занжир берк эмас. Агар 0 ойна орқали катодга ёруғлик тушурилса ундан электронлар отилиб чиқади ва анодга қараб йўналади. Натижада занжирда ток ҳосил бўлади (фототок). Бу схема фототок кучини (G гальванометр билан) анод ва катод ўртасига берилган V кучланишга ва 0 ойнадан тушадиган нур интенсивлигига қандай боғлиқ эканлигини текширишга имкон беради (14.2-расмга қаранг).



14.2-расм

Тадқиқотлар фотоэффектнинг қуйидаги қонунлари борлигини кўрсатади:

1. Фототокнинг тўйинган қиймати $I_{\text{тўй}}$ (нур таъсирида металдан 1 сек ичида отилиб чиқаётган электронларнинг максимал сони) нур оқими Φ га тўғри пропорционал:

$$I_{\text{тўй}} = k\Phi \quad (14.1)$$

k – метал юзининг фотосезгирлиги деб аталади.

Φ – нур оқими деб бирор бир юзадан 1 сек ичида ўтадиган электромагнит энергиясига айтилади.

2. Фотоэлектронларнинг тезлиги нурнинг частотаси ошиши билан ортаборади, лекин нурнинг интенсивлигига боғлиқ эмас.

3. Нурнинг частотаси маълум «қизил чегара» деб қаралган қийматдан катта бўлсагина фотоэффект кузатилади ва бу ҳодиса нурнинг интенсивлигига боғлиқ эмас.

Иккинчи ва учунчи қонунни ёруғликнинг тўлқин назарияси асосида тушунтириб бўлмайди. Биламизки, тўлқиннинг интенсивлиги тўлқин амплитудасининг квадратага тўғри пропорционал. Шунинг учун частотаси кичик, лекин амплитудаси катта тўлқин, электронни қаттиқ «чайқатиб», уни металдан чиқариб юбориши керак, бошқача айтганда «қизил чегара» бўлиш керак эмас. Лекин бу хулоса фотоэффектнинг учунчи қонунига зиддир. Бундан ташқари интенсивлик катта бўлган сари электроннинг кинетик энергияси ҳам катта бўлиши керак. Бу хулоса фотоэффектнинг иккинчи қонунига зиддир.

Фотоэффектнинг қонунларини ёруғликнинг квант назарияси асосида тушунтириш мумкин. Бу назарияга асосан нур оқими квантлар (фотонлар) оқимидан иборат бўлгани учун, оқимнинг қиймати метал юзига вақт бирлиги ичида тушаётган квантлар сони билан белгиланади. Ҳар бир фотон битта электрон билан таъсирлашади. Шунинг учун фотоэлектронларнинг максимал сони нур оқимига пропорционалдир (фотоэффектнинг биринчи қонуни).

Эйнштейн формуласи. Электрон фотонни ютганда фотоннинг $h\nu$ энергияси икки нарсага сарф бўлади.

- электронни метал ичида унинг юзасига олиб чиқиш учун бажарилган ишга, бу иш чиқиш иши деб аталади ва A билан белгиланади.

- фотон энергиясининг қолган қисми метал устида эркин ҳаракат қилаётган электроннинг кинетик энергиясига ўтади. Демак, энергиянинг сақланиш қонунига асосланиб ёзишимиз мумкин:

$$h\nu = \frac{mv^2}{2} + A \quad (14.2)$$

Бу формула 1905 йилда Эйнштейн томонидан фотоэффект қонунларини тушунтириш учун таклиф қилинди ва шунинг учун Эйнштейн формуласи деб аталади.

Эйнштейн формуласидан кўриниб турибдики электроннинг тезлиги частота ошса ошар экан ва интенсивликка боғлиқ эмас экан (иккинчи қонун). Бундан ташқари, частота камая бориб $h\nu = A$ бўлиб қолганда электроннинг

кинетик энергияси $\frac{mv^2}{2} = 0$ бўлиб қолади, бошқача айтганда, фотоэффект тўхтайди. Фотоннинг бундай частотаси «қизил чегара» деб аталади ва у тенг:

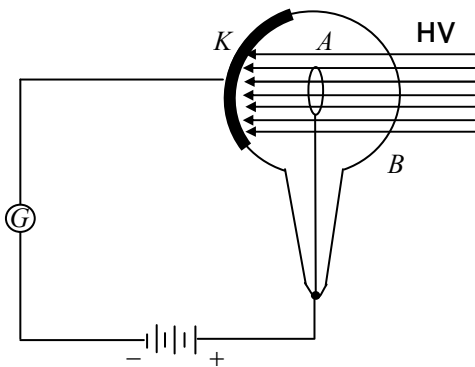
$$\nu_{к.ч.} = \frac{A}{h} \quad (14.3)$$

Бу формула фотоэффектнинг учунчи қонунини тасдиқлайди.

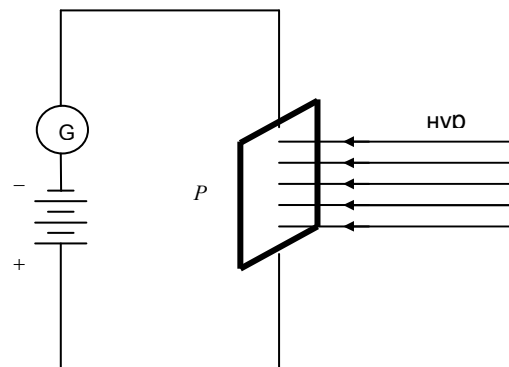
Жадвалда баъзи бир металллар учун «қизил чегара» тўлқин узунлиги λ_0 ва чиқиш ишлари A нинг қийматлари келтирилган:

Метал	λ_0 (мкм)	A (эВ)
Платина	0,235	5,29
Вольфрам	0,276	4,50
Рух	0,290	4,19
Торий	0,364	3,41
Натрий	0,552	2,25
Цезий	0,620	1,89
Вольфрам юзида цезий пленкаси	0,913	1,36

Фотоэффектга асосланиб ҳар хил қурилмалар ясалган. Улардан бири вакуум фотоэлементи (14.3-расмга қаранг). Ҳавоси сўриб олинган В баллоннинг ички юзасига метал пленкаси ётқизилса, у катод К ролини бажаради, металлдан қилинган ва баллоннинг марказига ўрнаштирилган ҳалқа А анод вазифасини бажаради. Агар катодга ташқаридан нур юборсак, ундан электронлар отилиб чиқади. Уларни анодга берилган мусбат потенциал ўзига тартади ва натижада фототок ҳосил бўлади.



14.3-расм



14.4-расм

Ички фотоэффект асосан яримўтказгичларда кузатилади. 14.4-расмда кўрсатилган схемада P – яримўтказгич пластинка бўлаб унга нур тушмаганда занжирда G орқали ўтайдиган ток жуда кичик бўлади, чунки яримўтказгичнинг қаршилиги анча катта. Лекин пластинкага нур тушса занжирда ток кескин равишда ортади. Бунинг сабаби шуки, яримўтказгичга нур тушганда у электронларни ўз атомларидан ажратиб эркин электронларга айлантиради ва натижада яримўтказгичнинг электр ўтказувчанлиги ортади (қаршилиги камаяди).

Фотон. Фотонларнинг энергияси ва массаси. Биз биламизки, Эйнштейннинг нисбийлик назариясига биноан, массаси ва энергияси ўзаро қўйидагича боғланган:

$$W = mc^2 \quad (14.4)$$

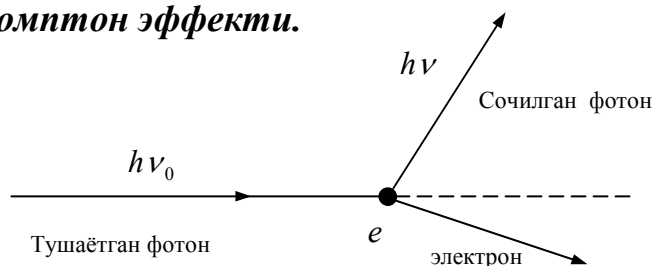
Бу формулани ёруғлик квантига ишлатамиз. Фотоннинг энергияси $W = h\nu$ бўлганлиги учун ёзишимиз мумкин:

$$h\nu = m_\phi c^2 \quad \text{ва} \quad m_\phi = \frac{h\nu}{c^2} \quad (14.5) \quad m_\phi - \text{фотоннинг массаси}$$

Фотоннинг тезлиги с бўлганлиги учун унинг импульси тенг:

$$m_\phi c = \frac{h\nu}{c} \quad (14.6)$$

Фотоннинг массаси жуда кичикдир. Оптик диапазондаги нур фотонининг массаси тахминан $\approx 4 \cdot 10^{-36}$ кг га тенг, лекин γ -нур учун унинг массаси $\approx 2 \cdot 10^{-30}$ кг га тенг ва электроннинг массасидан ҳам кўп. Демак, частотаси катта тўлқинларнинг (γ - ва ренген нурларининг) фотонлари яхшигина заррачага ўхшаб қоладилар. Бундай фотонлар электронга сезиларли даражада туртки беришлари мумкин. Буни Комптон – эффектда кузатиш мумкин (14.5-расмга қаранг). **Комптон эффекти.**



14.5-расм

1923 йилда Комптон эркин электронларга эга жисмни ренген нурлари билан ёритди ва сочилган ренген нурларини кузатди. Сочилган нурларнинг тўлқин узунлиги тушаётганига қараганда катта бўлиб чиқди. Бунинг сабаби қўйидагича тушунтирилади. Тушаётган фотон (энергияси $h\nu_0$) электрон e билан тўқнашади ва унга энергиясининг бир қисмини беради. Натижада электрон четга сакрайди, фотон эса ўзининг тарқалиш йўналишини ўзгартиради. Бунда унинг энергияси $h\nu < h\nu_0$

Масала ечиш:

Ўзидан нур чиқариш ҳисобига Ер 1 секунд ичида ўрта ҳисобда 1 м^2 юзадан 91 Ж энергия йўқотади. Ерни абсолют қора жисм деб ҳисоблаб унинг юзасини температурасига ва нурланиш спектрининг максимумига тўғри келадиган тўлқин узунлиги λ_m ни топинг.

Ечиш:

Стефан – Больцмон қонунига биноан $\varepsilon = \sigma T^4$ бу ерда $\varepsilon = 91\text{ ж/м}^2$ ва $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}\text{ ж/(м}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{гад}^4)$.

$$T = \sqrt[4]{\frac{\varepsilon}{\sigma}} = \sqrt[4]{\frac{91 \frac{\text{Ж}}{\text{м}^2 \cdot \text{сек}}}{5 \cdot 67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Ж}}{\text{м}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{град}^4}}} = 200^0 \text{ K} = -73^0 \text{ C}$$

Вин қонунига асосан $\lambda_m T = b$. $\lambda_m = \frac{b}{T} = \frac{2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{град}}{200 \text{ град}} = 14,5 \text{ мкм}$. Демак, Ернинг

нурлатиш спектри узок инфрақизил диапазонга тўғри келар экан. Айтиш керакки, ҳисобланган манфий температурага (-73^0 C га) Ер атмосфера бўлмаган ҳолдагина эга бўлади. Атмосфера (асосан сув парлари) Ернинг нурланишини қаттиқ ютади ва бунинг таъсирида у қизийди. Қизиган атмосфера ҳам нурлатади ва бу нурнинг бир қисмини Ер ютади ва у ҳам қизийди. Шунинг учун Ер юзининг температураси ҳисоблаб чиқилгандан анча катта бўлади. Демак, атмосфера Ерни жуда совуб кетишдан сақлайди ва жуда катта масштабда парник эффектини ҳосил қилади.

ТАЯНЧ СЎЗ ВА ИБОРАЛАР

Фотоэффект ҳодисаси, фотоэффект турлари, Столетов тажрибаси, Эйнштейн формуласи, фотоэффект қонунлари, қизил чегара тушунчаси, фотонлар, Комптон эффекти.

НАЗОРАТ САВОЛЛАРИ

1. Фотоэффект қандай ҳодиса. Унинг қандай турлари мавжуд.
2. Фотоэффект кузатиладиган тажриба схемасини изоҳланг.
3. Фотоэффект қонунларини таърифланг.
4. Эйнштейн томонидан фотоэффект учун таклиф этилган ифодани ёзиб, тушунтиринг.
5. Ички фотоэффект қандай ҳодиса.
6. Фотоннинг массаси қандай аниқланади.
7. Комптон эффекти қандай ҳодиса.

Адабиётлар

1. Bozorova S., Kamolov N.K. Fizika (optika, atom va yadro fizikasi) “Aloqachi”, 2007, 272 b.
2. Ахмаджонов О.И. Физика курси «Оптика, атом ва ядро физикаси» Тошкент, «Ўқитувчи», 1988 йил, 238 б.
3. Rasulov E., Begimqulov U. “Kvant fizikasi”, T. “Fan va texnologiya” 2006, 352 b.
4. Qodirov O., Boydedayev A., Fizika kursi, «Kvant fizikasi», T, 2006 yil.

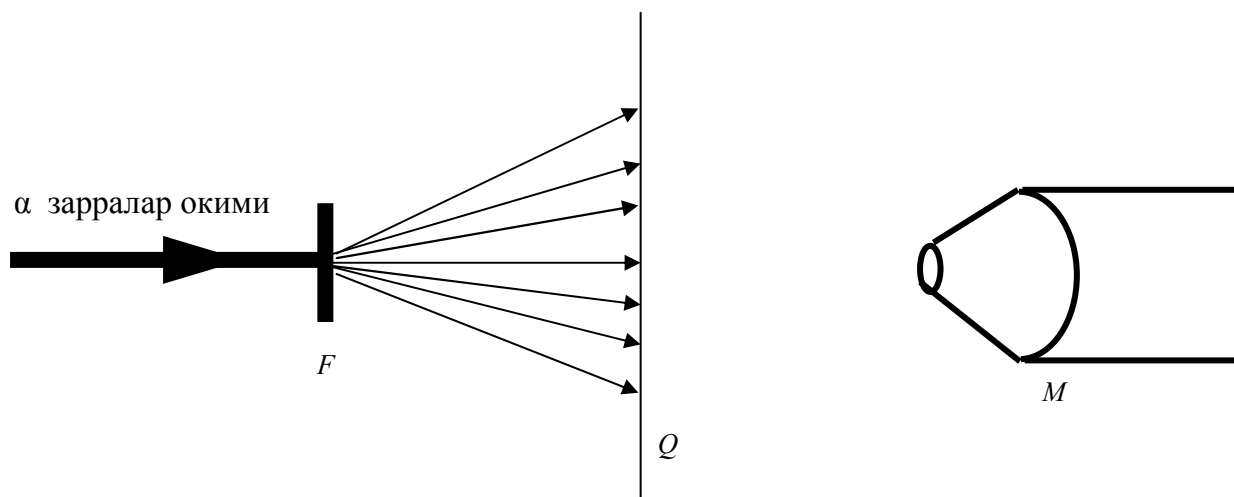
15 - Маъруза

Режа

1. Атомнинг ядро модели. Резерфорд тажрибаси.
2. Водород атомининг нурланиш спектри.
3. Бор постулатлари.
4. Франк-Герц тажрибаси.

Атомнинг ядро модели. Резерфорд тажрибаси. XX-асрнинг бошларига келиб маълум бўлдики, ҳар қандай атом таркибига электрон кирар экан. Лекин нейтрал бўлганлиги учун электроннинг манфий заряди қандайдир бошқа заррачаларнинг мусбат заряди билан компенсация қилиниши керак.

1911 йила инглиз физиги Резерфорд атом тузилишининг ядро (ёки планетар) тузилишини таклиф этди. Бу моделга биноан атомнинг деярли ҳамма массаси (99,94%) унинг ядросига жойлашган. Ядро заряди тахминан 10^{-13} см, атомнинг размери 10^{-8} см. Ядро атрофида эллиптик орбиталарда электронлар ҳаракат қилади.

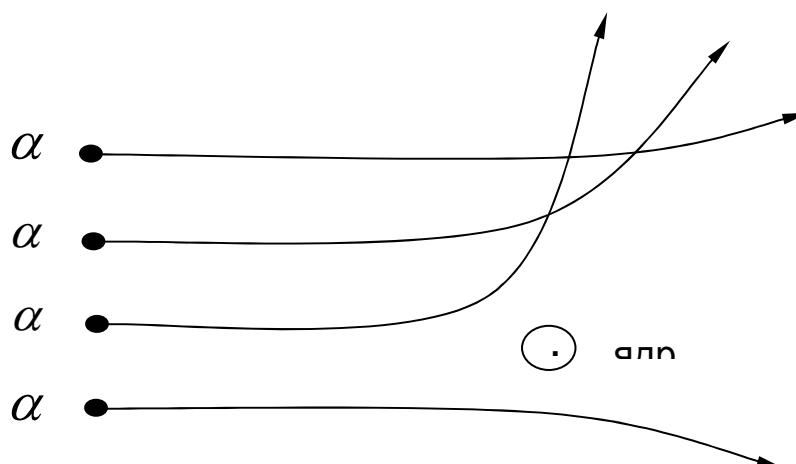


15.1-расм

Атомнинг марказида ядро жойлашганлигини Резерфорд экспериментда исбот қилди (15.1-расмга қаранг). У жисм орқали утаётган α зарраларнинг сочилишини текширди. α -зарраларни баъзибир радиоактив моддалар нурлатади. Бу заррачаларнинг тезлиги тахминан $10000 \frac{km}{s}$ бўлади, уларнинг заряди $2+$ ва массаси электронниқидан 7350 марта катта бўлади, α -зарралар қалинлиги тахминан 1 мкм бўлган F фольгадан ўтиб люминесценция берувчи Q экранга тушади. Ҳар бир α - заррачанинг экранга зарбаси люминесценция беради. Люминесценция микроскоп M да кузатилади.

Кузатишлар шуни кўрсатадики α - заррачанинг кўп қисми фольгадан ўз йўналишини деярли ўзгартирмасдан ўтиб кетар экан, баъзи бирлари кичик бурчакка оғадилар, лекин жуда кам қисми катта бурчакка оғар эканлар (15.1 расмга қаранг). Бундан шундай хулоса қилиш мумкин: α - заррачалар оғир бўлганликлари учун уларни электронлар оғдира олмайдилар, улар фақат массаси катта бўлган ядро билан таъсирлашсагина сезиларли бурчакка оғиш мумкин. Катта бурчакка оғишлар кам бўлганлиги α - заррачаларнинг жуда

кам қисм ядроларнинг олдидан ўтишини билдиради, демак ядроларнинг размери кичик ва улар фольгада бир – биридан катта масофада жойлашган.



15.2-расм

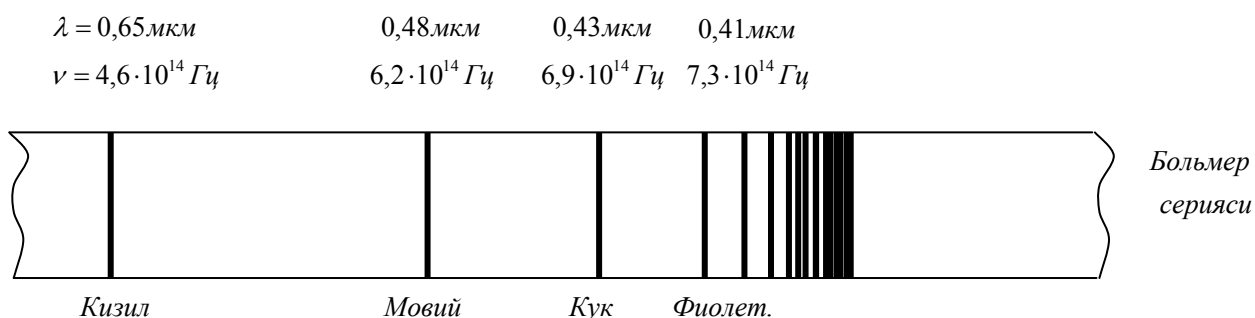
Резерфорд ўз экспериментига асосланиб ядронинг размери $\approx 10^{-13}$ см лигини, заряди эса $q = ez$ эканлигини аниқлади.

Бу ерда e - элементар заряд, z - кимёвий элементнинг даврий системадаги тартиб номери. z эса ўз навбатида атомдаги электронлар сонига тенг.

Водород атомининг нурланиш спектри. Лекин Резерфорднинг атом модели классик физика қонунларига зиддир. Электрон ядро атрофида тезланиш билан айланади, демак у узлуксиз равишда энергия чиқариб ядрога кулаб тушиши керак, бунда атомдан чиққан нур спектри ҳам узлуксиз ва кенг бўлиши керак. Лекин биз биламизки, атомларнинг спектри чизикли бўлади. Текширишлар шуни кўрсатадики, ҳарбир газнинг ўзига ҳос спектри бўлади. Яна маълум бўладики, спектрал чизикларни маълум группаларга (серияларга) бўлиб чиқиш мумкин экан. Мисол тариқасида водород атомининг нурлатиш спектрини кўриб чиқамиз. 1885 йилда Швейцария физиги Бальмер бу спектрда оптик диапазонда қуйидаги серияни топди:

$$\nu = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right); \quad (n = 3, 4, 5, \dots) \quad (15.1)$$

$R = 3,29 \cdot 10^{15} \text{сек}^{-1}$ - Ридберг доимиси. Бу формула сериядаги чизиклар частотасини билдиради (15.3 расмга қаранг).



15.3-расм

Водороднинг спектрида яна бир нечта серия бор. Улардан бирини 1906 йилда инглиз физик олими Лайман очди (ультрафиолет қисмда), бошқасини (инфрақизил диапазондагисини) 1908 йилда немс физиги Пашен очди. Булар қуйидагилар:

$$\nu = R\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}\right); \quad (n = 2, 3, 4, \dots) - \text{Лаймон серияси} \quad (15.2)$$

$$\nu = R\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right); \quad (n = 4, 5, 6, \dots) - \text{Пашен серияси} \quad (15.3)$$

Бор постулатлари. Нурланиш спектрининг чизиқли бўлиши атомларнинг энергияси маълум порциялар (квантлар) билан ютиш ёки нурлатишни билдиради. Демак атом маълум (дискрет) энергетик ҳолатларда туради, у нур ютиш ёки нур чиқарса бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтади. Ана шу хулоса асосида 1913 йилда Дания физиги Н.Бор ўзининг атом тузилишининг квант назариясини яратди. Бу назариянинг асосида 3 та постулат (Бор постулатлари) ётади:

1. *Атомдаги электронлар маълум қийматли радиусларга эга орбиталарда ҳаракат қилиши мумкин.*

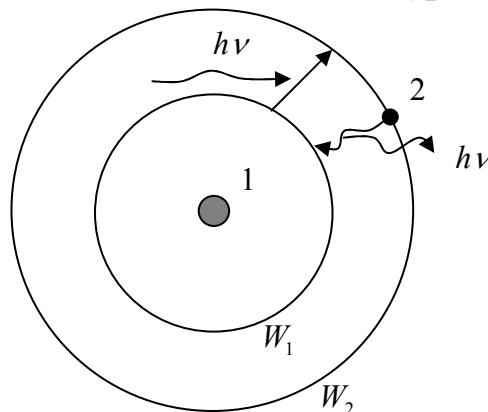
Бу орбиталар стационар орбиталар деб аталади ва улар айланаётган электроннинг ҳаракат миқдорини моменти $\frac{h}{2\pi}$ га бўлинадиган қийматга эга.

$$mvr = n \frac{h}{2\pi} \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (15.4)$$

бу ерда m - электрон массаси, v - унинг тезлиги, r - орбита радиуси, n - квант сони, h - Планк доимийси.

2. *Электронлар ўз орбиталарида айланиб турар эканлар улар нур ютмайдилар ҳам, нурлатмайдилар ҳам.*

3. *Электрон бир стационар орбитадан иккинчи стационар орбитага ўтганда нур кванти ютилади (ёки нурланади).*



15.4-расм

Бу квант энергияси атомнинг шу икки орбитадаги энергиялари W_1 ва W_2 ларнинг айирмасига тенг:

$$h\nu = W_1 - W_2 \quad (15.5)$$

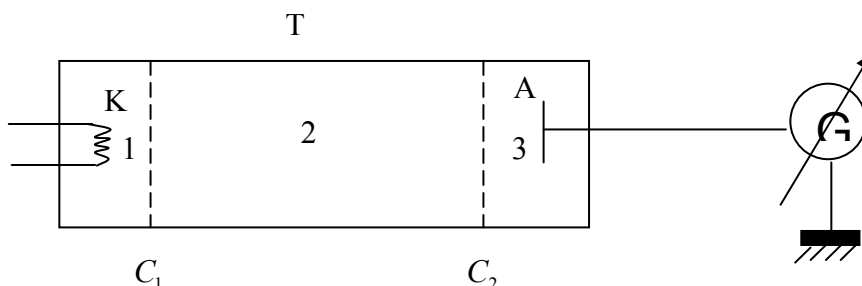
Демак, атомнинг ютаётган ёки нурлатаётган ёруғликнинг частотаси умумий ҳолда тенг бўлар экан:

$$\nu = \frac{W_{\Pi} - W_m}{h} \quad (15.6)$$

бу ерда $n > m$.

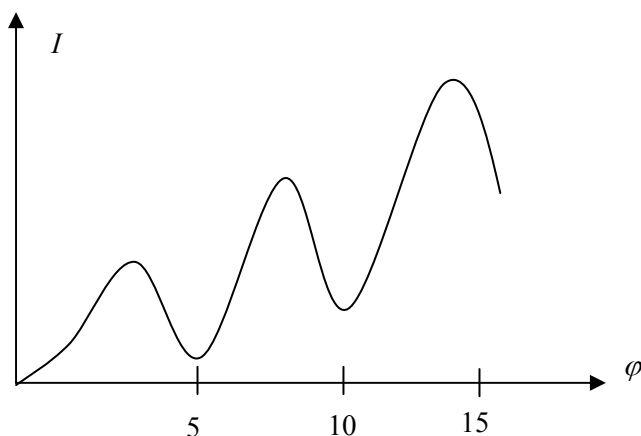
Бор посулотлари Резерфорднинг моделини сақлаб қолди ва унинг камчиликларининг йўқотди.

Франк – Герц тажрибаси. Г. Герц 1913 йилда атомларнинг энергиялари дискрет қийматлари эга бўлишини тажрибада исбот қилдилар (15.5-расм).



15.5-расм

Т трубкадан ҳаво сўриб олиниб унинг ичига кичик босмли (13 Па) симоб парлари киритилади. Трубка ичида К катод, иккита C_1 ва C_2 сетка ва А анод жойлашган. C_1 сеткага катоддан чикувчи электронларни тезлатувчи потенциал берилади, анод ва C_2 сетка орасига 0,5 В га яқин кичик тормозловчи потенциал берилади. 1 – соҳада тезлатилган электронлар 2 – соҳага кириб симоб атомлари билан тўқнашадилар. Тўқнашгандан сўнг энергиясини кўпини йўқотмаган электронлар анодга етиб борадилар.



15.6-расм

Ноэластик тўқнашувда симоб атоми қўзғалиши мумкин. Бор назариясига биноан атом дискрет энергияни ютсағни қўзғалади. Агар ҳақиқатдан ҳам атомларда дискрет ҳолатлар бўлса, у ҳолда электронларнинг энергияси маълум қийматга эришганда симоб атомлари энергияни ютиши мумкин. 15.6-расмда анод токининг тезлатувчи потенциалга боғлиқлиги кўрсатилган. Кўриниб турибдики, C_1 сеткада потенциал 4,86 В га

етгунча ток ошиб боради, потенциал 4,86 В га етганда ток кескин равишда камаяди.. Бундай манзара потенциал қиймати 9,72 В ва 14,58 В бўлганда ҳам қайтарилади. Бунинг сабаби қуйидагича: 1-соҳада 4,86 В билан кучайган электронларнинг энергияси симоб атомини биринчи кўзгалган ҳолатга (орбитага) ўтказиш учун етарли бўлади ва атомга урилганда электронлар ўз энергияларини йўқотадилар ва уларнинг қолган энергиялари анодга етиб олиши учун етмайди, шунинг учун ток кескин камайиб кетади. Бу тажрибада Франи ва Герц биринчи марта атомларнинг дискрет энергетик ҳолатлари борлигини исбот қилдилар. Симоб учун 4,86 эВ – энг кичик ютилиши мумкин бўлган энергия квант эканлиги ҳам кўрсатилди. Бу тажрибада Бор назарияси ўзининг исботини топди.

ТАЯНЧ СЎЗ ВА ИБОРАЛАР

Атом спектрлари, Бальмер формуласи, Резерфорд тажрибаси, Резерфорд формуласи, Резерфорднинг атом модели, Бор постулатлари, Франк-Герц тажрибаси.

НАЗОРАТ САВОЛЛАРИ

1. Водород атомнинг нурланиш спектри қандай хусусиятга эга.
2. Резерфорд тажрибасини тушунтиринг. Ундан қандай хулосага келиш мумкин.
3. Бор постулатларини таърифланг.
4. Франк-Герц тажрибасини изоҳланг.
5. Бу тажрибадан ва Бор назариясидан қандай хулосага келинади.

Адабиётлар

1. Bozorova S., Kamolov N.K. Fizika (optika, atom va yadro fizikasi) “Aloqachi”, 2007, 272 b.
2. Ахмаджонов О.И. Физика курси «Оптика, атом ва ядро физикаси» Тошкент, «Ўқитувчи», 1988 йил, 238 б.
3. Rasulov E., Begimqulov U. “Kvant fizikasi”, T. “Fan va texnologiya” 2006, 352 b.
4. Qodirov O., Boydedayev A., Fizika kursi, «Kvant fizikasi», T, 2006 yil.

16 - Маъруза

Режа

1. Микрозаррачаларнинг тўлқин табиати. Зарра-тўлқин дуализми.

Де-Бройль формуласи.

2. Электронлар дйфракцияси.

3. Шредингер тенгламаси.

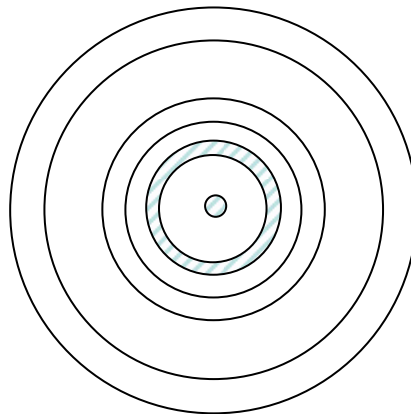
1923 йилда Француз физиги Луи де – Бройл ёруғлик билан модда ўртасида чукур аналогия борлиги ҳақида фикр билдирди. Бу фикр бўйича ёруғликка ўхшаб, модда ҳам ҳам тўлқин ҳам корпускуляр табиатига эга бўлиш керак. Хусусий ҳолда, массаси m бўлган ва v тезлик билан ҳаракатланаётган микрозаррачага тўлқин деб қараш мумкин ва бу тўлқиннинг узунлиги тенг;

$$\lambda = \frac{h}{mv} \quad (16.1).$$

Бу ерда $h = 6,625 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot \text{с}$ - Планк доимийси, (16.1) формула де – Бройль формуласи деб аталади.

Электронлар дйфракцияси. Де – Бройлнинг бу гипотезаси 1927 йилда Девиссон ва Джермер тажрибасида исботини топди. Улар никел монокристалдан қайтган электронлар оқимининг дифракциясини топдилар. Кейнроқ электронларнинг дифракцияси уларнинг метал фолгаларидан ўтишида кузатилди. (16.1- расмга қаранг).

Расмда NaCl кристалдан ўтаётган электронларнинг дифракцияси келтирилган.



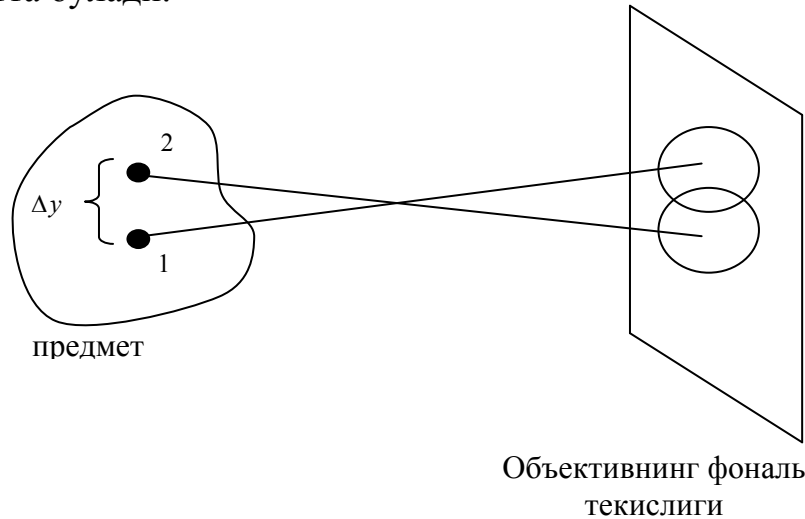
16.1-расм

Дифракция тўлқин жараёнларига тегишли хосса бўлганлиги сабабли, биз айтишимиз мумкинки, демак табитда электромагнит тўлқинлари билан бир қаторда электрон тўлқинлари ҳам бор экан. Улар кристалларда, рентген нурлари каби дифракция берадилар. Шуниси диққатга сазоворки, рентген нурларининг дифракция учун чиқарилган Вульф-Брегг формуласи электронлар дифракцияси учун ҳам ишлар экан: дифракцион манзарага асосланиб Вульф – Брегг формуласидан топилган электрон тўлқиннинг узунлиги Де – Бройль формуласидан топилган тўлқин узунлигига тенг бўлиб чиқди. (16.1) формуладин электрон микроскопида ишлатиладиган

электронларнинг тўлқин узунлигини топамиз. Бундай электронларнинг тезлиги тахминан 140000 км/с бўлади электроннинг массаси $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$. У ҳолда:

$$\lambda = \frac{h}{m\nu} = \frac{6,625 \cdot 10^{-34} \text{ ж} \cdot \text{сек}}{9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг} \cdot 1,4 \cdot 10^8 \frac{\text{м}}{\text{сек}}} \approx 5 \cdot 10^{-6} \text{ мкм}$$

Демак, электрон микроскопдаги электрон тўлқин узунлиги оптик микроскопдаги ёруғлик тўлқин узунлигидан (0,5 мкм) 100000 марта кичик экан. Анна шунинг учун ҳам электрон микроскопнинг ажратаолиш қобилияти жуда катта бўлади.



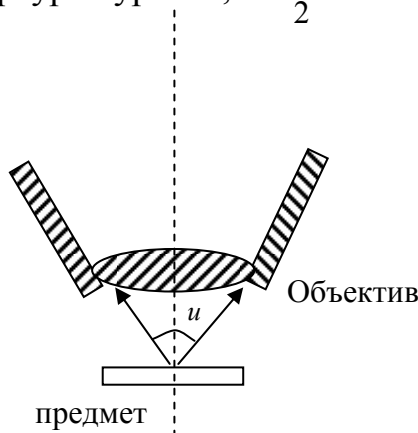
16.2-расм

Бир – бирдан алоҳида – алоҳида бўлиб кўринадиган икки нуқта орасидаги минимал масофа Δy ажрата олинadиган масофа деб аталади. Оптик приборнинг ажратаолиши қобилияти деб $R = \frac{1}{\Delta y}$ қийматга айтилади.

Микроскоп учун;

$$\Delta y = 0,61 \frac{\lambda}{n \sin \frac{u}{2}} \quad (16.2)$$

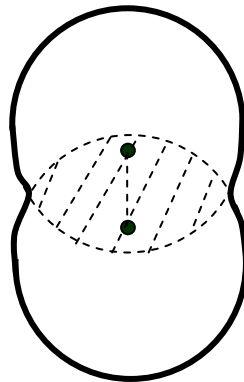
бу ерда n предмет ва объектив ўртасидаги муҳит синдириш кўрсаткичи, λ - тўлқин узунлиги, u - опертюра бурчаги, $\sin \frac{u}{2}$ - сонли опертюра деб аталади.



16.3-расм

Ҳар қандай оптик асбобнинг кириш тешиги объектив бўлади. Ана шу тешикдан предметдан келаётган тўлқин ўтганда дифракция ҳодисаси юз беради ва предметнинг ҳар бир нуқтаси нуқта бўлиб эмас, ёритилган диск ва унинг атрофида ёруғ ва қоронғу ҳалқалардан иборат манзара бўлиб кўринади. Агар кузатилаётган нуқталар бир – бирига яқин бўлса, уларнинг дифракцион манзаралари (тасвирлари) (объективнинг фокаль текислигида) бир – бирининг устига тушиши мумкин (16.2 расмга қаранг)

Предметнинг 1 ва 2 нуқталари қачон бир – биридан ажраган ҳолда кўринади? Бунинг учун уларнинг дифракцион тасвирларидаги ёруғ дисклари бир – бирларининг устига чиққан жойларининг размери диск радиусининг размерларидан катта бўлиши мумкин эмас. Агар дискларнинг бир – бирини қоплаган жойларининг размери диск радиусидан катта бўлиб қолса, у ҳолда микроскопда бу икки нуқта бир – биридан ажратилмайди, биз уларни битта яхлит нуқта сифатида кўрамиз (16.4 расмга қаранг).



Расм 16.4

Электрон микроскопда сонли опертура кичик бўлади у тахминан 0,05 га тенг. (16.2) формуладан фойдаланиб энди электрон микроскоп учун ажратиладиган масофа Δy ни топамиз:

$$\Delta y = 0,61 \frac{\lambda}{n \sin \frac{u}{2}} = 0,61 \frac{5 \cdot 10^{-12} m}{0,05} \approx 6 \cdot 10^{-11} m = 6 \cdot 10^{-9} sm = 6 \text{ \AA}$$

(оптик микроскоп учун $\Delta y \cong 3000 \text{ \AA}$).

Биламизки атомнинг размери $1 \div 1,6 \text{ \AA}$ атрофида, демак электрон микроскопда атом ва молекулаларни алоҳида – алоҳида қилиб кўрсатиш мумкин. Умуман олганда де – Бройль тўлқинлари ҳар қандай микро ва макрозаррачаларга тегишлидир. Лекин, агар жисмнинг массаси катта бўлса, бу тўлқинларнинг узунлиги шу қадар кичик бўладики, уларни ҳатто сезиб ҳам бўлмайди. Масалан, массаси $m = 9 \text{ г}$ ва тезлиги $v = 400 \frac{m}{s}$ бўлган ўқнинг де – Бройл тўлқинининг узунлиги баробар бўлади.

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{6,625 \cdot 10^{-34}}{9 \cdot 4 \cdot 10^{-1}} \approx 2 \cdot 10^{-34} m$$

Бундай тўлқин узунлигини табиатда ҳеч қандай асбоб билан ўлчаб бўлмайди, ўқ эса ўзининг тўлқин ҳоссабини ҳеч қандай намоён қилаолмайди.

Шредингер тенгламаси. XX асрнинг бошларида атом дунёсининг ичида бўладиган жараёнларни классик физика (Ньютон механикаси) ифодалаб (тушунтириб) бераолмаслиги маълум бўлди. Микрозаррачаларнинг бир пайтда ҳам тўлқин ҳам корпускуляр хоссага эга бўлишини классик физика тушунтириб бераолмади.

Микродунёдаги жараёнларни тўғри тушуниш учун микрозаррачаларнинг ҳаракатига эҳтимоллик нуқтаи назардан қараш қабул қилинади. 1927 йилда В. Гейзенберг шундай фикрга келди: микрозаррачаларнинг координатасини ва импульсини бир пайтда бир хил аниқлик билан аниқлаш мумкин эмас. Гейзинбергнинг ноаниқлик муносабатига биноан микрозаррача бир пайтда аниқ координата ва аниқ импульсга эга бўлиши мумкин эмас, уларнинг ноаниқлиги қуйидаги муносабатга бўйсунди.

$$\begin{aligned}\Delta x \cdot \Delta P_x &\geq h \\ \Delta y \cdot \Delta P_y &\geq h \\ \Delta z \cdot \Delta P_z &\geq h\end{aligned}\quad (16.3)$$

(16.3) формулани бошқача ёзамиз; $\Delta x \cdot \Delta v_x \geq \frac{h}{m}$

Демак, масса қанчалик катта бўлса координата ва тезликнинг ноаниқлиги шунчалик кичик бўлиши мумкин, демак бу заррача троектория тушунчасини шунчалик катта аниқлик билан ишлатиш мумкин. Мисол учун массаси $m = 10^{-12} \text{ kg}$ ва размери 10^{-6} m бўлган заррачани олайлик. Унинг координатаси размерининг 0,01 қисмига тенг аниқлик билан берилган бўлсин ($\Delta x \approx 10^{-8} \text{ m}$).

Унда тезликнинг ноаниқлиги $\Delta v_x = \frac{h}{m \Delta x} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{10^{-8} 10^{-12}} = 1,6 \cdot 10^{-14} \text{ m/s}$, демак ноаниқлик жуда кичик ва у заррачанинг аниқ траектория бўйича қиладиган ҳаракатига таъсир қилмайди.

Микрозаррачаларнинг тўлқин табиатини ҳисобга олиб 1926 йилда М-Борн уларнинг ҳаракатини тўлқин функцияси билан ифодалашни таклиф этди.

Тўлқин функцияси $\Psi(x, y, z, t)$ заррачанинг корпускуляр ва тўлқин хоссалари ҳақидаги ҳамма информацияни ўз ичига олади. Заррачанинг бирор dv ҳажмда эҳтимоллиги тенг бўлади:

$$dW = |\Psi|^2 dv \quad (16.4)$$

Физик маънога тўлқин функциянинг ўзи эмас, унинг модулининг квадрати эга бўлади:

$$|\Psi|^2 = \Psi \Psi^*$$

1926 йилда Э.Шредингер микрозарраларнинг ҳаракатини ифодалайдиган тўлқин тенгламасини таклиф этди:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi + U(x, y, z, t) \Psi = i\hbar \frac{d\Psi}{dt}$$

бу ерда $\eta = \frac{h}{2\pi}$, m - заррача массаси, Δ - Лаплас оператори $\left(\Delta \Psi = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right)$
 i – мавҳум сон $= \sqrt{-1}$; $U(x, y, z, t)$ - заррачанинг тортишиш майдонидаги потенциал энергияси.

Тўлқин функциясини қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$\Psi(x, y, z, t) = \Psi(x, y, z) e^{i\left(\frac{E}{\eta}\right)t}$$

У ҳолда $\Psi(x, y, z, t)$ учун Шредингер тенгламаси стационар ҳолатлар учун қуйидаги кўринишга эга бўлади.

$$\Delta \Psi + \frac{2m}{\eta^2} (E - U) = 0 \quad (16.5)$$

Бу тенглама ҳолатлари вақтга боғлиқ бўлмаган ҳарқандай заррачаларнинг ҳаракатини ифодалайди.

ТАЯНЧ СЎЗ ВА ИБОРАЛАР

Де-Бройль гипотезаси, зарраларнинг тўлқин узунлиги, частота, микрзарра, Девиссон-Джермер тажрибаси, микрзарралар-тўлқин сифатида.

НАЗОРАТ САВОЛЛАРИ

1. Де-Бройль илгари сурган ғояни тушунтиринг.
2. Элементар зарра (электрон) тўлқин узунлиги қандай аниқланади.
3. Де-Бройль назарияси исботланган тажрибани изоҳланг.
4. Электрон дифракцияси қандай амалга ошади.
5. Микрзарраларнинг икки хил табиати мавжудлигини қандай изоҳлаш мумкин.
6. Гейзинберг ноаниқлик принципини тушунтиринг.
7. Шредингер тенгламасини изоҳланг.

Адабиётлар

1. Bozorova S., Kamolov N.K. Fizika (optika, atom va yadro fizikasi) “Aloqachi”, 2007, 272 b.
2. Ахмаджонов О.И. Физика курси «Оптика, атом ва ядро физикаси» Тошкент, «Ўқитувчи», 1988 йил, 238 б.
3. Rasulov E., Begimqulov U. “Kvant fizikasi”, T. “Fan va texnologiya” 2006, 352 b.
4. Qodirov O., Boydedayev A., Fizika kursi, «Kvant fizikasi», T, 2006 yil.

17 - Маъруза

Режа

1. Водород атомининг квант назарияси.
2. Квант сонлари.
3. Паули принципи.
4. Менделеевнинг элментлар даврий жадвали.

Водород атомининг квант назарияси. Водород атоми ядросининг (протоннинг) атрофида битта электрон айланиб туради, унинг заряди битта элементар манфий заряд e га тенг, протоннинг заряди мусбат e га тенг. Электроннинг орбитасини айлана деб ҳисоблаймиз.

Электронни орбитада ушлаб турувчи марказга интилма куч Кулон кучидир. Шунинг учун ёзиш мумкин:

$$\frac{mv^2}{R} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R^2} \quad (17.1)$$

m – электроннинг массаси, v – унинг тезлиги, $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{\text{м}}$ электр доимийси. Бу тенгламани $mvR = n \frac{h}{2\pi}$ шарти билан биргаликда ечса электрон айланиб туриш мумкин бўлган стационар орбиталарнинг радиуси келиб чиқади:

$$R_n = n^2 \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m e^2} \quad (17.2)$$

Бу ерда $n = 1, 2, 3, 4, \dots$ - квант сони деб аталади. Ядрога энг яқин орбитанинг радиусини $n = 1$ ҳисоблаймиз:

$$R_1 = 1^2 \frac{(6,625 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s})^2 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{F}}{\text{м}}}{3,14 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}} \approx 0,53 \cdot 10^{-10} \text{ м} = 0,53 \cdot 10^{-8} \text{ см} = 0,53 \text{ \AA}$$

(17.2) формулада n дан бошқа ҳамма катталиклар ўзгармас сонлардир. Шунинг стационар орбиталарнинг радиуслари бир – бирига $1 : 4 : 9 : 16 : \dots = 1^2 : 2^2 : 3^2 : 4^2 : \dots$ нисбатда бўлади.

Энди атомдаги электроннинг тўла энергияси ни аниқлаймиз. Бу энергия электроннинг кинетик ва потенциал энергияларининг йиғиндисидан иборат:

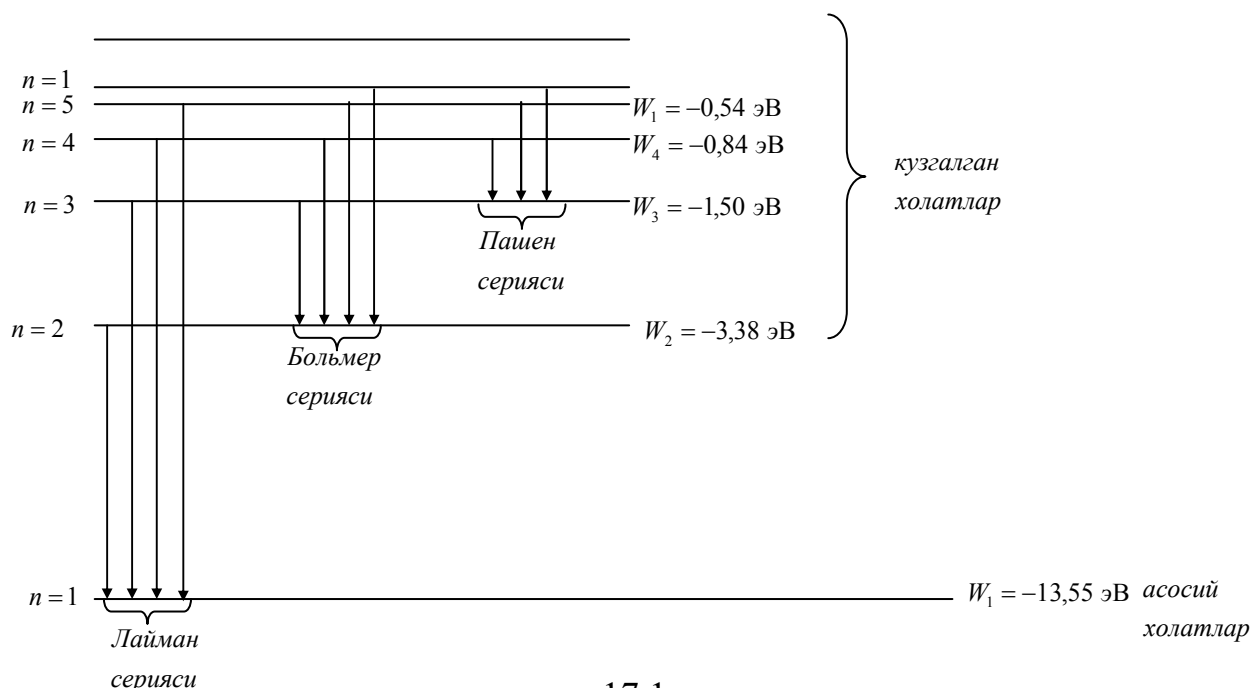
$$W_T = W_K + W_\Pi = \frac{mv^2}{2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R} = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 R} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R} = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 R} \quad (17.3)$$

Демак, электроннинг тўлиқ энергияси манфий бўлиб, абсолют қиймати бўйича кинетик энергияга тенг экан. (17.3) га (17.2) даги радиус қийматларини қўйиб ҳосил қиламиз:

$$W_T = -\frac{1}{n^2} \frac{me^4}{8\epsilon_0 h^2} \quad (17.4)$$

Электроннинг биринчи орбитасида ($n=1$) энергиясини шу формула бўйича ҳисобланади. $W_T = -\frac{1}{1^2} \frac{9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg} \cdot (1,6 \cdot 10^{-19} \text{ k})^2}{(6,6 \cdot 10^{-31} \text{ J} \cdot \text{s})^2 \cdot \left(8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{F}}{\text{m}}\right)^2} = -21,68 \cdot 10^{-14} = -13,5 \text{ eV}$

Стационар орбитадаги электроннинг тўлиқ энергияси атомнинг энергетик ҳолати деб аталади. Расмда (17.4) формулага асосан водороднинг ҳисобланган энергетик ҳолатлари келтирилган.



17.1-расм

(17.4) формулага асосан n ошган сари атомнинг энергияси ошаборади. W_T - манфий бўлганлиги учун унинг абсолют қиймати камайса у ошган бўлади. $n \rightarrow \infty$ бўлганда W_T ўзининг максимал қийматига $W_T = 0$ эришади.

(17.4) формуладан фойдаланиб атомнинг нурлатадиган ёруғлиги частотасининг формуласини чиқарамиз:

$$\nu = \frac{W_n - W_0}{h} = \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^2} \left[-\frac{1}{n^2} - \left(-\frac{1}{n_0^2} \right) \right] = \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^2} \left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (17.5)$$

бу ерда n ва W - бошланғич ҳолатининг квант сони ва энергияси n_0 ва W_0 - охирги ҳолатининг квант сони ва энергияси.

$R = \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^2}$ катталиқ Ридберг доимийси деб аталади. (17.5) формула энди бошқача ёзилиши мумкин:

$$\nu = R \left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (17.6)$$

бу формула $n_0=1$ ва $n=2,3,\dots$ учун Лайман сериясини $n=2$ ва $n=3,4,5,\dots$ учун Бальмер сериясини беради. Борнинг квант назарияси физиканинг ривожланишида муҳим роль ўйнади. У водород атоми спектрининг мураккаб структурасини тушунтириб беради. Лекин бу назария бошқа атомларни

тушунтираолмади. Бунинг учун квант назарияси янада ривожлантиршди ва бу ривожланиш квант механикасининг яратилиши билан якунланади. Бу фан атом ва молекулаларнинг ҳамма хоссаларини тушунтириб беради.

Н. Бор назариясининг чегараланганлигининг сабаби шундайки, у ўзининг принципларига ҳар доим ҳам содиқ бўлмайди: квант хоссаларига асосланган бу назария электроннинг ҳаракатини ифодалаш учун классик механика қонунларидан фойдаланади. Бу эса нотўғри, чунки атомдаги электрон оддий классик заррача эмас. Агар бу электронга Гейзенбергнинг ноаниқлик принципини ишлатсак бунга қаноат ҳосил қиламиз. Атомдаги электроннинг тезлиги тахминан $10^6 \frac{m}{s}$ атрофида, демак бу тезликни ўлчашдаги ноаниқлик бу қийматдан катта бўлиши мумкин эмас, бошқача айтганда ноаниқлик $\Delta v = 10^6 \frac{m}{s}$ бўлиши керак. У ҳолда Гейзенберг

принципига асосан: $\Delta X = \frac{h}{2\pi m \Delta v} = \frac{6,625 \cdot 10^{-34}}{2\pi \cdot 9,1 \cdot 10^{-21} \cdot 10^6} \approx 10^{-8} sm$.

Лекин $10^{-8} sm$ - бу атомнинг ўлчовидир. Демак электрон координатасининг ноаниқлиги атомнинг ўлчамларига тенг экан. Бу ҳолда электроннинг тутган ўрни ёки траекторияси деган тушунчалар йўқолади

Квант сонлари. Квант механикаси электроннинг атрофидаги аниқ ўринни белгилайди, бунинг ўрнига у электроннинг фазонинг у ёки бу қисмида бўлиш эҳтимоллигини белгилайди. Бошқача айтганда, электрон атомнинг ҳажми бўйича ёйилган бўлади, гўёки булутсимон бир заррага айланади. Замонавий квант механикасида электроннинг ҳолати битта эмас, тўртта квант сони билан белгиланади:

1. Бош квант сони n , қиймати 1 дан ∞ гача ўзгаради.
2. Орбиталь квант сони λ , қиймати 0 дан $n-1$ гача ўзгаради, (n та қиймат)
3. Магнит квант сони m_e , қиймати $-\lambda$ дан $+\lambda$ гача ўзгаради ҳаммаси бўлиб $2\lambda+1$ та қийматга эга бўлади.
4. Спин квант сони m_s , фақат иккита қийматга эга бўлади: $+\frac{1}{2}$ ва $-\frac{1}{2}$;

Квант сонлари электроннинг эга бўлиши мумкин бўлган энергияларининг қийматларини белгилайди. Электронларнинг энергетик сатхлар бўйича тақсимланиши икки принципга асослангандир:

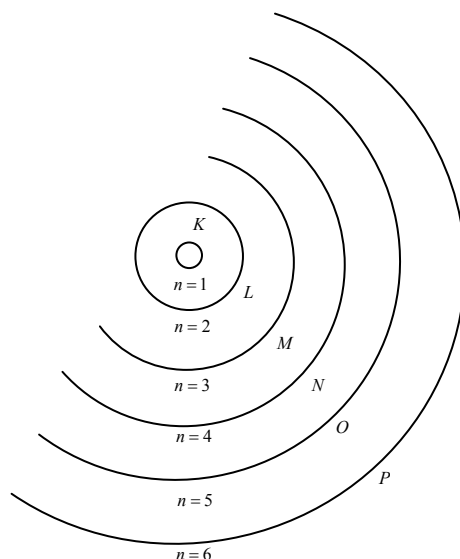
1. Паули принципи: атомда 4 та квант сони бир хил бўлган электрон бўлмайди.

2. Энергиянинг минимум принципи: электронларнинг энергетик сатхлари бўйича тақсимланиши атом энергиясининг минимуми бўлишига тегишли бўлади.

Паули принципи бўйича берилган энергетик сатҳда $2n^2$ та электрон бўлиш мумкин.

Менделеевнинг элементлар даврий системаси. Паули принципи Менделеевнинг даврий жадвалини тушунишга ёрдам беради. Бунинг учун Менделеев кимёвий элементнинг тартиб номери Z ни киргазди. Z ядродаги протонлар сонига ёки атомдаги ҳамма электронларнинг сонига тенг. Агар

элементларни Z сони ошишига қараб жойлаштирадик, элементлар хоссаларининг даврий равишда ўзгаришини кўриш мумкин. Бундан ташқари электрон қаватлари (орбиталари) деганда тушунча киритилди ва улар $K, L, M, N, \dots$ харфлар билан белгиланди (17.2-расмга қаранг). Берилган қаватда кўпи билан $m = 2n^2$ та электрон бўлиш мумкин. Демак, K – қаватда 2 та, L – қаватда ($n = 2$) 8 та M – қаватда ($n = 3$) 18 та ва ҳ.к. электрон бўлиши мумкин.



17.2-расм

17.3-расмда биринчи учта даврий ҳосил қилувчи элементлар кўрсатилган. Электронлар нукта билан кўрсатилган. Даврлар Рим рақамлари билан ифодаланган.

		Группалар							
		1	2	3	4	5	6	7	8
Д а в р л а р	I	1H							2He
	II	3Li	4Be	5B	6C	7N	8O	9F	10Ne
	III	11Na	12Mg	13Al	14Si	15P	16S	17Cl	18Ar

17.3-расм

Келтирилган расмдан кўриниб турибдики, атомдаги электронларнинг умумий сони (ядронинг заряди) элементнинг номерига тенг, қатламдаги электронларнинг сони давр номерига тенг, энг ташқи қатламдаги электронларнинг сони эса группа номерига тенг.

Маълумки, битта группага тегишли элементлар (масалан, H, Li, Na, K, Ra, Cs – биринчи группа) бир – бирига ўхшаш хоссаларига эгалар. Бу элементларнинг ташқи қатламида бир хил сонда электронлар бўлади ва бу электронлар валент электронлар деб аталади. Атомлар хоссаларининг даврий равишда қайтарилиб туриши валент электронлари сонининг даврий равишда қайтарилиб туриши билан боғлиқдир.

ТАЯНЧ СЎЗ ВА ИБОРАЛАР

Водород атоми, электрон, дискрет, энергиянинг узлуклилиги, бош квант сони, азимутал квант сони, спин квант сони, Паули принципи.

НАЗОРАТ САВОЛЛАРИ

1. Шредингер тенгламасини водород атоми учун ечиш қандай натижага олиб келади.
2. Бош квант сони қандай мазмунга эга.
3. Азимутал квант сони нимани ифодалайди. Магнит квант соничи.
4. Электрон спини қандай физик хусусиятга эга.
5. Паули принципини таърифлаб тушунтиринг.
6. Квант механикаси принциплари асосида Менделеев даврий системасини қандай тушунтирилади.

Адабиётлар

1. Bozorova S., Kamolov N.K. Fizika (optika, atom va yadro fizikasi) “Aloqachi”, 2007, 272 b.
2. Ахмаджонов О.И. Физика курси «Оптика, атом ва ядро физикаси» Тошкент, «Ўқитувчи», 1988 йил, 238 б.
3. Rasulov E., Begimqulov U. “Kvant fizikasi”, T. “Fan va texnologiya” 2006, 352 b.
4. Qodirov O., Boydedayev A., Fizika kursi, «Kvant fizikasi», T, 2006 yil.

18 – Маъруза

Режа

1. Атом ядросининг тузилиши.
2. Ядро массаси ва боғланиш энергияси. Масса дефекти.
3. Радиоактивлик.
4. Радиоактив емирилиш қонуни.
5. Ядровий реакциялар.
6. Ядронинг бўлиниш реакцияси ва занжир реакциялар.

Атом ядросининг тузилиши. Э. Резерфорд α - заррачаларнинг юпқа тилла плёнкалардаги дифракциясини тадқиқ қилар экан, у атом мусбат зарядланган ядродан ва ядро атрофида айланаётган манфий зарядланган электронлардан иборат эканлигини кўрсатиб берди. Бундан ташқари у ядро ўлчами $10^{-14} \div 10^{-15}$ м эканлигини кўрсатди.

Ҳозирги кунда ядро ҳақидаги асосий маълумотлар қуйидагича. Ҳар қандай ядронинг заряди Ze га тенг, бу ерда e - протоннинг заряди, Z - заряд сони. Z ядродаги протонлар сонига тенг ва кимёвий элементнинг Менделеев таблицасидан тартиб номерига тўғри келади. Атомда нечта электрон бўлса, ядросида шунча протон бўлади, демак, атомлар нейтрал бўладилар. Ядро зарядининг сони, демак, атомда нечта электрон бўлишини, атомнинг хоссаларини белгилайди.

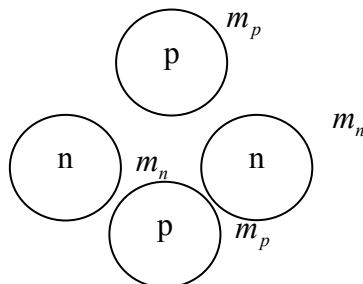
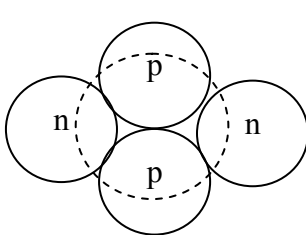
Ҳарқандай ядро протон ва нейтронлардан ташкил топган. Протон заряди электрон зарядига тенг, лекин мусбат бўлади, массаси $m_p = 1,6726 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \approx 1836 m_e$ (m_e - электрон массаси). Нейтрон нейтрал заррача бўйлаб, массаси $m_n = 1,6749 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \approx 1839 m_e$.

Протон ва нейтронлар умумий ном билан нуклонлар деб аталади. Нуклонларнинг умумий сони масса сони A деб аталади.

Ядро белгиси ${}_Z X^A$, бу ерда X - кимёвий элементнинг белгиси, Z - протонлар сони, A - масса сони (нуклонлар сони). Протонлар сони Z бир хил, лекин нейтронлар сони ҳар хил бўлган ядролар изотоплар деб аталади. Масалан водород 3 та изотопга эга: ${}_1\text{H}^1$ - протий, ${}_1\text{H}^2$ - дейтерий, ${}_1\text{H}^3$ - тритий.

Масса сонлари бир хил лекин Z сонлари ҳар хил бўлган ядролар изобарлар деб аталади. Бунга мисол ${}_4\text{Be}^{10}$, ${}_5\text{B}^{10}$, ${}_6\text{C}^{10}$.

Ядро массаси ва боғланиш энергияси. Атом ядросидаги нуклонлар ўзаро катта кучлар билан боғланганлар. Текширишлар шуни кўрсатадики, ядро массаси уни ташкил этувчи нуклонлар массаларининг йиғиндисдан кичик экан.



$$m_p + m_p + m_n + m_n = 2m_p + 2m_n$$

$${}_4M_{\text{я}}^2 < 2m_p + 2m_n \quad (18.1)$$

Эйнштейн формуласи $E = mc^2$ га биноан, масса ўзгарса бу ўзгаришга энергиянинг ўзгариши ҳам тўғри келиши керак. Демак нуклонлар алоҳида – алоҳида бўлган ҳолдаги энергия улар бирлашган ҳолдаги энергиядан катта, шундай экан, ядро ҳосил бўлишида маълум миқдорда энергия ажралиб чиқиши керак. Энергиянинг сақланиш қонунига биноан бунинг тескараси ҳам тўғри бўлиши керак: ядронинг ташкил этувчиларига ажратиш учун ҳам шунча миқдорда энергия сарфланиши керак бўлади. Ядрони алоҳида – алоҳида нуклонларга бўлиб ташлаш учун керак бўладиган энергия ядронинг боғланиш энергияси деб аталади. Бу тушунча ядро физикасида катта аҳамиятга эга ва ядровий реакциялар моҳиятини тушинишда муҳим роль ўйнайди.

$\Delta E = \Delta mc^2$ формуласига асосан ядронинг боғланиш энергияси тенг.

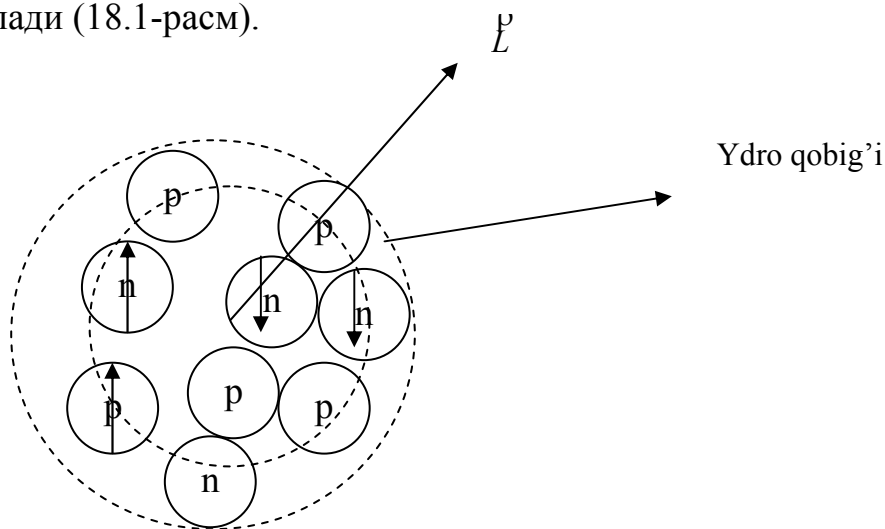
$$E_{\text{бог}} = [Zm_p + (a - Z)m_n - m_{\text{я}}]c^2 \quad (18.2.)$$

Бу ерда m_p , m_n , ва $m_{\text{я}}$ - тегишли равишда протон, нейтрон ва ядронинг массалари.

$\Delta m = [Zm_p + (a - Z)m_n] - m_{\text{я}}$ катталик ядро массасининг дефекти деб аталади. Нуклонлардан ядро ҳосил бўлганда уларнинг массалари ана шу қйматга камаяди.

Ядролар боғланиш энергиясидан ташқари яна бошқа параметрларга ҳам эга.

Спин. Ҳар андай атом ядроси хусусий импульс моменти ва магнит моментига эга. Импульс моменти спин деб аталади. Ядро спини нуклонларнинг спинлар ва уларнинг орбитал моментларинг йиғиндисидан иборат бўлади (18.1-расм).



18.1-расм

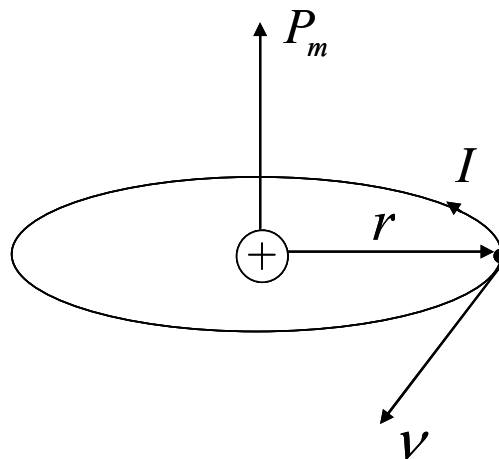
Магнит моменти. Ядро спиндан ташқари, магнит моментига ҳам эга. Биламизки электроннинг орбитал магнит моменти қуйидагича таърифланган

эди: орбита бўйлаб айланаётган электроннинг орбитал магнит моменти у ҳосил қилган орбитал токнинг орбита юзасига кўпайтмасига тенг.

$$P_m = IS = e\nu S \quad (18.3.)$$

$I = e\nu$ - ток кучи, ν - электроннинг орбита бўйлаб айланиш частотаси, S - орбита юзаси (18.2-рasm). Ядрога ҳам нуклонларнинг орбита бўйлаб ва ўз ўқи атофида айланиши билан боғлиқ магнит моментлари бўлади.

Ядронинг спини ва магнит моментлари материянинг структурасини ўрганишда катта роль ўйнайдилар.



18.2-рasm

Радиоактивлик. Француз олими А. Беккерель (1852 – 1908) 1896 йилда уран тузларининг ўзидан қандайдир номаълум табиатга эга бўлган нур чиқишини тасодифан кашф қилди. Бу нурлар қуйидаги хусусиятларга эга эди.

- фотопластинага таъсир қилса у қорайиб қолади
- ҳавони ионизация қилади
- юпқа металл пластиналардан ҳам ўтиб кетаверади
- кўп моддаларга таъсир қилса улар люминесценция беради
- кўзга кўринмайди, овоз чиқармайди

Француз олимлари Мари (1867 – 1934) ва Пьер Кюрилар Беккерель топган нурланиш фақат уранга эмас, бошқа кўпгина оғир элементларга ҳам хос эканлигини исбот қилишди. Улар торий, актиний, полоний ва радий элементларининг ўзидан кўринмас нур чиқариб туришини топдилар. Ана шундай нурланиш радиоактивлик деб аталади. Тажрибалар шуни кўрсатадики, радиоактив нурнинг хоссаларига жисмнинг агрегат ҳолати, ташқи босм, температура, электр ва магнит майдонлар таъсир кўрсатмайди. Демак, бу нурланиш электрон билан эмас, ядро билан боғлангандир.

Ҳозирги кунда радиоактивлик икки турга бўлинади: табиий радиоактивлик ва суний радиоактивлик. Табиий радиоактивлик табиатда номувозанат ҳолатда бўлган изотоплардан, суний радиоактивлик эса ядровий реакциялар натижасида ҳосил бўлган изотопларда кузатилади. Икки тур радиоактивлик ўртасида принципиал фарқ йўқ, улар бирхил қонуниятларга бўйсинади.

Радиоактив нурлар уч турга бўлинади:

α - нурлар. Улар мусбат заррачалар оқимидан иборат.

β - нурлар. Улар манфий заррачалар оқимидан иборат.

γ - нурлар. Улар частотаси жуда юқори бўлган электромагнит тўлқиндан иборат.

Бу нурларнинг хоссаларини ҳар тарафлама ўрганиш қуйидаги ҳулосаларга олиб келади. α - нурлар гелий изотопи ядроси ${}^4_2\text{He}^1$ ларнинг оқимидан иборат бўлиб, уларнинг заряди $+2e$ га тенг, электр ва магнит майдонларида ўз йўналишини ўзгартиради, ҳавони ионизациялайди, лекин жсмлар ичига кириб бориш қобилияти анча кичик (масалан, α - нурлар қалинлиги тахминан 0,05 мм бўлган алюминий пластинкасида деяли бутунлай ютилиб кетади).

β - нурлар тезлиги катта бўлган электронларнинг оқимидан иборат экан. β - нурлар ҳавони α - нурларга қараганда деярли 100 марта кам ионизация қилиш қобилиятига эга, лекин жисм орқали ўтиб кетиш қобилияти анча юқори (қалинлиги 2 мм ли алюминий пластинкасида анчагина ютилади).

γ - нурларнинг тўлқин узунлиги жуда кичик бўлиб, у тахминан $\lambda < 10^{-10} \text{ м}$ бўлади, шунинг учун уларнинг корпускуляр хусусиятлари яққол кўриниб туради. Шу сабабли γ - нурни γ - квантлар (фотонлар) оқими деб қараш мумкин.

Радиоактив емирилиш қонуни. Радиоактив емирилиш деганда ядрода маълум ядровий реакциялар юз бериб (α , β ва γ нурлар ҳосил бўлиб) унинг бошқа элемент ядросига айланиши тушунилади. Радиоактив емирилиш спонтан (ўз - ўзидан) юз берадиган бўлганлиги учун t ва $t + dt$ вақтлар оралиғида емирилган ядролар сони dN dt га ва ҳали емирилишга улгурмаган ядролар сони N га пропорционал бўлади.

$$dN = -\lambda N dt \quad (18.4)$$

Бу ерда λ радиоактив емирилиш доимийси деб аталади. Минус ишора емирилиш туфайли радиоактив ядролар сонининг камайиришни билдиради. (18.4) тенглама ечилса ҳосил бўлади.

$$N = N_0 e^{-\lambda t}$$

бу ерда N_0 , $t = 0$ вақтдаги емирилмаган ядролар сони. (18.4) формула радиоактив емирилиш қонунини ифодалайди: емирилмаган ядролар сони экспонента бўйлаб камайиб боради. Радиоактив емирилиш жараёнининг тез ёки секин юз беришини ярим емирилиш даври $T_{\frac{1}{2}}$ деган параметр

ифодалайди. $T_{\frac{1}{2}}$ шундай вақтки, бу вақт ичида емирилмаган ядролар сони 2

марта камаяди. (18.4) га биноан:

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{\frac{1}{2}}}$$

$$\text{бу ерда } T_{\frac{1}{2}} = \frac{\lambda 2}{\lambda} \approx \frac{0,7}{\lambda}$$

$T_{\frac{1}{2}}$ нинг қиймати ҳар хил ядролар учун 10^{-7} сек-миллиард йиллар интервалида ётади.

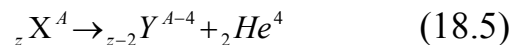
Радиоактив модданинг активлиги A деб Δt вақт ичида емирилган соннинг шу интервал вақтга бўлган нисбатига айтилади.

$$A = \frac{\Delta N}{\Delta t} = -\lambda N$$

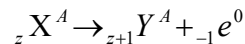
Активликнинг бирлиги Δt (СИ системасида) – беккерель (Бк): 1Бк – бу шундай активликки, бунда бир секунд ичида бита емирилиш кузатилади. СИ системасидан ташқарисида Кюри бирлиги ишлатилади. Кюри (Ки) $1\text{Ки} = 3,7 \cdot 10^{10}$ Бк.

Радиоактив емирилиш силжиш қоидаси деб аталадиган қоидага асосан юз беради. Бу қоида емирилиш натижасида қандай янги ядро пайдо бўлишини аниқлайди

α - **емирилиш** учун силжиш қоидаси.

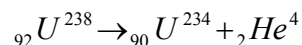


β - **емирилиш** учун силжиш қоидаси.



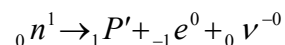
бу ерда ${}_Z X^A$ - «она» ядро, Y - «бола» ядро, ${}_2 \text{He}^4$ - гелий ядроси (α - заррача), ${}_{-1} e^0$ - электроннинг белгиси (заряд (-1) га тенг, масса сони нолга тенг). Силжиш қоидаси икки қонунга асосланган. Электр заряднинг ва масса сонининг сақланиш қонунлари: емирилиш натижасида ягни ҳосил бўлган ядро ва заррачаларнинг зарядлари ва масса сонлари йиғиндиси «она» ядронинг зарядига ва масса сонига тенг.

Табиий радиоактивликка анчагина ядролар эга. Намуна сифатида ${}_{92} \text{U}^{238}$ нинг α - емирилишини кўрсатиш мумкин:



бунда α - заррачалар катта тезлик билан ядродан учиб чиқади, тахминан $1,4 \cdot 10^7 \frac{m}{c}$ дан $2 \cdot 10^7 \frac{m}{c}$ гача, энергияси $4 \div 8,8$ МэВ.

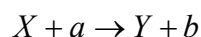
β - электрон ядро ичида юз берадиган жараён туфайли юзага келади бунда нейтрон протонга айланади ва бундан ташқари электрон ва нейтрино ҳосил бўлади:



бу ерда ${}_0 \nu^{-0}$ - нейтрино.

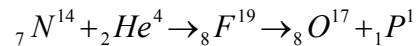
γ - радиация мустақил равишда пайдо бўлмайди, у α ва β - емирилишлар билан биргаликда юз беради.

Ядро реакциялари. Ядро реакциялари – бу ядроларнинг элементар зарралар (γ - зарралар билан ҳам) билан тўқнашуви натижасида бўлакларига бўлиниб кетишига айтилади:



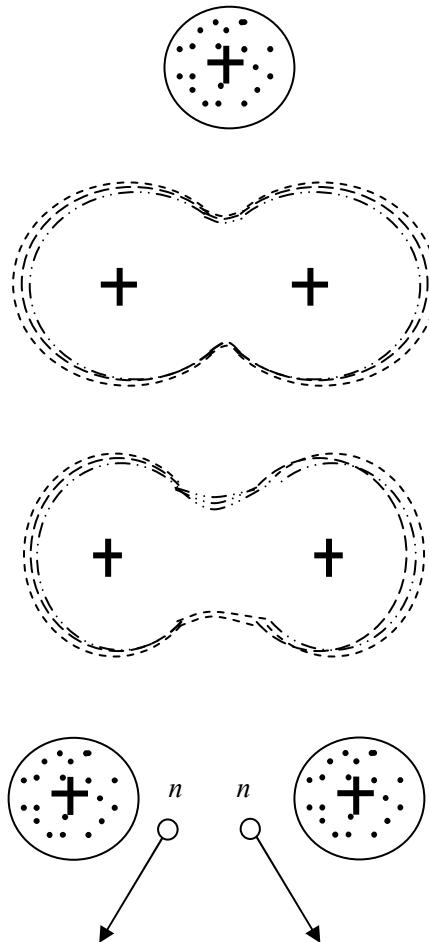
X - бирламчи ядро, Y - натижавий ядро, a ва b лар бомбардировка қилувчи ва реакция натижасида ҳосил бўлувчи элементар зарралар. Биринчи ядро

рякциясини Э. Резерфорд 1919 йилда амалга оширди. У азот ядросини α - заррача билан бомбордировка қилди ва натижада кислород изотопи ${}_8O^{17}$ ҳосил бўлди.



Ядро реакциялари жуда кўп ва улар жуда кенг равишда тадқиқот қилинган.

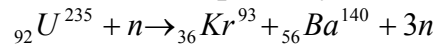
Ядронинг бўлиниш реакцияси ва занжир реакциялар. Ядро иккига бўлиниб кетиш учун у қўзғалган ҳолатга ўтиш керак, бунинг учун унга етарлича энергия бериш керак, масалан α - заррача билан ёки нейтрон билан бомбордировка қилиб. 1938 – 40 йилларда кўпгина Европа давлатларида уран ядроларини нейтрон таъсирида бўлишни кашф этилди. Бу реакцияни қуйидагича тушунтириш мумкин. Нейтронни тортиб олган уран ядроси U қўзғалган ҳолатга ўтади ва деформацияланади (18.3-расм).



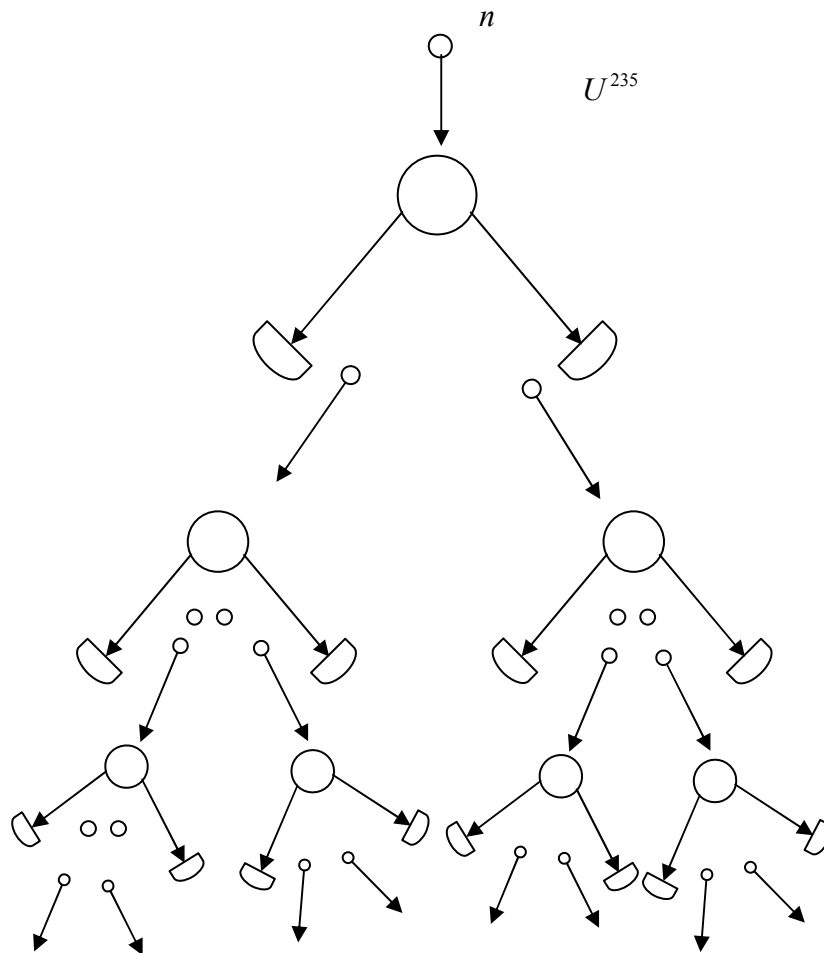
18.4-расм

Агар берилган энергия унчалик катта бўлмаса ядро ортиқча энергиядан γ - фотонни ёки нейтронни нурлатиб кутилади. Лекин ядрони қўзғатган энергия етарлича катта бўлса, ядро чўзилиб ўрта қисми ингичка бўла бошлайди, икки чети шишабошлайди, шишган икки чети мусбат зарядга эга бўлади (18.4-расм). Шундай пайт келадикки, энди ядро кучлари бу икки мусбат шарчасимон қисмлар ўртасидаги итариловчи Кулон кучларини енгаолмайди ва U ядроси икки бўлакка бўлиниб кетади. Бундан ташқари яна 2 та нейтрон ҳам отилиб чиқади. Бу нейтронларнинг энергияси 1 эв дан то 10

Мэв гача бўлиш мумкин. 1,5 Мэв дан энергияга эга нейтронлар тез нейтронлар, 1,5 Мэв дан кичик энергияли нейтронлар секин электронлар деб аталади. Ҳосил бўлган бўлаклар ўз навбатида радиоактив бўлиши мумкин. Мисол тариқасида актиноураннинг криптон ва барийнинг изотопларига ва 3 та нейтронга бўлиниб кетишини келтириш мумкин:



Лекин катта энергия ажралиб чиқиши учун «ёқилғи» ядроларнинг кўп қисми бўлиниши керак. Бунинг учун ядро реакцияларининг ўз – ўзидан ривожланиб кетадиган бўлиши керак, бошқача айтганда, занжирсимон реакция юз бериши керак; ҳар бир ядро бўлинганда энергияси катта бўлган нейтрон ҳосил бўлиши керак ва бу нейтрон навбатдаги бўлиниш реакциясига олиб келади. Уран занжир реакция анчагина осон уран - 235 да юз беради (18.5-расм).



18.5-расм

Саноатда ядро энергиясини олиш учун занжир реакциясини бошқариб турилиши керак. Бунинг учун «ёқилғига» (уранга) нейтронларни ютадиган стерженлар тиқиб қўйилади. Шунда бўлиниш реакцияси шиддат билан (кўчкига ўхшаб) ривожланиб кетмайди, у бир меёрда юз бериб туради. Бундай реакция атом станцияларида энергия ишлаб чиқаришда ишлатилади.

ТАЯНЧ СЎЗ ВА ИБОРАЛАР

Атом, ядро, протон, электрон, нейтрон, заряд, ядро массаси, боғланиш энергияси, ядровий кучлар, ядровий боғланиш, радиоактивлик, α -емирилиш, β -емирилиш, γ -емирилиш, ядровий реакциялар, реакторлар, термоядро реакциялари.

НАЗОРАТ САВОЛЛАРИ

1. Атом ядроси қандай тузилган.
2. Ядро таркибидаги протонлар, нейтронлар сони ядрони қандай хусусиятларга эга қилади.
3. Ядро ўлчами қандай. Массаси-чи.
4. Ядровий кучларнинг қандай хусусиятлари мавжуд.
5. Боғланиш энергияси моҳияти қандай.
6. Радиоактивлик қандай ҳодиса.
7. Радиоактив емирилишнинг қандай турлари мавжуд.
8. Ядровий реакцияларнинг табиати қандай.
9. Занжир реакция қандай содир бўлади.

Адабиётлар

1. Bozorova S., Kamolov N.K. Fizika (optika, atom va yadro fizikasi) “Aloqachi”, 2007, 272 b.
2. Ахмаджонов О.И. Физика курси «Оптика, атом ва ядро физикаси» Тошкент, «Ўқитувчи», 1988 йил, 238 б.
3. Rasulov E., Begimqulov U. “Kvant fizikasi”, T. “Fan va texnologiya” 2006, 352 b.
4. Qodirov O., Boydedayev A., Fizika kursi, «Kvant fizikasi», T, 2006 yil.