

**O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O'RTA MAXSUS
TA'LIM VAZIRLIGI**

TOSHKENT KIMYO-TEXNOLOGIYA INSTITUTI

«FIZIKA VA ELEKTROTEXNIKA» KAFEDRASI

**«Tasdiqlayman»
O'quv ishlari prorektori
dots. Mutalov Sh.A.**

_____ 2016 y.
«___»_____

Qosimjonov M.A., Ernazarov Sh.N.

FIZIKA FANIDAN MA'RUZALAR MATNI

**2 – qism
(Magnetizm, optika va atom fizikasi)**

Toshkent - 2016 yil

Tuzuvchilar: Professor Qosimjonov M.A.

Katta o'qituvchi Ernazarov Sh.N.

Ma'ruzalar matni fizika kursining magnetizm, optika va atom fizikasi bo'limlariga bag'ishlangan. Ushbu ma'ruzalar matniga kiritilgan mavzular magnit maydon va uning qonunlari, induktsiya hodisasi, optika, yorug'likning kvant tabiati, atom va yadro fizikasi kabi qismlarni talabalar tomonidan o'zlashtirishlarida zarur qo'llanma bo'lib hisoblanadi.

Ma'ruzalar matni 18 ta ma'ruza mavzularidan iborat. Bunda har bir ma'ruza bo'yicha o'rganiladigan mavzular nomi, ularning mazmuni, mohiyati hamda shu mavzuga tegishli chizmalar va matematik formulalar keltirilgan. Shu bilan birga har bir ma'ruza mavzusi oxirida tayanch so'z va iboralar, nazorat savollari keltirilgan. Ma'ruzalar matni oxirida foydalanilishi zarur bo'ladigan adabiyotlar ro'yxati berilgan.

Mazkur ma'ruzalar matni oliy texnika o'quv yurtlari, shu jumladan, kimyo-texnologiya yo'nalishi bo'yicha ta'lim oluvchi bakalavrlar uchun mo'ljallangan.

Taqrizchi:

**Toshkent Davlat Texnika Universiteti
professori, f-m.f.d. Umirzoqov B.Ye.**

Ma'ruzalar matni Toshkent kimyo-texnologiya instituti «Fizika va elektrotexnika» kafidraasi yig'lishida muhokama etilib 2016 yil «___» _____ № _____ sonli baynnoma bilan YOBKT fakulteti ilmiy-uslubiy kengashiga muhokama uchun tavsya etilgan.

Ma'ruzalar matni Toshkent kimyo-texnologiya instituti YOBKT fakulteti ilmiy-uslubiy kengashining yig'lishida muhokama etilib 2016 yil «___» _____ № _____ sonli baynnoma bilan institut ilmiy-uslubiy kengashiga muhokama uchun tavsya etilgan.

Ma'ruzalar matni Toshkent kimyo-texnologiya instituti ilmiy-uslubiy kengashining yig'lishida muhokama etilgan va kengashning 2016 yil «___» _____ № _____ sonli baynnomasi bilan chop etishga ruxsat etilgan.

M u n d a r i j a

| | |
|--|----|
| 1– ma’ruza. Vakuumda magnit maydon. Magnit maydonning asosiy xarakteristikalari. Bio-Savar-Laplas qonuni va uning magnit maydonni hisoblashdagi tadbirlari..... | 5 |
| 2–ma’ruza. Tokli o’tkazgich magnit maydonida. Amper qonuni. Lorents kuchi. Bir jinsli elektr va magnit maydonida zarralar harakati..... | 15 |
| 3–Ma’ruza. Magnit maydon oqimi. Tokli o’tkazgichga magnit maydonning ta’siri. Magnit maydonida tokli o’tkazgichning ko’chishida bajarilgan ish. Parallel toklarning o’zaro ta’siri..... | 21 |
| 4–Ma’ruza. Elektromagnit induksiya hodisasi. Faradey tajribasi. Lents qoidasi. O’zaro induksiya va o’zinduksiya. Induktivlik..... | 24 |
| 5–Ma’ruza. Magnit maydonning energiyasi. Magnetiklar. Diamagnetiklar, paramagnetiklar va ferromagnetiklar. Gisterezis va domenlar nazariyasi. Magnit singdiruvchanlik..... | 28 |
| 6–Ma’ruza. Maksvell tenglamalari. Uyurmaviy elektr maydon. Siljish toki. Maksvell tenglamalarining integral va differentsial ko’rinishi..... | 33 |
| 7–Ma’ruza. Elektromagnit to’lqinlar va ularning tarqalish tezligi. Elektromagnit to’lqin tenglamasi. Energiya zichligi. Umov-Poynting vektori..... | 36 |
| 8–Ma’ruza. Yoruglik tabiati to’grisidagi tasavvurlarning rivojlanishi. Yoruglikning sinish va qaytish qonunlari..... | 43 |
| 9–Ma’ruza. Yorug’lik interferentsiyasi. Kogerent to’lqinlar. Kogerent to’lqinlar interferentsiyasi..... | 47 |
| 10–Ma’ruza. Yorug’lik difraktsiyasi. Gyuygens- Frenel printsipli. Frenel zonalari. Dumaloq teshikda Frenel difraktsiyasi..... | 51 |
| 11–Ma’ruza. Fraunhofer difraktsiyasi. Diraktsion panjara Rentgen nurlari difraktsiyasi. Vulf-Bregg formulasi. Yoruglik dispersiyasi..... | 56 |
| 12–Ma’ruza. Tabiiy va qutblangan yorug’lik. Yorug’likning qaytishi va sinishidagi qutblanishi. Malyus va Bryuster qonunlari. Ikkilanma nur sinish hodisasi. Sun’iy anizotropiya..... | 62 |
| 13–Ma’ruza. Issiqlik nurlanishi. Absolyut qora jism. Kirxgof qonuni. Absolyut qora jism nurlanishining asosiy qonunlari. Plank gipotezasi. Plank formulasi..... | 69 |
| 14–Ma’ruza. Fotoeffekt hodisasi va uning qonunlari. Eynshteyn formulasi. Foton. Fotonlarning energiyasi va impulsi. Kompton effekti..... | 73 |
| 15–Ma’ruza. Atomning yadro modeli. Rezerford tajribasi. Vodorod atomining nurlanish spektri. Bor postulatlari. Frank-Gerts tajribasi..... | 78 |
| 16–Ma’ruza. Mikrozarrahalarining to’lqin tabiati. Zarra-to’lqin dualizmi. De-Broyl formulasi. Elektronlar difraktsiyasi. | |

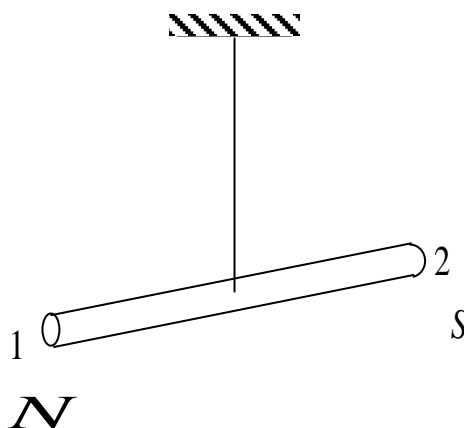
| | |
|--|-----|
| Shredinger tenglamasi..... | 83 |
| 17-Ma'ruza. Vodorod atomining kvant nazariyasi. Kvant sonlari. Pauli printsiipi. Mendeleyevning elementlar davriy jadvali..... | 88 |
| 18-Ma'ruza. Atom yadrosining tuzilishi. Yadro massasi va bog'lanish energiyasi. Massa defekti. Radioaktivlik. Yadroviy reaksiyalar. Yadrolarning bo'linishi. Zanjir reaksiyalar..... | 93 |
| ADABIYOTLAR | 100 |

1– Ma’ruza

Reja

1. Vakuumda magnit maydon
2. Magnit maydonning asosiy xarakteristikalar
3. Bio-Savar-Laplas qonuni
4. Bio-Savar-Laplas qonunining turli tokli o'tkazgichlar uchun tatbiqi

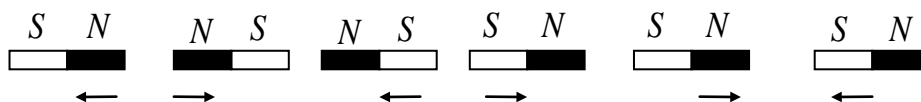
Magnit hodisalari, ya'ni ba'zi bir moddalarning temir buyumlarga ta'sir qilishi qadimdan olimlarga ma'lum, bo'lgan. Bunday moddalar qisqacha magnit yoki tabiiy magnit deb atalgan. U Yer sirtida juda ko'p tarqalgan mineral bo'lib, tarkibi 31% FeO va 69% Fe_2O_3 birikmalaridan iborat: umuman tabiiy magnitning 72,41% temir elementi tashkil qiladi. Shuning uchun ham Yerni katta magnit deb qarash mumkin. Yerning magnit maydoniga ega ekanligini quyidagi oddiy tajribada namoyon etish mumkin. Plastinka ko'rinishda tayyorlangan magnit ipga osib qo'yilsa, uning bir uchi shimolni, ikkinchi uchi janubni ko'rsatadi.



1.1-rasm

Magnit plastinka muvozanat vaziyatidan chiqarilib harakatga keltirilsa, u to'xtagandan keyin oldingi vaziyatni egallaydi: magnitning 2 uchi shimolni, 1 uchi esa janubni ko'rsatadi. Doimiy magnit temir qipqlari (kukunlari) ichiga botirilsa, bu kukunlar magnitning uch tomonlariga o'rta qismiga nisbatan ko'p tortilishi aniqlanilgan. Shu sababdan magnit plastinka uchlari - magnit qutblari deyiladi. Shartli ravishda magnitning janubga qaragan uchi - uning shimoliy qutbi N , shimolga qaragan - janubiy qutbi S deb qabul qilingan.

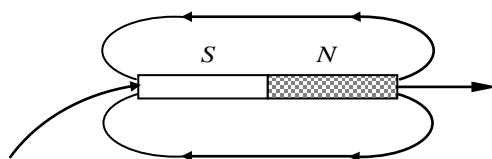
Tajribalar ko'rsatadiki, bir xil ishorali qutblar bir-biridan itariladi, qarama-qarshi ishorali qutblar tortishadi (1.2-rasm).



1.2-rasm

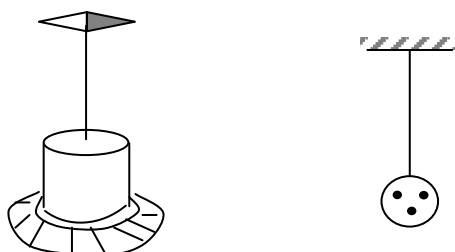
Magnit sterjenlarining bir-biriga tegmasdan, ma'lum masofada o'zaro ta'sirlashishi, har qanday magnit atrofida qandaydir ko'zga ko'rinmaydigan moddiy muhit borligidan ma'lumot beradi. Bu moddiy muhitga magnit maydon

deyiladi. Hozirgi vaqtda magnit maydoni fizikaning hamma sohalarida -jumladan moddalarning xususiyatlarini tekshirishda, o'ta past temperatura hosil qilishda, elementar zarralar ustida tajribalar o'tkazishda, termoyadro sintez qurilmasi va MGD - generatorlarida keng masshtabda qo'llanilmoqda. Shu bilan birga kimyo, biologiya va meditsinada amaliy tajribalar o'tkazishda ham muhim ahamiyat kasb etmoqda. Umuman magnit maydonning deyarli tatbiq etilmagan sohasi kamdankam uchraydi. Magnit maydon elektr zaryadi hosil qiladigan elektrostatik maydondan tubdan farq qilinishi ham tajribalarda isbot etildi. Zaryad maydoni - musbat zaryaddan boshlanib, manfiy zaryadda yoki cheksizlikda tugardi. Magnit maydonning boshlanishi ham, oxiri ham aniq emas, lekin shartli ravishda u shimoliy qutbdan boshlanib, janubiy qutbda tugallanadi deb qaraladi (1.3-rasm).



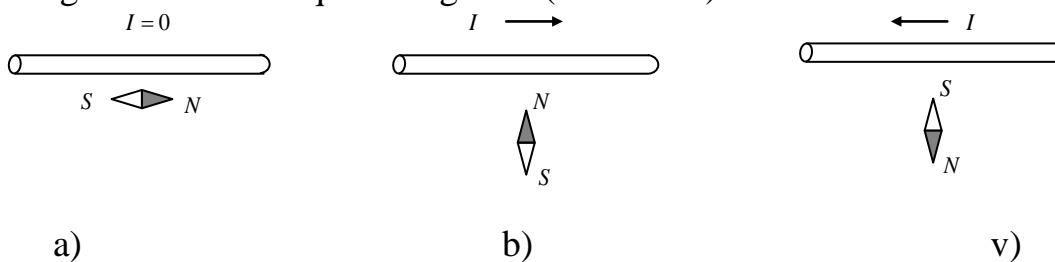
1.3-rasm

Magnit strelkasining Yer magnit maydoni bilan o'zaro ta'sirlashishi, bundan 3000 yil ilgari Xitoyda ma'lum bo'lib undan kompas qurilmasida foydalanib kelingan. Kompas quruqlik va dengiz sayohatlarida keng qo'llanilgan. Taglikka o'rnatilgan magnit strelka yoniga zaryadlangan buzina sharchani yaqin keltiraylik (1.4-rasm).



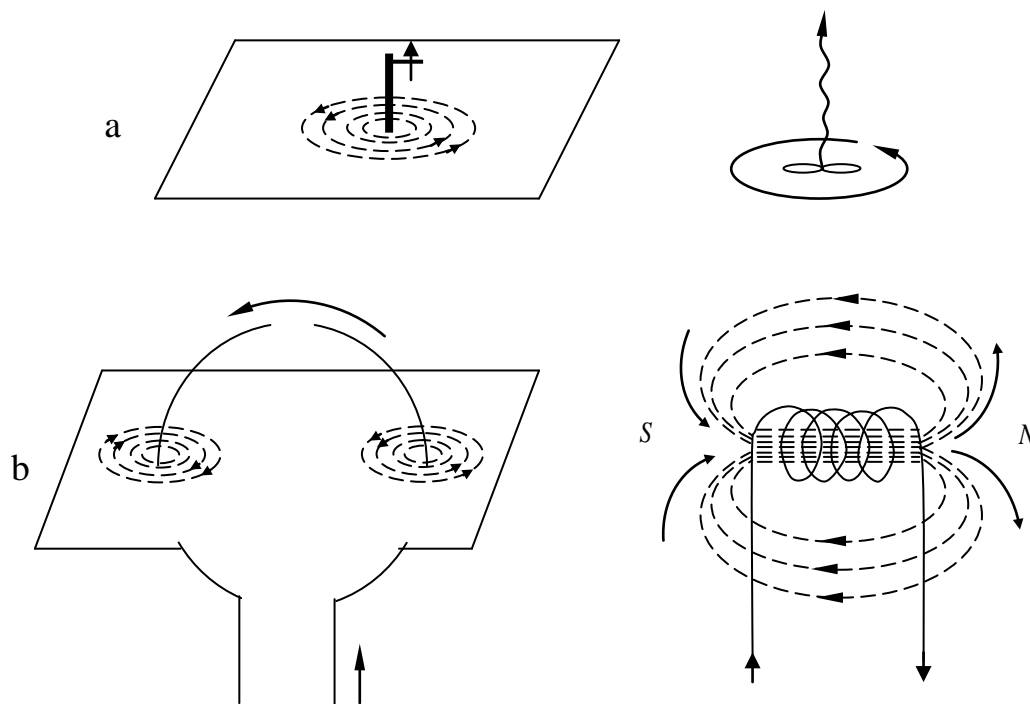
1.4-rasm

Zaryad bilan magnit strelkasi o'zaro ta'sirlashmaydi. Demak, elektrostatik maydon magnit strelkasiga ta'sir etmas ekan. Daniyalik olim Ersted 1820 yilda tokli o'tkazgichning magnit strelkasiga ta'sirini tajriba yo'li bilan o'rgandi (1.5-rasm). Agar o'tkazgichdan tok o'tmasa, magnit strelka o'z vaziyatini o'zgartmaydi (1.5a-rasm), o'tkazgich tok manbaiga ulansa, magnit strelkasi o'tkazgichga nisbatan perpendikulyar holatga keladi (1.5b-rasm). Agar toki yo'nalishi o'zgarsa, magnit strelkaning tokka tortilish qutbi o'zgaradi (1.5v-rasm).



1.5-rasm

Ersted tajribasidan ko'rinadiki, har qanday tokli o'tkazgich atrofida, aynan doimiy magnit maydonidek maydon hosil bo'lar ekan. Shuning uchun ham tokli o'tkazgich magnit strelkasiga ta'sir ko'rsatadi. Hatto alohida harakatdagi zaryad (elektron, musbat yoki manfiy ishorali ion) o'z atrofida magnit maydoni hosil qilishini Ioffe tajriba asosida aniqladi. Magnit maydonining asosiy xarakteristikasi maydon induktiyasidir B . Magnit induktsiyasi vektor kattalik bo'lib, kuch tabiatiga egadir. Magnit maydon induktsiyasini miqdoriy jihatdan xarakterlashdan oldin, magnit maydonini grafik ravishda tasvirlaylik. Magnit maydoni-maydon induktsiya chiziqlari yoki kuch chiziqlari yordamida tasvirlanadi. 1.6-rasmda har xil shakldagi tokli o'tkazgichlarning magnit maydon induktsiya chiziqlari tasvirlangan: a) to'g'ri tokli o'tkazgich maydoni; b) aylanma tokning maydoni; v) tokli g'altakning maydoni. Magnit maydon induktsiya chiziqlarining yo'nalishini aniqlashda parma qoidasidan yoki ung vint qoidasidan foydalanamiz. Bu qoidani ingliz olimi Maksvell tavsiya etgan. To'g'ri o'tkazgichning maydonini aniqlashda parma uchining ilgarilama harakati tok yo'nalishiga mos qilib qo'yilsa, parma dastasining aylanma harakatdagi yo'nalishi magnit maydon induktsiya chiziqlarining yo'nalishini ifodalaydi (1.6 a-rasm). Aylanma tok hosil qilayotgan qalamdon induktsiya chiziklarining yo'nalishini aniqlashda esa parma dastasining harakati tok yo'nalishiga mos qilib qo'yiladi. Parma uchining ilgarilanma harakati esa magnit maydon induktsiya chiziqlarining yo'nalishini ko'rsatadi. 1.6 a-rasmdan ko'rinadiki, magnit maydon induktsiya chiziqlari tokli o'tkazgichni o'rab olgan konsentrik aylanalardan yoki berk chiziqlardan iborat ekan. Shuning uchun magnit maydoni uyurmaviy maydon ham deb ataladi.



1.6 – rasm

Magnit "zaryadi" ning borligi isbot etilmaganligi uchun, magnit maydonini tekshirish va uning asosiy xarakteristikalarini izohlashda, tokli ramkadan foydalaniladi (elektrostatikadagi "sinov" zaryadi kabi).

Tokli ramka bir jinsli magnit maydonida joylashgan bo'lsin (bir jinsli maydon deb, magnit maydon induktsiyasining yo'nalishi va son miqdori maydonning tekshirilayotgan hamma joyida bir xil bo'lgan maydonga aytiladi). Maydon ta'sirida ramka burila boshlaydi. Tokli ramkaga juft kuch ta'sir qiladi va aylantiruvchi moment vujudga keladi (1.7-rasm). Ramka yuzi S - kattaligi bilan tok qiymatiga kupaytmasi magnit momenti deyiladi.

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

Magnit momenti vektor kattalik, (1.1) ifodani vektor ko'rinishda ifodalash uchun kontur yuziga birlik n vektorni perpendikulyar o'tkazamiz. U holda (1.1)ni quyidagicha yozish mumkin:

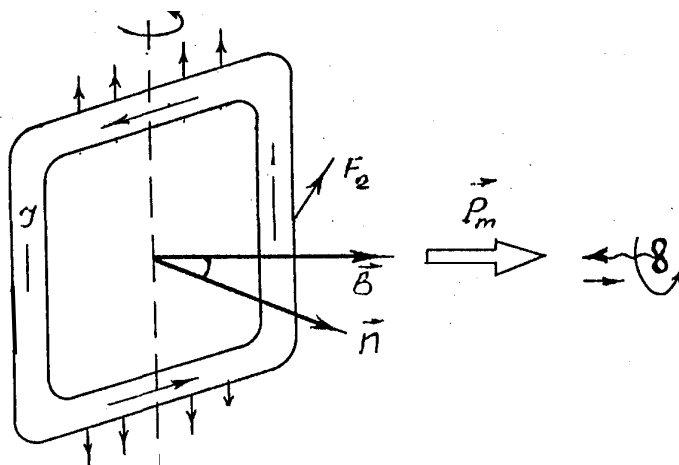
$$\vec{P}_m = J \cdot S \cdot \vec{n} \quad (1.2)$$

Magnit momenti P_m magnit indukdiya vektori bilan bir xil yo'nalishga ega (1.7-rasm). Tajriba ko'rsatadiki, aylantiruvchi moment ramkaning magnit momentiga to'g'ri proporsionaldir.

$M_m \approx P_m$ bu yerda M_m - aylantiruvchi moment, **aylantiruvchi momentning magnit momentiga nisbati, barcha hollarda ham o'zgarmas kattalik ekanligi tajribalar asosida isbot etilgan bo'lib, u magnit maydon induktsiyasi deb ataladi.**

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

Ifoda (1.3) dan aylantiruvchi momentni aniqlash mumkin.



1.7-rasm

Agar tokli ramka yuziga o'tkazilgan normal maydon induktsiyasi bilan burchak hosil qilib yo'nalgan bo'lsa, aylantiruvchi moment quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi.

$$M_m = B P_m \sin \alpha \quad (1.4)$$

Aylantiruvchi momentni vektor ko'rinishda yozaylik

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

formuladan foydalanib, magnit maydon induktsiyasining HBS (Halqaro birliklar sistemasi) dagi birligini chiqarish mumkin:

$$B = \frac{M_m}{P_m} = \frac{H \cdot M}{M^2 A} = \frac{H}{M \cdot A} = 1 \text{Tл(месла)}$$

Demak, magnit maydon induktsiyasi HBS da (Tesla)da o'lchanar ekan. Agar magnit maydonini bir necha tokli o'tkazgich hosil qilayotgan bo'lsa, superpozitsiya printsiptiga binoan natijaviy maydon induktsiyasi, har bir tokli o'tkazgich maydon induktsiyasining vektor yig'indisiga teng bo'ladi:

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

Agar vakuumdagi magnit maydon induktsiyasi \vec{B}_0 ga biror muhitdagi maydon induktsiyasini \vec{B} ga teng desak, muhitdagi magnit induktsiyasining vakuumdagi maydon induktsiyasiga nisbati, muhitning magnit singdiruvchanligi deyiladi:

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

Magnit maydonini xarakterlaydigan yana bir kattalik magnit maydon kuchlanganligidir \vec{H}_0 (kuchlanganlik ham vektor kattalik). Magnit maydon induktsiyasi bilan kuchlanganligi quyidagicha bog'langan $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ bu yerda $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{Gn}{m}$ ga teng bo'lib, bu kattalik magnit doimiysi deyiladi. Magnit maydon kuchlanganligining HBS dagi birligi - 1 A/m (amperga - metr). Vakuumda yoki havoda magnit maydon induktsiyasi bilan kuchlanganlik o'zaro $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ ko'rinishida bog'langan bo'ladi.

Bio-Savar-Laplas qonuni. Ersted tajribasidan keyin o'zgarmas tok atrofida hosil bo'luvchi magnit maydonini o'rganish jadal boshlanib ketdi. 1820 yilda frantsiyalik olimlar Bio va Savar to'g'ri tokning, aylanma tokning, tokli g'altakning va boshqa ko'rinishdagi tokli o'tkazgichlarning magnit maydonini juda ko'p tajribalarda o'rgandilar va quyidagi xulosalarga keldilar:

- a) barcha hollarda ham elektr tokining maydon induktsiyasi tok kuchiga to'g'ri proporsional;
- b) magnit maydonining induktsiyasi o'tkazgich shakli va o'lchamiga bog'liq;
- v) magnit maydoni tekshirilayotgan nuqtaning tokli o'tkazgichga nisbatan joylashishiga bog'liq bo'lar ekan.

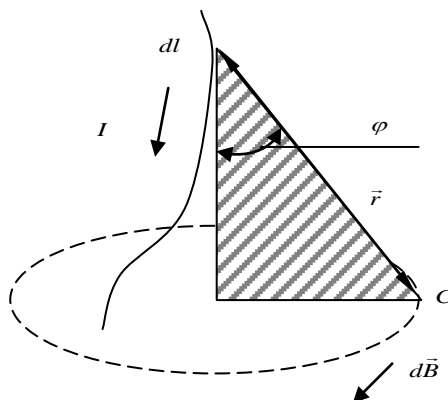
Biroq, Bio va Savar ixtiyoriy shakldagi tokli o'tkazgich atrofidagi biror nuqtada vujudga keladigan magnit maydon induktsiyasini aniqlaydigan umumiy qonunni yarata olmadilar.

Shundan, keyin ular, o'z davrining kuchli matematigi, vatandoshi Laplasga murojaat qildilar. Laplas maydonni qo'shishning superpozitsiya printsiptidan foydalanib, ixtiyoriy shakldagi o'tkazgichni elementar dl bo'laklarga bo'lib, Idl har bir tok elementining biror r masofada joylashgan C nuqtada hosil qilayotgan dB maydon induktsiyasini aniqlash formulani yaratdi. 1.8-rasmda tokli o'tkazgichning elementar bulagi dl hosil qilayotgan magnit maydonini

aniqlaydigan chizma tasvirlangan Idl-tok elementi, φ - r- maydoni aniqlanishi kerak bo'lgan nuqtagacha (C) bo'lgan masofa bilan dl orasidagi burchak. **Tokli o'tkazgich elementar bo'lagining ixtiyoriy nuqtada hosil qilayotgan magnet maydon induksiyasi tok elementi (Idl) va burchak sinusining ko'paytmasiga to'g'ri, radius-vektor kvadratiga teskari proportsional.** Bu Bio-Savar-Laplas qonuni deyiladi. Bio-Savar-Laplas qonunining matematik ifodasi:

$$d\vec{B} = k \frac{J d\vec{l}}{r^2} \sin \varphi \quad (1.8)$$

ko'rinishga ega, (1.8) ifoda Bio-Savar-Laplas formulasi deb ham ataladi, k – proportsionallik koeffitsenti bo'lib, HBS da $k = \frac{\mu_0}{4\pi}$ ga teng, vakuum yoki havo uchun $\mu = 1$. U holda Bio-Savar-Laplas qonuni HBS da quyidagi ko'rinishni oladi.



1.8 – rasm

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{J [d\vec{l} \vec{r}]}{r^3} \sin \varphi \quad (1.9)$$

Magnet maydon iduksiyasi vektor kattlik bo'lganligi sababli, Bio-Savar-Laplas qonunini vektor ko'rinishda ham yozish mumkin:

$$d\vec{B} = \frac{\mu \mu_0}{4\pi} \frac{J [d\vec{l} \vec{r}]}{r^3} \quad (1.10)$$

O'zgaras tok o'tayotgan ixtiyoriy shakldagi o'tkazgichning C nuqtadagi umumiy magnet maydon induksiyasi har bir tok elementi Idl hosil qilgan dB magnet induksiyasining geometrik yig'indisiga teng.

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

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

Elektrostatikada Gauss teoremasi muhim ahamiyatga ega bo'lganidek, Bio-Savar-Laplas qonuni ham magnetizm da muhim ahamiyatga ega. Shuning uchun ham u elektromagnetizmning asosiy qonuni hisoblanadi va u har xil tokli o'tkazgichlarning magnet maydonini hisoblashda tatbiq etiladi.

Magnit maydon kuchlanganligi uchun Bio-Savar-Laplas qonunining vektor ifodasi quyidagicha ifodalanadi:

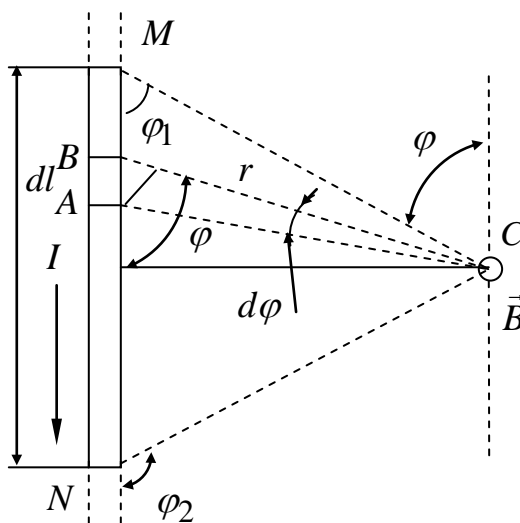
$$d\vec{H} = \frac{J}{4\pi r^3} [d\vec{l} \vec{r}] \quad (1.13)$$

Bio-Savar-Laplas qonunining turli tokli o'tkazgichlar uchun tatbiqi

1. To'g'ri tokning magnit maydon induktsiyasini hisoblash. Tokli cheksiz uzunlikdagi o'tkazgichdan maydon induktsiyasi aniqlanayotgan C nuqttagacha bo'lgan eng qisqa masofani r_0 bilan belgilaylik (9-rasm). O'tkazgichdan dl elementar bo'lagini ajratib, undan C nuqttagacha bo'lgan masofani r deb belgilaymiz. C nuqtadagi magnit maydon induktsiyasini aniqlash uchun Bio-Savar-Laplas qonunidan foydalanamiz:

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

Integral amali ichida uchta o'zgaruvchi dl , r va φ mavjud, shuning uchun bu integralni o'zgaruvchisi bitta bo'lgan integralga keltirish lozimdir. Buning uchun avvalo, cheksiz o'tkazgichning ℓ chekli qismini tekshirib ko'ramiz. 1.9-rasmdan ko'rinadiki, perpendikulyar $d\varphi$ markaziy burchak uchun yoy vazifasini bajaradi: $AD = rd\varphi$



1.9-rasm

To'g'ri burchakli uchburchak ABD dan $\sin\varphi = \frac{AD}{dl}$ yoki $AD = dl\sin\varphi$ ni topib quyidagi ayniyatga ega bo'lamiz: $rd\varphi = dl\sin\varphi$ bundan $\frac{dl}{r} = \frac{d\varphi}{\sin\varphi}$ yoki r ga bo'lib, $\frac{dl}{r^2} = \frac{d\varphi}{r\sin\varphi}$ (1.15) munosabatni hosil qilish mumkin. Lekin ABD va BEC uchburchaklar uchun umumiy bo'lganligi sababli BEC dan

$\sin \varphi = \frac{r_0}{r}$ yoki $r_0 = r \sin \varphi$ ni topib, (1.15) ifodani quyidagi ko'rinishga keltiramiz.

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

Demak, (1.16) ifodadagi $\frac{dl}{r^2}$ ni $\frac{d\varphi}{r_0}$ r_0 konkret hol uchun o'zgaras, ga almashtirib,

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

ifodaga ega bo'lamiz. 9-rasmdan ko'rinadiki, φ burchak φ_1 va φ_2 oralig'ida o'zgaradi, u holda (1.17) ifodani quyidagi ko'rinishda

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

yoziq, integral amalini bajaramiz.

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

tenglik uzunlikdagi (chekli) to'g'ri tokli o'tkazgichning biror r_0 masofadagi maydon induktsiyasini ifodalaydi. (1.18) ifodadan magnit maydon kuchlanganligi uchun yozish mumkin:

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

l uzunlikdagi tokli to'g'ri o'tkazgich cheksiz deb qaralsa ($l \rightarrow \infty$)

$\varphi_1 \rightarrow 0$, $\varphi_2 \rightarrow 180^\circ$ ga intiladi va (1.18) va (1.19) formulalar quyidagi ko'rinishga keladi.

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

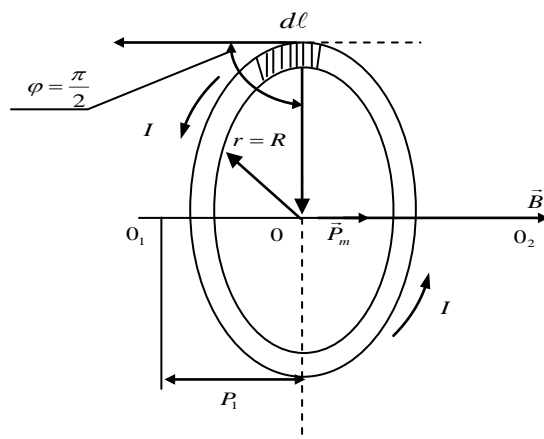
$$H = \frac{2J}{4\pi r_0} = \frac{J}{2\pi r_0} \quad (1.21)$$

Shunday qilib, (1.20) va (1.21) ifodalar tokli cheksiz to'g'ri o'tkazgichning biror r_0 masofada vujudga keltirayotgan maydon induktsiyasi va kuchlanganligini ifodalaydi.

2. Aylanma tokning markazidagi magnit maydon induktsiyasini hisoblash. R radiusli aylanma tok berilgan bo'lsin (1.10-rasm). Bunda o'tkazgich bo'lagi ℓ , r - radius bilan 90° burchak hosil qiladi. Aylana radiusi R o'zgaras bo'lganligi uchun aylanma tok uchun Bio-Savar-Laplas qonuni quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi.

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

Tokli o'tkazgich aylana ko'rinishga ega bo'lgani uchun $d\ell$ o'tkazgich bo'lagi, 0 dan $2\pi R$ oraligida o'zgaradi:



1.10-rasm

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

(1.23) ifoda aylanma tok markazidagi (O nuqtadagi) magnit maydon induktsiyasini ifodalaydi. Shu nuqtadagi maydon kuchlanganligi

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

bo'ladi. Aylanma tok yo'nalishi chizmadagidek yo'nalishga ega bo'lsa, magnit maydon induktsiyasi aylana markazidan o'ng tomonga yo'nalgan bo'ladi.

Aylanma tok doimiy magnitga o'xshashdir, tashqi magnit maydonida u shunday joylashadiki, uning xususiy maydoni (magnit momenti ham) tashqi maydon yo'nalishi bilan mos tushadi.

Aylanma tokning markazidan o'tuvchi O_1 , O_2 o'qning ustida yotuvchi biror M nuqtadagi maydon induktsiyasi quyidagiga teng bo'ladi (1.10-rasm).

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

bunda P_m - magnit momenti, h - aylana markazidan tekshirilayotgan M nuqtagacha bo'lgan masofa R - aylanma tok radiusi.

3. Solenoidning magnit maydonini hisoblash. Solenoidning (grekcha solen - nay, yeydos - ko'rinish so'zlaridan tashkil topgan bo'lib, nay ko'rinishda degan ma'noni beradi) o'ramlari bir-birlariga juda zich joylashgan bo'lsa, uni umumiy o'qqa ega bo'lgan bir xil radiusli aylanma toklar sistemasidan iborat deb qarash mumkin (11-rasm). U holda solenoid markazidan o'tgan o'q ustidagi magnit maydon induktsiyasi, har bir tokli o'ram maydonlarining algebraik

yig'indisiga teng bo'ladi. Solenoid stergen ko'rinishdagi magnitga o'xshaydi va uning N shimoliy va S janubiy qutblari hamda neytral zonasi bo'ladi.

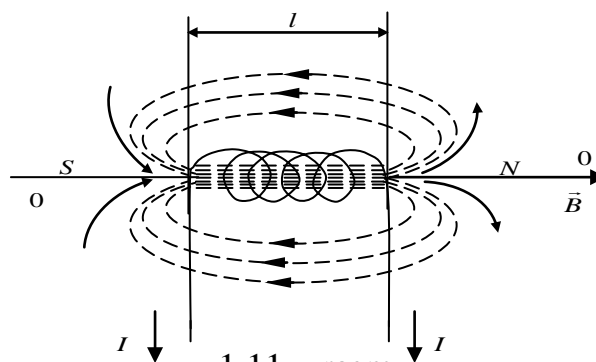
$$B = \frac{J_n \mu \mu_0}{2} (\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1) \quad (1.26)$$

Qisqa solenoidning markazida joylashgan S nuqtasidagi maydon induktsiyasi (1.26) ifoda yordamida aniqlanadi.

Bu ifoda aylanma tok o'qi ustida uning markazidan h masofada joylashgan nuqtadagi maydon induktsiyasi formulasi (1.25) dan foydalanib chiqariladi. Bu yerda $n = \frac{N}{l}$ - bo'lib, solenoid uzunlik birligiga to'g'ri kelgan o'ramlar soni.

Agar $l \gg R$ shart bajarilsa, solenoid cheksiz uzun deb qaraladi. U holda $\alpha_2 \rightarrow 0^0, \alpha_1 \rightarrow 180^0$ bo'lib (1.25) ifoda quyidagi ko'rinishga keladi.

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



1.11 – rasm

bunda R - har bir o'ram radiusi, l - solenoid uzunligi, N - solenoiddagi barcha o'ramlar soni, n - uzunlik birligidagi o'ramlar soni, $J \sim$ tok kuchi. Solenoid ichidagi maydon bir jinsli, solenoid tashqarisidagi maydon esa bir jinsli bo'lmaydi. Solenoidning magnet momenti, $P_m = NJS$ (1.28) ga teng.

TAYANCH SUZ VA IBORALAR

Magnit, maydon, plastinka, Ersted, induktsiya, magnet momenti, magnet doimiysi, magnet maydon, tugri tokli utkazgich, aylanma tokli utkazgich, tokli galtak, solenoid.

NAZORAT SAVOLLARI

1. Magnet maydon qanday hosil bo'ladi.
2. Magnet maydon induktsiya vektori qanday aniqlanadi.
3. Magnet momenti qanday fizik kattalik.
4. Bio-Savar-Laplas qonunini ta'riflang.
5. Bio-Savar-Laplas qonunining umumiy ifodasi qanday ko'rinishga ega.
6. Tokli to'g'ri o'tkazgich atrofida yuzaga keluvchi magnet maydoni qanday aniqlanadi.
7. Aylanaviy tokli o'tkazgich markazidagi magnet maydon ko'rinishini yozing.
8. Solenoidning magnet maydonini qanday aniqlanadi.

2 - Ma'ruza Reja

1. Tokli utkazgich magnit maydonida

2. Amper qonuni

3. Lorents kuchi.

4. Bir jinsli elektr va magnit maydonida zarralar harakati

Amper qonuni. Tokli o'tkazgichning magnit strelkasiga ta'sir ko'rsatishi Ersted tomonidan kuzatilganidan keyin, Amper magnit maydonining tokli o'tkazgichga ta'sir qilishini tajriba yo'li bilan aniqladi. Magnit induksiya chiziqlariga perpendikulyar qilib joylashtirilgan tokli o'tkazgichning elementar bo'lagiga ta'sir etuvchi kuch $d\mathbf{F}$ magnit maydon induksiyasi B , o'tayotgan tok J miqdoriga va o'tkazgich bo'lagi uzunligiga proporsional bo'ladi (2.1-rasm).

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

Bu formula Amper qonuni yoki Amper kuchi deyiladi. Agar tokli o'tkazgich maydon induksiyasi bilan 90° dan farqli burchak hosil qilib joylashgan bo'lsa Amper qonunini quyidagicha yozish mumkin.

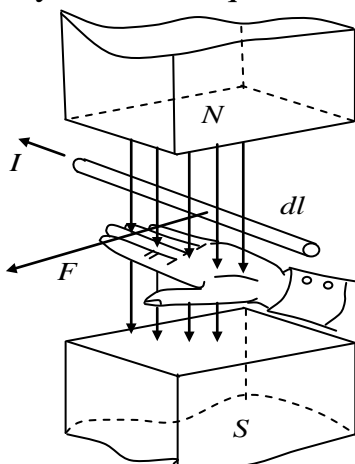
$$dF = BJdl\sin\alpha \quad (2.2)$$

Amper qonuni vektor ko'rinishda:

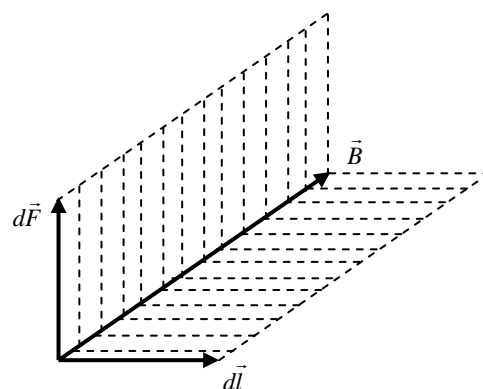
$$d\vec{F} = J[d\vec{l} \times \vec{B}] \quad (2.3)$$

Amper kuchining yo'nalishini universal qoida yordamida aniqlash afzaldir. Amper dF kuchi shunday yo'nalgan bo'ladiki u dl va B vektorlar hosil qilgan tekislikka perpendikulyar bo'lib, dF vektor uchidan qaralganda dl vektordan B ga o'tishning eng qisqa masofasi soat strelkasi yo'nalishiga qarama-qarshi bo'ladi (2.2-rasm). Amper kuchining yo'nalishini chap qo'l qoidasi yordamida ham aniqlash mumkin. Buning uchun induksiya chiziqlari chap qo'limizning kaftiga perpendikulyar tushadigan qilib turt barmog'imizni esa tok yunalishiga mos holda joylashtirsak, tik qayrilgan bosh barmog'imiz Amper kuchining yo'nalishini ko'rsatadi. Amper kuchi markaziy kuch emas.

Lorents kuchi. Umuman elektr toki zaryadlangan zarralarning tartibli harakatidan iborat bo'lganligi sababli, magnit maydoni tokli o'tkazgichga ta'sir qilganidek, u alohida harakatlanayotgan zaryadlarga ham ta'sir etishi tajribalar asosida isbot etilgan. Bitta zaryadga ta'sir qilayotgan kuchni (2.2) formuladan foydalanib chiqarish mumkin.

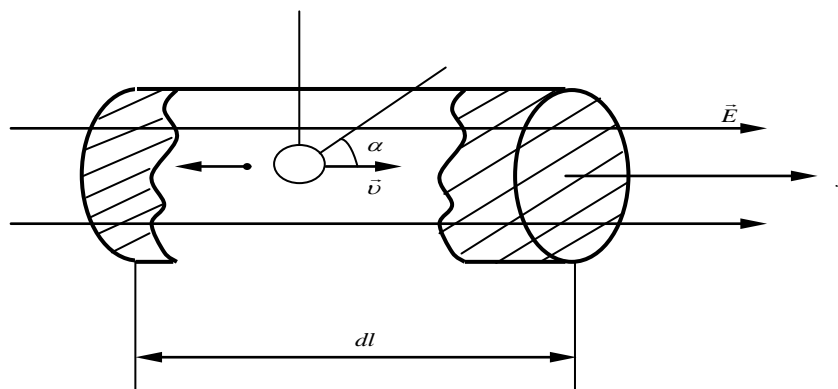


2.1 - rasm



2.2 - rasm

Magnit maydonida joylashgan dl uzunlikdagi utkazgichni kurib chikaylik (2.3-rasm). Elektr toki tushunchasidan tok kuchi elektronlar konsentratsiyasiga n elektron zaryadiga q o'tkazgichning ko'ndalang kesim yuziga S va zaryadlar harakat tezligiga to'g'ri proporsional ekanligi ma'lum: $J = n_0 q_e v S$



2.3-rasm

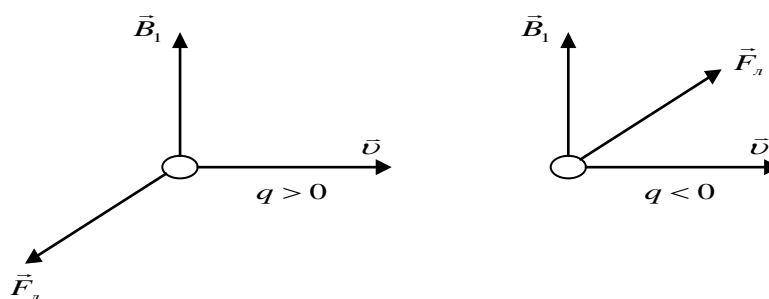
Bu ifodaning ikki tomonini dl ga ko'paytirib Amper qonunini quyidagi ko'rinishga keltiraylik:

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

bunda $n_0 dl dS = N$ deb belgilab olamiz, N – dl uzunlikdagi o'tkazgich egallagan hajmdagi barcha zaryadlar soni, u holda, (2.4) ifodani

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

yo'zish mumkin. Bu ifodani barcha zaryadlar soni N ga bo'lib, bitta zaryadga ta'sir etuvchi kuchni topamiz. Bu kuch Lorents kuchi deb ataladi:



2.4-rasm

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

yoki vektor ko'rinishda $\vec{F} = q_e [\vec{\mathcal{G}} B]$ (2.6)

Lorents kuchining yo'nalishi ham chap qo'l qoidasi yordamida topiladi. Musbat va manfiy zaryadlarga ta'sir qilayotgan Lorents kuchining yo'nalishi 2.4-rasmda tasvirlangan. Lorents kuchi quyidagi o'ziga xos xususiyatlarga ega:

- 1) fakat harakatdagi zaradlarga ta'sir kiladi;
- 2) u ish bajarmaydi, ya'ni zaryadlarning energiyasini o'zgartirmaydi;

3) zaryadlarning tezlik qiymatini o'zgartirmaydi, faqat harakat trayektoriyasini, ya'ni tezlik yo'nalishini o'zgartiradi

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

Agar zarralarga magnit maydoni bilan birgalikda elektr maydoni ham ta'sir qilayotgan bo'lsa, ta'sir etuvchi natijaviy kuch elektr va Lorents kuchlarining yig'indisidan iborat bo'ladi:

Bir jinsli elektr va magnit maydonida zarralar harakati

1. Zarralarning elektr maydonidagi harakati. 2.5-rasmda elektronlarning musbat va manfiy ishorali zaryadlangan ikkita parallel plastinkalar orasidagi maydonga perpendikulyar yo'nalgan harakati tasvirlangan. Elektronlarning boshlang'ich tezligiga v_0 ga teng bo'lsin. Elektronlar musbat plastinkaga tortilib, kondensator ichida egri chiziqli harakatga keladi va oldingi yo'nalishga nisbatan pastga biror "y" masofaga siljiydi.

Kulon kuchi ta'sirida elektronlar boshlang'ich tezliklariga perpendikulyar bo'lgan a tezlanish oladilar:

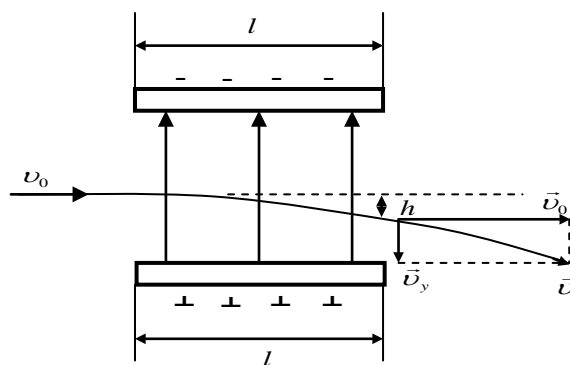
$$qE = ma \quad \text{yoki} \quad a = \frac{q}{m} E$$

Elektronlarning kondensator qoplamalari orasidagi harakati $t = \frac{l}{g_0}$ vaqt

davom etadi. Shuning uchun bu vaqt davomida elektronlar "y" masofaga siljishi:

$$y = \frac{at^2}{2} = \frac{q}{m} \cdot \frac{t^2}{2} E \quad \text{yoki} \quad y = \frac{q}{2m} \cdot \frac{l^2}{g_0^2} E \quad (2.8)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Elektr maydoni ta'sirida elektronlar g perpendikulyar bo'lgan tezlikka ham ega bo'ladilar:



2.5-rasm

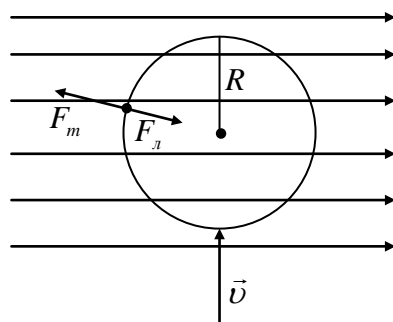
Demak, elektr maydonida harakat qilayotgan elektronlarning tezligi ham o'zgaradi.

2. Zarralarning magnit maydonida harakati.

a) elektron yoki zaryadlangan zarra magnit maydon induksiya chiziqlariga parallel harakat qilayotgan bo'lsa, unga Lorents kuchi ta'sir qilmaydi. Lorents formulasidan $F_n = Bq_e g \sin \alpha$ bo'ladi va $F=0$ teng.

b) zaryadlangan zarralar (elektronlar) magnit maydoniga-perpendikulyar tushayotgan bo'lsin (2.6-rasm).

Elektronlar Lorents kuchi ta'sirida aylanma harakat qiladi. Chunki kuch doimiy ravishda elektron tezligiga perpendikulyar yo'nalgan. U holda



2.6-rasm

Lorents kuchi markazga intilma kuch vazifasini bajaradi $F_n = F_m$

yoki
$$q_e g B = \frac{m g^2}{R} \quad (2.9)$$

R-elektron trayektoriyasining egrilik radiuci yoki aylananing radiusi, F -markazga intilma kuch, m va g - elektron massasi va tezligi, q- elektron zaryadi. (2.9) dan elektron trayektoriyasining radiusini topaylik

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

bu yerda $\frac{q_e}{m_e}$ - elektronning solishtirma zaryadi ham deyiladi. Elektronning (zarraning) aylanish davrini ham aniqlash mumkin:

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

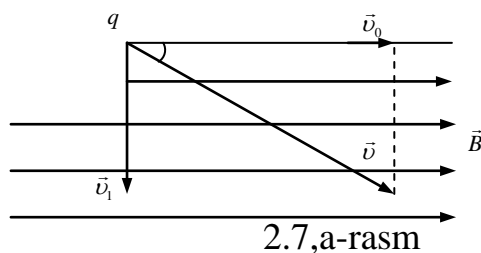
(2.10) ifodadan ko'rinadiki, zarralarning aylanish davri, ularning boshlang'ich tezliklariga bog'liq emas.

v) Elektron magnit maydoniga biror burchak hosil qilib tushayotgai bo'lsa, u holda elektronning tezligini magnit induksiya vektoriga perpendikulyar va parallel bo'lgan tashkil etuvchilarga ajratish mumkin (2.7a-rasm). Natijada tezlik hisobiga elektron aylanma harakat qilsa, tashkil etuvchisi hisobiga, ilgariylanma harakat qiladi. Syuning uchun elektron harakat trayektoriyasi spiral ko'rinishga ega bo'ladi (2.7,b- rasm). har bir spiral o'ramining radiusi,

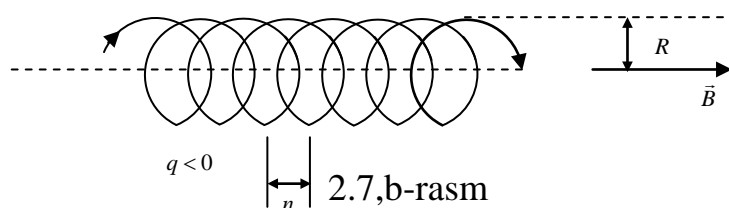
$$R = \frac{g \sin \alpha}{q_e m B} \quad (2.11)$$

va spiral (vint) qadami
$$h = T g = \frac{2\pi}{B} \cdot \frac{g \cos \alpha}{q_e m} \quad (2.12)$$

teng bo'ladi. h - vint qadami bo'lib, u ikki o'ram orasidagi masofaga teng.



2.7,a-rasm



2.7,b-rasm

Yuqoridagi mulohazalardan 2.6 va 2.7-rasmlardan shu narsa kelib chiqadiki, magnit maydoni o'ziga tushayotgan zarralarni "ushlab" qolar ekan. Magnit maydonining bunday xususiyati "magnit qopqon" ham deyiladi. Demak, kuchli magnit maydoni zaryadlangan zarralarni sochilib ketishiga yo'l quymaydi. Kuchli magnit maydonidan yuqori darajada ionlashgan gazli (plazmani) "ushlab" turishda foydalanish mumkin.

Yer magnit maydoni kosmosdan kelayotgan zaryadlangan zarralarni fazoning ma'lum bir chegaralangan sohalarida "ushlab" turadi va usha sohada harakatlanishiga majbur etadi, ularning bunday sohasi radiatsion kamar deyiladi. Juda katta tezlikka ega bo'lgan zarralargina radiatsion kamarni yengib Yer qutbi tomon harakat qiladi va qutb yog'dusini hosil qiladi.

Elektr va magnit maydonlarining zaryadlangan zarralarga ta'siri elektron mikroskoplarda, televizorlarda, mass-spektrometriyada, tezlatgichlarda, ostsillograflarda zaryadlangan zarralarning harakatini boshqarishda qo'llaniladi. Lorents kuchining fandagi va texnikadagi ba'zi bir tatbiqlaridan biri generatorning tuzilishi va ishlash printsipti bilan tanishaylik. Bizga ma'lumki, inson hayoti energiya bilan bog'langan. Hozircha energiya manbalari tabiiy yonilg'ilar: ko'mir, neft va gaz hamda gidroelektrostantsiyalardir. Yonilg'ilarga asoslanib ishlayotgan issiqlik elektr stantsiyalarning F.I.K. 35-40 foiz atrofidadir. Bu boyliklar bitmas-tuganmas emas. Shuning uchun ham hozirgi vaqtda olimlar oldiga quyosh energiyasidan, atom va termoyadro energiyasidan foydalanishning murakkab masalalarini ijobiy hal qilinish masalalari dolzarb vazifalardan biri qilib qo'yilgan. Shuning uchun ham elektr energiyasini hosil qilishning yangi usullari ishlab chiqilmoqda. Bunday qurilmalardan biri MGD generatoridir.

Printsipti jihatidan juda sodda bo'lgan, zaryadlangan zarrachalarning harakatidan bevosita elektr energiya hosil qilish mumkin.

Shuning uchun ham bu tok manbai - magnitogidrodinamik (MGD) -generator deb nom olgan. Akademik Velixov ta'biricha MGD-generatori kelajak energetikasining asosi bo'lib qoladi. MGD -generatorini yaratishda ham ba'zi bir qiyinchiliklar mavjud:

- I) ionlashgan gaz harorati juda yuqori ($9000^{\circ}K$) bo'lganligi sababli, bunday gaz oqimini ushlab turuvchi kanal devorlari va elektrodlar o'ta qiyin eriydigan materiallardan tayyorlanishi lozim;
- II) ionlashgan gaz konsentratsiyasi katta qiymatga ega bo'lishi bilan birga, zaryadlarning tezliklari ham katta qiymatga ega bo'lishi zarur.

TAYANCH SO'Z VA IBORALAR

Tokli o'tkazgich, magnit, strelka, maydon, induktsiya, tok, Amper kuchi, chap qo'l qoidasi, zaryad, Lorents kuchi, elektr maydon, magnit maydon, markazga intilma kuch.

NAZORAT SAVOLLARI

1. Amper kuchi qanday kuch.U qanday sharoitda yuzaga keladi.
2. Amper kuchi ifodasini yozing.
3. Amper kuchining yunalishi qanday aniqlanadi.
4. Lorents kuchi deb nimaga aytiladi.Uning ifodasini yozing.

5. Lorents kuchining yunalishi qanday aniqlanadi.
6. Bir jinsli elektr maydonida zaryadli zarra qanday harakatlanadi.
7. Bir jinsli magnit maydonida zaryadli zarra qanday harakatlanadi.

3 – Ma’ruza Reja

1. Magnit maydon oqimi
2. Tokli o'tkazgichga magnit maydonning ta'siri
3. Magnit maydonida tokli o'tkazgichning ko'chishida bajarilgan ish
4. Parallel toklarning o'zaro ta'siri

Magnit maydon oqimi. Magnit maydonni induksiya chiziqlari bilan ifodalash qulay. Bunday chiziqlarning har bir nuqtasida magnit induksiyasi vektori \vec{B} urinma bo'ylab yo'nalgan bo'ladi. Maydonga perpendikulyar 1 m^2 yuzani kesib o'tayotgan induksiya chiziqlari soni shu yuzadagi magnit induksiyasining qiymatiga tengdir.

Ma'lum S yuzadan o'tayotgan magnit oqimi Φ shu yuzani kesib o'tuvchi induksiya chiziqlari soniga teng. Agar yuza induksiya chiziqlariga perpendikulyar bo'lsa, u holda:

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

Shu formulaga asosan magnit oqimi birligi qilib 1 m^2 yuzadan o'tayotgan oqim qabul qilinadi, bunda bu yuzadagi magnit induksiyasining qiymati 1 tesla (Tl) bo'lishi kerak. Bu birlik veber (Vb) deb ataladi. Oqim o'lchami

$$[\Phi] = [B][S] = \text{m}^2 \cdot \text{kg} \cdot \text{ceK}^{-2} \cdot \text{a}^{-1} \quad \text{teng:}$$

Tokli o'tkazgichga magnit maydonning ta'siri. $d\ell$ uchastkaga magnit maydonning ta'sir kuchi dF Amper formulasi bilan ifodalanadi.

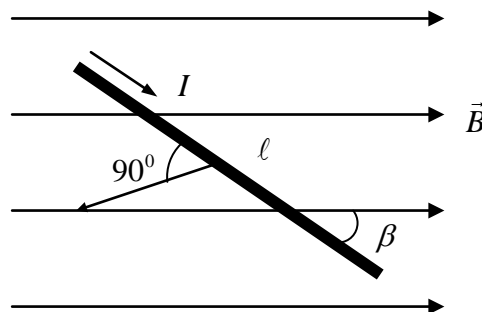
$$dF = IBd\ell \sin\beta = IB_0 d\ell \sin\beta \quad (3.2)$$

B_0 - magnit maydonning vakuumdagi induksiya β - $d\ell$ va B_0 o'rtasidagi burchak. Agar o'tkazgich muhit ichida bulsa, induksiya μ marta o'zgaradi. B_0 o'rniga $\mu B_0 = B$ ni qo'yamiz

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

Bu yerda B - muhit ichidagi magnit induksiyasi. Agar to'g'ri chiziqli ℓ uzunli tokli o'tkazgich ($B = \text{const}$) bir jinsli magnit maydonda turgan bo'lsa Amper formulasi quyidagi ko'rinishga ega.

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



3.1 rasm

3.1-rasmda o'tkazgichga ta'sir qiluvchi kuch qogoz varog'iga perpendikulyar va o'quvchiga qarab yo'nalgan. Ko'rinib turibdi-ki, o'tkazgichga ta'sir qiluvchi kuch $\beta = 90^\circ$ va 270° ga teng bo'lganda maksimal qiymatga erishadi.

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

Maydon chiziqlariga parallel joylashgan o'tkazgichga kuch ta'sir qilmaydi.
($\beta = 0^\circ$ va 180° bo'lganda $F = 0$).

(3.4) formulaga binoan, magnit induksiyasi uzunligi $\ell = 1$ m va 1 amper tokli o'tkazgichga bir jinsli magnit maydoni tomonidan ta'sir qilayotgan kuchga teng ekan. Uning birligi tesla (Tl) bo'lib u teng $\frac{1H}{1a \cdot 1M}$ ga.

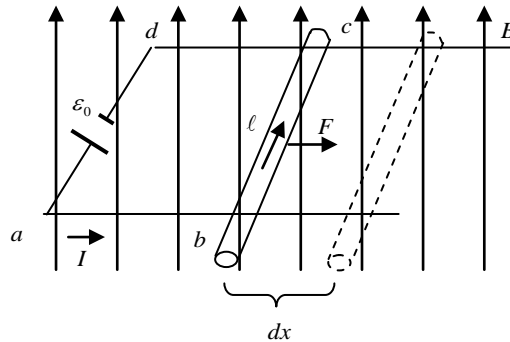
Magnit maydonida tokli o'tkazgichning ko'chishida bajarilgan ish.

Faraz qilaylik bir-biriga parallel simlar ustida o'ng ta'rafqa qarab ℓ uzunlik va I tokli sim siljiyapti. Siljish tekisligiga magnit maydon induksiyasi perpendikulyar yo'nalgan. dx masofaga siljishda bajarilgan ish quyidagiga teng:

$$dA = F \cdot dx = BI\ell dx = BIdS$$

Bu formulada F -simni siljitayotgan kuch, $dS = \ell dx$ - dx masofaga ko'chishda simning chizgan yuzasi. $BdS = d\Phi$ dS yuzadan o'tayotgan oqim bo'lganligi uchun

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

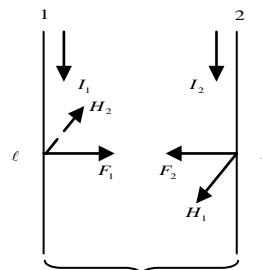


3.2 rasm

Demak, tokli simni magnit maydonda ko'chirishda bajarilgan ish tokning o'tkazgich siljishda chizilgan yuzaga orqali o'tayotgan magnit oqimiga ko'paytmasiga teng ekan.

Parallel toklarning o'zaro ta'siri. Faraz qilaylik, uzunligi ℓ bo'lgan va bir-biridan r masofada turgan ikki parallel simlardan I_1 va I_2 toklar oqayapti deb (3.3-rasm). Parva qoidasiga binoan ikkinchi o'tkazgich birinchi o'tkazgich

joylashgan joyda H_2 magnit maydoni kuchlanganligini hosil qiladi: $H_2 = \frac{I_2}{2\pi r}$



3.3-rasm

Ung qo'l qoidasini ishlatsak H_2 maydonning 1 o'tkazgichga ta'sir kuchi F_2 o'tkazgich tomonga qarab yo'nalganini topamiz:

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

μ -o'tkazgichlar joylashgan muhitning nisbiy magnit singdiruvchanligi. Xuddi shu yo'l bilan ikkinchi o'tkazgichga 1 o'tkazgich maydonining ta'sir kuchi F_2 ni topish mumkin.

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

Bu kuch F_1 ga teng va rasmda ko'rsatilgandek unga qarshi yo'nalgan. Demak bir-biriga parallel bo'lgan va toklari bir tomonga yo'nalgan o'tkazgichlar bir-biriga quyidagi kuch bilan tortishar ekan:

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

Agar toklar qarama-qarshi yo'nalgan bo'lsalar o'tkazgichlar o'zaro itarishadi.

Parallel toklarning o'zaro ta'siri asosida tok kuchining HBS dagi birligini aniqlash mumkin. Buning uchun (3.6) formulaga e'tibor beramiz. Faraz qilaylik $I_1 = I_2 = 1a$, $r = 1m$ va o'tkazgichlar vakuumda turibdi ($\mu = 1$). U holda bu o'tkazgichlar (ularning uzunligi $\ell = 1m$) quyidagi kuch bilan ta'sirlashadi.

$$F = \frac{4\pi \cdot 10^{-7} \text{ M} \cdot \text{KZ} \cdot \text{cek}^2 \cdot a^2 \cdot 1a^2 \cdot 1m}{2\pi \cdot 1m} = 2 \cdot 10^{-7} \text{ H}$$

Bu yerda $4\pi \cdot 10^{-7} \text{ M} \cdot \text{KZ} \cdot \text{cek}^2 \cdot a^2$ – μ_0 -son qiymatidir. Demak 1 amper shunday tok kuchi-ki agar bu tok uzunligi 1 m dan bo'lgan ikki parallel o'tkazgichdan o'tib tursa, bu o'tkazgichlar bir-biriga $2 \cdot 10^{-7}$ Nyuton kuch bilan ta'sir qilar ekan.

TAYANCH SO'Z VA IBORALAR

Magnit, elektr toki, o'tkazgich, maydon, Amper kuchi, induksiya, magnit doimiysi, magnit oqimi, induksiya chiziqlari, tsirkulyatsiya, kontur.

NAZORAT SAVOLLARI

1. Ikki parallel tokli utkazgichlar orasida yuzaga keladigan ta'sir kuchi paydo bulish sababini tushuntiring.
2. Bu kuch qanday kattaliklarga bog'liq. Kuchning umumiy ifodasi qanday kurinishga ega.
3. Halqaro birliklar sistemasida asosiy birliklardan biri-tok kuchi birligi Amper qanday shartlarga asosan tanlab olinadi.
4. Magnit doimiysi qanday ifoda vositasida aniqlanadi.
5. Magnit maydon oqimi qanday aniqlanadi.
6. Tokli utkazgichni magnit maydonida kuchirishda bajarilgan ish qanday aniqlanadi.

4 - Ma'ruza Reja

1. Elektromagnit induksiya hodisasi
2. Faradey tajribalari
3. Lents qoidasi
4. O'zinduksiya va o'zaro induksiya
5. Induktivlik

Elektromagnit induksiya hodisasi. 1831 yilda Faradey berk kontur orqali o'tayotgan magnet oqimini vaqt bo'yicha o'zgartirganda unda elektr toki hosil bo'lishini topdi. Bu tajriba har xil variantda bajarildi (4-1rasm). Kontur deformatsiya qilinadi, kontur ilgarilama harakat qiladi yoki magnet maydoniga nisbatan buriladi. Magnet maydoni vaqt bo'yicha o'zgarib turadi. Berk kontrurda magnet oqimining o'zgarishi natijasida hosil bo'ladigan tok induksion tok deb ataladi, hodisaning o'zi esa elektromagnit induksiya deb ataladi. Induksion tokni yuzaga keltiradigan kuchni induksion elektr yurituvchi kuch deb ataladi.

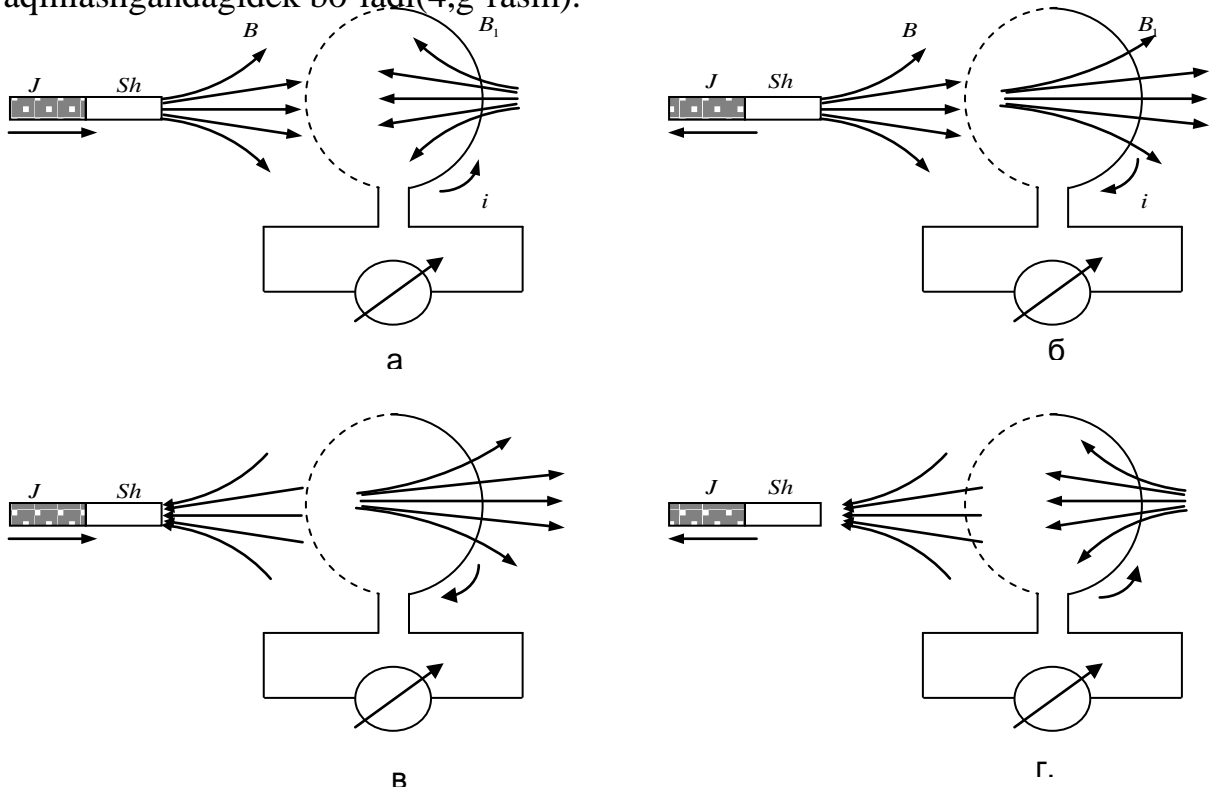
Faradeyning asosiy tajribalarini ko'rib chiqaylik.

a) konturga magnet shimoliy qutbi bilan yaqinlashmoqda. Shunda konturda tok hosil bo'ladi va uning magnet maydoni B_1 , B ga qarshi yo'nalgan bo'ladi (4,a-rasm).

b) agar magnet konturdan uzoqlashsa B_1 , B ga parallel bo'ladi (4,b-rasm).

v) konturga janubiy qutb yaqinlashmoqda. Konturda hosil bo'lgan tokning yo'nalishi shimoliy qutb uzoqlashgandagi holdek bo'ladi (4,v-rasm).

g) janubiy qutb uzoqlashganda induksion tokning yo'nalishi shimoliy qutb yaqinlashgandagidek bo'ladi (4,g-rasm).



4.1 rasm

Bu tajribalarni tahlil qilib Faradey quyidagi fikrga keldi: berk konturda, u orqali o'tayotgan magnit oqimi o'zgarsa, har doim elektr toki hosil bo'ladi. Elektr yurituvchi kuchning qiymati magnit oqimining o'zgarish tezligiga proporsionaldir:

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

Lents qoidasi. 1833 yilda Lents induksion tokning yo'nalishini topishning umumiy qoidasini topdi: induksion tok shunday yo'nalishga egaki, bu tokning magnit maydoni tashqi magnit maydonining o'zgarishini kompensatsiya qiladi. Boshqacha ayitganda induksion tokning yo'nalishi shunday bo'ladi-ki uning magnit maydoni tashqi magnit maydoni kamaya boshlasa uni ko'paytirishga, ko'paya boshlasa, uni kamaytirishga intiladi. Buni tahlil qilingan 4.1- rasm a.b.v.g. larda ham ko'rsa bo'ladi. Umuman olganda elektromagnit induktsiyasida energiyaning bir turi ikkinchi turga aylanadi. Masalan 4.1-rasm a.b.v.g. larda mexanik energiya elektr energiyasiga aylanadi. Bunda energiyaning saqlanish qonuni, albatta bajariladi. Shu qonundan foydalanib elektr yurituvchi kuchni topish mumkin. 4.2-rasmda a,b,s,d konturning qimirlovchi v,s qismiga B maydonda F kuch ta'sir ko'rsatadi va u dt vaqt ichida dx masofaga suriladi. Natijada quyidagicha ish bajariladi.

$$dA_1 = Id\Phi$$

bu yerda I - konturdagi tok, $d\Phi$ - tok o'rab olgan yuzadan o'tayotgan magnit oqimining o'zgarishi. Bundan tashqari konturda tok o'tganligi sababli u qiziydi. Hosil bo'lgan issiqlik energiyasi barobar

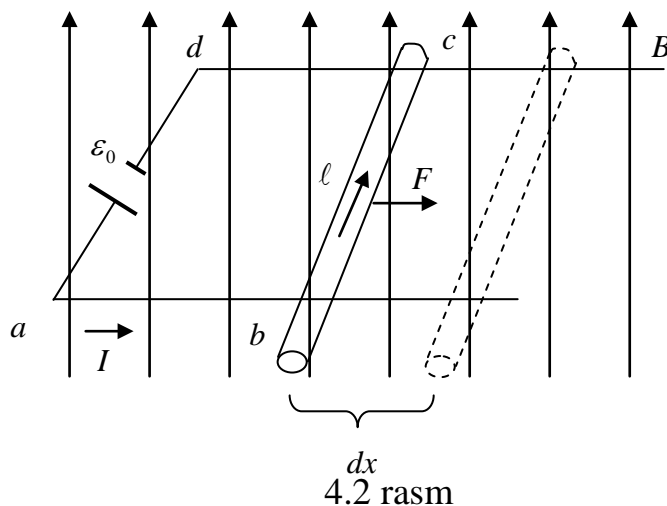
$$dA_2 = I^2 R dt$$

R - konturning to'la qarshiligi. Bu ikkala dA_1 va dA_2 ishni tok manbai ε_0 bajaradi. Manbaning dt vaqt ichida bajargan ishi barobar

$$dA = \varepsilon_0 I dt$$

va, energiyaning saqlanish qonuniga binoan

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



Bu ifodani berk kontur uchun Om qonuni deb qarash mumkin. Unda $-\frac{d\Phi}{dt}$ qo'shimcha elektr yurituvchi kuch bo'lib, kontur orqali o'tayotgan magnit oqimining o'zgarishi tufayli paydo bo'ladi va u induksiyaning e.y.k. ε_i deb ataladi:

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

Bu ifoda Faradey qonuni deb ataladi va u universal xarakterga ega. Minus ishorasi quyidagi ma'noni bildiradi. ε_i ning yo'nalishi shunday bo'ladiki, induksion tokning magnit maydoni $d\Phi$ magnit oqimining o'zgarishiga qarshilik ko'rsatadi: agar oqim oshaboshlasa ($d\Phi > 0$), u holda $\varepsilon_i < 0$ induksion tokning magnit maydoni magnit oqimiga qarshi yo'naladi: agar oqim kamaya boshlasa ($d\Phi < 0$), u holda $\varepsilon_i > 0$ va oqim va induksio tok maydoni bir tomonga yo'nalgan bo'ladi. Umuman (4.2) dagi minus ishorasi Lents qoidasining ifodasidir.

(4.2) dan foydalanib magnit oqimi birligi Veberga boshqa ta'rif berish mumkin. Agar konturdan oqib o'tayotgan magnit oqimi 1 sek ichida 1 Vb ga o'zgarsa konturda 1 V ga teng e.y.k. induksiyanadi. demak $1Vb=1V \cdot 1s$.

O'zinduksiya va o'zaro induksiya. O'zaroinduksiya va o'zinduksiya elektromagnit induksiyaning xususiy holdidir. O'zaroinduksiya deb bir konturda tok o'zgarganda qo'shni konturda tokning hosil bo'lishiga aytiladi.

4.3-rasmda bir-biriga qo'shni ikki kontur ko'rsatilgan. Bunda kontur 2 dan o'tayotgan magnit oqimi kontur 1 dagi tok I_1 ga proporsional

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

M - o'zaro induksiya koeffitsiyenti deb ataladi.

Faraz qilamiz-ki dt vaqt ichida kontur 1 dagi tok dI_1 ga o'zgarsin. (4.3) ga binoan Φ_2 o'zgaradi.

$$d\Phi_2 = MdI_1$$

Natijada kontur 2 da e.y.k hosil bo'ladi va u o'zaro induksiya e.y.k. deb ataladi:

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

(4.3) formula bo'yicha M ning birligini aniqlaymiz.

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

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

M konturlarning shakli, razmeri va o'zaro joylashishiga va muhitning magnit singdiruvchanligiga bog'liq. Toki o'zgarayotgan kontur nafaqat qo'shni konturlarda e.y.k. hosil qiladi, o'zida ham hosil qiladi va bu hodisa o'zinduksiya deb ataladi.

Induktivlik. Kontur orqali o'tayotgan magnit oqimi shu konturda oqayotgan tok I ga proporsionaldir.

$$\Phi = LI$$

L – o'zinduksiya koeffitsenti yoki induktivligi. Faraz qilaylik dt vaqt ichida konturda tok dI ga o'zgarsin. U holda

$$d\Phi = LdI$$

Natijada konturda o'zinduksiya e.y.k. hosil bo'ladi.

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

L – genrilarda o'lchanadi.

Temir o'zakli bo'lgan solenoidning o'zinduksiya koeffitsenti quyidagiga teng:

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

n - o'ramlar soni, ℓ - solenoid uzunligi, S - ko'ndalang yuzi, μ - o'zakning magnit singdiruvchanligi.

TAYANCH SO'Z VA IBORALAR

Elektromagnit, induksiya, maydon, magnit oqimi, kontur, o'zinduksiya, o'zaro induksiya, magnit maydon, induktivlik, soleniod.

NAZORAT SAVOLLARI

1. Elektromagnit induksiya hodisasini tushuntiring.
2. Faradey tajribalarini izohlang.
3. Lents qoidasini ta'riflang.
4. O'zinduksiya hodisasini izohlang.
5. O'zaro induksiya qanday yuzaga keladi.
6. Konturning induktivligi qanday fizik kattalik.
7. Induktivlik o'lchov birligi qanday aniqlanadi.
8. Soleniod induktivligi ifodasi qanday ko'rinishga ega.

5 - Ma'ruza

Reja

1. Magnit maydonning energiyasi
2. Magnetiklar. Diamagnetiklar, paramagnetiklar va ferromagnetiklar
3. Gisterezis va domenlar nazariyasi
4. Magnit singdiruvchanlaik

Magnit maydonning energiyasi. Bilamiz-ki magnit maydoni elektr toki bilan uzviy bog'langan: tok paydo bo'lsa, magnit maydoni ham paydo bo'ladi, tok yo'qolsa, magnit maydoni xam yo'qoladi. Demak, tok energiyasining bir qismi magnit maydonini hosil qilishga ketar ekan. Boshqacha ayitganda, magnit maydoni uni hosil qilishga ketgan elektr energiyasiga teng energiyaga ega bo'lishi kerak. Bundan shunday xulosa chiqarish mumkin-ki, agar magnit maydoni yo'qolsa, uning energiyasi yo'qolmaydi, bu energiya o'zinduksiya tokining energiyasiga aylanadi.

Demak, elektromagnit induksiya hodisasi elektr va magnit energiyalarining bir-biriga aylanish jarayoniga asoslangan. Faraz qilaylik, bir konturda (induktivligi L) tok oqa boshlasin. Tok, noldan maksimal I qiymatiga ko'tarilguncha, Φ magnit oqimini hosil qiladi:

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

Tok kichik dI qiymatga o'zgarsa oqim ham kichik $d\Phi$ qiymatga o'zgaradi.

$$d\Phi = LdI$$

Lekin bilamiz-ki magnit oqimi $d\Phi$ ga o'zgarishi uchun tok dA ishini bajarish kerak.

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

U holda, tok 0 dan I gacha o'zgarganda A ishini bajaradi

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

Demak, kontur bilan bog'liq magnit energiya barobar

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

Biz kondensatorlarni ko'rib chiqqanimizda ko'rgan edik-ki, elektr energiyasining zichligi $\omega_e = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2}$; Analogiya sifatida ayitish mumkin-ki, magnit maydonining zichligi $\omega_m = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2}$; Demak, fazoda elektr va magnit maydonlari bir paytda bo'lsa, u holda elektromagnit energiyasining zichligi $\omega_{em} = \frac{1}{2}(\epsilon \epsilon_0 E^2 + \mu_0 \mu H^2)$ bo'ladi.

Elektromagnit energiya fazoda to'liq ko'rinishda tarqladi, tarqalish tezligi teng:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \epsilon \mu_0 \mu}} \quad (5.4)$$

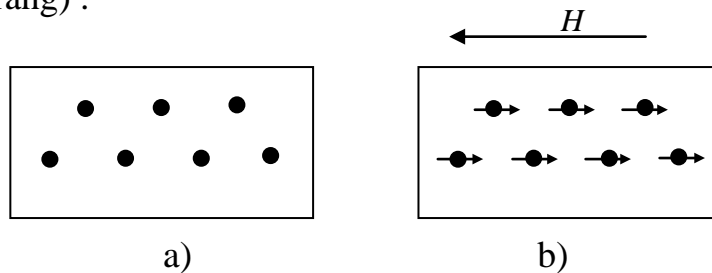
Bu formulaga ϵ_0 va μ_0 larning qiymatini qo'ysak: $v = \frac{3 \cdot 10^8}{\sqrt{\epsilon \mu}} \text{ m/c}$

Vakuum uchun $\varepsilon = \mu = 1$ bo'lgani uchun elektromagnit to'lqining vakuumdagi tezligi $\nu = c = 300000 \frac{\text{km}}{\text{sek}}$ ga teng bo'ladi.

Magnetiklar. Diamagnetiklar, paramagnetiklar va ferromagnetiklar. Tajriba va nazariya shuni ko'rsatadi-ki agar jismni tashqi magnit maydoniga joylashtirilsa bu jism magnit xossalriga ega bo'lib qolar ekan. Bunda ba'zi jismlar tashqi maydonni susaytirar ekanlar, boshqalari kuchaytirar ekanlar. Susaytirdiganlari diamagnit, kuchaytiradiganlari paramagnitlar deb ataladi. Agar kuchaytirishi juda katta bo'lsa, bunday jismlar ferromagnetiklar deb ataladi. Dia-para va ferromagnetizm sabablari qanday.

Har qanday atom va molekullarda o'z orbitalarida aylanayotgan elektronlarni aylana yoki orbital tok deb qarash mumkin. Har bir orbital tokning orbital magnit momenti bo'ladi: $P_m = IS$, bu yerda $I = \frac{e}{T}$, e -elektron zaryadi, T -aylanish davri. Magnit moment vektor qiymatiga ega bo'lib, aylanish tekisligiga perpendikulyardir. Bundan tashqari elektron o'z o'qi atrofida aylanishi bilan bogliq bo'lgan spin magnit momentiga ega. Spin momentiga yana yadro ham ega bo'ladi. Elektronning orbital va spin momentlarining va yadroning spin momentlarining geometrik yigindisi atomning (molekulaning) magnit momentini hosil qiladi.

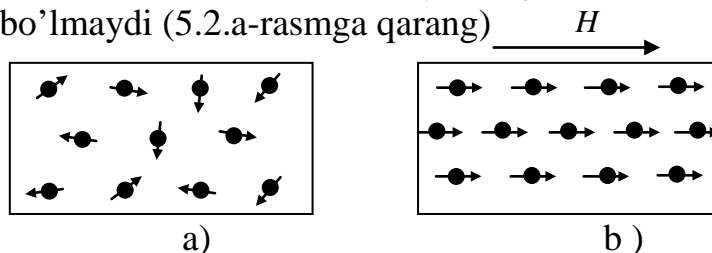
Diamagnit jismlarda atomning (molekulaning) momentlar yig'indisi nolga teng, chunki orbital, spin va yadro momentlari bir-birini kompensatsiya qiladi (5.1.a-rasmga qarang).



5.1 rasm

Lekin diamagnit magnit maydoniga olib kirilsa atomlarda magnit momentlari paydo bo'ladi va ular tashqi maydonga qarshi yo'nalgan bo'ladi. Natijada diamagnit magnitlanadi va uning magnit maydoni tashqi maydonga qarshi yo'nalgan bo'ladi va uni kamaytiradi (5.1.b-rasm). Tashqi maydon yo'qolsa diamagnit yana magnit xossasini yo'qotadi.

Paramagnit jismlarda orbital spin va yadro momentlari bir-birini kompensatsiyalamaydi va har bir atom yoki molekulaning o'zgarmas momenti bo'ladi. $H=0$ bo'lsa bu momentlar xaotik yo'nalgan bo'ladi va modda magnit xususiyatiga ega bo'lmaydi (5.2.a-rasmga qarang)



5.2 rasm

Tashqi magnit maydon ta'sirida bu momentlar burila boshlaydilar va tashqi H maydonga parallel tizila boshlaydilar (5.2.b-rasm). Shundan so'ng paramagnetik o'zining magnit maydoniga ega bo'ladi va bu maydon har doim tashqi magnit maydonga parallel yo'nalgan buladi. Natijada tashqi maydon kuchayadi. Agar bo'sh fazoda H kuchlanishli magnit maydoni bo'lsa va bu bo'shliq bir jinsli muhit bilan to'ldirilsa, u holda natijaviy magnit maydon kuchlanganligi H' hosil bo'ladi va u teng: $H' = \mu H$

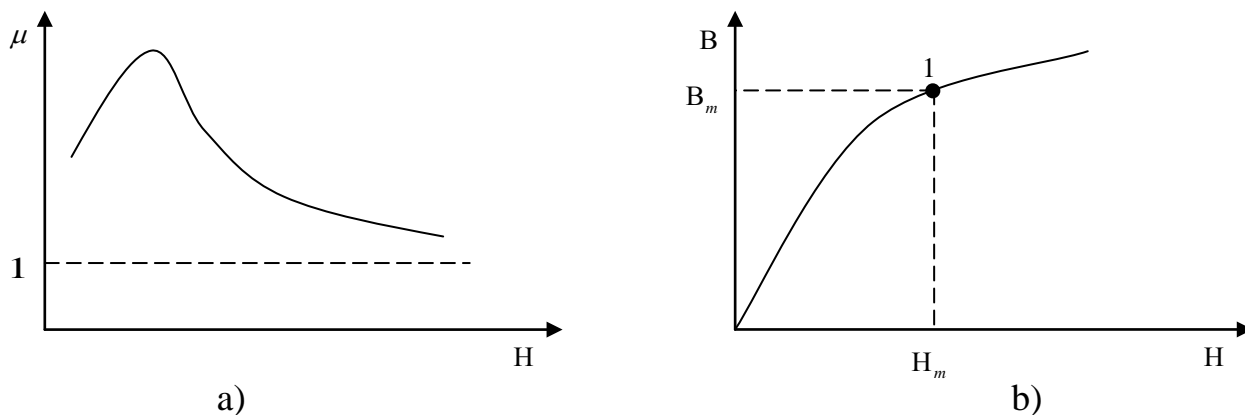
μ - o'lchovsiz koeffitsiyent bo'lib, nisbiy magnit singdiruvchanlik deb ataladi. Bu koeffitsent muhitning tashqi maydon ta'sirida magnitlanish qobilyatiini bildiradi. Vakkum uchun $\mu = 1$ ($H' = H$) diamagnetiklar uchun $\mu < 1$ ($H' < H$) va paramagnetiklar uchun $\mu > 1$ ($H' > H$) ferromagnetiklar uchun $\mu \gg 1$ ($H' \gg H$) (tablitsaga qarang)

| Diamagnetiklar | μ | Paramagnetiklar | μ | Ferromagnetiklar | μ |
|----------------|--------|-----------------|----------|------------------|-------------|
| Suv | 0,9999 | Kislorod | 1,000017 | Nikel | 200 – 300 |
| Mis | 0,9999 | Alyuminiy | 1,000023 | Temir | 500 – 1000 |
| Vismut | 0,9998 | Volfram | 1,000175 | Po'lat | 1000 – 2000 |

Ko'pincha muhitdagi magnit maydonni kuchlanganlik H' bilan emas, magnit induktsiyasi B bilan xarakterlaydilar. $B = \mu_0 H'$

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

μ_0 va μ - muhitning absolyut singdiruvchanligi deb ataladi. Vakkum uchun $\mu = 1$ va $B_B = \mu_0 H$. U holda muhit uchun $B = \mu B_0$. Demak μ vakuum ma'lum muhit bilan to'ldirilganda magnit induktsiyasi necha marta o'zgarishini anglatar ekan. Tablitsadan ko'rinib turibdi-ki ferromagnetik deb ataluvchi jismlarda μ juda katta bo'lar ekan, boshqacha ayitganda ular tashqi magnit maydonni juda kuchaytirib yuborar ekanlar. Bundan tashqari ularda μ tashqi maydon kuchlanganligi H ga bog'liq bo'ladilar (5.3.a-rasm), H oshgan sari μ ham osha boradi va maksimumga erishgach kamayishini boshlaydi. H ning katta qiymatlarida 1 ga qarab intiladi (5.3.b-rasm).



5.3 rasm

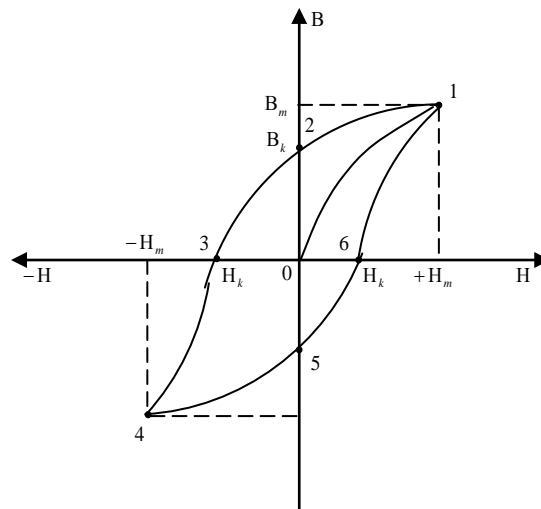
Shuning uchun ferromagnitlarda magnit induksiyasi endi H ga proporsional bo'lmaydi. (5.5) ning ma'lum qiymatida o'zining katta B_m qiymatiga erishadi va shundan so'ng H ga proporsional ravishda oshibboradi (5.3.b-rasm)

Agar B_m gacha magnitlangan ferromagnitkda maydon kuchlanganligini kamaytira boshlasam, induksiya B ham kamaya boradi, lekin bu kamayish rasmdagi 0-2 chizig'i bo'ylab emas, 1-2 chizigi bo'ylab yuz beradi $H=0$ bo'lganda ferromagnetikda B nolga teng bo'lmaydi unda qandaydir qoldiq magnit induksiyasi B_k bo'ladi. B_k ni yo'qotib ferromagnetikni butunlay magnitsizlantirish uchun unda $H = -H_k$ maydonni hosil qilish kerak, shunda $B=0$ bo'ladi. H_k qiymat koertsetiv kuch deb ataladi (5.4-rasm). H ni manfiy tarafda oshirgan sari B ham osha boradi (manfiyligini saqlab) va 4 nuqtada maksimum $B = -B_k$ ga erishadi. Endi kuchlanganlik H ni kamaytirishni boshlasak B 4-5-6 chiziq bo'yicha kamaya boshlaydi va $H=0$ bo'lganda $B = -B_k$ bo'ladi. $H = +H_m$ bo'lganda $B=0$ bo'ladi. $H + H_m$ ga intilganda $B = B_m$ ga intiladi.

Ko'rib chiqilgan jarayon-magnit induksiyasining o'zgarishi magnitlovchi maydon kuchlanganligining o'zgarishidan kechga qolib yuz berishi magnit gisterezisi deb ataladi, berk chiziq 1-2-3-4-5-6-1 esa gisterezis petlyasi deb ataladi.

Ferromagnitlarda yana bir xususiyat bor: ma'lum θ temperaturada ular o'zlarini magnit hususiyatlarini yo'qotadilar (temperatura uchun $\theta = 770^\circ C$ nikel uchun $\theta = 360^\circ C$). Bu temperatura Kyuri nuqtasi deb ataladi. $t > \theta$ bo'lganda ferromagnetik oddiy paramagnetik bo'lib qoladi.

Gisterezis va domenlar nazariyasi. Ferromagnetiklarning yuqorida ko'rib chiqilgan xossalari fan ularda o'z-o'zidan magnitlanib qolgan va domen deb ataluvchi nisbatan katta sohalar borligi bilan tushuntiradi. Domenlarning razmeri taxminan 10^{-2} sm bo'ladi. Demak domenlarda milliardlab atomlar bo'ladi va bu atomlar domen ichida o'z magnit momentlari bilan bir tarafga qarab oriyentatsiya olgan bo'ladilar.



5.4 rasm

Lekin domenlarning o'zlari jism ichida har xil oriyentatsiyada bo'lganligi uchun ferromagnetik magnitlanmagan bo'ladi. Agar tashqi magnit maydon H paydo bo'lsa domenlar H ga qarab burila boshlaydilar va nisbatan katta maydonda

($H = H_u$) domenlarning deyarlik hammasi H ga parallel bo'lib oriyentatsiya oladilar va ferromagnetik kuchli magnitlanib qoladi. H yo'qolsa ferromagnetikda qoldiq magnit induksiya saqlanib qoladi, chunki issiqlik xarakati hamma domenlarni dezoriyentatsiya qila olmaydi, domenlarning bir qismi bir yo'nalishga qarab qolaveradi. Buni ham yo'qotish uchun ferromagnetikka $H = -H_n$ magnit maydonini berish kerak, shunda $B=0$ bo'ladi. Bu mexanizm bilan ferromagnetiklarning boshqa xossalarini ham tushuntirsa bo'ladi.

TAYANCH SO'Z VA IBORALAR

Magnit oqimi, magnit maydon energiyasi, energiya zichligi, tokli o'tkazgich, modda, muhit, diamagnit, maydon, paramagnit, ferromagnit, mikrotok, konveksion toklar, magnitlanish, magnitlanish vektori, magnit qabul qiluvchanlik, magnit induksiya, magnit doimiysi.

NAZORAT SAVOLLARI

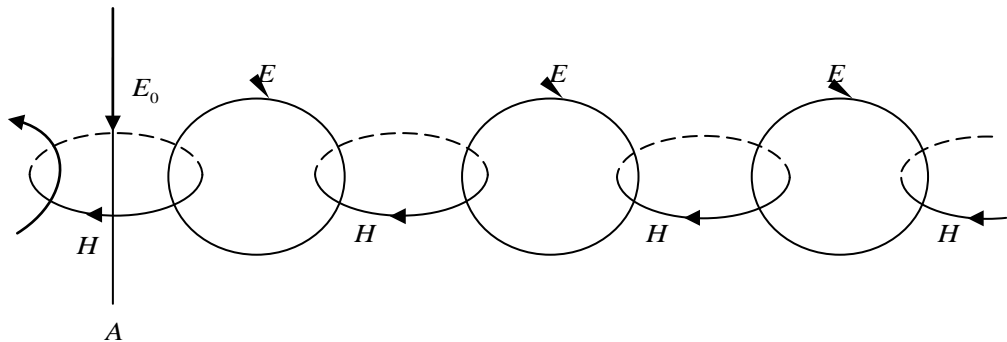
1. Magnit maydon energiyasi qanday aniqlanadi.
2. Magnit maydon induksiya va kuchlanlik o'zaro qanday bog'langan.
3. Mikrotoklar qanday tok.
4. Magnitlanuvchi vektor qanday aniqlanadi.
5. Magnit qabul qiluvchanlikning mazmunini tushuntiring.
6. Magnit singdiruvchanlikning fizik ma'nosini tushuntiring.
7. Magnit maydoniga qo'yilgan moddaning elektroni magnit maydonida qanday ta'sirlanadi.
7. Diamagnit effekt qanday effekt.
8. Paramagnit effekt qanday hodisa.
9. Diamagnit jismlarning paramagnit jismlardan asosiy farqi nimada.

6 - Ma'ruza

Reja

1. Maksvellning elektromagnit maydon nazariyasini
2. Uyurmaviy elektr maydon
3. Siljish toki
4. Maksvell tenglamalarining integral va differentsial ko'rinishi

Maksvellning elektromagnit maydon nazariyasini. 1860 yillarda Maksvell umumlashgan (birlashgan) elektromagnit maydon nazariyasini yaratdi. Bu nazariyaga ko'ra o'zgarayotgan elektr maydon magnit maydonni, o'zgarayotgan magnit maydon elektr maydonni tug'dirdi. Bu maydonlar uyurma xarakterga ega bo'lib, hosil qiluvchi maydon kuch chiziqlari hosil bo'luvchi maydonning kontsentrik kuch chiziqlari bilan o'ralgan bo'ladi. Natijada bir-biriga ulangan halqasimon kuch chiziqlaridan «zanjir» hosil bo'ladi(6.1-rasm).

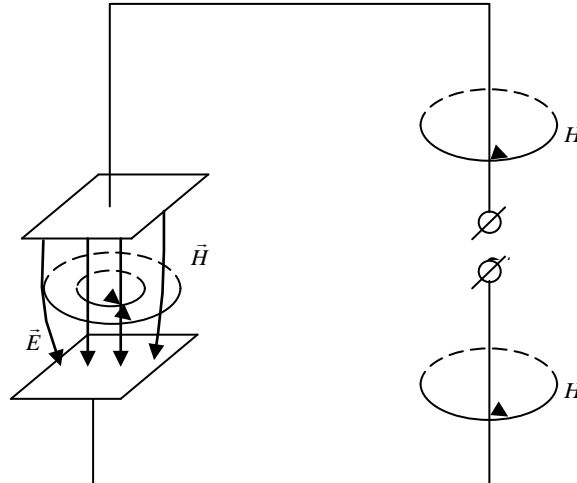


6.1 rasm

Faraz qilaylik fazoning A nuqtasida birlamchi o'zgaruvchan elektr maydon E_0 paydo bo'ldi deb, shunda shu zahotiy oq uning atrofida, uni o'rab olgan gorizontali yuzali o'zgaruvchan magnit maydon H hosil bo'ladi. H ning vaqt bo'yicha o'zgarishi uni halqasimon ravishda o'rab olgan vertikal yuzali o'zgaruvchan ikkilamchi elektr maydon E hosil bo'ladi. O'z navbatida yana bu E maydonni kontsentrik o'rab olgan gorizontali yuzali o'zgaruvchan ikkilamchi H maydon hosil bo'ladi va x.k. Bu jarayon shu tariqa cheksiz davom etishi mumkin. Ana shunday maydonni Maksvell uyurmaviy maydon deb atadi. Fazo bo'yicha tarqalar ekan, bunday elektromagnit maydon o'zi bilan elektromagnit energiyani olib o'tadi.

Siljish toki. Maksvell o'z nazariyasiga yana bir muhim tushunchani kiritdi-siljish toki tushunchasini. Faraz qilaylik, kondensator plastinkalariga o'zgaruvchan elektr yurituvchi kuch berilgan bo'lsin (6.2- rasm).

E.Y.K. manbasidan plastinkalarga tortilgan simlarda, bizga ma'lumki, o'tkazuvchanlik toki oqadi, bu tok elektronlarning oqimidan iborat. Lekin kondensator plastinkalari o'rtasida vakuum bor, u yerda zaryadlar yo'q, shuning uchun o'tkazuvchanlik toki u yerda bo'lishi mumkin emas. U yerda faqat o'zgaruvchan elektr maydon va u hosil qilayotgan o'zgaruvchan halqasimon magnit maydon H bor. Formal qaraganda zanjirdagi tok kondensatorga kelganda uzilib qolyapti. Demak zanjir uzilgan, tok oqishi mumkin emas. Lekin tajriba shuni ko'rsatadiki, zanjirda tok bo'ladi, e.y.k. bor ekan tok oqaveradi.



6.2 rasm

Maksvell bu qarma-qarshilikni yechish uchun siljish toki degan tushunchani kiritdi. Bu tok ikki plastinka orasida bo'lib, u elektr maydoni kuchlanganligining o'zgarishi tezligi $\frac{dE}{dt}$ ga proporsional bo'lib, plastinkalarga ulangan simlardagi o'tkazuvchanlik tokiga teng. Demak, plastinkalar bilan ulangan simlardagi toklar plastinkalar orasidagi siljish toki yordamida o'zaro bog'lanadi. Kondensator ichidagi N maydon ana shu siljish toki bilan bog'langan. Siljish toki zaryadlar xarakati bilan bog'lanmagan bo'lganligi uchun bu tok ishqik energiyasini hosil qilmaydi. Agar ikki plastinka orasida dielektrik bo'lsa, elektr maydonining o'zgarishi atom va molekulalarda zaryadlarning siljishiga va dipollarning burilishiga olib keladi, Zaryadlarning bunday siljishi polirizatsion tok deb ataladi (bunda issiklik ajralib chiqadi).

Demak, Maksvell nazariyasiga binoan: elektr maydoni o'zgarayotgan fazoda siljish toki paydo bo'ldi. Bu tok vakuumdagi siljish toki va polyarizatsion toklardan iborat. Uzilgan qismi bor zanjirda oqayotgan o'tkazuvchanlik toklari o'sha joylarda o'zaro siljish toklari yordamida bog'lanadilar.

Maksvell tenglamalarining integral va differentsial ko'rinishi. Maksvell fanga siljish toki tushunchasini kiritgach birlashgan elektromagnit maydon nazariyasi oxiriga yetkazildi. Bu nazariya bitta nuqtai nazardan ko'pgina elektr va magnit jarayonlarini tushuntirib berdi, yangilarini oldindan aytib berdi. Maksvell nazariyasining asosida 4 tenglama yotadi.:

$$1. \oint_L E d\ell = -\frac{1}{c} \int_S \frac{dB_n}{dt} dS \quad - E \text{ vektorning sirkulyatsiyasi}$$

Bu tenglama elektr maydonini nafaqat zaryadlar hosil qilib berishini, vaqt bo'yicha o'zgarayotgan magnit maydoni ham hosil qilib berishini anglatadi. Bu elektromagnit induktsiyasi qonunining boshqacha bir ko'rinishidir.

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

sirkulyatsiyasi, D – elektr maydon induktsiyasi.

Bu tenglama shuni anglatadi-ki, magnit maydoni elektr toki yordamida (yoki xarakterdagi zaryadlar bilan) yoki o'zgaruvchan elektr maydoni yordamida hosil bo'lar ekan. Bio-Savar-Laplas qonuni bu tenglamaning xususiy holdir.

$$3. \int_S DndS = 4\pi \int_V \rho dv$$

Bu tenglama elektrostatik maydon uchun Gauss teoremasining ifodasidir. Agar zaryad V hajmda ρ zichlik bilan taqsimlangan bo'lsa, u holda shu hajmni o'rab turgan yuzadan o'tayotgan elektr induksiya oqimi zaryad miqdoriga proporsionaldir.

4. $\int_S BndS = 0$ bu tenglama magnit maydon uchun Gauss teoremasini ifodalaydi.

Integralning nolga tengligi tabiatda magnit zaryadlarining bo'lmasligini bildiradi. Bu tenglamalardagi kattaliklar o'zaro material tenglamalar bilan boglangan: $D = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}$, $\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}$, $\vec{j} = \gamma \vec{E}$

Maksvell tenglamalarining yana differentsial ko'rinishi bor.

1. $rot \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{d\vec{B}}{dt}$
2. $rot \vec{H} = 4\pi \vec{j} + \frac{d\vec{D}}{cdt}$
3. $div \vec{D} = 4\pi \rho$
4. $div \vec{B} = 0$

TAYANCH SO'Z IBORALAR

Elektromagnit maydon, kuchlanganlik, induksiya, elektr yurituvchi kuch, kontur, tsirkulyatsiya, induksiya chiziqlari, o'tkazuvchanlik toki, siljish toki, Maksvell tenglamalari, hajmiy zichlik, induksiya oqimi.

NAZORAT SAVOLLARI

1. Maksvellning 1-tenglamasini qanday izoxlash mumkin.
2. 2-chi tenglamaning 1-chi tenglamadn farqi nimada.
3. Siljish toklari nima sababdan kiritilgan.
4. Maksvell ko'rsatganidek, magnit maydon va elektr maydon o'rtasida qanday nomutanosiblik bor.
5. Maksvellning to'la tenglamalar sistemasini yozing.

7 - Ma'ruza

Reja

1. Elektromagnit to'liqlar va ularning tarqalish tezligi

2. Elektromagnit to'liq tenglamasi

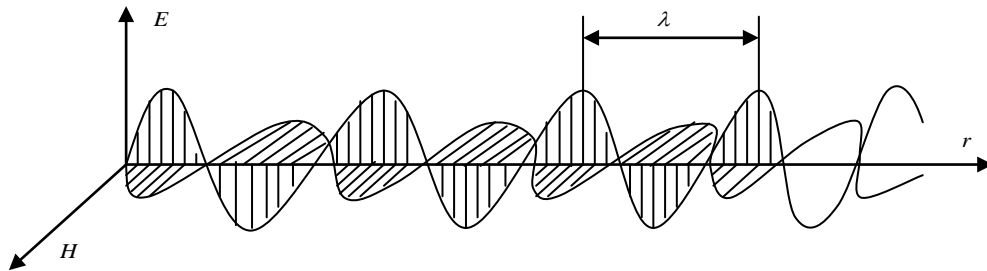
3. Energiya zichligi

4. Umov-Poynting vektori

Elektromagnit to'liqlar va ularning tarqalish tezligi. Maksvell nazariyasiga binoan elektromagnit maydon bir-biriga perpendikulyar bo'lgan elektr va magnit maydonlarining superpozitsiyasidan iborat (7.1-rasm). Bu maydon fazoda

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

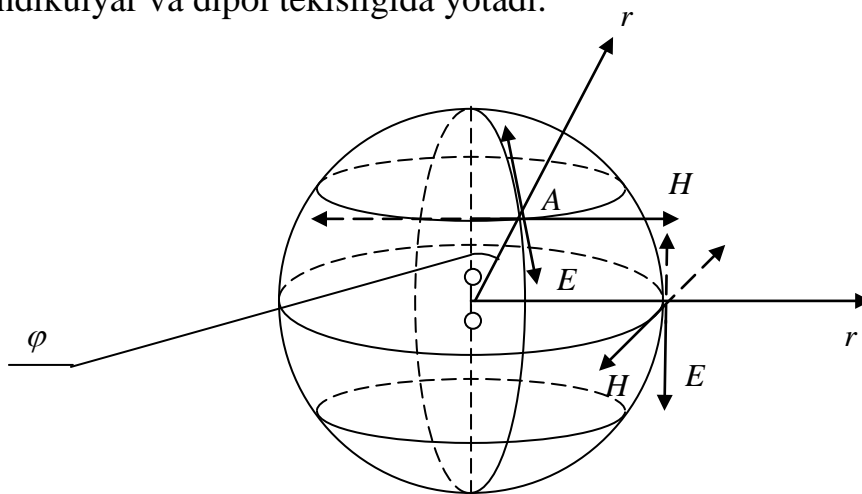
tezlik bilan tarqaladi. Vakuumdagi uning tezligi $v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = 3 \cdot 10^8 \frac{m}{sek}$ $\epsilon = \mu = 1$ bo'lganligi uchun.



7.1 rasm

Bilamiz-ki elektromagnit maydonning manbasi bo'lib tezlanish bilan xarakterlanayotgan har qanday zaryad (elektronlar, ionlar) xizmat qilish mumkin. Shular qatorida P momentli garmonik ravishda o'zgarayotgan dipol ham bo'lishi mumkin: $P = P_0 \sin \omega t$. Bu dipolning hosil qilayotgan va undan har taraflama tarqalayotgan elektromagnit maydonning quyidagi asosiy xossalari bor.

1. Elektromagnit to'liqning kuchlanganlik vektori E nurga (r ga) perpendikulyar va dipol tekisligida yotadi.

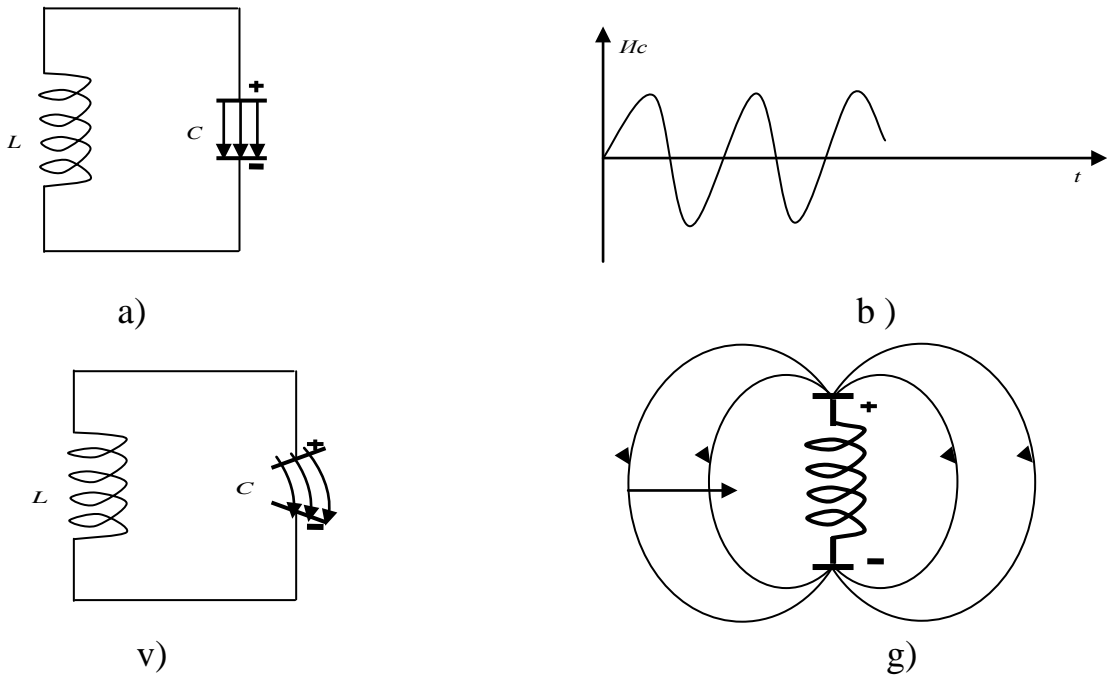


7.2 rasm

2. Magnit maydon kuchlanganligi r va E ga perpenlikulyar.
3. E va H lar bir xil faza bilan tebranadi.
4. Kuchlanganlik amplitudalari E_m va H_m ($E = E_m \sin \omega t$ va $H = H_m$) φ burchagiga bog'liq va $\varphi = 0^\circ$ bo'lsa nolga teng va $\varphi = 90^\circ$ bo'lganda maksimal qiymatga teng. 7.2-rasmda A belgisi bilan sfera markazida turib atrofga elektromagnit to'liqin tarqatayotgan dipol tasvirlangan. Demak, elektromagnit to'liqini ko'ndalang to'liqin sifatida tarqaladi. To'liqinning chastotasi dipolning tebranish chastotasiga teng, uning to'liqin uzunligi, davri va tezligi quyidagicha bog'langan:

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

Nazariya shuni ko'rsatadi-ki elektromagnit to'liqin intensivligi chastotaning kvadratiga propotsional ekan, $I \approx \omega^2$. Katta masofalarga elektromagnit energiyani uzatish uchun, demak to'liqinni hosil qilayotgan o'zgaruvchan tokning chastotasi juda katta bo'lishi kerak, taxminan $\omega \geq 10^6$ Gts. Bunday chastotali tebranishlarni mexanik sistemalar bajarolmaydi. Yuqori chastotali tebranishlarni bajaradigan qurilma tebranish konturi deb ataladi va u induktivlik L va S lardan iborat berk zanjirdir (7.3.a-rasm). 7.3.b-rasmda kondensatordagi kuchlanishning vaqt bo'yicha o'zgarishi keltirilgan.



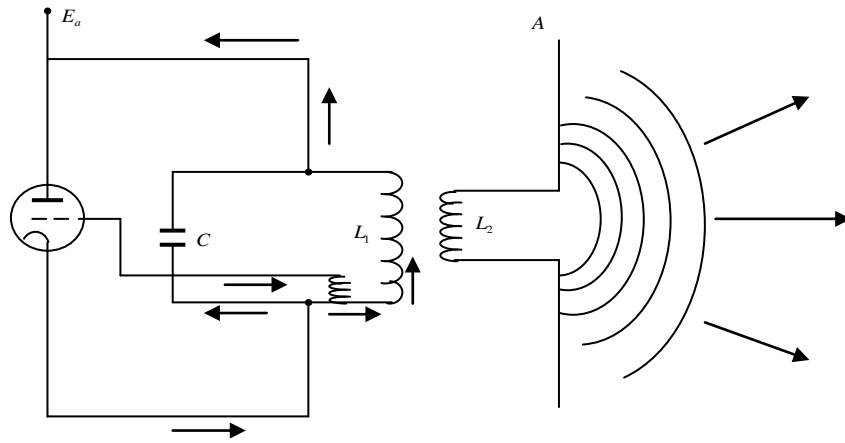
7.3 rasm

Agar kondensator plastinkalarini qiyshaytirsak, elektr maydoni fazoga chiqa boshlaydi (7.3.v-rasm), agar 7.3.g-rasmda keltirilganidek kondensator plastinkalarini butunlay yoyib tashlasak tebranish konturi antennaga aylanadi. Bu antennadan atrofga chastotasi $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ ga teng to'liqin tarqaladi. Demak, chastota

katta bo'lishi uchun S va L lar kichik bo'lishi kerak, chiziqli chastota $\nu = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$ ni hisoblab ko'ramiz. Misol tariqasida $C = 0,0001_{MK}\Phi = 10^{-10}\Phi$ va $L = 0,0001\Gamma_H$ deb olamiz.

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

Tebranish konturida $R \neq 0$ bo'lgani uchun elektromagnit tebranishlar tezda so'nib qoladi. Tebranishlar so'nmasdan yuz berishi uchun tebranish konturiga tashqaridan energiya berib turishi kerak. So'nmas tebranishlarni hosil qiluvchi qurilmani generator deb ataladi (7.4-rasm)



7.4-rasm

Generatorning tebranish konturi LC anod va katod o'rtasiga bog'langan. Unda hosil bo'lgan har qanday kichik tebrashi lampaning setkasiga beriladi va u kuchayib yana konturga qaytadi, natijada konturdagi tebranish kuchayadi. Kuchayish protsssi davom etaveradi va bu tebranishlar kuchayish to'xtaguncha (to'yinish yuz berguncha) davom etadi. L_1 ga L_2 bog'langan shuning uchun L_2 antenna rolini bajaradi va fazoga $\nu = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_1C}}$ chastotali to'lqin tarqatadi.

Elektromagnit to'lqin tenglamasi. Elektromagnit maydon tebranishlarining fazoda katta tezlik bilan tarqalishi elektromagnit to'lqin deyiladi. Fazoda elektromagnit to'lqin tarqalishi uchta koordinataga (x, y, z) bog'liq bo'ladi. Soddalik uchun fakat x koordinata yo'nalishi bo'yicha t vaqtga bog'liq ravishda o'zgaruvchan elektromagnit to'lqinni ko'rib o'taylik. Murakkab matematik o'zgartirishlarni ko'rib o'tirmasdan, Maksvellning differentsial tenglamalarini quyidagi ko'rinishga keltirish mumkin:

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

(7.1) ifoda yassi elektromagnit to'lqinlar uchun Maksvell tenglamasi ham deyiladi. (7.1) ifodaning birinchisini x , ikkinchisini t bo'yicha differentsiallab, ularni birgalikda ishlab chiqsak quyidagi tenglamaga ega bo'lamiz.

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

(7.2) ifodaning birinchisini t , ikkinchisini x bo'yicha differentsiallab va ularni yana birgalikda ishlab chiqib quyidagi tenglama kelib chiqadi:

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

bu yerda quyidagi $v^2 = \frac{1}{\epsilon\mu\epsilon_0\mu_0}$ belgilash kiritilgan bo'lib, elektromagnit

to'lqinning biror muxitidagi tezligini ifodalaydi. Demak, elektromagnit to'lqinning muhitdagi tezligi, shu muhitni xarakterlaydigan ϵ va μ fizik kattaliklarga bog'liq ekan. Xullas, (7.2) va (7.3) formulalar yassi mexanik to'lqin tenglamalariga o'xshash bo'lganligi sababli, ularning yechimlarini ham garmonik (sinusoidal) tebranishlar yechimlari shaklida qidiramiz.

Shunday qilib, (7.2) tenglama yechimi,

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

va (7.3) tenglama yechimi,

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

ko'rinishlarga ega bo'ladi, bu yerda \vec{E} va \vec{H} elektr va magnit maydon kuchlanganliklarining oniy qiymatlari, \vec{E}_m va \vec{H}_m elektr va magnit maydon kuchlanganliklari vektorlarining maksimal qiymatlari, ω - tebranishlarining doiraviy chastotasi, k - to'lqin soni, x - elektromagnit to'lqinning siljish (ko'chish) masofasi, φ - tebranishning boshlang'ich fazasi. Yuqorida ko'rib o'tilgan mulohazalardan elektromagnit to'lqinni grafik ravishda o'zaro perpendikulyar tekisliklarda tebranayotgan ikkita sinusoida ko'rinishida tasavvur etish mumkin ekan. Ulardan bittasi elektr maydon kuchlanganligining \vec{E} vektori tebranishini, ikkinchisi magnit maydon kuchlanganligining \vec{H} vektori tebranishlarini aks ettiradi va ular bir xil boshlang'ich fazaga φ - ega. Elektromagnit to'lqin tarqalish yo'nalishi, aniqrog'i tarqalish tezlik \vec{v} - vektori esa \vec{E} va \vec{H} vektorlarga perpendikulyar bo'ladi. Elektromagnit to'lqinning tarqalishi 7.1-rasmda ifodalangan. Maksvell nazariyasi elektromagnit to'lqin nima va uning tenglamasi qanday ko'rinishga ega ekanligi haqida aniq ma'lumot olib, birinchi xulosa chiqargan bo'lsak, elektromagnit to'lqinning biror muhitdagi

tezligini ifodalovchi $v^2 = \frac{1}{\epsilon\mu\epsilon_0\mu_0}$ ifodani analiz qilib ikkinchi muhim

xulosani chiqarishimiz mumkin, v - tezlikni,

$$\nu = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu\varepsilon_0\mu_0}} \quad (7.6)$$

ko'rinishda yozib, ε_0 va μ_0 lar o'zgarimas kattalik ekanligini e'tiborga olib $\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}}$ qiymatni alohida hisoblab chiqilganda $\nu = 3 \cdot 10^8 \frac{M}{c}$ ekanligi kelib chiqadi. Bu elektromagnit to'lqinining vakuumdagi tezligidir. Demak, elektromagnit to'lqinning vakuumdagi tezligi yorug'likning vakuumdagi tezligiga teng degan xulosa chiqaramiz. U holda elektromagnit to'lqinining muhitdagi tezligi, $\nu = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$ ko'rinishga keladi. Bunda $\sqrt{\varepsilon\mu}$ -muhitning sindirish ko'rsatkichi ko'effitsiyentidan n dan boshqa kattalik bo'lishi mumkin emas. Shunday qilib, muhitning dielektrik nisbiy singdiruvchanligi bilan, magnit nisbiy singdiruvchanlik ko'paytmasining ildiz tagidagi qiymati muhitning sindirish ko'rsatkichi ko'effitsiyentiga teng ekan:

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

(7.7) ifoda Maksvellning fenomenal tenglamasi yoki formulasi deyiladi.

Maksvellning buyuk xizmati, kashfiyoti shundan iborat ediki, u elektromagnit to'lqin nazariyasini yaratish bilan birga, elektromagnit to'lqin tabiati bilan yorug'lik tabiati o'rtasida o'xshashlik borligini aniqladi. Bu esa Maksvell uchun o'z vaqtida yorug'likning elektromagnit to'lqin nazariyasini yaratishiga asos bo'ldi.

Energiya zichligi. Umov-Poynting vektori. Har qanday ko'rinishdagi mexanik to'lqinlar energiyaga ega bo'lganidek, elektromagnit to'lqin ham energiyaga ega. Elektromagnit to'lqin elektr maydon kuchlanganligi vektori \vec{E} va magnit maydon kuchlanganligi vektori \vec{H} majmuasidan iborat bo'lganligi sababli, uning energiyasi ham elektr va magnit maydon energiyalarining yig'indisidan iborat:

$$\omega_{\varepsilon M} = \omega_{\varepsilon} + \omega_M \quad (7.8) \quad \text{Bu yerda } \omega_{\varepsilon} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2}{2} - \text{ elektr maydon va}$$

$$\omega_M = \frac{\mu\mu_0 H^2}{2} - \text{ magnit maydon hajmi birligidagi energiyasidir. (7.8) - ifoda quyidagi ko'rinishga keladi:}$$

$$\omega_{\varepsilon M} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2}{2} + \frac{\mu\mu_0 H^2}{2} \quad (7.9)$$

Elektromagnit to'lqinning \vec{E} va \vec{H} vektorlari bir xil fazalarga ega. Shuniig uchun quyidagi

$$\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0}E = \sqrt{\mu\mu_0}H \quad (7.10)$$

tenglikni isbot etish mumkin. (7.10) ifodani nazarda tutib (7.9) formulani o'zgartirib yozaylik.

$$\begin{aligned} \omega_{\text{эм}} &= \frac{\sqrt{\mu\mu_0}H\sqrt{\mu\mu_0}H}{2} + \frac{\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0}E\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0}E}{2} = \frac{E\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0}\sqrt{\mu\mu_0}H}{2} + \frac{\sqrt{\mu\mu_0}H\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0}E}{2} = \\ &= \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0}EH = \frac{1}{\nu}EH \end{aligned} \quad (7.11)$$

Demak, elektromagnit to'lqin energiya zichligi elektr maydon va magnit maydon kuchlanganligi vektorlari modullari qiymatlarining ko'paytmasiga to'g'ri muhitdagi tezligiga teskari proporsional ekan. Elektromagnit to'lqin energiya zichligini, to'lqin tezligiga ko'paytirib, energiya oqimi zichligi deb nom olgan fizik kattalikka ega bo'lamiz va uni S harfi bilan belgilaymiz:

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

(7.12) ifodani vektor ko'rinishida ham yozish mumkin. Chunki \vec{E} va \vec{H} vektor kattaliklar edi. Jumladan S ham to'lqin tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar qo'yilgan birlik yuzadan oqib o'tayotgan energiya bo'lganligi sababli, u ham vektor kattalikdir.

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

Energiya oqimi zichligi \vec{S} to'lqin yo'nalishiga mos keladi va Umov vektori deyiladi. Demak, Umov-Poynting vektori birlik vaqt ichida to'lqin yo'nalishiga qo'yilgan birlik yuzadan o'tayotgan elektromagnit to'lqin energiya oqimining zichligini ifodalay ekan. \vec{S} - elektromagnit to'lqin intensivligi ham deyiladi.

TAYANCH SO'Z VA IBORALAR

To'lqin, elektromagnit, maydon, magnit, muhit, tezlik, chastota, to'lqin uzunligi, to'lqin energiyasi, elektromagnit to'lqin tenglamasi.

NAZORAT SAVOLLARI

1. Elektromagnit to'lqinning asosiy xususiyati nimada.
2. To'lqin tenglamasi.
3. Elektromagnit to'lqin qanday tasvirlanadi.
4. To'lqin tezligining ifodasi.
5. Umov vektori qanday kattalikni tasvirlaydi.
6. Elektromagnit to'lqin uzunliklari bo'yicha necha guruhdan tashkil topgan.

8 - Ma'ruza

Reja

1.Yorug'lik tabiati to'g'risida Nyuton va Gyuygens nazariyalari

2.Yorug'likning asosiy qonunlari

3.Yorug'likning sinish va qaytish qonunlari.

Yorug'lik tabiati to'g'risida Nyuton va Gyuygens nazariyalari. Optika fani fizikaning katta va muhim bir qismi bo'lib, yorug'likning tabiati, qonuniyatlari va jism bilan o'zaro ta'sirlashuv jarayonini o'rganadi. Inson qachonlardir olamga kelib ko'zini ochganda, albatta birinchi bo'lib uning ko'ziga nur tushgan, olamni ko'rgan.Lekin nurning tabiati to'g'risida ilmiy tushunchalar faqat XVIII asrga kelib shakillana boshladi. Bu vaqtga kelib bir-biridan printsipl ravishda farq qiladigan ikki nazariya paydo bo'ldi. Nyuton ishlab chiqqan korpuskulyar nazariya va Gyuygens ishlab chiqqan to'lqin nazariya. Korpuskulyar nazariya bo'yicha yorug'lik juda katta tezlik bilan harakat qiladigan kichik material zarrachalar (korpuskulalar) oqimidan iborat. To'lqin nazariya bo'yicha yorug'lik katta tezlik bilan «dunyo eferida»-butun koinotni to'lg'izib turuvchi qo'zgalmas elastik muhitda - tarqaluvchi to'lqin deb qaraladi. Ikkala nazariya anchagina yorug'lik jarayonlarini tushuntirib bera oldi, masalan nurning qaytish va sinish qonunlarini. Lekin, interferentsiya, difraktsiya, polyariztsiya bilan bog'liq jarayonlarni tushuntirib berishga ojizlik qildi, chunki u paytlarda «dunyo eferiga» hamma ishonardi, lekin eferning «mavjdligi» ko'p masalalarni chalkashtirar edi.

XVIII asrning oxirigacha korpuskulyar nazariya ustunlik qilib keldi. Faqat XIX asrning boshlarida Yung (1801y) va Frenel (1815 y) to'lqin nazariyasini ancha takomillashtirdilar, yangi to'lqin nazariya asosiga Gyuygens-Frenel printsipl qo'yildi. Tez orada Gyuygens-Yung-Frenel nazariyasi deyarli hamma optik jarayonlarni, shu jumladan, interferentsiya, difraktsiya va polyarizatsiyani tushuntirib bera oldi, bunda efer tushunchasi ishlatilmadi. Natijada korpuskulyar nazariya vaqtincha chetga surib qo'yildi. XIX asrning 60 yillarida Maksvell o'zining birlashgan elektromagnit nazariyasini yaratdi, bunda u hech qanday efer tushunchasidan foydalanmadi. Ma'lum bo'ldiki, yorug'lik elektromagnit to'lqin ekan va u vakuumda ham efirsiz bemalol tarqalaverar ekan. Maksvellning bu g'oyalarining to'g'riligini 1881 yilda Maykelson o'z tajribasida ko'rsatdi, bu tajribadan Maykelson ikki xulosaga keldi. Dunyo efiri degan alohida modda yo'q ekan va tajribada aniqlangan yorug'lik tezligi Maksvell nazariyasida aniqlangan elektromagnit to'lqinning teligiga teng ekan .

Lekin yorug'likning to'lqin tabiati ekanligi haqidagi tushunchalar XIX asrning oxirigacha hukmron bo'lib keldilar, lekin bu paytga kelib to'lqin nazariya tushuntirib bera olmaydigan anchagina ilmiy faktlar yig'ilib qoldi, kimyoviy elementlarning nurlanish spektrlari, issiklik nurlanishining spektral taqsimoti, fotoeffekt va boshqa optik jarayonlar. Bu jarayonlarni tushuntirib berish uchun elektromagnit energiyaning nurlanish tarqalish va yutilish jarayonlari diskret holatda yuz beradi deb tan olishga to'g'ri keldi, boshqacha aytganda, yorug'likning tarqalishi, yutilishi va nurlanishi portsiya - portsiya bo'lib (kvantlar bilan) yuz berar ekan. Shu gipoteza asosida Plank 1900 yilda elektromagnit jarayonlarning

kvant nazariyasini yaratdi. Eynshteyn esa 1905 yilda yorug'likning kvant nazariyasini yaratdi. Bu nazariyaga binoan, yorug'lik kvantlari fotonlar deb ataldi. Yorug'likning kvant nazariyasi atom va molekullarning nurlatish spektrlarini nazariy o'rganish bilan o'z rivojlanishini davom ettirdi. Bu ishlarni N.Bor (1913y), Shredinger (1925 y), Dirak (1930 y), Feynmanlar (1949) bajardilar. Hozirgi zamon nuqtai nazaridan yorug'lik ham kvant, ham to'lqin xossalariga ega. Ba'zi jarayonlarda uning to'lqin xossasi yaqqolroq namoyon bo'ladi (interferentsiya, difraktsiya, polirizatsiya), boshqa jarayonlarda esa (fotoeffekt, lyuminesetsiya) uning kvant xossalari bo'rtib ko'rinadi. Demak bu ikki nazariya bir-birini to'ldiradi, yorug'lik tabiatiga yanada chuqurroq nazar tashlashga yordam beradi.

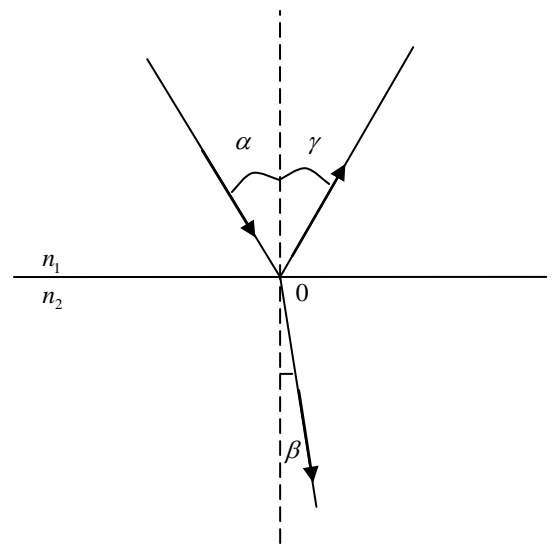
Optikaning tarixida 1960 yil alohida o'rin egallaydi. Shu yil dunyoda birinchi marta kogerent yorug'lik manbai bo'lmish lazer yaratildi. Bu kashfiyot optikada revolyutsiya yasadi, lazer nurlari juda ko'p sohalarda ishlatila boshlandi, yangi yangi yo'nalishlar paydo bo'ldi. Hozirgi zamon optikasini lazerlarsiz tasavvur qilish qiyin.

Yorug'likning sinish va qaytish qonunlari. Tajriba va nazariya shuni ko'rsatadi-ki, yorug'lik har xil shaffof muhitlarda har xil tezlik bilan tarqaladi, bu tezliklar yorug'likning vakuumdagi tezligidan kam bo'ladi. Agar muhitning hamma nuqtasida yorug'lik bir xil tezlik bilan tarqalsa, bunday muhit birjinsli muhit deb ataladi. Har bir shaffof muhitning sindirish ko'rsatkichi degan parametri bo'ladi. Umumiy holda bu parametr yorug'lik chastotasiga bog'liq bo'lib, u tashqi maydon ta'sirida muhitning polyariztsiyalanish qobilyatini anglatadi. Xususiy holda esa u yorug'lik vakuumdan muhitga o'tganda, uning muhitdagi tezligi v vakuumdagi c tezligidan necha marta kamayishini anglatadi. Boshqacha ayitganda

$$v = \frac{c}{n} \text{ bo'ladi.}$$

Bu formuladagi n muhitning absolyut sindirish ko'rsatkichi deb ataladi.

Faraz qilaylik, nur ikki muhit chegarasiga tushayotgan bo'lsin, birinchi muhitning sindirish kursatkichi n_1 , ikkinchisidiki n_2 bo'lsin, tushish burchagi esa α bo'lsin (8.1 rasm)



8.1- rasm

Sinish burchagi esa β . Nazariya shuni ko'rsatadiki $n_1 \neq n_2$ bo'lsa, $\alpha \neq \beta$ bo'ladi. Lekin qayitgan nur tushish burchagiga teng burchak ostida qaytadi, boshqacha ayitganda $\alpha = \gamma$ bo'ladi.

Tushayotgan, singan va qayitgan nurlar uchun quyidagi qonuniyatlar mavjud.

1. Tushayotgan va qayitgan nur perpendikulyar bilan bir tekislikda yotadilar, bunda perpendikulyar tushish nuqtasi 0 ga o'tkazilgan bo'ladi.

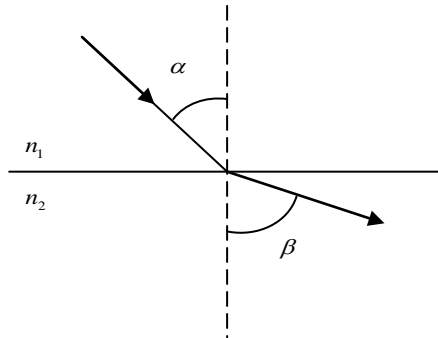
2. Tushayotgan va singan nur perpendikulyar bilan birga bir tekislikda yotadilar.

3. Tushish burchagi sinusining sinish burchagi sinusiga bo'lgan nisbati yorug'likning birinchi muhitdagi tezligining ikkinchi muhitdagi tezligiga bo'lgan nisbatiga teng, boshqacha ayitganda;

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

bu yerda $n_{21} = \frac{n_2}{n_1}$ ikkinchi muhitning birinchi muhitga nisbatan bo'lgan nisbiy

sindirish ko'rsatkichi deb ataladi. Sindirish ko'rsatkichi kattaroq muxit optik zichligi kattaroq, sindirish ko'rsatkichi kichikroq bo'lgan muhit optik zichligi kichikroq muhit deb ataladi.



8.2- rasm

Faraz qilaylik, nur chegaraga optik zichligi kattaroq muhitdan optik zichligi kichikroq bo'lgan muhitga tushayapti. Sinish qonuni bo'yicha $n_1 \sin\alpha = n_2 \sin\beta$ $n_1 > n_2$ bo'lgani uchun $\beta > \alpha$ bo'ladi. Agar α burchakni oshira borsak shunday tushish burchagi α_0 ga kelamizki nur shu burchak ostida tushsa $\beta = 90^\circ$ bo'lib qoladi boshqacha ayitganda singan nur ikki muhit chegarasi bo'ylab tarqaladi. Bunday hodisani to'la ichki qaytish xodisasi deb ataladi va bu hodisa yuz beradigan tushish burchagi to'la ichki qaytish burchagi deb ataladi. Bu burchak quyidagi ifodadan topiladi.

TAYANCH SO'Z VA IBORALAR

Yorug'lik to'liqini, absolyut sindirish ko'rsatkichi, nisbiy sindirish ko'rsatkichi, yorug'lik nuri to'liqin uzunligi, yorug'lik nuri intensivligi, Poynting vektori, yorug'likning qaytish qonuni, yorug'likning sinish qonuni, yorug'lik tezligi, to'la ichki qaytish.

NAZORAT SAVOLLARI

1. Yorug'likning qaytish qonunini ta'riflang.
2. Yorug'likning sinish qonunining ifodasini yozing.
3. Yorug'likning tabiati haqida qanday fikrlar mavjud bo'lgan.

4. Gyuygens printsipini izohlab bering.
5. Yorug'lik intensivligini mohiyatini tushuntiring.

9 - Ma'ruza Reja

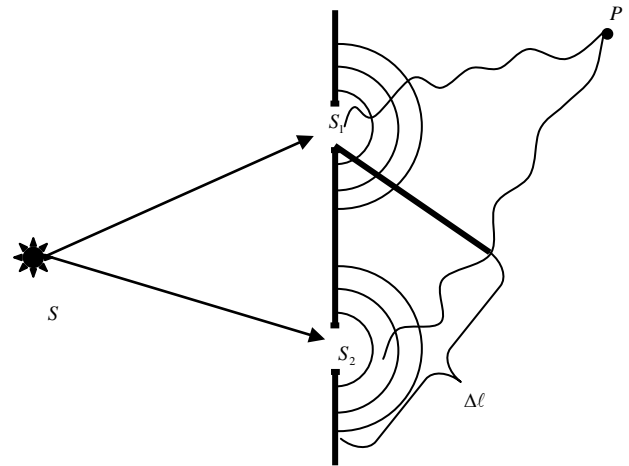
1. Yorug'lik interferentsiyasi
2. Kogerent to'lqinlar interferentsiyasi
3. Interferentsiyani kuzatish usullari
4. Interferentsiyning maksimum va minimum shartlari

Yorug'lik interferentsiyasi. Mexanika qismida biz suv ustida tarqalayotgan to'lqinlarning interferentsiyasi bilan tanishgan edik. Chastotalari bir xil, fazalar farqi o'zgarmas bulgan to'lqinlar kogerent to'lqinlar deyiladi. Ikki kogerent to'lqinlar fazoning biror nuqtasida o'zaro uchrashib bir-birini kuchaytirishi yoki susaytirishiga interferentsiya hodisasi deyiladi. Bunday xossa yorug'lik to'lqinlarida ham bo'lishi mumkin. Bu fikr keyinchalik XVII asrda tasdiqlandi.

Albatta, ikkita nur sochib turgan jismlar kogerent manba bo'la olmaydilar. Ulardagi atomlar bir-biri bilan bog'lanmagan ravishda nur chiqaradilar, shuning uchun bu nurlarning fazalari xaotik ravishda o'zgarib turadi va ularning farqi (ayirmasi) vaqtga bog'liq bo'lib qoladi. Shuning uchun yorug'lik tarqatayotgan ikki jism hech qachon kogerent manba bo'la olmaydilar. Buning uchun suniy bir uslubdan foydalaniladi. Bitta manbadan chiqayotgan nurni ikkiga ajratiladi. Buning bir nechta yo'li bor.

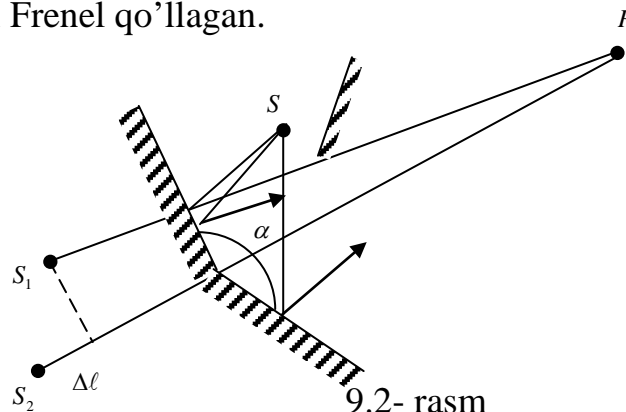
Kogerent to'lqinlar interferentsiyasi. Interferentsiyani kuzatish usullari.

Agar ekrandagi ikki S_1 va S_2 kichik teshiklarni ulardan ma'lum masofada joylashgan S manbadan chiqayotgan nur bilan yoritsak S_1 va S_2 teshiklar ikkilamchi to'lqinlar manbasiga aylanib qoladi. Ko'rnib turibdiki, S dan chiqayotgan to'lqinlar fazasida qanday o'zgarishlar yuz bersa, bu o'zgarishlar S_1 va S_2 lardan tarqayotgan ikkilamchi to'lqinlarda ham parallel ravishda yuz beradi, demak fazalar o'zgarmay qolaveradi. Demak, bu to'lqinlar o'zaro



9.1- rasm

kogerent bo'lib qoladilar. Bu usulni ingliz olimi Yung topgan. Ikkinchi uslubni frantsuz fizigi Frenel qo'llagan.



9.2- rasm

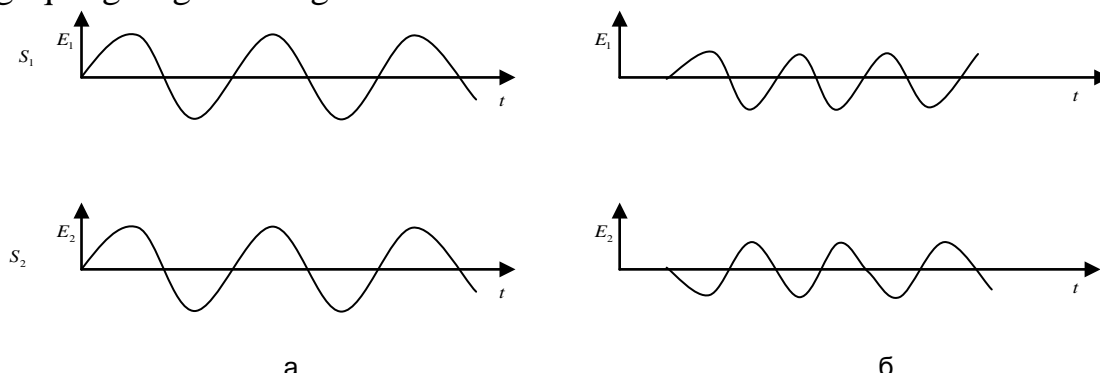
9.2-rasmda bir-biriga nisbatan α burchak ostida joylashgan ikki ko'zgu keltirilgan. S manba bu ko'zgularda o'zining S_1 va S_2 tasvirini hosil qiladi. Bu tasvirlar ikki kogerent manba bo'lib qoladi. Ulardan tarqagan ikki nur P nuqtada uchrashsa interferentsiya kuzatilishi mumkin. Lekin interferentsiya natijasi ikki to'lqinning yo'l farqi $\Delta\ell$ ga bog'lik bo'ladi. Agar $\Delta\ell = PS_2 - PS_1$ masofada yarim to'lqin uzunliklardan juft soni joylashsa, u holda P nuqtada interferentsiya maksimumi kuzatiladi:

$$\Delta\ell = n\lambda = 2n\frac{\lambda}{2} \quad \text{maksimum sharti.} \quad (9.1)$$

Agar $\Delta\ell$ masofada yarim to'lqin uzunliklardan toq soni joylashsa minimum kuzatiladi:

$$\Delta\ell = (2n+1)\frac{\lambda}{2} \quad \text{minimum sharti} \quad (9.2)$$

bu yerda $n = 0, 1, 2, \dots, \lambda$ - to'lqin uzunligi. Nima uchun shunday bo'ladi. 9.3-rasmda P nuqtaga S_1 va S_2 manbalardan yetib kelgan ikki to'lqinning vaqtga bogliqlik grafigi keltirilgan.



9.3 rasm

9.3.a-rasmda ikki to'lqinning istalgan t vaqtdagi fazalar farqi nolga teng ekanligi (elektr maydon ishorasining bir xilligi) ko'rib turibdi, bunday to'lqinlar qo'shilsa bir-birini kuchaytiradi. Bu hol $\Delta\ell$ masofada yarim to'lqin uzunlik juft son marta joylashsagina yuz berishi mumkin.

9.3.b-rasmda P nuqtaga yetib kelgan ikki to'lqinning fazalar farq 180° ga teng holi ko'rsatilgan. Boshqcha aytganda, bu ikki to'lqinning elektr maydon kuchlanganliklari istalgan vaqtda bir-biriga teng va qarama-qarshi ishorali bo'lishini bildiradi. Bunday to'lqinlar qo'shilsa bir-birini susaytirib nol natijani beradi. Bu hol $\Delta\ell$ masofada yarim to'lqin uzunlik toq son marta joylashganda yuz beradi.

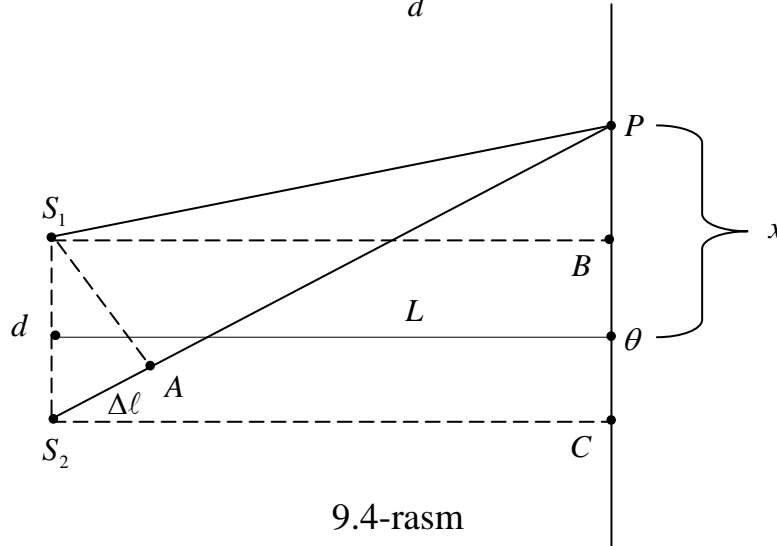
Endi S_1 va S_2 ikki kogerent manbaning ulardan L masofada joylashagan ekranda hosil qilgan interferentsion manzara qanday bo'lishini ko'rib chikaylik (9.4-rasm). Manbalar orasidagi masofani d bilan belgilaymiz va ekrangacha bo'lgan masofani $L \gg d$ deb hisoblaymiz. O nuqtadan interferentsion maksimumlar kuzatiladigan P nuqtalargacha bo'lgan masofani x bilan belgilaymiz. PBS_1 va PCS_2 uchburchaklardan topish mumkin:

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

Bu yerdan $PS_2 - PS_1 = 2xd$ ekanligini topish mumkin.

$(PS_2 - PS_1)(PS_2 + PS_1) = 2xd$ va $PS_2 - PS_1 = \Delta\ell$ va $PS_1 + PS_2 \approx 2L$ o'lganligi uchun

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



9.4-rasm

(9.1) va (9.2) larni hisobga olsak, maksimumlarning O nuqtadan qanday masofada joylashganligini ifodalaydigan formulani hosil qilamiz.

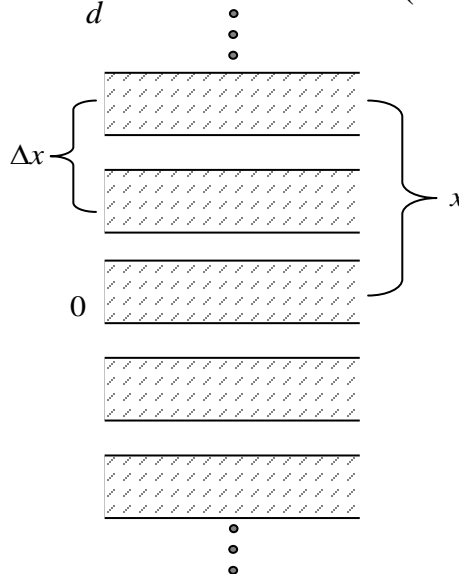
$$x = n \frac{\lambda L}{d} \quad (9.4)$$

minimumlar uchun esa x teng:

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

Hosil bo'ladigan maksimum va minimumlar bir-biriga parallel bo'lgan yorug' va qorong'u palosalardan iborat bo'ladi, markaziy maksimum $n = 0$ da kuzatiladi. Qo'shni maksimumlar (Yoki minimumlar) orasidagi masofa teng (9.5-rasm).

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



9.5- rasm

Bu manzara yanada yorqin va aniqroq bo'ladi, agar nuqtaviy manbalar o'rniga juda tor bo'lgan va o'zidan yorug'lik tarqatadigan tirqishlar ishlatilsa. (9.6) formulaga binoan, interferentsion polosalar o'rtasidagi Δx masofa manbalar o'rtasidagi masofa d ga teskari proportsionaldir. Shuning uchun d katta bo'lsa, polosalarni bir-biridan ajratish qiyin bo'lib qolishi mumkin (Δx kichik bo'lgani uchun). Shuning uchun ko'zga ko'rinadigan yaqqol kartina hosil bo'lishi uchun manbalarni imkon boricha bir-biriga yaqin joylashtirish kerak. ($d \ll L$ bo'lishi kerak). Agar d, L va Δx larni o'lchash iloji bo'lsa, u holda (9.6) formula yordamida yorug'likning to'lqin uzunligini (λ ni) topish mumkin. Interferentsion manzara to'lqinlarning yo'l farqiga (λ) ga keskin ravishda bog'liqdir. $\Delta \ell$ juda kichik qiymatga o'zgarsa ham interferentsion polosalar sezilarli darajada surilishi mumkin. Ana shu xossaga interferometrlar degan optik qurilmalarning ishlash printsipti asoslangan. Bu qurilmalar yordamida juda kichik siljishlarni, burilish burchaklarini yoki shaffof muhitlarning sindirish ko'rsatkichlarini aniqlash mumkin.

TAYANCH SO'Z VA IBORALAR

Kogerent nurlar tushunchasi, yorug'lik interferentsiyasi, yorug'likning optik yo'l farqi, interferentsion maksimum sharti, interferentsion minimum sharti, vaqtiy kogerentlik, masofaviy kogerentlik.

NAZORAT SAVOLLARI

1. Kogerent manbalar deb nimaga aytiladi.
2. O'zaro kogerent nurlar qanday xususiyatlarga ega.
3. Interferentsiya hodisasini tushuntirng.
4. Interferentsiya hodisasini tajribada hosil qilish usullariga misollar keltirng.
5. Nurlar qo'shilishda maksimum shartini izohlang.
6. Nurlar qushilishda minimum shartini tushuntiring.
7. Ikkita kogerent manbalardan chiqayotgan nurlarning yo'l farqi qanday aniqlanadi.

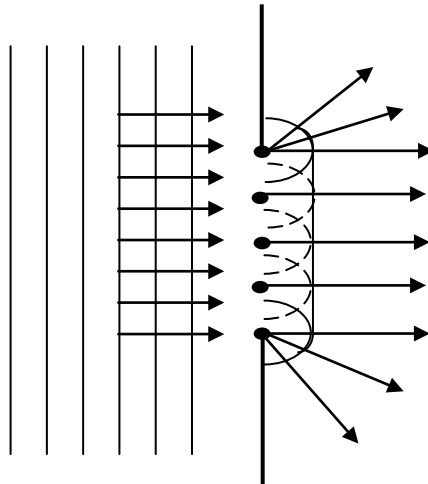
10 - Ma'ruza

Reja

1. Yorug'lik difraktsiyasi
2. Gyuygens- Frenel printsipti
3. Frenelning zonalar nazariyasi
4. Dumaloq teshikda Frenel difraktsiyasi
5. Diskda Frenel difraktsiyasi.

Yorug'lik difraktsiyasi. Gyuygens- Frenel printsipti. To'lqinlarning to'siqlarni aylanib o'tishiga (Yoki to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalishining buzilishiga) difraktsiya deb ataladi. Difraktsiya tufayli to'lqin to'siqlarining orqa qismiga ham tarqab o'ta oladi, tirqishlar ham unga to'siq bo'la olmaydi.

Difraktsiya jarayoni Gyuygens printsipti yordamida tushuntiriladi. **Bu printsiptga asosan to'lqin fronti yetib borgan har qanday nuqta ikkilamchi to'lqinlar manbasiga aylanadi** va bu to'lqinlarga o'tkazilgan umumiy urinma to'lqinning keyingi momentdagi fronti deb qaralishi mumkin. Misol tariqasida to'lqinning teshigi bor to'siqqa tushishini ko'rib chiqamiz (10.1- rasm). To'lqinning fronti teshikka kelib tushganda undagi har bir nuqta ikkilamchi to'lqinlar manbasiga aylanadi (10.1-rasmda shunday nuqtalarning 5 tasi ko'rsatilgan). Har bir nuqtadan tarqahotgan ikkilamchi to'lqinlarning frontiga urinmalar o'tkazsak va ularni birlashtirsak, umumiy urinma hosil bo'ladi, bu urinma to'lqinning teshikdan o'tgandan keyin hosil bo'lgan fronti bo'ladi. Bu front teshikning o'rta qismida tekis (yassi) bo'ladi, bu 10.1-rasmdan ham ko'rinib turibdi, lekin teshikning chetlarida front egila boshlaydi, bu esa to'lqinning to'siq hosil qilishi kerak bo'lgan soya qismiga ham o'tishini bildiradi.

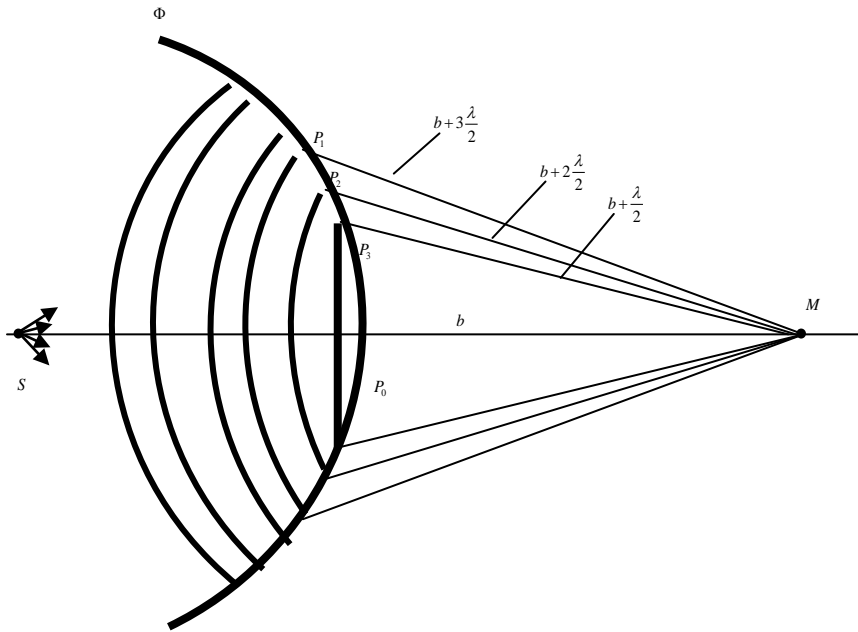


10.1- rasm

Difraktsiya har qanday to'lqinga xos narsadir. Lekin Gyuygens printsipti to'lqinning difraktsiya natijasida hosil bo'ladigan frontini topishga yordam bersa ham, to'lqinning berilgan nuqtadagi intensivligini topishga imkon bermaydi.

Frenelning zonalar nazariyasi. Frantsuz olimi Frenel bu printsiptga ikkilamchi to'lqinlarning interferentsiyasi g'oyasini kiritdi va u keyinchalik Gyuygens-Frenel printsipti deb atala boshlandi. Bu printsiptning fizikaviy manosini ko'rib chiqamiz. Faraz qilaylik, S manbadan ma'lum masofada M nuqta turgan

bo'lsin va biz shu nuqtadagi yorug'lik intensivligini hisoblashimiz kerak (10.2-rasm).



10.2- rasm

Frenel fikri bo'yicha M nuqtadagi yorug'lik intensivligini S nuqtadan tarqayotgan yorug'lik frontining kichik elementlaridan chiqayotgan kogerent ikkilamchi to'lqinlarning superpozitsiyasi deb qarash mumkin. Demak, manbadan tarqayotgan to'lqinlarni ikkilamchi kogerent to'lqinlarning interferentsiyasi natijasi deb hisoblash mumkin. Ikkilamchi to'lqinlarning amplituda va fazalarini hisobga olish yorug'likning istalgan nuqtadagi intensivligini topishga yordam beradi.

Gyuygens-Frenel printsipi bo'yicha yorug'likning M nuqtadagi (10.2-rasm) intensivligini topishda S manbaning o'rniga yordamchi Φ yuzadan foydalanish mumkin. Bunda odatda F yuza sifatida S manbadan tarqayotgan va ma'lum masofada joylashgan to'lqin fronti xizmat qiladi. Bu front sfera shaklida bo'lib uning markazida S manba yotadi. Frenel Φ yuzani halqasimon yuzalarga bo'lib chiqdi, bunda halqaning ikki chetidan M nuqttagacha bo'lgan masofalar bir-biridan $\frac{\lambda}{2}$ ga farq qiladi, boshqacha ayitganda $P_1M - P_0M = P_2M - P_1M = P_3M - P_2M = \dots = \frac{\lambda}{2}$. Bunday zonalarni quyidagi yo'l bilan chizsa bo'ladi. Sirkulning bir oyog'ini M nuqtaga qo'yib ikkinchi oyogi bilan Φ yuzaga sferalar chiziladi, bunda sferalar $b + \frac{\lambda}{2}, b + 2\frac{\lambda}{2}, b + 3\frac{\lambda}{2}, \dots, b + \frac{m\lambda}{2}$ larga teng radiuslar bilan chizilib qoladi. Bu yerda $b - M$ dan P_0 gacha bo'lgan masofa. Zonalar shunday chizilsa qo'shni zonalardan tarqayotgan to'lqinlar $\frac{\lambda}{2}$ ga teng yo'l farqiga ega bo'ladilar va M nuqtaga qarama-qarshi fazada kelib bir-birlarini so'ndiradilar. Shuning uchun M nuqtada yorug'likning natijaviy amplitudasi quyidagiga teng bo'ladi.

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

bu yerda $E_i - i$ zonadan kelgan to'lqin amplitudasidir. E-ni topish uchun avvalo zonalarning yuzini topamiz. m - zonaning tashqi chegarasi to'lqin fronti yuzasida

balandligi h_m ga teng segment ajratadi. Bu sementning yuzasini σ_m bilan belgilaymiz. Shunda m - zonaning yuzi teng bo'ladi:

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

Bu yerda σ_{m-1} $m-1$ zonaning tashqi chegarasi ajratgan segmentning yuzasidir.

10.2-rasmdan ko'rinib turibdiki $r_m^2 = a^2 - (a - h_m)^2 = \left(b + \frac{m\lambda}{2}\right) - (b + h_m)^2$ $\lambda \ll a$ va $\lambda \ll b$ deb hisoblab topamiz.

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

Sferik segment yuzi teng bo'ladi:

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

Frenelning m -zonasi quyidagi yuzaga ega bo'ladi.

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

(10.3) m ga bogliq emas, demak hamma Frenel zonalari bir xil yuzaga egadirlar. Albatta, zona M nuqtadan uzoqlashgan sari uning shu nuqtadagi amplitudasi ham kamayib boradi. $E_1 > E_2 > E_3 > \dots$ yarim sferada joylashgan Frenel zonalarining miqdori juda kattadir, masalan $a = b = 10 \text{ sm}$ va $\lambda = 0,5 \text{ mkm}$ uchun:

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

Shuning uchun aytish mumkin-ki, ikki qo'shni zonalardan kelayotgan to'lqinlar amplitudasi bir-biridan kam farq qiladi, shu sababli yozish mumkin.

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

Endi (10.1) ni boshqacha yozish mumkin:

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

chunki qavs ichidagilar (10.4) ga ko'ra, nolga teng, eng oxirida qolgan $\pm \frac{E_m}{2}$ esa

juda kichkina va uni hisobga olmasa ham bo'ladi. Demak sferik to'lqin frontining yuzasi M nuqtada hosil qilgan amplitudasi markaziy zonaning hosil qiladigan amplitudasining yarmiga teng ekan.

Kichik m lar uchun $h_m \ll a$ deb hisoblasa bo'ladi, u holda $r_m^2 \approx 2ah_m$ bo'ladi. Bu ifodaga (10.2) ifodani ko'rsak m zonaning tashqi chegarasining radiusi kelib chiqadi:

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

Agar $a = b = 10 \text{ sm}$ va $\lambda = 0,5 \text{ mkm}$ deb olsak markaziy zonaning radiusi $r_1 = 0,158 \text{ mm}$ bo'ladi. Demak, S dan M gacha nur go'yoki juda tor kanalda tarqata Yotgandek bo'ladi, boshqacha ayitganda nur to'g'ri chiziq bo'ylab tarqaladi.

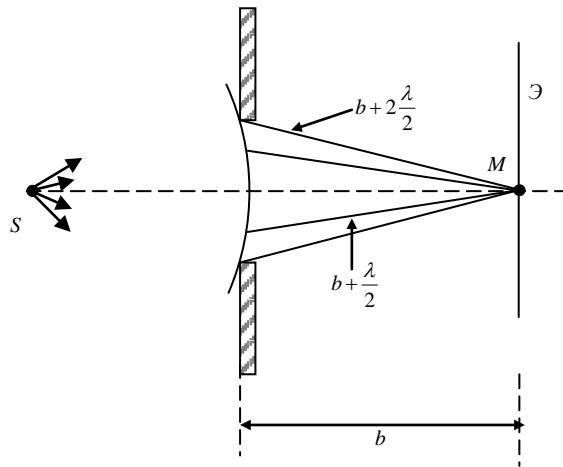
To'lqin frontini Frenel zonalariga bo'lish real ma'noga ega ekanligi eksperimentda isbotini topgan. Bu eksperiment ayniqsa zonali plastinkalarda yaqqol ko'rinadi. Plastinkaga radiuslari r_m ga teng halqalarni chizib, ularning yarmini ($m = 0, 2, 4, \dots$ lar uchun) shaffof qilib olamiz, qolgan yarmini ($m = 1, 3, 5, \dots$ la uchun) nur o'tkazmaydigan qilib bo'yab qo'yamiz. Agar shu plastinkani nuqtaviy manbadan λ to'lqin uzunligi uchun juft zonalarini berkitib qo'yadi va toq zonalarini (markaziy zona bilan birga) ochiq qoldiradi. Natijada maydon amplitudasi M nuqtada $E = E_1 + E_3 + E_5, \dots$ bo'ladi, boshqacha aytganda plastinkasiz holatdan ancha kuchli bo'ladi. Demak, zonali plastinka linzaga o'xshash funktsiyaga ega bo'lib qoladi va M nuqtada yorug'likni yigadi.

Dumaloq teshikda Frenel difraktsiyasi. Bu difraktsiyada teshikka sferik to'lqin tushadi, difraktsiya esa yaqin masofada kuzatiladi.

10.3-rasmda S manbadan tarqayotgan sferik to'lqinning teshikka tushishi ko'rsatilgan. Difraktsion manzarani M nuqtada kuzatamiz. E ekran teshik yotgan tekislikka parallel va undan b masofada joylashgan. Difraktsion manzara teshikda qancha Frenel zonalarini sig'ishiga bog'liq. Frenelning zonalar nazariyasiga binoan M nuqtadagi tebranishlar amplitudasi barobar:

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

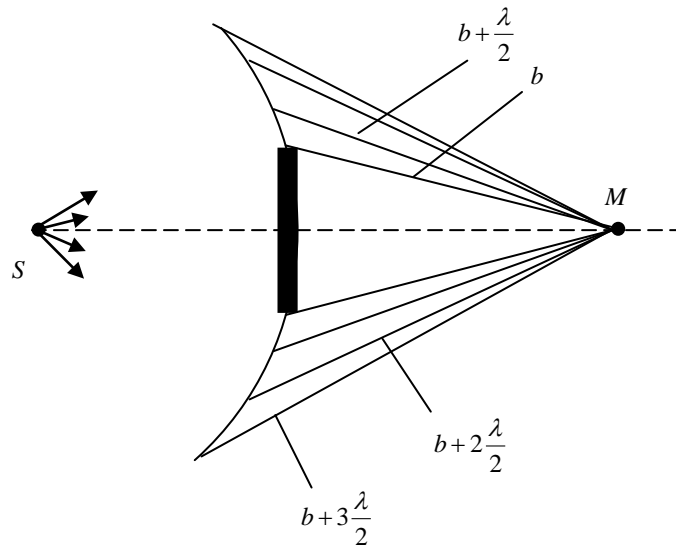
bu yerda $+$ ishora m toq son bo'lsa, ishora esa m juft son bo'lsa yoziladi.



10.3 rasm

Agar teshik ochgan zonalar soni toq songa teng bo'lsa M nuqtadagi yorug'lik intensivligi to'siq bo'lmagandagi holdan katta bo'ladi, agar juft songa teng bo'lsa, intensivlik nolga teng bo'ladi. Agar teshikka Frenel zonasi (markaziy zona) sig'sa, u holda M nuqtada to'lqin amplitudasi $E = E_1$ bo'ladi, bu esa to'siq bo'lmagandagi holdan ikki marta kattadir (demak, intensivlik to'rt marta katta bo'ladi). Agar teshikka ikkita zona sig'sa u holda M nuqtada bu ikki zona ta'siri bir-birini interferentsiya tufayli yo'qotadi (intensivligi deyarli nolga teng bo'ladi). Demak, M nuqta atrofida interferentsion kartina birin-ketin joylashgan halqalardan iborat bo'ladi.

Diskda Frenel difraktsiyasi. Sferik to'liqin o'z yo'lida shaffof bo'lmagan diskni uchratsa, difraktsiya yuz beradi (10.4-rasm). Bu holda disk berkitgan zonlar hisobga olinmaydi va Frenel zonalarini ko'rish disk chetidan boshlanadi.



10.4- rasm

Agar disk Frenel zonalarining birinchi m tasini berkitsa, u holda M nuqtada to'liqin amplitudasi quyidagiga teng bo'ladi:

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

chunki qavs ichidagilar nolga teng bo'ladilar. Demak M nuqtada har doim interferentsion maksimum kuzatilar ekan, u birinchi ochiq zonaning yarim amplitudasiga teng ekan. Markaziy yorqin maksimum yorug' va qorongu konsentrik halqalar bilan o'ralgan bo'ladi, maksimumlar intensivligi markazdan o'zoqlashgan sari kamayib boradi.

TAYANCH SO'Z VA IBORALAR

Gyuygens-Frenel printsiipi, Frenel difraktsiyasi, Frenel zonalarini, zonalar radiusi, umumiy amplituda.

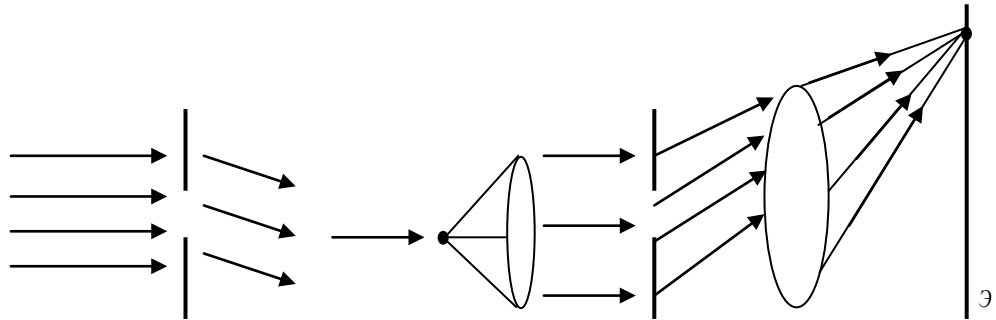
NAZORAT SAVOLLARI

1. Yorug'lik difraktsiyasi qanday fizik hodisa.
2. Frenel zonalar uslubi nima maqsadda kiritilgan.
3. Zonalardan foydalanishning xususiyatini tushuntiring.
4. Natijaviy amplituda qiymati qanday izohlanadi.
5. Frenel zonasining radiusi qanday ko'rinishga ega.

11- Ma'ruza Reja

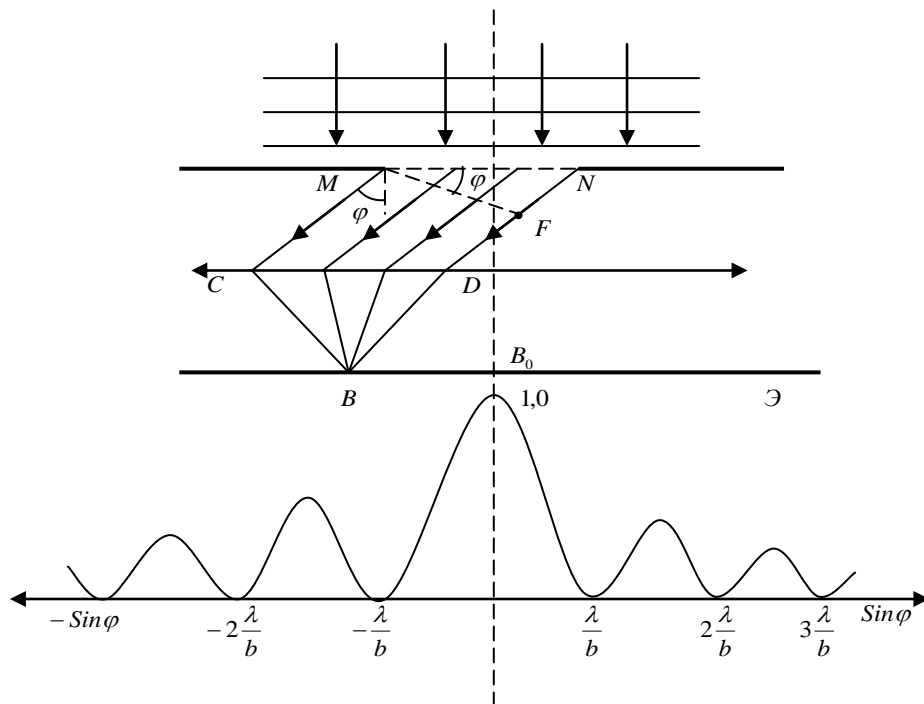
1. Fraunhofer difraktsiyasi
2. Tirqishda Fraunhofer difraktsiyasi
3. Diraktsion panjara
4. Rentgen nurlari difraktsiyasi. Vulf-Bregg formulasi
5. Yoruglik dispersiyasi

Fraunhofer difraktsiyasi. Nemis fizigi I.Fraunhofer (1787-1826) parallel nurlarning difraktsiyasini ko'rib chiqdi, bunda difraktsion manzara to'siqdan cheksiz uzoqlikda joylashgan nuqtada kuzatiladi. Bunday difraktsiyani kuzatish uchun yorug'lik manbaini linzaning fokusiga va ekranni to'siqdan keyin o'rnatilgan linzaning fokal tekisligiga joylashtirish kifoya.



11.1- rasm

Tirqishda Fraunhofer difraktsiyasi. Kengligi $MN = b$ bo'lgan tirqishga perpendikulyar yo'nalishda monoxromatik yorug'lik tushayapti deb hisoblaylik (11.2-rasm). Tirqishning ikki chetidan φ burchak ostida tarqayotgan MC va ND nurlarning yo'l farqi quyidagiga teng.



11.2-rasm

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

MN tirqishni-tirqish qirrasiga parallel bo'lgan polosalarga (zonalarga) bo'lamiz. Bu zonalarning kengligi shunday olinadi-ki, ularning chetlaridan tarqayotgan nurlarning yo'l farqi $\frac{\lambda}{2}$ ga teng bo'lishi kerak, boshqacha ayitganda tirqish kengligida ($\Delta: \frac{\lambda}{2}$) ta zona bo'ladi. Tushayotgan yoruglik fronti tirqish tekisligiga parallel bo'lgani uchun ikkilamchi nurlarning ham fazalari va amplitudalari bir xil bo'ladi.

(11.1) dan ko'rinib turibdiki, zonalar soni burchak φ ga bog'liq. Zonalar soniga esa ikkilamchi to'lqinlarning interferentsiya natijasi bog'liq. Qo'shni ikki zonadan kelgan ikkilamchi to'lqinlar bir-birini susaytiradi (yo'l farqi $\frac{\lambda}{2}$ ga teng bo'lganligi uchun). Demak Frenel zonalarining soni juft bo'lsa yoki:

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

bo'lsa, B nuqtada difraktsion minimum kuzatiladi. Agar zonalar soni toq bo'lsa, B nuqtada difraktsion maksimum kuzatiladi:

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

$\varphi = 0$ yo'nalishda tirqish bitta Frenel zonasidek ishlaydi, shuning uchun B_0 nuqtasida markaziy difraktsion maksimum kuzatiladi.

Maksimumlar joylashgan joy φ ga bog'lik. Shuning uchun 11.2-rasmda chizilgan manzara monoxromatik nur uchun chizilgan. Oq nurda chetdagi maksimumlar rangli bo'ladi.

Difraktsion panjara. Difraktsion panjara bir-biridan bir xil masofada joylashgan, bir-biriga parallel bo'lgan va bitta tekislikda yotgan tirqishlardan iborat qurilmadir (11.3-rasm). Panjarada kuzatiladigan difraktsion manzara hamma tirqishlardan keladigan kogerent to'lqinlarning o'zaro interferentsiyasi natijasida hosil bo'ladi.

Misol tariqasida ikki tirqishdan (MC va ND) iborat difraktsion panjaradagi parallel nurlar difraktsiyasini ko'rib chiqamiz. Tirqish kengligi b tirqishlar orasidagi no-shaffof qism kengligi a , $d = a + b$ kattalikni difraktsion panjaraning doimiysi (davri) deb ataladi. Tirqishlar bir-biridan bir xil masofada joylashganlari uchun qo'shni tirqishlardan tarqayotgan nurlarning yo'l farqi teng.

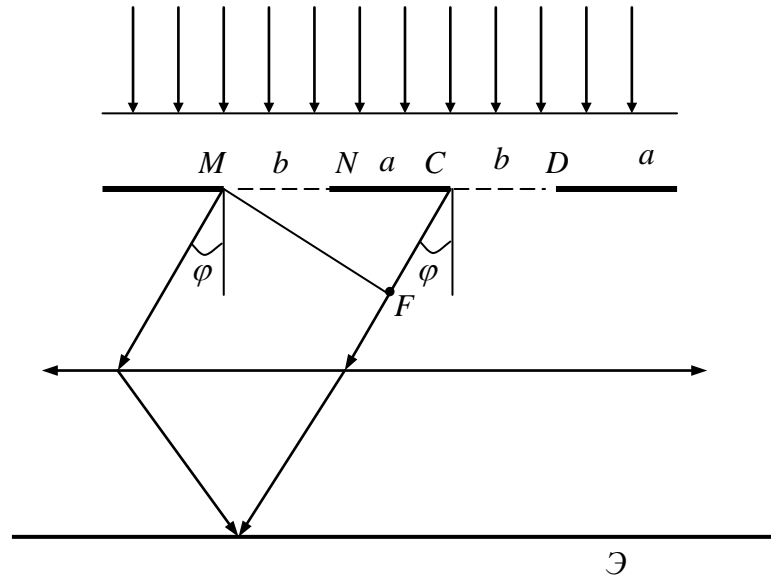
$$\Delta = CF = (a + b) \sin \varphi = d \sin \varphi \quad (11.4)$$

Har bitta tirqishning berayotgan minimumi bir xil joyda bo'ladi, tirqishning o'z-o'ziga parallel siljishi bunga tasir qilmaydi:

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

Bundan tashqari, ikki tirqishdan kelayotgan nurlar qo'shimcha minimumlar berishi mumkin. Bu minimumlar $\frac{\lambda}{2}$, $3\frac{\lambda}{2}$ larga teng yo'l farqi hosil bo'ladigan yo'nalishlarda kuzatiladi, masalan tirqishlarning chap tomondagi chetidan chiqqan nurlar. Demak, qo'shimcha minimumlar sharti quyidagicha bo'ladi:

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



11.3-rasm

Lekin bir tirqishning nurlarini ikkinchi tirqishning nurlari quyidagi shart bajarilganda kuchaytiradi (bosh maksimumlar sharti):

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

Demak, to'liq difraktsion manzara quyidagi shartlarga asoslanadi:

$$b \sin \varphi = \pm m \lambda \quad (m = 1, 2, 3)$$

bosh minimumlar

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

qo'shimcha minimumlar

$$d \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2}$$

bosh maksimumlar

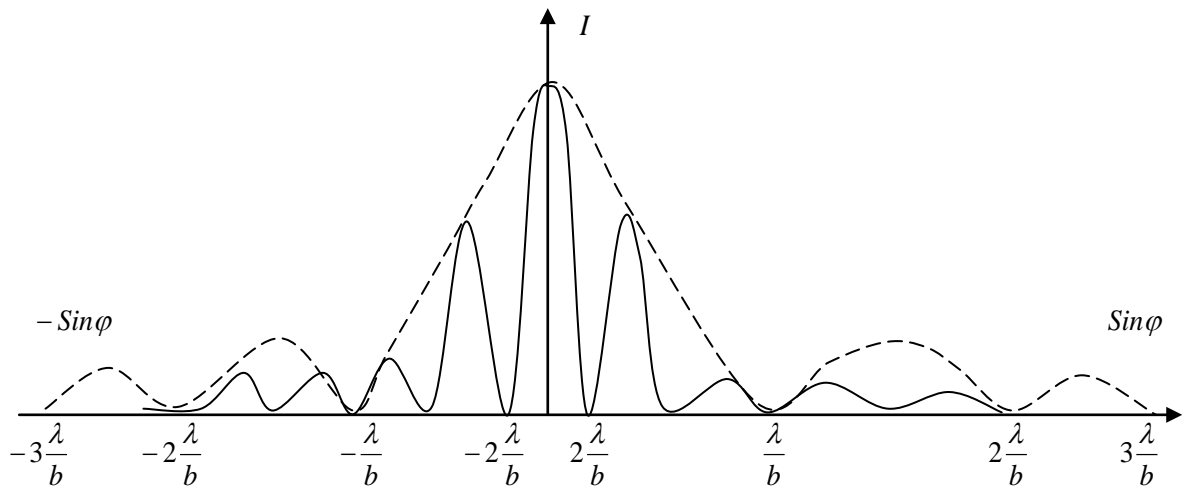
Bularni boshqacha yozamiz:

| | | | | |
|---------------------------------------|--------------------|-----------|------------|------------|
| Avvalgi (bitti tirqishdan) minimumlar | $b \sin \varphi =$ | λ | 2λ | 3λ |
|---------------------------------------|--------------------|-----------|------------|------------|

| | | | | |
|-----------------------|--------------------|---------------------|----------------------|----------------------|
| Ko'shimcha minimumlar | $d \sin \varphi =$ | $\frac{\lambda}{2}$ | $\frac{3\lambda}{2}$ | $\frac{5\lambda}{2}$ |
|-----------------------|--------------------|---------------------|----------------------|----------------------|

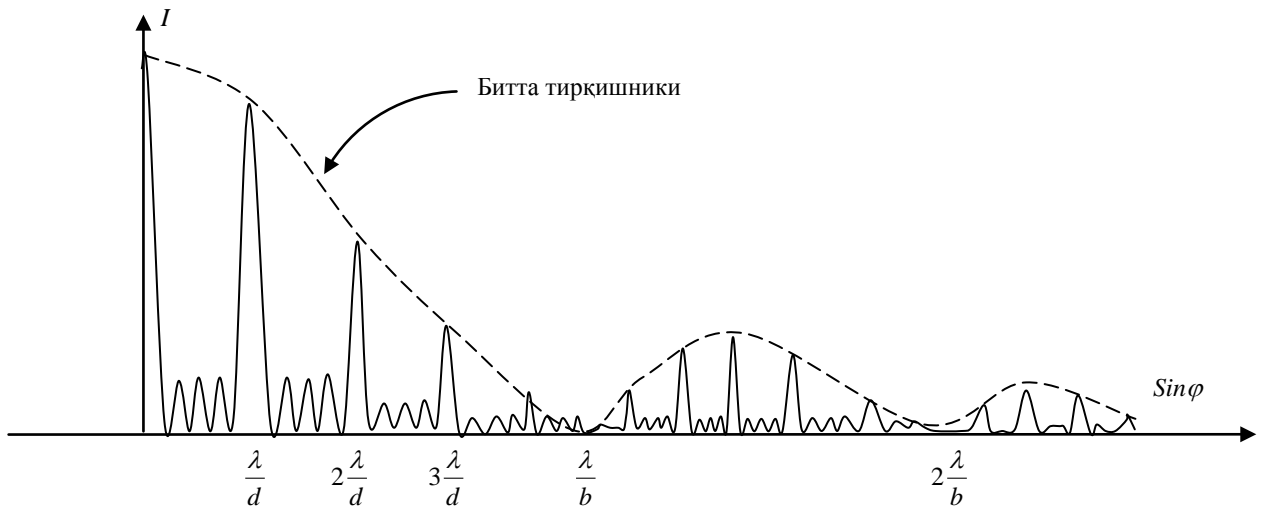
| | | | | |
|------------------|--------------------|-----------|------------|------------|
| Bosh maksimumlar | $d \sin \varphi =$ | λ | 2λ | 3λ |
|------------------|--------------------|-----------|------------|------------|

11.4-rasmda ikki tirqishda kuzatiladigan interferentsiya manzarasi ko'rsatilgan:



11.4-rasm

Tirqishlarning soni N ta bo'lsa, biz bunday qurilmani difraktsion panjara deymiz. 11.5-rasmda difraktsion panjaradagi interferentsiya manzarasi ko'rsatilgan:



11.5-rasm

Endi N tirqish uchun quyidagi shartlar bajariladi:

Avvalgi minimumlar: $b \sin \varphi = \lambda, 2\lambda$

Bosh maksimumlar: $d \sin \varphi = 0, \lambda, 2\lambda$

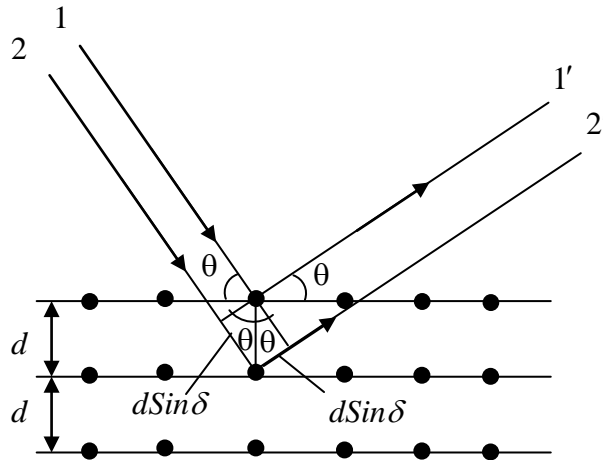
Qo'shimcha minimumlar: $d \sin \varphi = \frac{\lambda}{N}, \frac{2\lambda}{N}, \dots, N-1 \frac{\lambda}{N}, \dots, N+1 \frac{\lambda}{N}, \dots$

Boshqacha ayitganda, ikki qo'shni maksimumlar o'rtasida $(N-1)$ ta qo'shimcha minimumlar joylashadi.

Rentgen nurlari difraktsiyasi. Vulf-Bregg formulasi. Difraktsion manzarani kuzatish uchun panjara doimiysi va to'lqin uzunligi bilan deyarli bir xil bo'lishi kerak: $d \approx \lambda$. Kristallar uch o'lchamli fazoviy panjaralardir, ularning panjara doimiysi 10^{-10} m atrofida, shuning uchun optik diapazonda ($\lambda \approx 5 \cdot 10^{-7}$ m) difraktsiya kuzatilishi mumkin emas. Lekin rentgen nurlari ($\lambda \approx 5 \cdot 10^{-8} \div 10^{-12}$ m) buning uchun juda mos kelishi mumkin, bu fikrni birinchi marta nemis fizigi M.Laue (1879-1960) aytgan.

Rentgen nurlarining kristall panjarasidagi difraktsiyasini oddiy yo'l bilan hisoblashni birinchi marta G.V.Vulf (1863-1942) va ingliz olimlari Bregglar

(1862-1942-otasi va (1890-1971) taklif etishgan. Ularning fikri bo'yicha, rentgen nurlari difraktsiyasi kristall panjaralarida atomlar yotgan tekisliklardan qaytish natijasida yuz beradi (11.6-rasm):



11.6-rasm

Kristallografik tekisliklar bir-biridan d masofada joylashgan, parallel rentgen nurlari esa shu tekislikka θ burchagi ostida tushayapti. Bu nurlar atomlar bilan ta'sirlashib ikkilamchi kogerent nurlarni ($1'$ va $2'$) hosil qiladi,

Ular esa o'z navbatida o'zaro interferentsiya qiladi. Interferentsion maksimumlar $1'$ va $2'$ nurlar o'rtasidagi yo'l farqi Δ , $m\lambda$ ga teng bo'lsagina kuzatiladi.

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

Bu munosabat Vulf –Bregg formulasi deb ataladi. Demak, difraktsiya tushish burchagi ma'lum qiymatga teng bo'lsagina kuzatilar ekan. Bu formula ikki muhim narsani aniqlashga yordam beradi.

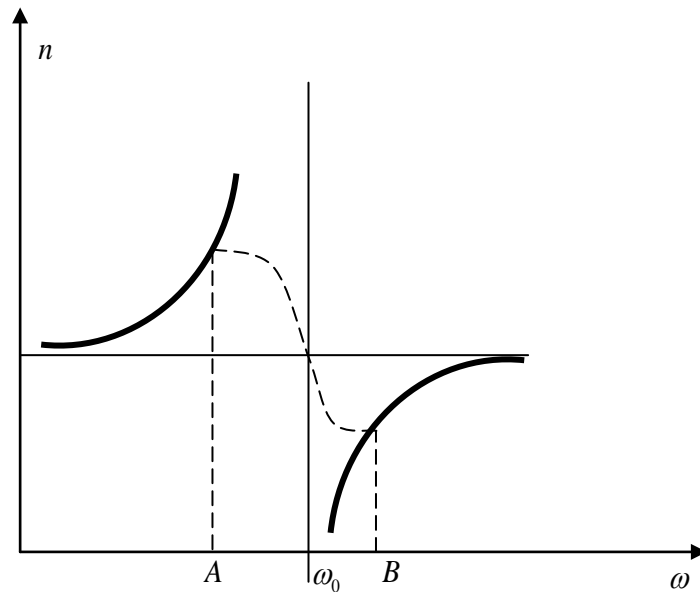
Agar tushish burchagi θ, m va λ ma'lum bo'lsa, bu formula orqali panjara doimiysi d ni aniqlash mumkin, boshqacha ayitganda, kristallning strukturasi o'rganish mumkin. Bu metod rentgenostruktura analizi deb ataladi.

Agar panjara doimiysi d ma'lum bo'lsa, θ va m larni difraktsion manzaradan o'lchab olib rentgen nurining to'lqin uzunligi λ ni topish mumkin. Bu usul rentgen spektroskopiyasi degan yo'nalishning asosida yotadi.

Yorug'lik dispersiyasi. Modda sindirish ko'rsatkichining yorug'lik chastotasiga (to'lqin uzunligi λ ga) bog'liq bo'lishligi dispersiya deb ataladi: $n = n(\lambda)$. Nazariya shuni ko'rsatadiki, n quyidagi ko'rinishga ega ekan:

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

ϵ_0 - elektr doimiysi, e -elektron zaryadi, m -elektron massasi, n_0 -moddadagi atomlar konsentratsiyasi, ω_0 -atomdagi elektronning rezonans chastotasi, ω -yorug'lik chastotasi (11.7-rasm).



11.7-rasm

11.7-rasmda qalin chiziqli grafik (11.9) formulani ifodalaydi. Agar elektronning tebranishiga qarshilik ko'rsatadigan kuch bor bo'lsa, u holda grafik punktir ko'rinishga keladi. Amalda n ning chastotaga bog'liqligi ana shu punktir chiziqli ko'rinishga ega bo'ladi.

$\omega < A$ va $\omega > B$ soha normal dispersiya sohasi, $A < \omega < B$ soha anomal dispersiya sohasi deb ataladi. Nurning yutilish sohasi ana shu anomal dispersiya sohasiga to'g'ri keladi.

TAYANCH SO'Z VA IBORALAR

Fraungofer difraktsiyasi, parallel nurlar difraktsiyasi, difraktsion panjara, difraktsion maksimum, difraktsion minimum, Rentgen nurlari, Rentgen nurlari difraktsiyasi, Vulf-Bregg formulasi.

NAZORAT SAVOLLARI

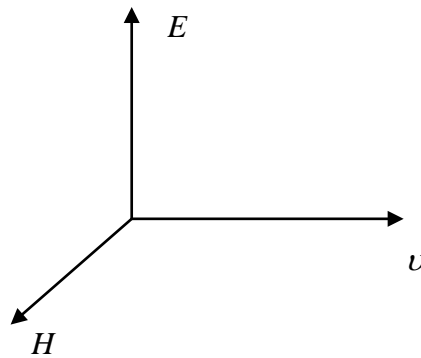
1. Fraungofer difraktsiyasi qanday nur uchun sodir bo'ladi.
2. Fraungofer difraktsiyasida maksimum va minimum shartlarini izohlang.
3. Dfraktsion panjara qanday qurilma.
4. Difraktsion panjaradan o'tgan nurlarning bir-birini kuchaytirish, susaytirish shartlarini bildiruvchi ifodani yozing.
5. Rentgen nurlari difraktsiyasi qanday sharoitda ro'y beradi.
6. Normal va anomal dispersiya hodisalarini tushuntiring.

12-Ma'ruza

Reja

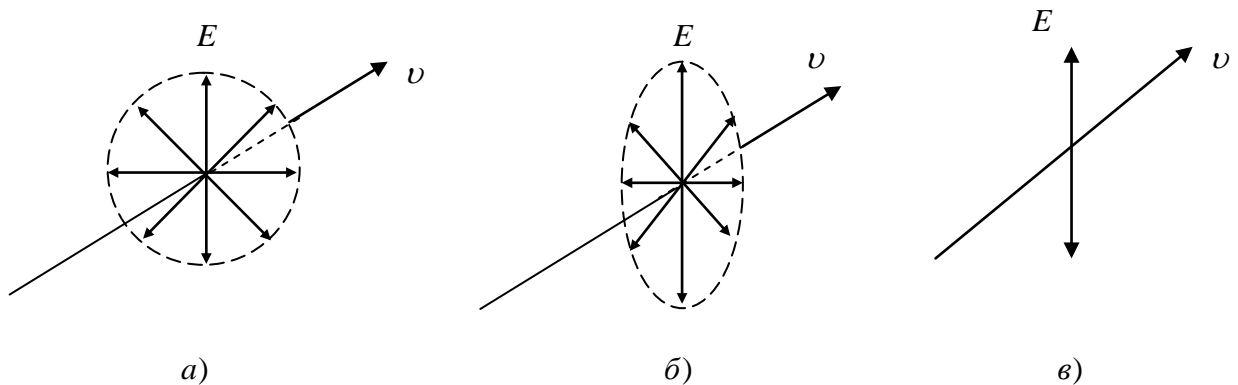
1. Tabiiy va qutblangan yorug'lik
2. Malyus qonuni
3. Yorug'likning qaytishi va sinishidagi qutblanishi
4. Bryuster qonuni
5. Ikkilanma nur sinish hodisasi
6. Sun'iy anizotropiya.

Tabiiy va qutblangan yorug'lik. Maksvell nazariyasidan shu narsa ma'lum bo'ladiki elektromagnit maydonni tashkil etuvchi elektr va magnit maydon kuchlanganliklari o'zaro perpendikulyar bo'lib, ular o'z navbatida tarqalish tezligiga perpendikulyar yo'nalishda tebranadilar (12.1 rasmga qarang).



12.1- rasm

Shuning uchun yorug'likning qutblanganlik holatini o'rganish uchun faqat bitta, \vec{E} yoki \vec{H} , vektorning tebranishini ko'rib chiqish yetarli bo'ladi. Odatda nur haqida gap yuritilganda uning elektr maydoni kuchlanganligi E ko'zda tutiladi, chunki atomdagi elektronga bo'lgan ta'sirni asosan shu maydon ko'rsatadi. E vektorining tebranadigan tekisligini qutblanish tekisligi deb ataladi. Yorug'lik ko'pgina atomlarning nurlatishdan hosil bo'ladi, atomlar esa bir – biriga bog'liq bo'lmagan holda nur chiqaradi, shuning uchun jismdan chiqayotgan yorug'likda har hil yo'nalishda tebranayotgan E vektorlari bo'ladi (12.2-rasmga qarang).



12.2- rasm

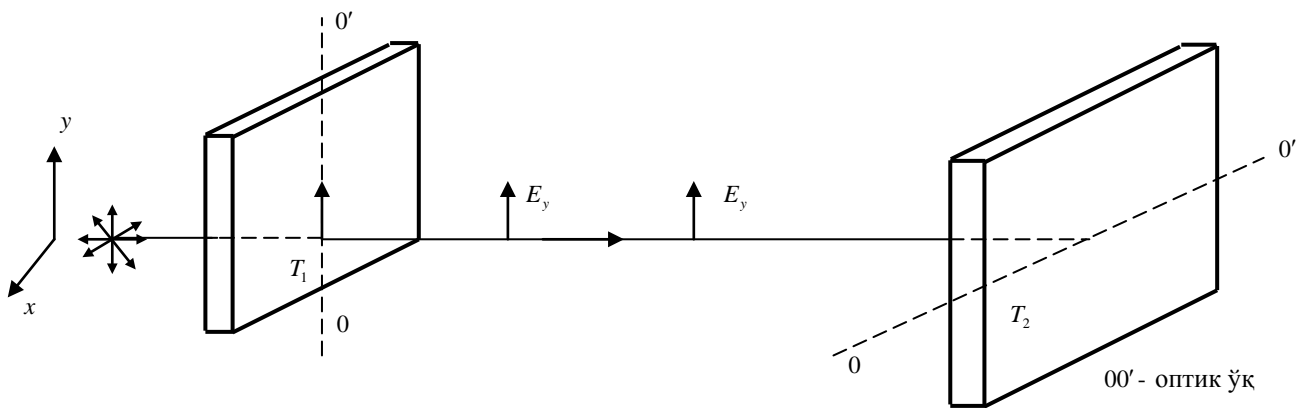
Albatta, har bir atomdan chiqqan nur (yoki tsug) qutblangan bo'ladi, bu nurning E vektori bita o'zgarmas tekislikda yotib tebranadi. lekin atomlar ko'p bo'lganligi uchun ulardan chiqqan nurlarning qutblanish tekisliklari har xil bo'ladi. Natijada, bunday yorug'likda istalgan yo'nalishda tebranayotgan E vektori bo'lishi mumkin. Bunday yorug'likni tabiiy yorug'lik deb ataladi. Agar qandaydir tashqi ta'sir natijasida yorug'likdagi E vektorlar ma'lum yo'nalishda ko'payib, boshqa yo'nalishlarda kamayib qolsa, bunday yorug'lik qisman qutblangan deb ataladi. Agar ta'sir natijasida yorug'likdagi E vektorlar faqat bir yo'nalishda bo'lib qolsa (demak faqat bita tekislikda tebranaboshlasa), bunday yorug'likning tekis qutblangan (yoki chiziqli qutblangan) yorug'lik deb ataladi (12.2v-rasm)

Qutblanganlik darajasi deb quyidagi parametr qabul qilingan:

$$P = \frac{I_{\text{мак}} - I_{\text{мин.}}}{I_{\text{мак}} + I_{\text{мин.}}} \quad (12.1)$$

Bu yerda $I_{\text{мак}}$ va $I_{\text{мин.}}$ lar E vektorining bir – biriga perpendikulyar bo'lgan komponentlariga tegishli yorug'liklarning intensivligidir. Tabiiy nurga $I_{\text{мак}} = I_{\text{мин.}}$ va $P = 0$, tekis qutblangan nurda $I_{\text{мак}} = 0$ va $P = 1$.

Malyus qonuni. Amalda qutblangan nurni bir nechta uslub bilan olish mumkin. Shulardan biri polyarizator degan elementlarni ishlatish. Polyarizator sifatida shaffof anizotrop kristallar (masalan, turmalin degan kristal), anizotrop plyonkalar ishlatiladi. Polyarizatorlarda ma'lum $00'$ yo'nalish bo'ladi, E vektori shu o'nalishiga parallel bo'lgan nur undan o'tadi, perpendikulyar bo'lgani butunlay ushlab qolinadi (12.3 - rasmga qarang). $00'$ yo'nalish kristalning optik o'qi deb ataladi.



12.3- rasm

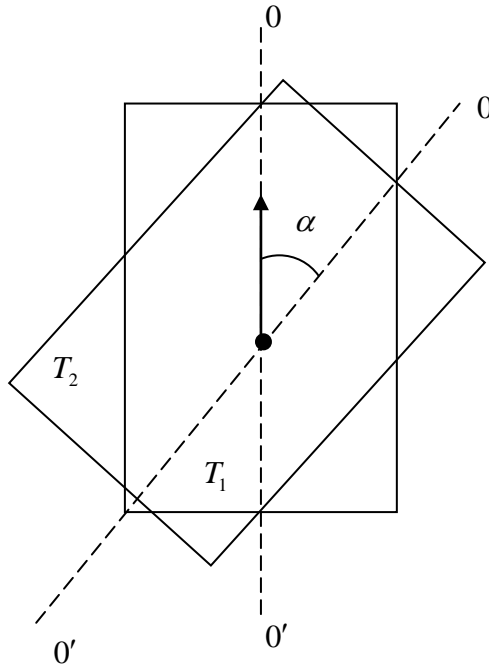
12.3-rasmda ko'rinib turibdiki, birinchi polyarizator T_1 ga tabiiy nur tushyapti. Bu polyarizatoridan o'tgan nur qutblanib qoladi va bu nurning E vektori optik o'qqa parallel bo'ladi. Ikkinchi polyarizator T_2 ning optik o'qi x o'qiga parallel bo'lgani uchun tushayotgan nurning E vektori unga perpendikulyar bo'ladi va shu sababli nur T_2 dan o'ta olmaydi.

Ana endi T_2 polyarizatorini nur atrofida aylantiraylik, u holda T_2 dan nur chiqa boshlaydi va $\alpha = 0$ bo'lganda uning intensivligi maksimal qiymatga erishadi

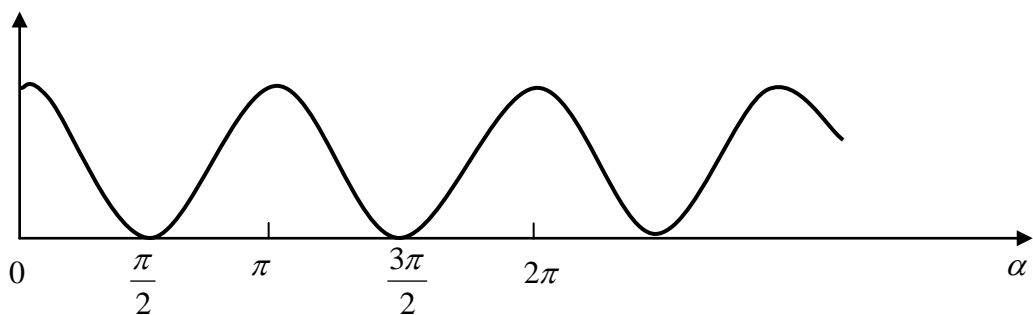
(12.4 rasmga qarang). Bu intensivlik alfa burchagiga nisbatan quyidagicha o'zgaradi:

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

Bu qonun Malyus (1775 - 1812) qonuni deb ataladi. $I_0 - T_2$ ga tushayotgan nur intensivligi, I - undan chiqqan nurning intensivligi. Bu tajribadagi T_1 polyarizator deb, T_2 esa analizator deb ataladi, lekin ularning ishlash printsipti bir xil, boshqacha aytganda ularning o'rnini almashtirilsa hech narsa o'zgarmaydi. Rasmda I ning α burchakka bog'liqlik grafigi ko'rsatilgan (12.5-rasmga qarang):



12.4-rasm



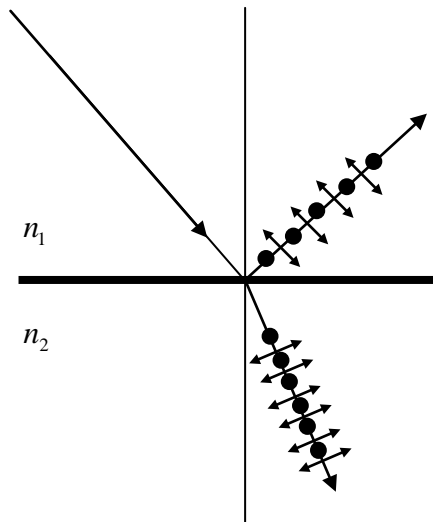
12.5-rasm

Demak, agar optik o'qlari orasidagi burchagi α bo'lgan ikki polyarizator orqali tabiiy nur o'tkazsak birinchi polyarizatoridan intensivligi $I_0 = \frac{1}{2} I_{ma\bar{o}}$ bo'lgan qutblangan nur chiqadi, bu nur ikkinchi polyarizatorga (analizatorga) tushib undan chiqsa (12.2) ga binoan uning intensivligi $I_0 = \frac{1}{2} I_{ma\bar{o}} \cos^2 \alpha$ bo'lib qoladi. Demak,

polyarizatorlar parallel bo'lganda ($\alpha = 0$ yoki 180^0) $I_{mak} = \frac{1}{2}I_{ma\sigma}$ va polyarizatorlar perpendikulyar bo'lsa ($\alpha = \frac{\pi}{2}$ yoki $\frac{3\pi}{2}$) $I_{min} = 0$ bo'ladi.

Yorug'likning qaytishi va sinishidagi qutblanishi. Qutblangan yorug'likni hosil qilishining yana bir boshqa uslubi bor – bu yorug'likning qaytish va sinishda qutblanishi jarayoni.

Agar tabiiy yorug'lik ikki dielektrik chegarasiga (masalan, havo va shisha) tushsa, uning bir qismi qaytadi, qolgan qismi sinadi va ikkinchi muhitda tarqala boshlaydi. Polyarizator yordamida qaytgan va singan nurlar qisman qutblanib qolishi kuzatilgan. Tekshirishlar shuni ko'rsatadiki, qaytgan nurning ko'p qismida E vektor tushish tekisligiga perpendikulyar bo'lar ekan (12-6-rasmda bu holat nuqtalar bilan ko'rsatilgan), singan nurning ko'p qismida E vektor bu tekislikka parallel bo'lar ekan (12.6- rasmga qarang bu holat rasmda strelkalar bilan ko'rsatilgan).



12.6-rasm

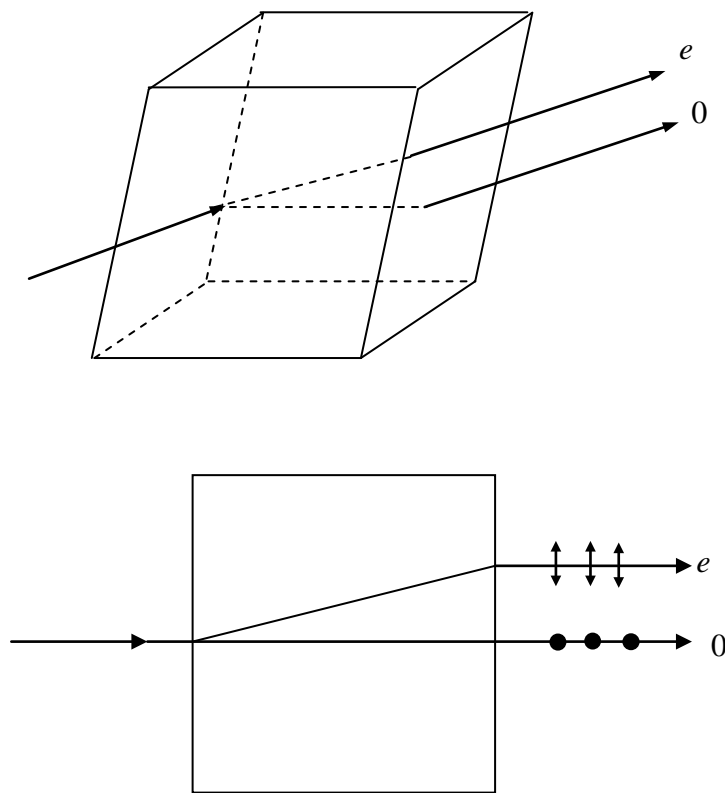
Bryuster qonuni. Shotland olimi D Bryuster (1781 - 1868) shuni aniqladiki, quyidagi munosabat bajarilganda qaytgan nur to'la yassi qutblangan bo'lib qolar ekan:

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

α_B - Bryuster burchagi, n_1 - birinchi muhitning va n_2 - ikkinchi muhitning sindirish burchagi. Demak, nur chegaraga α_B burchak ostida tushsa, qaytgan nur to'la qutblangan bo'ladi, lekin singan nur qisman qutblanganligicha qolaveradi, lekin uning qutblanganlik darajasi oshadi. (12.3) munosabat Bryuster qonuni deb ataladi.

Ikkilanma nur sinish hodisasi. Hamma shafof kristallar (simmetriyasi kubik sistemaga tegishli bo'lmaganlar) o'ziga tushgan nurni ikkiga bo'lib yuborish

hossasiga egalar, bu jarayonni nurning ikkilanib sinishi deb ataladi, uni birinchi marta Daniya olimi E.Bartolin (1625 - 1698) island shpati degan kristalda kuzatgan. Shu kristalga ingichka nur oqimini yuborsak, undan bir – biriga parallel bo'lgan ikki nur chiqadi (12.-7 rasmga qarang). Hattoki nur kristalga perpendikulyar tushsa ham, kristall ichida nur ikkiga bo'linib tarqaladi, bunda oddiy nur deb nom olgani (0) tushayotgan nurning yo'nalishida ketaveradi, ikkinchi nur (u oddiy bo'lmagan nur deb nom olgan) sinadi va boshqa yo'nalishda tarqaladi, lekin kristaldan 0 nurga parallel yo'nalishda chiqadi. Kristalda shunday yo'nalish boriki, agar nur shu yo'nalishda tarqasa ikkilanib sinish jarayoni yuz bermaydi, bunday yo'nalish kristalning optik o'qi deb ataladi. Umuman, oddiy bo'lmagan nurlarning sindirish ko'rsatkichlari n_0 va n_e bir – biriga teng bo'lmaydi.



12.7- rasm.

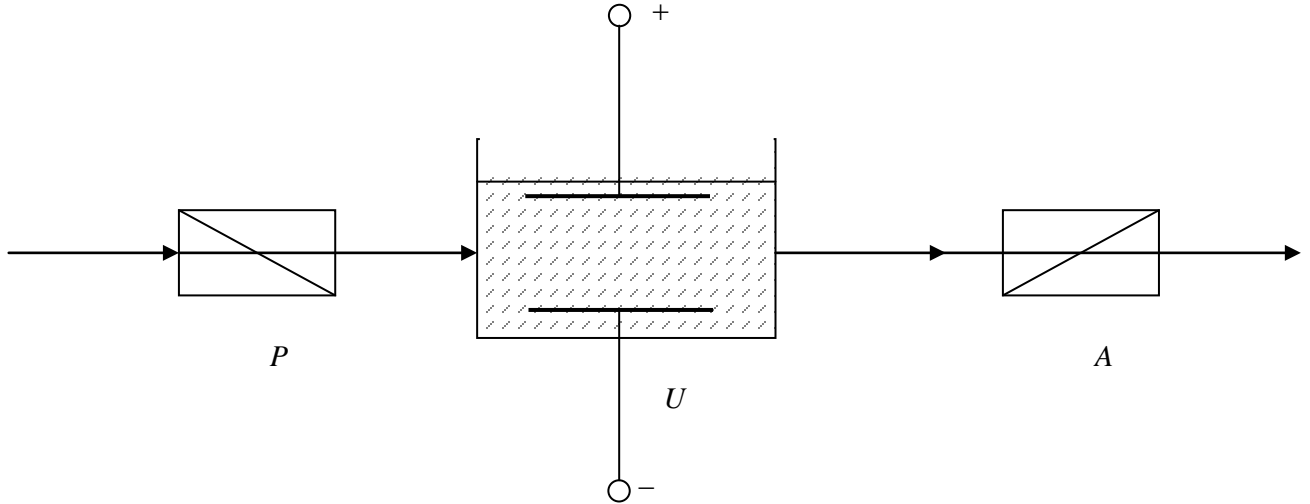
Sun'iy anizotropiya. Ikkilanib sinish faqat anizotrop muhitlarda bo'ladi. Lekin izotrop muhitlarda suniy usul bilan anizotropiya hosil qilish mumkin: bir yo'nalishda siqish yoki cho'zish, muhitlarni (qattiq jism, suyuqlik yoki gazni) elektr (Kerr effekti) yoki magnit maydonga kiritish. Keltirilgan holatlarda jism anizotrop kristall xususiyatlarga ega bo'lib qoladi. Bunda uning optik o'qi deformatsiya, elektr va magnit maydon yo'nalishiga parallel bo'lib qoladi. Paydo bo'ladigan optik anizotropiyaning me'yoriy sifatida optik o'qqa perpendikulyar yo'nalishdagi n_0 va n_e larni ayirmasi hizmat qiladi:

$$n_0 - n_e = k_1 \sigma \quad (\text{deformatsiya qilinganda})$$

$$n_0 - n_e = k_2 E^2 \quad (\text{elektr maydon ta'sir qilinganda})$$

$$n_0 - n_e = k_3 H^2 \quad (\text{magnit maydon ta'sir qilinganda})$$

k_1, k_2, k_3 lar jismlarning hossalari bilan bog'liq parametrlar, σ mexanik kuchlanganlik E va H elektr va magnit maydoni kuchlanganligi.



12.8-rasm.

12.8-rasmda elektr maydon ta'sirida yuz beradigan Kerr effektini kuzatishga mo'ljallangan qurilma ko'rsatilgan. Bunda P polarizator, A analizator, U suyuqlik (masalan natrobenzol) solingan idish, suyuqlik ichiga kondensator joylashtirilgan. Bu kondensatorga yuqori kuchlanish (30÷50 kV) beriladi. Elektr maydoni berilmagan paytda sistema orqali nur o'tolmaydi, P va A bir – biriga nisbatan optik o'qlari perpendikulyar joylashgani uchun. Elektr maydoni berilganda suyuqlik anizotrop muhitga aylanadi, natijada nur ikkilanib sinadi va analizatoridan keyin nur paydo bo'ladi. ℓ masofada oddiy va oddiy bo'lmagan nurlar o'rtasida yo'l farqi paydo bo'ladi:

$$\Delta = \ell(n_0 - n_e) = k_2 \ell E^2$$

Shunga muvofiq fazalar farqi paydo bo'ladi:

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

bu yerda $B = \frac{k_2}{\lambda}$ - Kerr doimiysi.

Kerr effekti texnikaning ko'p sohalarida qo'llaniladi: nur zatvori, ovoz yozishda, katta tezlikda rasm olishda, optik lokatsiyada, lazerlarda va hokazo.

TAYANCH SO'Z VA IBORALAR

Qutblangan yorug'lik, to'la va chala qutblanish, Malyus qonuni, yorug'likning qaytishida qutblanishi, Bryuster qonuni, ikkilanma nur sinish hodisasi, oddiy nur tabiati, g'ayrioddiy nur tabiati, qutblagichlar.

NAZORAT SAVOLLARI

1. Qutblangan yorug'lik qanday yorug'lik.
2. Ikkita qutblangan yorug'lik qo'shilsa qanday hodisa ro'y beradi.
3. Yorug'likning qaytishi va sinishida qutblanishni tushuntiring.
4. Bryuster burchagi qanday burchak.
5. Yorug'lik ikkilanib sinishida qutblanish tabiati qanday.
6. Oddiy va g'ayrioddiy nurlarning qanday xususiyatlari mavjud.
7. Malyus qonunini tushuntiring.
8. Su'niy qutblanish qanday hodisa.

13 - Ma'ruza Reja

1. Issiqlik nurlanishi. Absolyut qora jism
2. Kirxgof qonuni
3. Absolyut qora jism nurlanishining asosiy qonunlari
4. Plank gipotezasi. Plank formulasi

Issiqlik nurlanishi. Absolyut qora jism. Yetarli darajagacha qizdirilgan jismlar o'zidan nur chiqara boshlaydilar. Bunday nurlanish issiqlik nurlanishi deb ataladi. Tekshirishlar shuni ko'rsatadiki jismlarning nurlatishi uchun ularni qizdirish shart emas ekan, jismlarning harorati $T > 0$ bo'lsa bas, harqanday nolga teng bo'lmagan haroratga ega jism o'zidan nurlanish chiqaraverar ekan. Demak, bunday nurlanish hamma jismga hos universal jarayondir. Issiqlik nurlanishi atom va molekulalarning issiqlik harakati energyasi hisobiga yuz beradi. Uning spektri uzluksiz bo'lib, spektrning maksimumi temperaturaga bog'liq. Yuqori temperaturada asosan qisqa to'lqin uzunligi, past temperaturada esa asosan katta to'lqin uzunligi elektromagnit to'lqinlar nurlatiladi (infraqizil nurlar).

Lekin har qanday nur tarqatuvchi jism o'z navbatida boshqa jismlarning nurlatgan energiyalarini yutadi, natijada, nur chiqarib va yutib, jism atrof muhit bilan muvozanatga keladi, bu holatda jism qancha yorug'lik nurlatsa shunchasini yutib turadi. Ana shu holatga mos kelgan temperatura muvozanat temperaturasi deb ataladi. Issiqlik nurlanishini ifodalash uchun quyidagi tushunchalar kiritiladi:

- jismning to'la nur chiqarish qobilyati E – birlik yuzadan 1 sek ichida chiqayotgan energiya miqdori, birligi $J/m^2 \cdot sek$.

- jismning to'la nur yutish qobilyati A – jism yutadigan energiyaning unga tushayotgan energiyaga bo'lgan nisbati. A ning birligi yo'q va u har doim ≤ 1 . masalan, optik diapozonda Al uchun $A=0,1$, Cu uchun $A=0,5$, suv uchun $A=0,67$. E va A lar jismning tabiatiga va to'lqin uzunligiga bog'liq.

- jismning $\Delta\lambda$ intervaliga to'g'ri keladigan nur chiqarish qobilyati spektral nur chiqarish qobilyati deb ataladi va u E_λ deb belgilanadi. Xuddi shunday qilib spektral nur yutish qobilyati ta'riflanadi va u A_λ bilan belgilanadi.

Har qanday temperaturada ham o'ziga tushgan energiyaning hammasini yutadigan jism absolyut qora jism (a.q.j.) deb ataladi. A.q.j. uchun $A_\lambda = A = 1$. A.q.j.ga optik diapazonda o'z xossalari bilan qora kuya yaqinroq ($A_\lambda = 0,95$).

A.q.j nur yutar ekan, o'z navbatida nur ham chiqaradi. Demak, nur chiqarish va nur yutish jarayonlari o'zaro bog'liqdir. Faraz qilaylik ikki jismdan iborat bo'lgan berk sistemada bu jismlar har xil temperaturaga ega va o'zaro faqat nur yutish va nur chiqarish orqali energiya almashadilar. Ma'lum vaqtdan keyin ular o'rtasida issiqlik muvozanati paydo bo'ladi: har bir jism vaqt birligi ichida qancha energiya yutsa, shuncha energiya nurlatadi. Bu jismlarning muvozanat temperaturasidagi nur chiqarish va nur yutish qobilyatlari E', E'' va A', A'' lar bilan belgilaymiz. Birinchi jism ikkinchisiga qaraganda $1 m^2$ yuzadan 1 sek ichida n marta ko'p energiya chiqaryapti deb hisoblaylik (13.1-rasm):

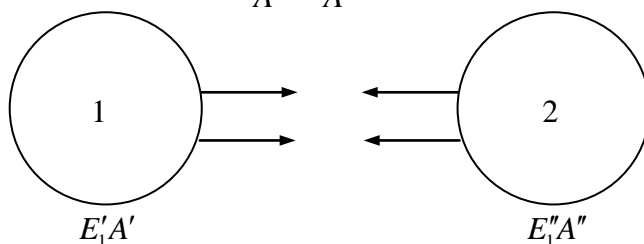
$$E' = nE''$$

Shunday ekan, bu jism o'z navbatida energiyaning n marta ko'p yutishi ham kerak:

$$A' = nA''$$

Natijada hosil bo'ladi:

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



13.1-rasm

Agar berk sistemada jismlar ko'p bo'lsa va ular orasida bir jism absolyut qora jism bo'lsa, u holda quyidagi munosabat bajariladi:

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

ε – a.q.j. ning nur chiqarish qobilyati, uning nur yutish qobilyati $A=1$. (13.1) ifoda **Kirxgof qonuni** deb ataladi va u quyidagicha aytiladi:

Berilgan temperaturada hamma jismlar uchun ularning nur chiqarish qobilyatlarining nur yutish qobilyatlariga bo'lgan nisbati o'zgarmas miqdor bo'lib, u a.q.j. ning o'sha temperaturadagi nur chiqarish qobilyatiga teng.

Bu qonun jismlarning spektral nur chiqarish va nur yutish qobilyatlariga ham tegishli, Yoki $E_\lambda = A\varepsilon_\lambda$

Kirxgof qonunidan quyidagi 3 ta xulosa chiqarish mumkin:

1. Istalgan temperaturada harqanday jismning nur chiqarish qobilyati uning nur yutish qobilyatining a.q.j. ning nur chiqarish qobilyatiga bo'lgan ko'paytmasiga teng:

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

2. Harqanday jismning nurchiqarish qobilyati a.q.j. ning nur chiqarish qobilyatidan kichik ($E = A\varepsilon$, $A < 1$ bo'lganligi uchun $E < \varepsilon$).

3. Agar jism qandaydir to'lqin uzunligida nurni yutmasa, u bunday nurni chiqarmaydi ham ($E_\lambda = A_\lambda \varepsilon$, shuning uchun $A_\lambda = 0$ bo'lsa $E_\lambda = 0$ bo'ladi).

Absolyut qora jism nurlanishining asosiy qonunlari. A.q.j. ga tegishli yana ikkita qonunni keltiramiz:

«Absolyut qora jismning to'la nur chiqarish qobilyati temperaturaning to'rtinchi darajasiga to'g'ri proporsional»:

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

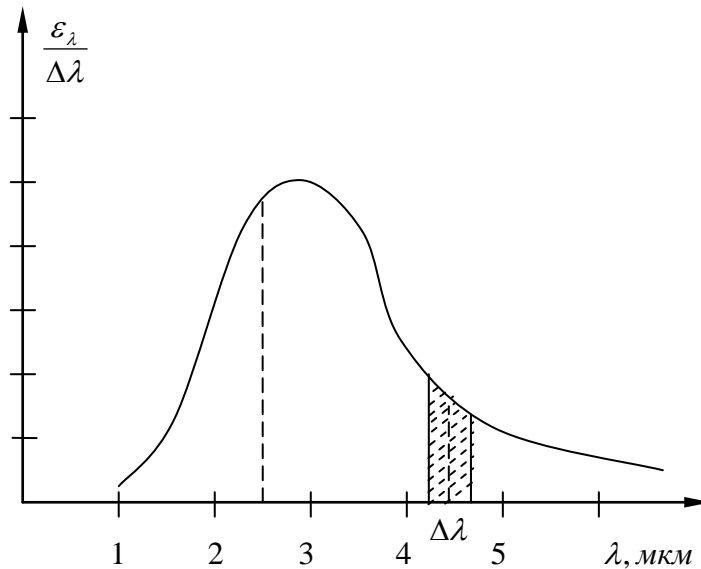
Bu qonun **Stefan–Boltsman** qonuni deb ataladi. Bu yerda $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ em} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{grad}^{-1}$

«Absolyut qora jism nuryutish spektrining maksimumiga to'g'ri keladigan to'lqin uzunligi λ_m uning temperaturasiga teskari proporsionaldir»:

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

Bu qonuni **Vin qonuni** deb ataladi. b – Vin doimiysi. $b = 0,289 \cdot 10^{-2} \text{ m} \cdot \text{grad}$.

Absolyut qora jism nurlatishining spektri eksperimentda XIX asrning oxirida o'ldirilgan. A.q.j. sifatida ichi bo'sh va ustida kichik teshigi bo'lgan sfera, polirovka qilingan platinali plastinka va ko'mir ishlatildi. 13.2-rasmda temperaturasi 1260°K bo'lgan a.q.j. ning nurchiqarish qobiliyati bo'lib, u eksperimentda $\Delta\lambda$ spektral diapozonda aniqlanadi. Demak, grafik o'rab olgan yuza (u shtrixlangan) a.q.j. ning to'la nurchiqarish qobiliyati ε ga teng bo'ladi. Grafikdan ko'rinib turibdiki, a.q.j. ning 1260°K dagi nurlatish maksimumi $\lambda_m = 2,4\text{MKM}$ ga to'g'ri kelar ekan.



13.2-rasm

Stefan – Boltsman va Vin qonunlari a.q.j. nurlatishning xususiy hollarini ifodalaydilar, ular a.q.j. nurlatadigan energiyani to'liq uzunligi bo'yicha taqsimlanishi $\varepsilon_{\lambda} = f(\lambda, T)$ ni beraolmaydilar. XIX asrning oxirlarida bu funktsiyani nazariy jihatdan chiqarishga urinishlar bo'ldi, lekin olingan natijalar tajribaga qarama – qarshi bo'laverdi.

Plank gipotezasi. Plank formulasi. Faqat 1900 yilda nemis fizigi M.Plank $\varepsilon_{\lambda} = f(\lambda, T)$ funktsiyaning to'g'ri ko'rinishini topa oldi. Lekin u buning uchun fanga butunlay yangi bo'lgan tushunchalarni kiritdi. Uning asosiy fikri gipotezasi quyidagidan iborat: elektromagnit energiyani yutishi, nurlatishi va tarqalishi kichik portsiyalar bilan (kvant bilan) yuz beradi. Avval bu jarayonlar uzluksiz ravishda yuz beradi, deb hisoblangan. Shunday qilib Plank fanga kvant tushunchasini kiritdi. Demak elektromagnit to'liqni kvantlar oqimi deb qarash mumkin.

Kvant – bu energiyani kichik bo'lagidir. Har bir kvantning energiyasi chastotaga to'g'ri proporsionaldir:

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

Bu yerda s – yorug'lik tezligi, λ - uning to'liq uzunligi, h esa Plank doimiysi deb ataladi va u $6,625 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ ga teng. Bu formula yordamida chastotasi (to'liq uzunligi) ma'lum bo'lgan yorug'lik kvantining energiyasini hisoblash mumkin.

Masalan, yashil nur uchun $\lambda = 0,55$ mkm deb olsak, bu nur kvantining energiyasi barobar bo'ladi:

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

Issiqlik nurlanishining kvant tabiatini hisobga olib Plank a.q.j. ning spektral nur chiqaruvchi qobiliyati uchun quyidagi formulani keltirib chiqardi:

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

Bu formula eksperimentga to'la javob beradi, amalda olinadigan natijalar u bilan 100% mos keladi. Stefan – Boltsman va Vin qonunlari ham shu formuladan kelib chiqadi. Plank nazariyasi asosida A.Eynshteyn 1905 yilda yorug'likning foton (kvant) nazariyasini, 1913 yilda N.Bor atomlar kvant nazariyasini yaratdi.

Masala yechish:

O'zidan nur chiqarish hisobiga Yer 1 sekund ichida o'rta hisobda 1m^2 yuzadan 91 J energiya yo'qotadi. Yerni absolyut qora jism deb hisoblab uning yuzasini temperaturasiga va nurlanish spektrining maksimumiga to'g'ri keladigan to'lqin uzunligi λ_m ni toping.

Yechish:

Stefan – Boltsmon qonuniga binoan $\varepsilon = \sigma T^4$ bu yerda $\varepsilon = 91 \text{ j/m}^2$ va $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ j/(m}^2 \cdot \text{sek} \cdot \text{gad}^4)$.

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

Vin qonuniga asosan $\lambda_m T = b$. $\lambda_m = \frac{b}{T} = \frac{2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{град}}{200 \text{ град}} = 14,5 \text{ мкм}$. Demak, Yerning

nurlatish spektri uzoq infraqizil diapazonga to'g'ri kelar ekan. Aytish kerakki, hisoblangan manfiy temperaturaga (-73^0S ga) Yer atmosfera bo'lmagan holdagina ega bo'ladi. Atmosfera (asosan suv parlari) Yerning nurlanishini qattiq yutadi va buning ta'sirida u qiziydi. Qizigan atmosfera ham nurlatadi va bu nurning bir qismini Yer yutadi va u ham qiziydi. Shuning uchun Yer yuzining temperaturasi hisoblab chiqilgandan ancha katta bo'ladi. Demak, atmosfera Yerni juda sovub ketishdan saqlaydi va juda katta masshtabda parnik effektini hosil qiladi.

TAYANCH SO'Z VA IBORALAR

Issiqlik nurlanishi hodisasi, nur chiqarish qobiliyati, nur yutish qobiliyati, absolyut qora jism, Kirxgof qonuni, Stepan-Boltsman qonuni, Vinning siljish qoidasi, yorug'lik kvanti, kvant energiyasi, Plank formulasi.

NAZORAT SAVOLLARI

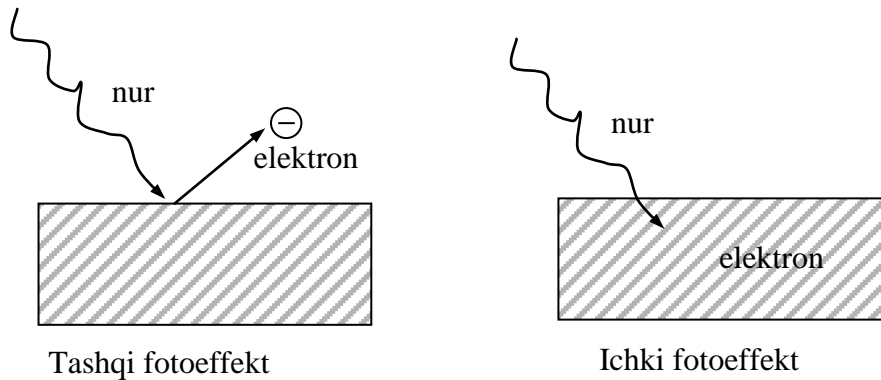
1. Absolyut qora jism deganda nimani tushunasiz.
2. Jismning nur chiqarish va nur yutish qobiliyatlarini tushuntiring.
3. Kirxgof qonuning ifodasini yozing.
4. Stepan-Boltsman qonunini tushuntiring.
5. Vinning siljish qonunini ta'riflang.
6. Plank nazariyasining mohiyati nimada.
7. Plank formulasini yozing. U qanday xulosaga olib keladi.

14 - Ma'ruza

Reja

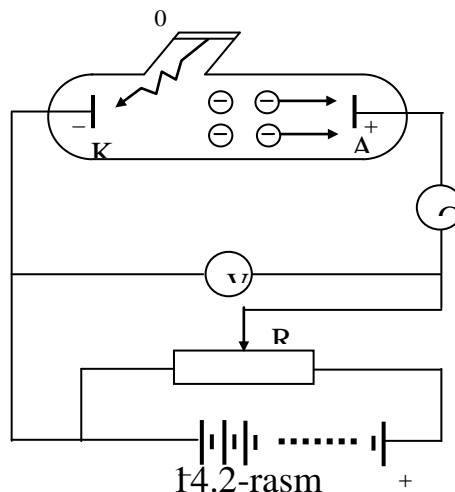
1. Fotoeffekt hodisasi va uning qonunlari
2. Eynshteyn formulasi.
3. Foton. Fotonlarning energiyasi va impulsi.
4. Kompton effekti.

Fotoeffekt hodisasi va uning qonunlari. Fotoeffekt deb nur ta'sirida elektronlarning o'z atomlaridan yoki molekulalaridan ajralib chiqib ketishiga aytiladi. Agar elektron jismdan tashqariga chiqib ketsa, bunday jarayon tashqiy fotoeffekt deb ataladi. (1887 yilda Gerts kashf etgan va 1888 yilda A.G.Stoletov eksperimentda tekshirgan). Agar elektron nur ta'sirida o'z atomidan aloqani uzib chiqib ketsa-yu, lekin jismining ichida qolsa («Erkin» elektron sifatida), bunday jarayon ichki fotoeffekt deb ataladi (1873 yilda amerikalik fizik U. Smit kashf qilgan).



14.1-rasm

Odatda tashqiy fotoeffekt metallarda kuzatiladi (14.1- rasmga qarang). Metaldan qilingan ikki elektrod (A – anod va K - katod) ichidan havo so'rib olingan trubka ichida joylashtirilib, katodga minus potentsial va anodga plus potentsial beriladi. Bunday sharoitda sxemada tok paydo bo'lmaydi, chunki zanjir berk emas. Agar θ oyna orqali katodga yorug'lik tushurilsa undan elektronlar otilib chiqadi va anodga qarab yo'naladi. Natijada zanjirda tok hosil bo'ladi (fototok). Bu sxema fototok kuchini (G galvanometr bilan) anod va katod o'rtasiga berilgan V kuchlanishga va θ oynadan tushadigan nur intensivligiga qanday bog'liq ekanligini tekshirishga imkon beradi (14.2-rasmga qarang).



14.2-rasm

Tadqiqotlar fotoeffektning quyidagi qonunlari borligini ko'rsatadi:

1. Fototokning to'yingan qiymati $I_{to'y}$ (nur ta'sirida metaldan 1 sek ichida otilib chiqayotgan elektronlarning maksimal soni) nur oqimi F ga to'g'ri proporsional:

$$I_{to'y} = k\Phi \quad (14.1)$$

k – metal yuzining fotosezgirliги deb ataladi.

Φ – nur oqimi deb biror bir yuzadan 1 sek ichida o'tadigan elektromagnit energiyasiga aytiladi.

2. Fotoelektronlarning tezligi nurning chastotasi oshishi bilan ortaboradi, lekin nurning intensivligiga bog'liq emas.

3. Nurning chastotasi ma'lum «qizil chegara» deb qaralgan qiymatdan katta bo'lsagina fotoeffekt kuzatiladi va bu hodisa nurning intensivligiga bog'liq emas.

Ikkinchi va uchunchi qonunni yorug'likning to'lqin nazariyasi asosida tushuntirib bo'lmaydi. Bilamizki, to'lqinning intensivligi to'lqin amplitudasining kvadratiga to'g'ri proporsional. Shuning uchun chastotasi kichik, lekin amplitudasi katta to'lqin, elektronni qattiq «chayqatib», uni metaldan chiqarib yuborishi kerak, boshqacha aytganda «qizil chegara» bo'lish kerak emas. Lekin bu xulosa fotoeffektning uchunchi qonuniga ziddir. Bundan tashqari intensivlik katta bo'lgan sari elektronning kinetik energiyasi ham katta bo'lishi kerak. Bu xulosa fotoeffektning ikkinchi qonuniga ziddir.

Fotoeffektning qonunlarini yorug'likning kvant nazariyasi asosida tushuntirish mumkin. Bu nazariyaga asosan nur oqimi kvantlar (fotonlar) oqimidan iborat bo'lgani uchun, oqimning qiymati metal yuziga vaqt birligi ichida tushayotgan kvantlar soni bilan belgilanadi. Har bir foton bitta elektron bilan ta'sirlashadi. Shuning uchun fotoelektronlarning maksimal soni nur oqimiga proporsionaldir (fotoeffektning birinchi qonuni).

Eynshteyn formulasi. Elektron fotonni yutganda fotonning $h\nu$ energiyasi ikki narsaga sarf bo'ladi.

- elektronni metal ichida uning yuzasiga olib chiqish uchun bajarilgan ishga, bu ish chiqish ishi deb ataladi va A bilan belgilanadi.

- foton energiyasining qolgan qismi metal ustida erkin harakat qilayotgan elektronning kinetik energiyasiga o'tadi. Demak, energiyaning saqlanish qonuniga asoslanib yozishimiz mumkin:

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

Bu formula 1905 yilda Eynshteyn tomonidan fotoeffekt qonunlarini tushuntirish uchun taklif qilindi va shuning uchun Eynshteyn formulasi deb ataladi.

Eynshteyn formulasidan ko'rinib turibdiki elektronning tezligi chastota oshsa oshar ekan va intensivlikka bog'liq emas ekan (ikkinchi qonun). Bundan tashqari, chastota kamaya borib $h\nu = A$ bo'lib qolganda elektronning kinetik energiyasi

$\frac{mv^2}{2} = 0$ bo'lib qoladi, boshqacha aytganda, fotoeffekt to'htaydi. Fotonning

bunday chastotasi «qizil chegara» deb ataladi va u teng:

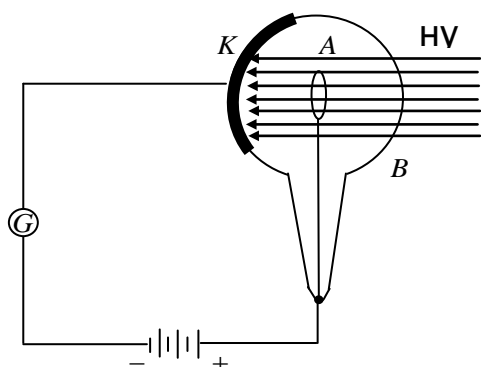
$$\nu_{\kappa.\nu.} = \frac{A}{h} \quad (14.3)$$

Bu formula fotoeffektning uchunchi qonunini tasdiqlaydi.

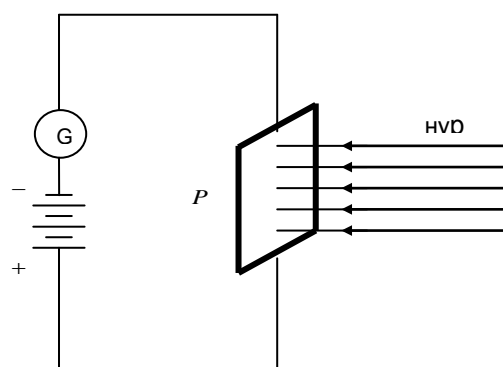
Jadvalda ba'zi bir metallar uchun «qizil chegara» to'lqin uzunligi λ_0 va chiqish ishlari A ning qiymatlari keltirilgan:

| Metal | λ_0 (mkm) | A (eV) |
|-----------------------------------|-------------------|--------|
| Platina | 0,235 | 5,29 |
| Volfram | 0,276 | 4,50 |
| Rux | 0,290 | 4,19 |
| Toriy | 0,364 | 3,41 |
| Natriy | 0,552 | 2,25 |
| Tseziy | 0,620 | 1,89 |
| Volfram yuzida tseziy plenkasi | 0,913 | 1,36 |

Fotoeffektga asoslanib har hil qurilmalar yasalgan. Ulardan biri vakuum fotoelementi (14.3-rasmga qarang). Havosi so'rib olingan B ballonning ichki yuzasiga metal plenkasi yotqizilsa, u katod K rolini bajaradi, metallardan qilingan va ballonning markaziga o'rnatilgan halqa A anod vazifasini bajaradi. Agar katodga tashqaridan nur yuborsak, undan elektronlar otilib chiqadi. Ularni anodga berilgan musbat potentsial o'ziga tortadi va natijada fototok hosil bo'ladi.



14.3-rasm



14.4-rasm

Ichki fotoeffekt asosan yarimo'tkazgichlarda kuzatiladi. 14.4-rasmda ko'rsatilgan sxemada P – yarimo'tkazgich plastinka bylab unga nur tushmaganda zanjirda G orqali o'tadigan tok juda kichik bo'ladi, chunki yarimo'tkazgichning qarshiligi ancha katta. Lekin plastinkaga nur tushsa zanjirda tok keskin ravishda ortadi. Buning sababi shuki, yarimo'tkazgichga nur tushganda u elektronlarni o'z atomlaridan ajratib erkin elektronlarga aylantiradi va natijada yarimo'tkazgichning elektr o'tkazuvchanligi ortadi (qarshiligi kamayadi).

Foton. Fotonlarning energiyasi va impulsu. Biz bilamizki, Eynshteynning nisbiylik nazariyasiga binoan, massasi va energiyasi o'zaro quyidagicha bog'langan:

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

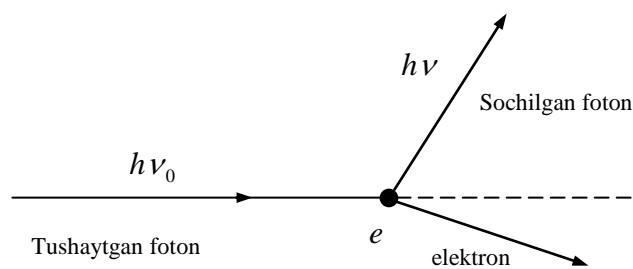
Bu formulani yorug'lik kvantiga ishlatamiz. Fotonning energiyasi $W = h\nu$ bo'lganligi uchun yozishimiz mumkin:

$$h\nu = m_{\phi}c^2 \quad \text{va} \quad m_{\phi} = \frac{h\nu}{c^2} \quad (14.5) \quad m_{\phi} - \text{fotonning massasi}$$

Fotonning tezligi s bo'lganligi uchun uning impulsi teng:

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

Fotonning massasi juda kichikdir. Optik diapozondagi nur fotonining massasi taxminan $\approx 4 \cdot 10^{-36}$ kg ga teng, lekin γ -nur uchun uning massasi $\approx 2 \cdot 10^{-30}$ kg ga teng va elektronning massasidan ham ko'p. Demak, chastotasi katta to'lqinlarning (γ - va rengen nurlarining) fotonlari yaxshigina zarrachaga o'xshab qoladilar. Bunday fotonlar elektronga sezilarli darajada turtki berishlari mumkin. Buni **Kompton – effektda** kuzatish mumkin (14.5-rasmga qarang).



14.5-rasm

1923 yilda Kompton erkin elektronlarga ega jismni rengen nurlari bilan yoritdi va sochilgan rengen nurlarini kuzatdi. Sochilgan nurlarning to'lqin uzunligi tushayotganiga qaraganda katta bo'lib chiqdi. Buning sababi quyidagicha tushuntiriladi. Tushayotgan foton (energiyasi $h\nu_0$) elektron e bilan to'qnashadi va unga energiyasining bir qismini beradi. Natijada elektron chetga sakraydi, foton esa o'zining tarqalish yo'nalishini o'zgartiradi. Bunda uning energiyasi $h\nu < h\nu_0$

TAYANCH SO'Z VA IBORALAR

Fotoeffekt hodisasi, fotoeffekt turlari, Stoletov tajribasi, Eynshteyn formulasi, fotoeffekt qonunlari, qizil chegara tushunchasi, fotonlar, Kompton effekti.

NAZORAT SAVOLLARI

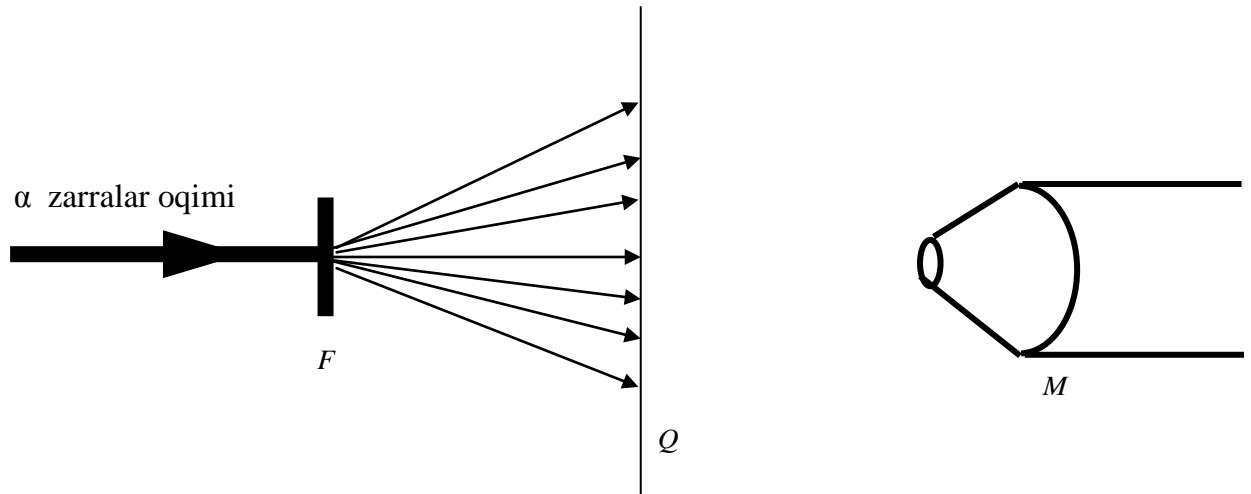
1. Fotoeffekt qanday hodisa. Uning qanday turlari mavjud.
2. Fotoeffekt kuzatiladigan tajriba sxemasini izohlang.
3. Fotoeffekt qonunlarini ta'riflang.
4. Eynshteyn tomonidan fotoeffekt uchun taklif etilgan ifodani yozib, tushuntiring.
5. Ichki fotoeffekt qanday hodisa.
6. Fotonning massasi qanday aniqlanadi.
7. Kompton effekti qanday hodisa.

15 - Ma'ruza Reja

1. Atomning yadro modeli. Rezerford tajribasi
2. Vodorod atomining nurlanish spektri
3. Bor postulatlar
4. Frank-Gerts tajribasi

Atomning yadro modeli. Rezerford tajribasi. XX-asrning boshlariga kelib ma'lum bo'ldiki, har qanday atom tarkibiga elektron kirar ekan. Lekin neytral bo'lganligi uchun elektronning manfiy zaryadi qandaydir boshqa zarrachalarning musbat zaryadi bilan kompensatsiya qilinishi kerak.

1911 yila ingliz fizigi Rezerford atom tuzilishining yadro (yoki planetar) tuzilishini taklif etdi. Bu modelga binoan atomning deyarli hamma massasi (99,94%) uning yadrosida joylashgan. Yadro zaryadi taxminan 10^{-13} sm, atomning razmeri 10^{-8} sm. Yadro atrofida elliptik orbitalarda elektronlar harakat qiladi.

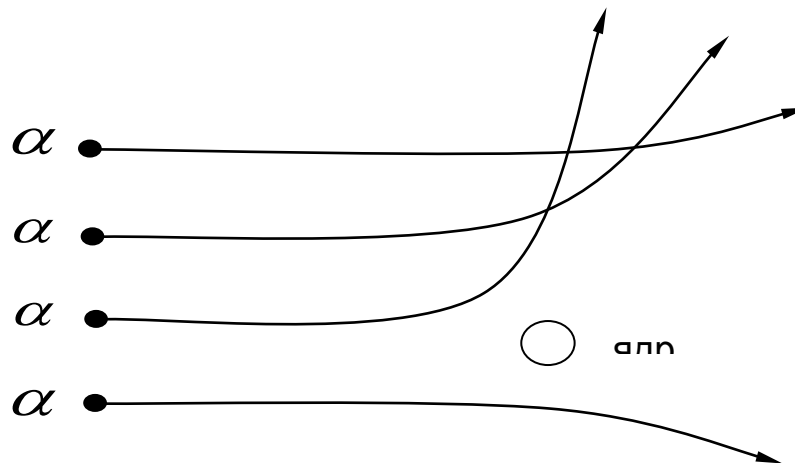


15.1-rasm

Atomning markazida yadro joylashganligini Rezerford eksprementda isbot qildi (15.1-rasmga qarang). U jism orqali utayotgan α zarralarning sochilishini tekshirdi. α -zarralarni ba'zibir radioaktiv moddalar nurlatadi. Bu zarrachalarning tezligi taxminan $10000 \frac{km}{s}$ bo'ladi, ularning zaryadi $2+$ va massasi elektronnikidan 7350 marta katta bo'ladi, α -zarralar qalinligi taxminan 1 mkm bo'lgan F folgadan o'tib lyuminestsentsiya beruvchi Q ekranga tushadi. Har bir α - zarrachaning ekranga zarbasi lyuminestsentsiya beradi. Lyuminestsentsiya mikroskop M da kuzatiladi.

Kuzatishlar shuni ko'rsatadiki α - zarrachaning ko'p qismi folgadan o'z yo'nalishini deyarli o'zgartirmasdan o'tib ketar ekan, ba'zi birlari kichik burchakka og'adilar, lekin juda kam qismi katta burchakka og'ar ekanlar (15.1 rasmga qarang). Bundan shunday xulosa qilish mumkin: α - zarrachalar og'ir bo'lganliklari uchun ularni elektronlar og'dira olmaydilar, ular faqat massasi katta bo'lgan yadro bilan ta'sirlashsagina sezilarli burchakka og'ish mumkin. Katta burchakka og'ishlar kam bo'lganligi α - zarrachalarning juda kam qism

yadrolarning oldidan o'tishini bildiradi, demak yadrolarning razmeri kichik va ular folgada bir – biridan katta masofada joylashgan.



15.2-rasm

Rezerford o'z eksperimentiga asoslanib yadroning razmeri $\approx 10^{-13}$ sm ligini, zaryadi esa $q = ez$ ekanligini aniqladi.

Bu yerda e - elementar zaryad, z - kimyoviy elementning davriy sistemadagi tartib nomeri. z esa o'z navbatida atomdagi elektronlar soniga teng.

Vodorod atomining nurlanish spektri. Lekin Rezerfordning atom modeli klassik fizika qonunlariga ziddir. Elektron yadro atrofida tezlanish bilan aylanadi, demak u uzluksiz ravishda energiya chiqarib yadroga qulab tushishi kerak, bunda atomdan chiqqan nur spektri ham uzluksiz va keng bo'lishi kerak. Lekin biz bilamizki, atomlarning spektri chiziqli bo'ladi. Tekshirishlar shuni ko'rsatadiki, harbir gazning o'ziga hos spektri bo'ladi. Yana ma'lum bo'ladiki, spektral chiziqlarni ma'lum gruppalariga (seriyalarga) bo'lib chiqish mumkin ekan. Misol tariqasida vodorod atomining nurlatish spektrini ko'rib chiqamiz. 1885 yilda Shveytsariya fizigi Balmer bu spektrda optik diapazonda quyidagi seriyani topdi:

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

$R = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ sek}^{-1}$ - Ridberg doimisi. Bu formula seriyadagi chiziqlar chastotasini bildiradi (15.3 rasmga qarang).



15.3-rasm

Vodorodning spektrida yana bir nechta seriya bor. Ulardan birini 1906 yilda ingliz fizik olimi Layman ochdi (ultrafiolet qismda), boshqasini (infratqizil diapazondagisini) 1908 yilda nems fizigi Pashen ochdi. Bular quyidagilar:

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

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

Bor postulatlari. Nurlanish spektrining chiziqli bo'lishi atomlarning energiyasi ma'lum portsiyalar (kvantlar) bilan yutish yoki nurlatishni bildiradi. Demak atom ma'lum (diskret) energetik holatlarda turadi, u nur yutish yoki nur chiqarsa bir holatdan ikkinchi holatga o'tadi. Ana shu xulosa asosida 1913 yilda Daniya fizigi N.Bor o'zining atom tuzilishining kvant nazariyasini yaratdi. Bu nazariyaning asosida 3 ta postulat (Bor postulatlari) yotadi:

1. *Atomdagi elektronlar ma'lum qiymatli radiuslarga ega orbitalarda harakat qilishi mumkin.*

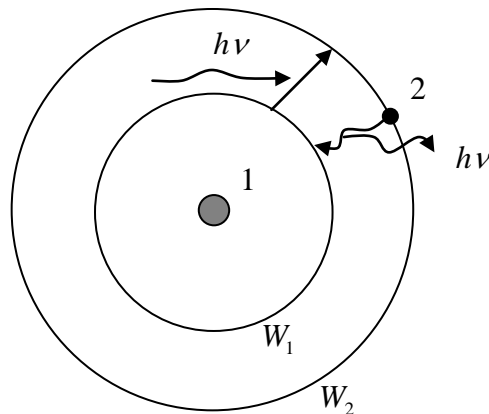
Bu orbitalar statsionar orbitalar deb ataladi va ular aylanayotgan elektronning harakat miqdorini momenti $\frac{h}{2\pi}$ ga bo'linadigan qiymatga ega.

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

bu yerda m - elektron massasi, v - uning tezligi, r - orbita radiusi, n - kvant soni, h - Plank doimiysi.

2. *Elektronlar o'z orbitalarida aylanib turar ekanlar ular nur yutmaydilar ham, nurlatmaydilar ham.*

3. *Elektron bir statsionar orbitadan ikkinchi statsionar orbitaga o'tganda nur kvanti yutiladi (yoki nurlanadi).*



15.4-rasm

Bu kvant energiyasi atomning shu ikki orbitadagi energiyalari W_1 va W_2 larning ayirmasiga teng:

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

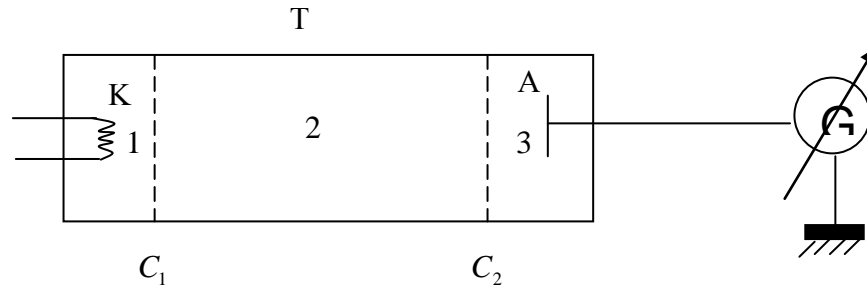
Demak, atomning yutayotgan yoki nurlatayotgan yorug'likning chastotasi umumiy holda teng bo'lar ekan:

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

bu yerda $n > m$.

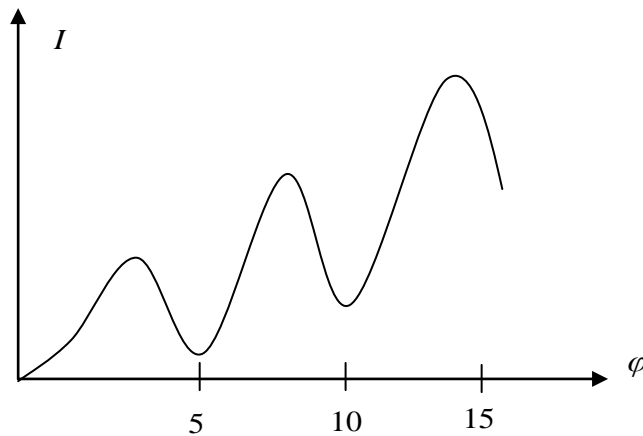
Bor posulotlari Rezerfordning modelini saqlab qoldi va uning kamchiliklarining yo'qotdi.

Frank – Gerts tajribasi. G. Gerts 1913 yilda atomlarning energiyalari diskret qiymatlari ega bo'lishini tajribada isbot qildilar (15.5-rasm).



15.5-rasm

T trubkadan havo so'rib olinib uning ichiga kichik bosimli (13 Pa) simob parlari kiritiladi. Trubka ichida K katod, ikkita C_1 , va C_2 setka va A anod joylashgan. C_1 setkaga katoddan chiquvchi elektronlarni tezlatuvchi potensial beriladi, anod va C_2 setka orasiga 0,5 V ga yaqin kichik tormozlovchi potensial beriladi. 1 – sohada tezlatilgan elektronlar 2 – sohaga qirib simob atomlari bilan to'qnashadilar. To'qnashgandan so'ng energiyasini ko'pini yo'qotmagan elektronlar anodga yetib boradilar.



15.6-rasm

Noelastik to'qnashuvda simob atomi qo'zg'alishi mumkin. Bor nazariyasiga binoan atom diskret energiyani yutsagnia qo'zg'aladi. Agar haqiqatdan ham atomlarda diskret holatlar bo'lsa, u holda elektronlarning energiyasi ma'lum qiymatga erishganda simob atomlari energiyani yutishi mumkin. 15.6-rasmda anod tokining tezlatuvchi potensialga bog'liqligi ko'rsatilgan. Ko'rinib turibdiki, C_1 setkada potensial 4,86 V ga yetguncha tok oshib boradi, potensial 4,86 V ga yetganda tok keskin ravishda kamayadi. Bunday manzara potensial qiymati 9,72 V va 14,58 V bo'lganda ham qaytariladi. Buning sababi quyidagicha: 1-sohada 4,86 V bilan kuchaygan

elektronlarning energiyasi simob atomini birinchi qo'zg'algan holatga (orbitaga) o'tkazish uchun yetarli bo'ladi va atomga urilganda elektronlar o'z energiyalarini yo'qotadilar va ularning qolgan energiyalari anodga yetib olishi uchun yetmaydi, shuning uchun tok keskin kamayib ketadi. Bu tajribada Frank va Gerts birinchi marta atomlarning diskret energetik holatlari borligini isbot qildilar. Simob uchun 4,86 eV – eng kichik yutilishi mumkin bo'lgan energiya kvant ekanligi ham ko'rsatildi. Bu tajribada Bor nazariyasi o'zining isbotini topdi.

TAYANCH SO'Z VA IBORALAR

Atom spektrlari, Balmer formulasi, Rezerford tajribasi, Rezerford formulasi, Rezerfordning atom modeli, Bor postulatlarini, Frank-Gerts tajribasi.

NAZORAT SAVOLLARI

1. Vodorod atomning nurlanish spektri qanday xususiyatga ega.
2. Rezerford tajribasini tushuntiring. Undan qanday xulosaga kelish mumkin.
3. Bor postulatlarini ta'riflang.
4. Frank-Gerts tajribasini izohlang.
5. Bu tajribadan va Bor nazariyasidan qanday xulosaga kelinadi.

16 - Ma'ruza

Reja

1. Mikrozarxalarning to'liq tabiati
2. Zarra-to'liq dualizmi. De-Broyl formulasi
3. Elektronlar difraktsiyasi
4. Shredinger tenglamasi

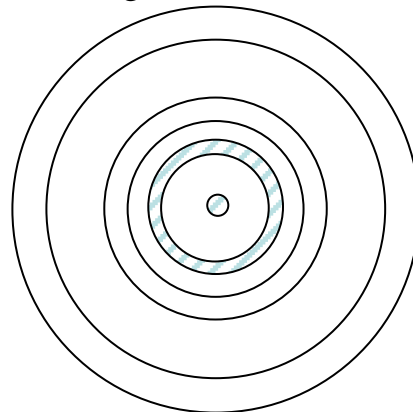
Mikrozarrachalarning to'liq tabiati. Zarra-to'liq dualizmi. De-Broyl formulasi. 1923 yilda Frantsuz fizigi Lui de – Broyl yorug'lik bilan modda o'rtasida chuqur analogiya borligi haqida fikr bildirdi. Bu fikr bo'yicha yorug'likka o'xshab, modda ham to'liq ham korpuskulyar tabiatiga ega bo'lish kerak. Xususiyl holda, massasi m bo'lgan va v tezlik bilan harakatlanayotgan mikrozarxaga to'liq deb qarash mumkin va bu to'liqning uzunligi teng;

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

Bu yerda $h = 6,625 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ - Plank doimiysi, (16.1) formula de – Broyl formulasi deb ataladi.

De – Broylning bu gipotezasi 1927 yilda Devisson va Dgermer tajribasida isbotini topdi. Ular nikel monokristalidan qaytgan elektronlar oqimining difraktsiyasini topdilar. Keynroq elektronlarning difraktsiyasi ularning metal folgalaridan o'tishida kuzatildi. (16.1- rasmga qarang).

Elektronlar difraktsiyasi. Rasmda NaCl kristalidan o'tayotgan elektronlarning difraktsiyasi keltirilgan.

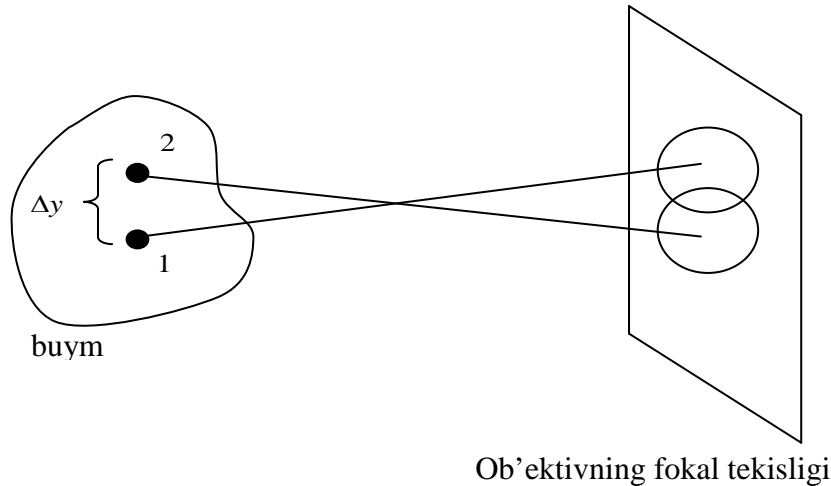


16.1-rasm

Difraktsiya to'liq jarayonlariga tegishli xossa bo'lganligi sababli, biz aytishimiz mumkinki, demak tabiatda elektromagnit to'liqlari bilan bir qatorda elektron to'liqlari ham bor ekan. Ular kristallarda, rentgen nurlari kabi difraktsiya beradilar. Shunisi diqqatga sazovorki, rentgen nurlarining difraktsiya uchun chiqarilgan Vulf-Bregg formulasi elektronlar difraktsiyasi uchun ham ishlar ekan: difraktsion manzaraga asosanib Vulf – Bregg formulasidan topilgan elektron to'liqning uzunligi de – Broyl formulasidan topilgan to'liq uzunligiga teng bo'lib chiqdi. (16.1) formuladin elektron mikroskopida ishlatiladigan elektronlarning to'liq uzunligini topamiz. Bunday elektronlarning tezligi taxminan 140000 km/s bo'ladi elektronning massasi $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$. U holda:

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

Demak, elektron mikroskopdagi elektron to'liq uzunligi optik mikroskopdagi yorug'lik to'liq uzunligidan (0,5 mkm) 100000 marta kichik ekan. Ana shuning uchun ham elektron mikroskopning ajrataolish qobiliyati juda katta bo'ladi.



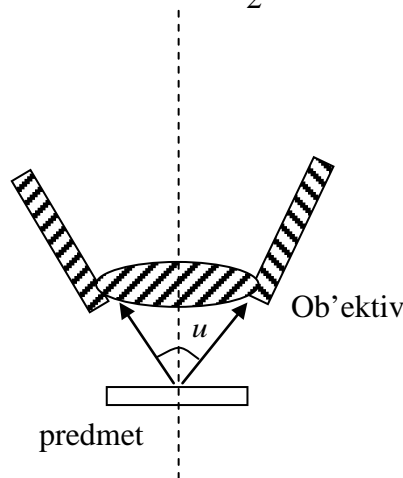
16.2-rasm

Bir – biridan alohida – alohida bo'lib ko'rinadigan ikki nuqta orasidagi minimal masofa Δy ajrata olinadigan masofa deb ataladi. Optik priborning ajrataolshish

qobiliyati deb $R = \frac{1}{\Delta y}$ qiymatga aytiladi. Mikroskop uchun;

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

bu yerda n predmet va ob'yektiv o'rtasidagi muhit sindirish ko'rsatgichi, λ - to'liq uzunligi, u - optura burchagi, $\sin \frac{u}{2}$ - sonli optura deb ataladi.

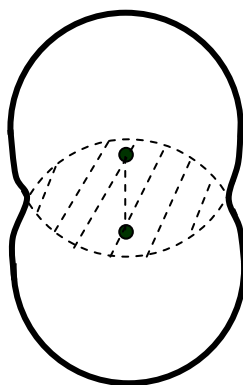


16.3-rasm

Har qanday optik asbobning kirish teshigi ob'yektiv bo'ladi. Ana shu teshikdan predmetdan kelayotgan to'liq o'tganda difraktsiya hodisasi yuz beradi

va predmetning har bir nuqtasi nuqta bo'lib emas, yoritilgan disk va uning atrofida yorug' va qorong'u halqalardan iborat manzara bo'lib ko'rinadi. Agar kuzatilayotgan nuqtalar bir – biriga yaqin bo'lsa, ularning difraksion manzaralari (tasvirlari) (ob'yektivning fokal tekisligida) bir – birining ustiga tushishi mumkin (16.2 rasmga qarang)

Predmetning 1 va 2 nuqtalari qachon bir – biridan ajragan holda ko'rinadi? Buning uchun ularning difraksion tasvirlaridagi yorug' disklari bir – birlarining ustiga chiqqan joylarining razmeri disk radiusining razmerlaridan katta bo'lishi mumkin emas. Agar disklarning bir – birini qoplagan joylarining razmeri disk radiusidan katta bo'lib qolsa, u holda mikroskopda bu ikki nuqta bir – biridan ajratilmaydi, biz ularni bitta yahlit nuqta sifatida ko'ramiz (16.4 rasmga qarang).



Rasm 16.4

Elektron mikroskopda sonli opertura kichik bo'ladi u taxminan 0,05 ga teng. (16.2) formuladan foydalanib endi elektron mikroskop uchun ajratiladigan masofa Δy ni topamiz:

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

(optik mikroskop uchun $\Delta y \cong 3000 \text{ \AA}$).

Bilamizki atomning razmeri $1 \div 1,6 \text{ \AA}$ atrofida, demak elektron mikroskopda atom va molekullarni alohida – alohida qilib ko'rsatish mumkin. Umuman olganda de – Broyl to'lqinlari har qanday mikro va makrozarrachalarga tegishlidir. Lekin, agar jismning massasi katta bo'lsa, bu to'lqinlarning uzunligi shu qadar kichik bo'ladiki, ularni hatto sezib ham bo'lmaydi. Masalan, massasi $m = 9 \text{ g}$ va tezligi $v = 400 \frac{m}{s}$ bo'lgan o'qning de – Broyl to'lqinining uzunligi barobar bo'ladi.

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

Bunday to'lqin uzunligini tabiatda hech qanday asbob bilan o'lchab bo'lmaydi, o'q esa o'zining to'lqin hossasini hech qanday namoyon qila olmaydi.

Shredinger tenglamasi. XX asrning boshlarida atom dunyosining ichida bo'ladigan jarayonlarni klassik fizika (Nyuton mexanikasi) ifodalab (tushuntirib)

beraolmasligi ma'lum bo'ldi. Mikrozarrahalarining bir paytda ham to'lqin ham korpuskulyar xossaga ega bo'lishini klassik fizika tushuntirib beraolmadi.

Mikrodunyodagi jarayonlarni to'g'ri tushunish uchun mikrozarrahalarining xarakatiga ehtimollik nuqtai nazardan qarash qabul qilinadi. 1927 yilda B. Geyzenberg shunday fikrga keldi: mikrozarrahalarining koordinatasini va impulsini bir paytda bir xil aniqlik bilan aniqlash mumkin emas. Geyzenbergning noaniqlik munosabatiga binoan mikrozarra bir paytda aniq koordinata va aniq impulsiga ega bo'lishi mumkin emas, ularning noaniqligi quyidagi munosabatga bo'ysunadi.

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

(16.3) formulani boshqacha yozamiz; $\Delta x \cdot \Delta v_x \geq \frac{h}{m}$

Demak, massa qanchalik katta bo'lsa koordinata va tezlikning noaniqligi shunchalik kichik bo'lishi mumkin, demak bu zarra trayektoriya tushunchasini shunchalik katta aniqlik bilan ishlatish mumkin. Misol uchun massasi $m = 10^{-12} \text{ kg}$ va razmeri 10^{-6} m bo'lgan zarra o'laylik. Uning koordinatasi razmerining 0,01 qismiga teng aniqlik bilan berilgan bo'lsin ($\Delta x \approx 10^{-8} \text{ m}$). Unda tezlikning noaniqligi $\Delta v_x = \frac{h}{m\Delta x} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{10^{-8} \cdot 10^{-12}} = 1,6 \cdot 10^{-14} \text{ m/s}$, demak noaniqlik juda kichik va u zarra harakatining aniq trayektoriya bo'yicha qiladigan harakatiga ta'sir qilmaydi.

Mikrozarrahalarining to'lqin tabiatini hisobga olib 1926 yilda M. Born ularning harakatini to'lqin funktsiyasi bilan ifodalashni taklif etdi.

To'lqin funktsiyasi $\Psi(x, y, z, t)$ zarra harakatining korpuskulyar va to'lqin xossalari haqidagi hamma informatsiyani o'z ichiga oladi. Zarra harakatining biror dv hajmda ehtimolligi teng bo'ladi:

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

Fizik ma'noga to'lqin funktsiyaning o'zi emas, uning modulining kvadrati ega bo'ladi:

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

1926 yilda E. Shredinger mikrozarrahalarining harakatini ifodalaydigan to'lqin tenglamasini taklif etdi:

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

bu yerda $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, m - zarra massasi, Δ - Laplas operatori $\left(\Delta\Psi = \frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2}\right)$

i - mavhum son $=\sqrt{-1}$; $U(x, y, z, t)$ - zarra harakatining tortishish maydonidagi potentsial energiyasi.

To'lqin funktsiyasini quyidagi ko'rinishda yozamiz:

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

U holda $\Psi(x, y, t)$ uchun Shredinger tenglamasi statsionar holatlar uchun quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi.

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

Bu tenglama holatlari vaqtga bog'liq bo'lmagan harqanday zarrachalarning harakatini ifodalaydi.

TAYANCH SO'Z VA IBORALAR

De-Broyl gipotezasi, zarralarning to'lqin uzunligi, chastota, mikrozarra, Devisson-Dgermer tajribasi, mikrozaralar-to'lqin sifatida.

NAZORAT SAVOLLARI

1. De-Broyl ilgari surgan g'oyani tushuntiring.
2. Elementar zarra (elektron) to'lqin uzunligi qanday aniqlanadi.
3. De-Broyl nazariyasi isbotlangan tajribani izohlang.
4. Elektron difraktsiyasi qanday amalga oshadi.
5. Mikrozaralarning ikki xil tabiati mavjudligini qanday izohlash mumkin.
6. Geyzinberg noaniqlik printsiptini tushuntiring.
7. Shredinger tenglamasini izohlang.

17 - Ma'ruza

Reja

1. Vodorod atomining kvant nazariyasi

2. Kvant sonlari. Pauli printsipli.

3. Mendeleyevning elementlar davriy jadvali.

Vodorod atomining kvant nazariyasi. Vodorod atomi yadrosining (protonning) atrofida bitta elektron aylanib turadi, uning zaryadi bitta elementar manfiy zaryad e ga teng, protonning zaryadi musbat e ga teng. Elektronning orbitasini aylana deb hisoblaymiz.

Elektronni orbitada ushlab turuvchi markazga intilma kuch Kulon kuchidir. Shuning uchun yozish mumkin:

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

m – elektronning massasi, ν – uning tezligi, $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{M}$ elektr doimiysi. Bu

tenglamani $m\nu R = n \frac{h}{2\pi}$ sharti bilan birgalikda yechsa elektron aylanib turish mumkin bo'lgan stasionar orbitalarning radiusi kelib chiqadi:

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

Bu yerda $n = 1, 2, 3, 4, \dots$ - kvant soni deb ataladi. Yadroga eng yaqin orbitaning radiusini $n = 1$ hisoblaymiz:

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

(17.2) formulada n dan boshqa hamma kattaliklar o'zgarmas sonlardir. Shuning stasionar orbitalarning radiuslari bir – biriga $1 : 4 : 9 : 16 : \dots = 1^2 : 2^2 : 3^2 : 4^2 : \dots$ nisbatda bo'ladilar.

Endi atomdagi elektronning to'la energiyasi ni aniqlaymiz. Bu energiya elektronning kinetik va potentsial energiyalarining yig'indisidan iborat:

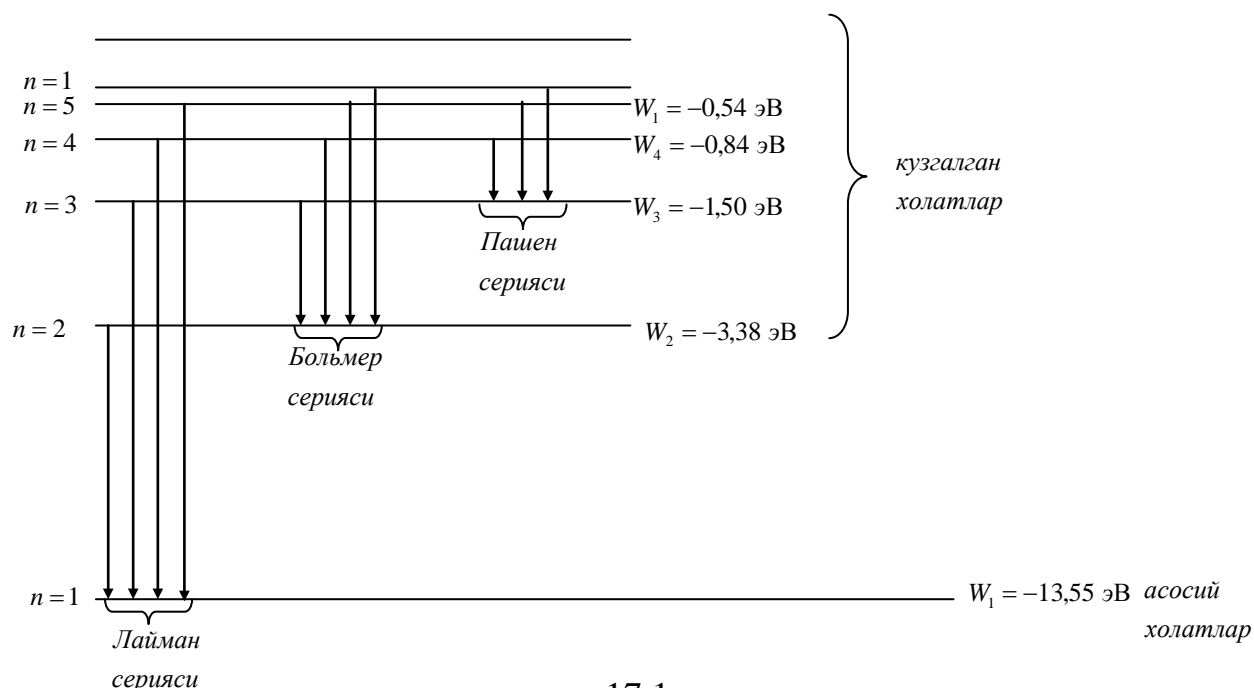
$$W_T = W_K + W_{\Pi} = \frac{m\nu^2}{2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R} = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 R} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R} = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 R} \quad (17.3)$$

Demak, elektronning to'liq energiyasi manfiy bo'lib, absolyut qiymati bo'yicha kinetik energiyaga teng ekan. (17.3) ga (17.2) dagi radius qiymatlarini qo'yib hosil qilamiz:

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

Elektronning birinchi orbitasida ($n = 1$) energiyasini shu formula bo'yicha hisoblanadi. $W_T = -\frac{1}{1^2} \frac{9,1 \cdot 10^{-31} kg \cdot (1,6 \cdot 10^{-19} k)^2}{(6,6 \cdot 10^{-31} J \cdot s)^2 \cdot \left(8,85 \cdot 10^{-12} \frac{F}{m}\right)^2} = -21,68 \cdot 10^{-14} = -13,5 eV$

Statsionar orbiatadagi elektronning to'liq energiyasi atomning energetik holati deb ataladi. 17.1-rasmda (17.4) formulaga asosan vodorodning hisoblangan energetik holatlari keltirilgan.



17.1-rasm

(17.4) formulaga asosan n oshgan sari atomning energiyasi oshaboradi. W_T - manfiy bo'lganligi uchun uning absolyut qiymati kamaysa u oshgan bo'ladi. $n \rightarrow \infty$ bo'lganda W_T o'zining maksimal qiymatiga $W_T = 0$ erishadi.

(17.4) formuladan foydalanib atomning nurlatadigan yorug'ligi chastotasining formulasini chiqaramiz:

$$\nu = \frac{W_n - W_0}{h} = \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^2} \left[-\frac{1}{n^2} - \left(-\frac{1}{n_0^2} \right) \right] = \frac{me^3}{8\varepsilon_0^2 h^2} \left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (17.5)$$

bu yerda n va W - boshlang'ich holatining kvant soni va energiyasi n_0 va W_0 - ohirgi holatining kvant soni va energiyasi.

$R = \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^2}$ kattalik Ridberg doimiysi deb ataladi. (17.5) formula endi boshqacha yozilishi mumkin:

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

bu formula $n_0 = 1$ va $n = 2, 3, \dots$ uchun Layman seriasini $n = 2$ va $n = 3, 4, 5, \dots$ uchun Balmer seriyasini beradi. Borning kvant nazariyasi fizikaning rivojlanishida muhim rol o'ynadi. U vodorod atomi spektrining murakkab strukturasi tushuntirib beradi. Lekin bu nazariya boshqa atomlarni tushuntiraolmadi. Buning uchun kvant nazariyasi yanada rivojlantirishdi va bu rivojlanish kvant mexanikasining yaratilishi bilan yakunlanadi. Bu fan atom va molekularning hamma hossalari tushuntirib beradi.

N. Bor nazariyasining chegaralanganligining sababi shundayki, u o'zining printsiplariga har doim ham sodiq bo'lmaydi: kvant xossalari asoslangan bu nazariya elektronning harakatini ifodalash uchun klassik mexanika qonunlaridan foydalanadi. Bu esa noto'g'ri, chunki atomdagi elektron oddiy klassik zarracha emas. Agar bu elektronga Geyzenbergning noaniqlik printsiptini ishlatsak bunga qanoat hosil qilamiz. Atomdagi elektronning tezligi taxminan $10^6 \frac{m}{s}$ atrofida, demak bu tezlikni o'lchashdagi noaniqlik bu qiymatdan katta bo'lishi mumkin emas, boshqacha aytganda noaniqlik $\Delta v = 10^6 \frac{m}{s}$ bo'lishi kerak. U holda

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

Lekin 10^{-8} sm - bu atomning o'lchovidir. Demak elektron koordinatasining noaniqligi atomning o'lchamlariga teng ekan. Bu holda elektronning tutgan o'rni yoki trayektoriyasi degan tushunchalar yo'qoladi

Kvant sonlari. Kvant mexanikasi elektronning atrofidagi aniq o'rinni belgilaydi, buning o'rniga u elektronning fazoning u yoki bu qismida bo'lish ehtimolligini belgilaydi. Boshqacha aytganda, elektron atomning hajmi bo'yicha yoyilgan bo'ladi, go'yoki bulutsimon bir zarraga aylanadi. Zamonaviy kvant mexanikasida elektronning holati bitta emas, to'rtta kvant soni bilan belgilanadi:

1. Bosh kvant soni n , qiymati 1 dan ∞ gacha o'zgaradi.
2. Orbital kvant soni ℓ , qiymati 0 dan $n-1$ gacha o'zgaradi, (n ta qiymat)
3. Magnit kvant soni m_ℓ , qiymati $-\ell$ dan $+\ell$ gacha o'zgaradi hammasi bo'lib $2\ell+1$ ta qiymatga ega bo'ladi.
4. Spin kvant soni m_s , faqat ikkita qiymatga ega bo'ladi: $+\frac{1}{2}$ va $-\frac{1}{2}$;

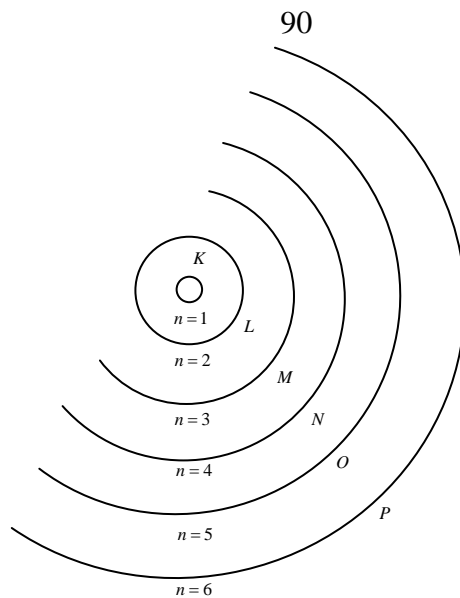
Kvant sonlari elektronning ega bo'lishi mumkin bo'lgan energiyalarining qiymatlarini belgilaydi. Elektronlarning energetik satxlari bo'yicha taqsimlanishi ikki printsiptga asoslangan:

Pauli printsipti: 1) atomda 4 ta kvant soni bir xil bo'lgan elektron bo'lmaydi.

2) Energiyaning minimum printsipti: elektronlarning energetik satxlari bo'yicha taqsimlanishi atom energiyasining minimumi bo'lishiga tegishli bo'ladi.

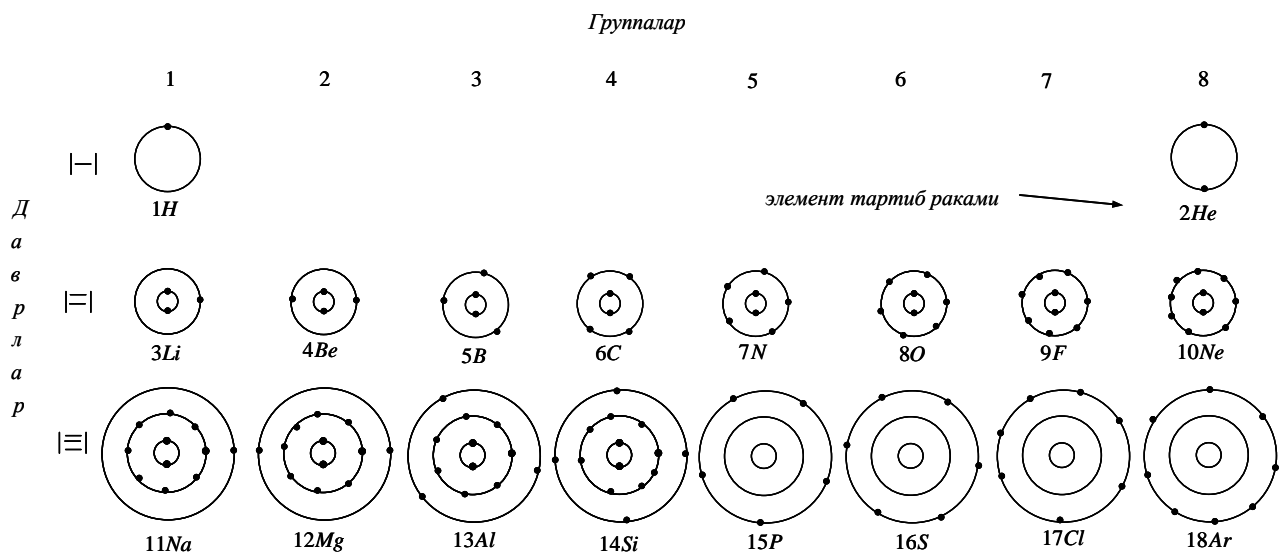
Pauli printsipti bo'yicha berilgan energetik satxda $2n^2$ ta elektron bo'lish mumkin.

Mendeleyevning elementlar davriy sistemasi. Pauli printsipti Mendeleyevning davriy jadvalini tushunishga yordam beradi. Buning uchun Mendeleyev kimyoviy elementning tartib nomeri Z ni kirgazdi. Z yadrodagi protonlar soniga yoki atomdagi hamma elektronlarning soniga teng. Agar elementlarni Z soni oshishiga qarab joylashtirsak, elementlar hossalari davriy ravishda o'zgarishini ko'rish mumkin. Bundan tashqari elektron qavatlarini (orbitalari) deganda tushuncha kiritildi va ular K, L, M, N, \dots xarflar bilan belgilandi (17.2-rasmga qarang). Berilgan qavatda ko'pi bilan $m = 2n^2$ ta elektron bo'lish mumkin. Demak, K - qavatda 2 ta, L - qavatda ($n = 2$) 8 ta M - qavatda ($n = 3$) 18 ta va h.k. elektron bo'lishi mumkin.



17.2-rasm

17.3-rasmda birinchi uchta davrni hosil qiluvchi elementlar ko'rsatilgan. Elektronlar nuqta bilan ko'rsatilgan. Davrlar Rim raqamlari bilan ifodalangan.



17.3-rasm

Keltirilgan rasmdan ko'rinib turibdiki, atomdagi elektronlarning umumiy soni (yadroning zaryadi) elementning nomeriga teng, qatlamdagi elektronlarning soni davr nomeriga teng, eng tashqi qatlamdagi elektronlarning soni esa gruppaga nomeriga teng.

Ma'lumki, bitta gruppaga tegishli elementlar (masalan, *H, Li, Na, K, Ra, Cs* – birinchi gruppaga) bir – biriga o'xshash hossalari egalar. Bu elementlarning tashqi qatlamida bir xil sonida elektronlar bo'ladi va bu elektronlar valent elektronlar deb ataladi. Atomlar hossalari davriy ravishda qaytarilib turishi valent elektronlari sonining davriy ravishda qaytarilib turishi bilan bog'liqdir.

TAYANCH SO'Z VA IBORALAR

Vodorod atomi, elektron, diskret, energiyaning uzlukliligi, bosh kvant soni, azimutal kvant soni, spin kvant soni, Pauli printsipli.

NAZORAT SAVOLLARI

1. Shredinger tenglamasini vodorod atomi uchun yechish qanday natijaga olib keladi.
2. Bosh kvant soni qanday mazmunga ega.
3. Azimutal kvant soni nimani ifodalaydi. Magnit kvant sonichi.
4. Elektron spini qanday fizik xususiyatga ega.
5. Pauli printsiplinini ta'riflab tushuntiring.
6. Kvant mexanikasi printsiplari asosida Mendeleyev davriy sistemasini qanday tushuntiriladi.

18 - Ma'ruza Reja

1. Atom yadrosining tuzilishi
2. Yadro massasi va bog'lanish energiyasi
3. Massa defekti. Radioaktivlik
4. Radioaktiv yemirilish qonuni.
5. Yadroviy reaksiyalar
6. Yadrolarning bo'linishi. Zanjir reaksiyalar

Atom yadrosining tuzilishi. E. Rezerford α -zarrachalarning yupqa tilla plyonkalardagi difraktsiyasini tadqiq qilar ekan, u atom musbat zaryadlangan yadrodan va yadro atrofida aylanaYotgan manfiy zaryadlangan elektronlardan iborat ekanligini ko'rsatib berdi. Bundan tashqari u yadro o'lchami $10^{-14} \div 10^{-15}$ m ekanligini ko'rsatdi.

Hozirgi kunda yadro haqidagi asosiy ma'lumotlar quyidagicha. Har qanday yadroning zaryadi Ze ga teng, bu yerda e - protonning zaryadi, Z - zaryad soni. Z yadrodagi protonlar soniga teng va kimyoviy elementning Mendeleev tablitsasidan tartib nomeriga to'g'ri keladi. Atomda nechta elektron bo'lsa, yadrosida shuncha proton bo'ladi, demak, atomlar neytral bo'ladilar. Yadro zaryadining soni, demak, atomda nechta elektron bo'lishini, atomning xossalarini belgilaydi.

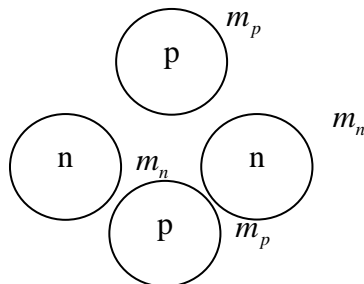
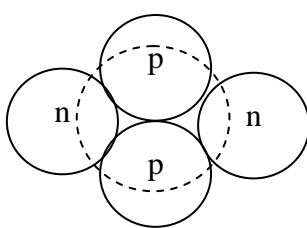
Harqanday yadro proton va neytronlardan tashkil topgan. Proton zaryadi elektron zaryadiga teng, lekin musbat bo'ladi, massasi $m_p = 1,6726 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \approx 1836m_e$ (m_e - elektron massasi). Neytron neytral zarracha bo'ylab, massasi $m_n = 1,6749 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \approx 1839m_e$.

Proton va neytronlar umumiy nom bilan nuklonlar deb ataladi. Nuklonlarning umumiy soni massa soni A deb ataladi.

Yadro belgisi ${}_Z X^A$, bu yerda X - kimyoviy elementning belgisi, Z - protonlar soni, A - massa soni (nuklonlar soni). Protonlar soni Z bir xil, lekin neytronlar soni har xil bo'lgan yadrolar izotoplar deb ataladi. Masalan vodorot 3 ta izatopga ega: ${}_1\text{H}^1$ - protiy, ${}_1\text{H}^2$ - deyeriy, ${}_1\text{H}^3$ - tritiy.

Massa sonlari bir xil lekin Z sonlari har xil bo'lgan yadrolar izobarlar deb ataladi. Bunga misol ${}_4\text{Be}^{10}$, ${}_5\text{B}^{10}$, ${}_6\text{C}^{10}$.

Yadro massasi va bog'lanish energiyasi. Atom yadrosidagi nuklonlar o'zaro katta kuchlar bilan bog'langanlar. Tekshirishlar shuni ko'rsatadiki, yadro massasi uni tashkil etuvchi nuklonlar massalarining yig'indisidan kichik ekan.



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

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

Eynshteyn formulasi $E = mc^2$ ga binoan, massa o'zgarsa bu o'zgarishga energiyaning o'zgarishi ham to'g'ri kelishi kerak. Demak nuklonlar alohida – alohida bo'lgan holdagi energiya ular birlashgan holdagi energiyadan katta, shunday ekan, yadro hosil bo'lishida ma'lum miqdorda energiya ajralib chiqishi kerak. Energiyaning saqlanish qonuniga binoan buning teskarisi ham to'g'ri bo'lishi kerak: yadroning tashkil etuvchilariga ajratish uchun ham shuncha miqdorda energiya sarflanishi kerak bo'ladi. Yadroni alohida – alohida nuklonlarga bo'lib tashlash uchun kerak bo'ladigan energiya yadroning bog'lanish energiyasi deb ataladi. Bu tushuncha yadro fizikasida katta ahamiyatga ega va yadroviy reyaktsiyalar mohiyatini tushinishda muhim rol o'ynaydi.

$\Delta E = \Delta mc^2$ formulasiga asosan yadroning bog'lanish energiyasi teng.

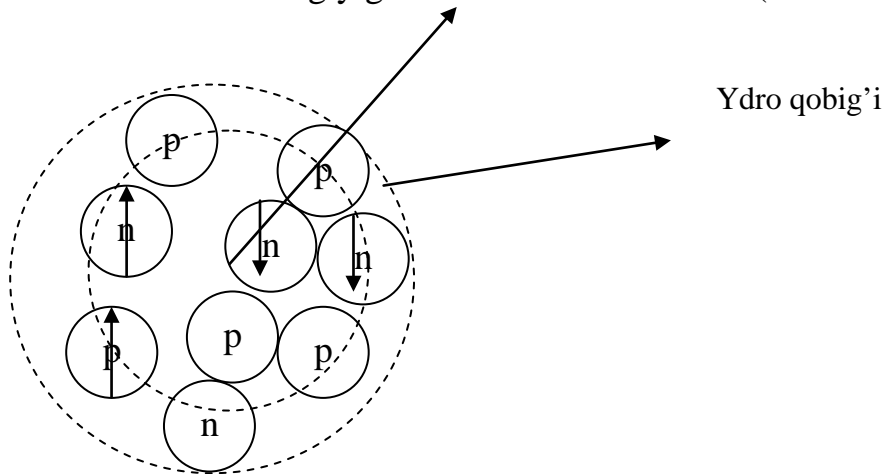
$$E_{bog'} = [Zm_p + (a - Z)m_n - m_a] c^2 \quad (18.2.)$$

Bu yerda m_p , m_n , va m_a - tegishli ravishda proton, neytron va yadroning massalari.

Massa defekti. $\Delta m = [Zm_p + (a - Z)m_n] - m_a$ kattalik yadro massasining defekti deb ataladi. Nuklonlardan yadro hosil bo'lganda ularning massalari ana shu qymatga kamayadi.

Yadrolar bog'lanish energiyasidan tashqari Yana boshqa parametrlarga ham ega.

Spin. Har anday atom yadrosi xususiy impuls momenti va magnit momentiga ega. Impuls momenti spin deb ataladi. Yadro spini nuklonlarning spinlar va ularning orbital momentlarning yig'indisidan iborat bo'ladi (18.1-rasm).



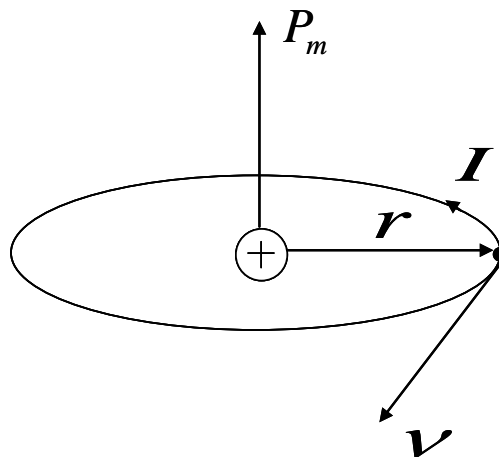
18.1-rasm

Magnit momenti. Yadro spindan tashqari, magnit momentiga ham ega. Bilamizki elektronning orbital magnit momenti quyidagicha ta'riflangan edi: orbita bo'ylab aylanayotgan elektronning orbital magnit momenti u hosil qilgan orbital tokning orbita yuzasiga ko'paytmasiga teng.

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

$I = e\nu$ - tok kuchi, ν - elektronning orbita bo'ylab aylanish chastotasi, S - orbita yuzasi (18.2-rasm). Yadroda ham nuklonlarning orbita bo'ylab va o'z o'qi atofida aylanishi bilan bog'liq magnit momentlari bo'ladi.

Yadroning spini va magnit momentlari materiyaning strukturasi o'rganishda katta rol o'ynaydilar.



18.2-rasm

Radioaktivlik. Frantsuz olimi A. Bekkerel (1852 – 1908) 1896 yilda uran tuzlarining o'zidan qandaydir noma'lum tabiatga ega bo'lgan nur chiqishini tasodifan kashf qildi. Bu nurlar quyidagi xususiyatlarga ega edi.

- fotoplastinaga ta'sir qilsa u qorayib qoladi
- havoni ionizatsiya qiladi
- yupqa metall plastinalardan ham o'tib ketaveradi
- ko'p moddalarga ta'sir qilsa ular lyuminestsentsiya beradi
- ko'zga ko'rinmaydi, ovoz chiqarmaydi

Frantsuz olimlari Mari (1867 – 1934) va Pyer Kyurilar Bekkerel topgan nurlanish faqat uranga emas, boshqa ko'pgina og'ir elementlarga ham xos ekanligini isbot qilishdi. Ular toriy, aktiniy, poloniy va radiy elementlarining o'zidan ko'rinmas nur chiqarib turishini topdilar. Ana shunday nurlanish radioaktivlik deb ataladi. Tajribalar shuni ko'rsatadiki, radioaktiv nurning xossalari jismning agregat holati, tashqi bosim, temperatura, elektr va magnit maydonlar ta'sir ko'rsatmaydi. Demak, bu nurlanish elektron bilan emas, yadro bilan bog'langandir.

Hozirgi kunda radioaktivlik ikki turga bo'linadi: tabiiy radioaktivlik va suniy radioaktivlik. Tabiiy radioaktivlik tabiatda nomuvozanat holatda bo'lgan izotoplardan, suniy radioaktivlik esa yadroviy reaksiyalar natijasida hosil bo'lgan izotoplarda kuzatiladi. Ikki tur radioaktivlik o'rtasida printsiptial farq yo'q, ular birxil qonuniyatlarga bo'ysinadi.

Radioaktiv nurlar uch turga bo'linadi:

α - nurlar. Ular musbat zarrachalar oqimidan iborat.

β - nurlar. Ular manfiy zarrachalar oqimidan iborat.

γ - nurlar. Ular chastotasi juda yuqori bo'lgan elektromagnit to'lqindan iborat.

Bu nurlarning xossalari har taraflama o'rganish quyidagi hulosalarga olib keladi. α - nurlar geliy izotopi yadrosi ${}^4_2\text{He}^1$ larning oqimidan iborat bo'lib, ularning zariyati $+2e$ ga teng, elektr va magnit maydonlarida o'z yo'nalishini o'zgartiradi, havoni ionizatsiyalaydi, lekin jismlar ichiga kirib borish qobiliyati ancha kichik (masalan, α - nurlar qalinligi taxminan 0,05 mm bo'lgan alyuminiy plastinkasida deyalii butunlay yutilib ketadi).

β - nurlar tezligi katta bo'lgan elektronlarning oqimidan iborat ekan. β - nurlar havoni α - nurlarga qaraganda deyarli 100 marta kam ionizatsiya qilish qobiliyatiga ega, lekin jism orqali o'tib ketish qobiliyati ancha yuqori (qalinligi 2 mm li alyuminiy plastinkasida anchagina yutiladi).

γ - nurlarning to'liq uzunligi juda kichik bo'lib, u taxminan $\lambda < 10^{-10} m$ bo'ladi, shuning uchun ularning korpuskulyar xususiyatlari yaqqol ko'rinib turadi. Shu sababli γ - nurni γ - kvantlar (fotonlar) oqimi deb qarash mumkin.

Radioaktiv yemirilish qonuni. Radioaktiv yemirilish deganda yadroda ma'lum yadroviy ryaktsiyalar yuz berib (α, β va γ nurlar hosil bo'lib) uning boshqa element yadrosiga aylanishi tushuniladi. Radioaktiv yemirilish spontan (o'z - o'zidan) yuz beradigan bo'lganligi uchun t va $t + dt$ vaqtlar oralig'ida yemirilgan yadrolar soni dN dt ga va hali yemirilishga ulgurmagan yadrolar soni N ga proporsional bo'ladi.

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

Bu yerda λ radiaktiv yemirilish doimiysi deb ataladi. Minus ishora yemirilish tufayli radioaktiv yadrolar sonining kamaytirishni bildiradi. (18.4) tenglama yechilsa hosil bo'ladi.

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

bu yerda N_0 , $t = 0$ vaqtdagi yemirilmagan yadrolar soni. (18.4) formula radioaktiv yemirilish qonunini ifodalaydi: yemirilmagan yadrolar soni eksponenta bo'ylab kamayib boradi. Radioaktiv yemirilish jarayonining tez yoki sekin yuz berishini yarim yemirilish davri $T_{\frac{1}{2}}$ degan parametr ifodalaydi. $T_{\frac{1}{2}}$ shunday vaqt, bu vaqt ichida yemirilmagan yadrolar soni 2 marta kamayadi. (18.4) ga binoan:

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

$$\text{bu yerda } T_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\lambda} \approx \frac{0,7}{\lambda}$$

$T_{\frac{1}{2}}$ ning qiymati har xil yadrolar uchun 10^{-7} sek-milliard yillar intervalida yotadi.

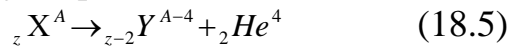
Radioaktiv moddaning aktivligi A deb Δt vaqt ichida yemirilgan sonning shu interval vaqtga bo'lgan nisbatiga aytiladi.

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

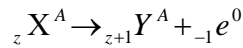
Aktivlikning birligi Δt (HB sistemasida) – bekkerel (Bk): 1Bk – bu shunday aktivlikki, bunda bir sekund ichida bita yemirilish kuzatiladi. HB sistemasidan tashqarisida Kyuri birligi ishlatiladi. Kyuri (Ki) 1Ki = $3,7 \cdot 10^{10}$ Bk.

Radioaktiv yemirilish siljish qoidasi deb ataladigan qoidaga asosan yuz beradi. Bu qoida yemirilish natijasida qanday yangi yadro paydo bo'lishini aniqlaydi

α - **yemirilish** uchun siljish qoidasi.

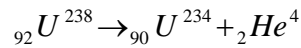


β - **yemirilish** uchun siljish qoidasi.



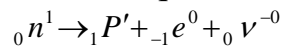
bu yerda ${}_z X^A$ - «ona» yadro, Y - «bola» yadro, ${}_2 He^4$ - geliy yadrosi (α - zarracha), ${}_{-1} e^0$ - elektronning belgisi (zaryad (-1) ga teng, massa soni nolga teng). Siljish qoidasi ikki qonunga asoslangan. Elektr zaryadning va massa sonining saqlanish qonunlari: yemirilish natijasida yagni hosil bo'lgan yadro va zarrachalarning zaryadlari va massa sonlari yig'indisi «ona» yadroning zaryadiga va massa soniga teng.

Tabiiy radioaktivlikka anchagina yadrolar ega. Namuna sifatida ${}_{92} U^{238}$ ning α - yemirilishini ko'rsatish mumkin:



bunda α - zarrachalar katta tezlik bilan yadrodan uchib chiqadilar, taxminan $1,4 \cdot 10^7 \frac{m}{c}$ dan $2 \cdot 10^7 \frac{m}{c}$ gacha, energiyasi $4 \div 8,8$ Mev.

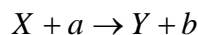
β - elektron yadro ichida yuz beradigan jaraYon tufayli yuzaga keladi bunda neytron protonga aylanadi va bundan tashqari elektron va neytrino hosil bo'ladi:



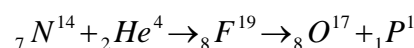
bu yerda ${}_0 \nu^{-0}$ - neytrino.

γ - radiatsiya mustaqil ravishda paydo bo'lmaydi, u α va β - yemirilishlar bilan birgalikda yuz beradi.

Yadro ryaktsiyalari. Yadro reaktsiyalari – bu yadrolarning elementar zarralar (γ - zarralar bilan ham) bilan to'qnashuvi natijasida bo'laklariga bo'linib ketishiga aytiladi:

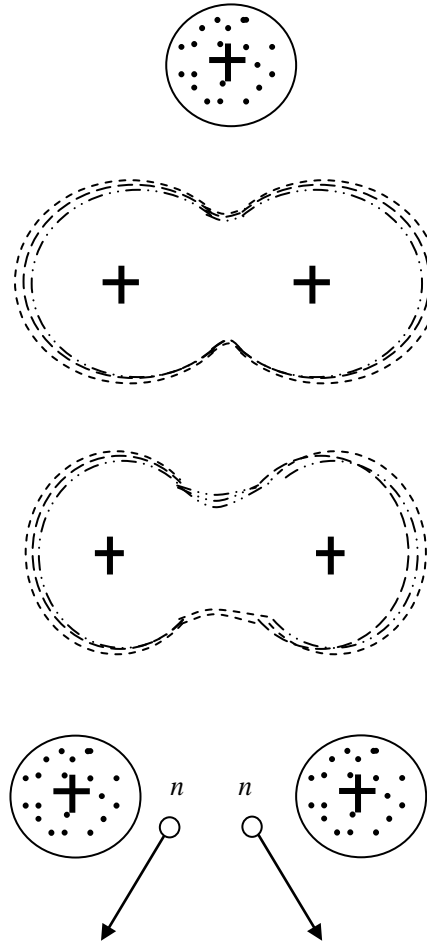


X - birlamchi yadro, Y - natijaviy yadro, a va b lar bombardirovka qiluvchi va reaksiya natijasida hosil bo'luvchi elementar zarralar. Birinchi yadro ryaktsiyasini E. Rezerford 1919 yilda amalga oshirdi. U azot yadrosini α - zarracha bilan bombardirovka qildi va natijada kislorod izotopi ${}_8 O^{17}$ hosil bo'ldi.



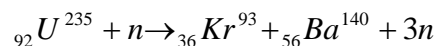
Yadro ryaktsiyalari juda ko'p va ular juda keng ravishda tadqiqot qilingan.

Yadroning bo'linish ryaktsiyasi va zanjir ryaktsiyalar. Yadro ikkiga bo'linib ketish uchun u qo'zg'algan holatga o'tish kerak, buning uchun unga yetarlicha energiya berish kerak, masalan α - zarracha bilan yoki neytron bilan bombardirovka qilib. 1938 – 40 yillarda ko'pgina Evropa davlatlarida uran yadrolarini neytron ta'sirida bo'lishni kashf etildi. Bu reaksiyani quyidagicha tushuntirish mumkin. Neytronni tortib olgan uran yadrosi U qo'zg'algan holatga o'tadi va deformatsiyalanadi (18.3-rasm).



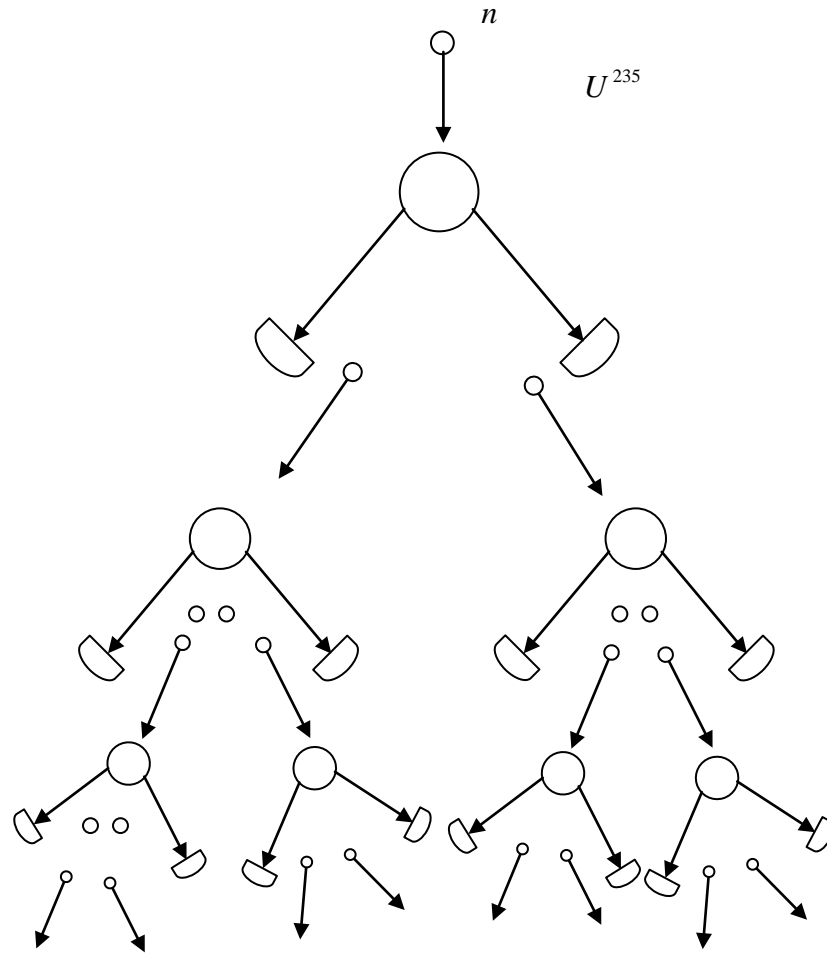
18.4-rasm

Agar berilgan energiya unchalik katta bo'lsa yadro ortiqcha energiyadan γ - fotonni Yoki neytronni nurlatib qutiladi. Lekin yadroni qo'zg'atgan energiya yetarlicha katta bo'lsa, yadro cho'zilib o'rta qismi ingichka bo'la boshlaydi, ikki cheti shishaboshlaydi, shishgan ikki cheti musbat zaryadga ega bo'ladi (18.4-rasm). Shunday payt keladiki, endi yadro kuchlari bu ikki musbat sharchasimon qismlar o'rtasidagi itariluvchi Kulon kuchlarini yengaolmaydi va U yadrosi ikki bo'lakka bo'linib ketadi. Bundan tashqari yana 2 ta neytron ham otilib chiqadi. Bu neytronlarning energiyasi 1 ev dan to 10 Mev gacha bo'lish mumkin. 1,5 Mev dan energiyaga ega neytronlar tez neytronlar, 1,5 Mev dan kichik energiyali neytronlar sekin elektronlar deb ataladi. Hosil bo'lgan bo'laklar o'z navbatida radioaktiv bo'lishi mumkin. Misol tariqasida aktinouranning kripton va bariyning izatoplariga va 3 ta neytronga bo'linib ketishini keltirish mumkin:



Lekin katta energiya ajralib chiqishi uchun «Yoqilg'i» yadrolarning ko'p qismi bo'linishi kerak. Buning uchun yadro reaksiyalarining o'z - o'zidan rivojlanib ketadigan bo'lishi kerak, boshqacha aytganda, zanjirsimon reaksiya yuz berishi kerak; har bir yadro bo'linganda energiyasi katta bo'lgan neytron hosil bo'lishi

kerak va bu neytron navbatdagi bo'linish reaksiyasiga olib keladi. Uran zanjir reaksiya anchagina oson uran - 235 da yuz beradi (18.5-rasm).



18.5-rasm

Sanoatda yadro energiyasini olish uchun zanjir reaksiyasini boshqarib turilishi kerak. Buning uchun «Yoqilg'iga» (uranga) neytronlarni yutadigan stergenlar tiqib qo'yiladi. Shunda bo'linish reaksiyasi shiddat bilan (ko'chkiga o'xshab) rivojlanib ketmaydi, u bir meYorda yuz berib turadi. Bunday reaksiya atom stantsiyalarida energiya ishlab chiqarishda ishlatiladi.

TAYANCH SO'Z VA IBORALAR

Atom, yadro, proton, elektron, neytron, zaryad, yadro massasi, bog'lanish energiyasi, yadroviy kuchlar, yadroviy bog'lanish, radioaktivlik, α -yemirilish, β -yemirilish, γ -yemirilish, yadroviy reaksiyalar, reaktorlar, termoyadro reaksiyalari.

NAZORAT SAVOLLARI

1. Atom yadrosi qanday tuzilgan.
2. Yadro tarkibidagi protonlar, neytronlar soni yadroni qanday xususiyatlarga ega qiladi.
3. Yadro o'lchami qanday. Massasi-chi.
4. Yadroviy kuchlarning qanday xususiyatlari mavjud.
5. Bog'lanish energiyasi mohiyati qanday.
6. Radioaktivlik qanday hodisa.
7. Radioaktiv yemirilishning qanday turlari mavjud.

8. Yadroviy reaksiyalarning tabiati qanday.
9. Zanjir reaksiya qanday sodir bo'ladi.

ADABIYOTLAR

1. Назаров Ў.Қ. Умумий физика курси «Электр ва электромагнетизм» Тошкент, «Ўзбекистон» 2002 йил, 320 б.
2. Ахмаджонов О.И. Физика курси, «Электр ва магнетизм», Тошкент, «Ўқитувчи», 1988 йил, 253 б.
3. Ахмаджонов О.И. Физика курси «Оптика, атом ва ядро физикаси» Тошкент, «Ўқитувчи», 1988 йил, 238 б. 214 б.
4. Савельев И.В. Курс общей физики 1-3 том, М. «Наука» 1989 г.
5. Исмоилов М., Хабибуллаев П., Халиулин М. «Физика курси», Тошкент, «Ўзбекистон», 2000 йил, 469 б.
6. Rasulov YE., Begimqulov I. Kvant fizikasi, «Fan va texnologiya», Toshkent, 2006 yil. 352 bet.
7. Mo'minov T.M., Xoliqulov A.B., Xushmurodov Sh.X. . Atom yadrosi va zarralar fizikasi. T. «Fan va texnologiya» 2009 yil.
8. Orifjonov S. «Elektromagnitizm», «Noshir», Toshkent, 2011, 302 bet.
9. Kodirov O., Boydadayev, Fizika kursi «Kvant fizika», «Fan va texnologiya», Toshkent, 2006 y.
10. Трофимова Т.И. «Курс физики», уч.пособие, из-во, «Высшая школа», М. 1997 г.

