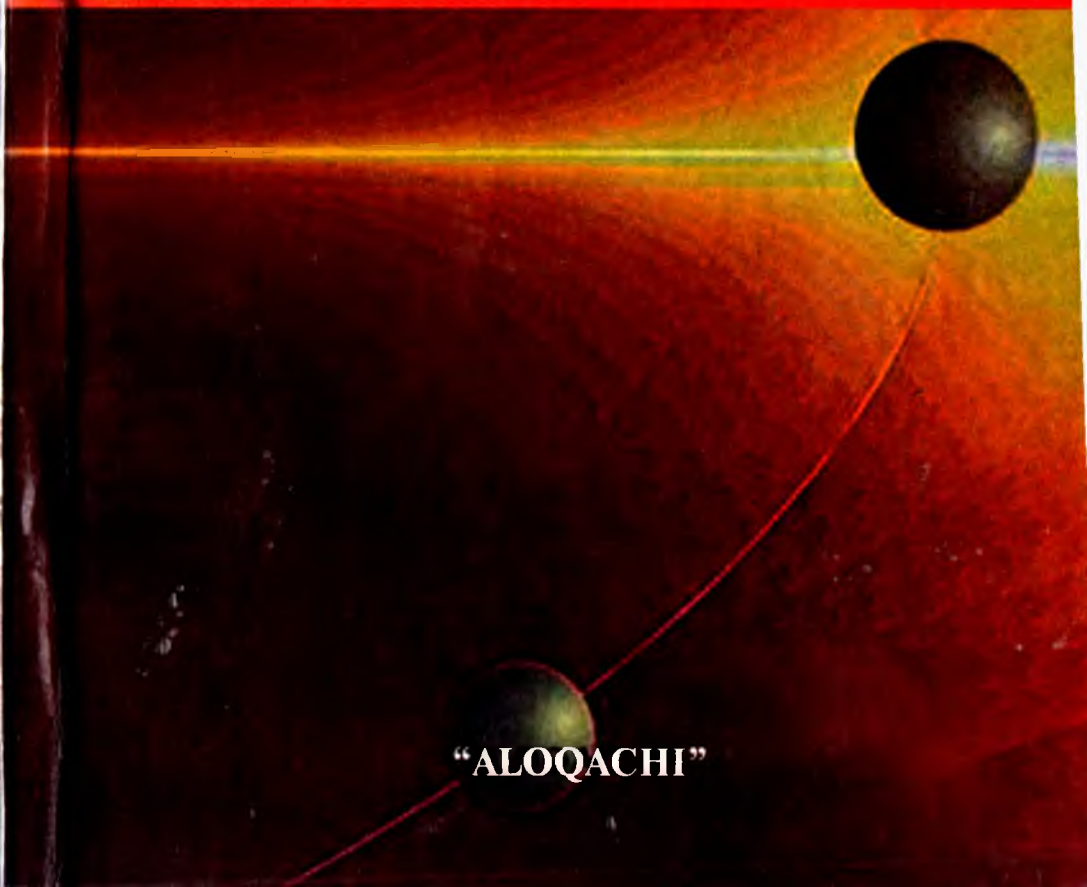


2000
S. BOZOROVA, N. KAMOLOV

FIZIKA

(OPTIKA. ATOM
VA YADRO FIZIKASI)



“ALOQACHI”

**O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLIJ VA O‘RTA MAXSUS TA‘LIM VAZIRLIGI**

S.BOZOROVA, N.KAMOLOV

FIZIKA

(Optika. Atom va yadro fizikasi)

O‘zbekiston Respublikasi
Oliy va o‘rta maxsus ta‘lim vazirligi
texnika oliy o‘quv yurtlari bakalavriat ta‘limi yo‘nalishining
«Konchilik ishlari», «Metallurgiya» ixtisosligi talabalari uchun
darslik sifatida tavsiya etgan



TOSHKENT –2007

Bozorova S. J., Kamolov N. K. Fizika (Optika. Atom va yadro fizikasi). «Aloqachi», 2007-y., 272 bet.

Ushbu darslik umumiy fizika kursining «Optika, atom va yadro fizikasi» qismini o'z ichiga olib, «To'lqinlar optikasi», «Yorug'likning kvant tabiati», «Atom fizikasi», «Atom yadrosi» bo'limlaridan tashkil topgan. Bo'limlar so'ngida test va tayanch iboralarga asoslangan nazorat savollari ham berilgan bo'lib, fizik qonuniyatlarning ko'rgazmali tasvirlanganligi talabalarga qulaylik tug'diradi.

Darslikning maqsadi talabalarning nazariy bilimlarini amaliyotda tajriba bilan umumlashtirishga qaratilgan bo'lib, fizik qonuniyatlardan ongli ravishda foydalanib, kelgusida fizikaga asoslangan ixtisoslik fanlarini chuqur va puxta o'rganishga asos yaratishdir.

Taqrizchilar: fizika-matematika fanlari doktori,
prof. M.S.Baxodirxonov va
fizika-matematika fanlari doktori,
prof.P.X.MUSAYEV

ISBN 978-9943-326-14-9

© «Aloqachi» nashriyoti, 2007.

SO‘Z BOSHI

Ushbu darslik mamlakatimiz tarixida ulkan voqea bo‘lgan Ta‘lim to‘g‘risidagi qonun va Kadrlar tayyorlash Milliy dasturini hayotga tatbiq etish natijasida vujudga kelgan bo‘lib, Oliy va o‘rta maxsus ta‘lim vazirligi tomonidan tasdiqlangan o‘quv dasturi asosida yozilgan.

Kadrlar tayyorlash milliy dasturida barcha xil va turdagi ta‘lim muassasalarida yuqori malakali mutaxassislar tayyorlash uchun uzluksiz fan, ta‘lim va ishlab chiqarish salohiyatidan samarali foydalanishga alohida urg‘u berilib, mutaxassislarga bo‘lgan umumdavlat va mintaqaviy talablar istiqbolini aniqlash masalalariga alohida e‘tibor qaratilgan. Yuqori malakali kadrlar tizimini shakllantirishda, avvallari faqat fundamental fan sifatida qaralib kelingan tabiiy fanlar, bugungi kunga kelib ixtisoslik fanlarini chuqur o‘rganish uchun asosiy bo‘g‘inning bir o‘zagi sifatida tan olinmoqda. Texnikaning yuksak ravnaqlar bilan rivojlanishi natijasida tadqiqotlarning fizik usullarini geologiya, mineralogiya va metallurgiya kabi fan sohalariga tatbiq etilishi fizikani asosiy fanlardan biriga aylantirdi.

Fizika sanoatni yangi asboblar bilan boyitdi, ishlab chiqarishda mehnat unumdorligi salmog‘ini oshirishga qodir bo‘lgan yangi usullarning yaratilishiga asos bo‘ldi.

Ishlab chiqarishning jadal rivojlanishida o‘zining muhim hissasini qo‘shgan avtomatlashtirish, kompleks mexanizatsiyalash kabi muhim sohalar fizik hodisa va qonuniyatlarga asoslanadi. Yangi texnologik jarayonlarni ishlab chiqarish, mavjud texnologiyalarni yanada takomillashtirish kabi vazifalar ushbu jarayonlarning fizik asoslarini puxta bilishni talab qiladi.

Optika fizikaning muhim qismlaridan biri hisoblanib, yorug‘lik bilan bog‘liq hodisalar qonunlarini o‘rganadi. XIX asr oxiri – XX asr boshlarida optika klassik fizika doirasida turib tushuntirib bo‘lmaydigan (absolyut qora jism nurlanishi, yorug‘lik va

mikrozarrachalar oqimining dualistik (ikki yoqlama) tabiati, elektron difraksiyasi, atom spektral seriyalar qonunlari kabi) qator tajriba ma'lumotlarni to'pladi. Ana shu hodisalar o'rtasidagi bog'lanishlarni topishga va ularni yagona nuqtai nazardan tushuntira oladigan dunyoqarashni yaratishga bo'lgan urinishlar kvant optikasining vujudga kelishiga sabab bo'ldi.

Kvant optikasi qonunlari hozirgi zamon modda tuzilishining fundamental asoslarini tashkil etadi. Bu ta'limot uzoq yillardan beri muammo bo'lib kelgan atom va atom yadrolari tuzilishining kimyoviy tabiati, elementar zarrachalar xususiyatini, qolaversa juda ko'p sondagi optik elektromagnitik va boshqa fizik hodisalarni to'g'ri tushuntira oldi. U bir qator makroskopik hodisalarni, jumladan, gazlar va qattiq jismlar issiqlik sig'imi hamda qattiq jism (metall, yarimo'tkazgich, dielektrik)lar tuzilishini tushunib yetishga imkon berdi. Ferromagnetizm, o'taoquvchanlik va o'ta o'tkazuvchanlik hodisalari faqat kvant optikasi yordamidagina o'zlarining to'g'ri talqinini topdi.

Astrofizikaning «oq mittilar», neytron yulduzlar, «qora tuynuklar» kabi obyektlarning tabiati yulduzlar va quyosh bag'rida kechadigan termoyadroviy sintez reaksiyalari mexanizmini kvant nazariyasi tomonidan muntazam ketma-ketlikda ochib berdi.

Hozirgi zamon fan va texnikasining rivojlanishida keskin burilish yasagan kvant elektronikasi va optoelektronikaning fundamental asoslarini kvant mexanikasi (optika) tashkil etadi.

Asrimizda ro'y berayotgan qator buyuk texnik progresslar kvant nazariyasi bilan bog'liqdir. Yadro reaktorlari, qudratli tezlatkichlar va zamonaviy mikroelektronika qurilmalarining ishlash prinsiplari asosida kvant nazariyasi qonunlari yotadi. Juda sezgir va aniq o'lchov asboblari hamda avtomatik ishlovchi qurilmalarni ishlab chiqarishda qo'llanilishi fizik tadqiqotlarning ahamiyati nihoyatda muhimligini ko'rsatadi.

Yer sharoitida boshqariladigan termoyadroviy reaksiyalarni amalga oshirish, ajoyib xususiyatli magnetik, segnotoelektrik, o'tao'tkazgich moddalarni topish va ular asosida ishlab chiqarishda qo'llaniluvchi eng yangi asbob va qurilmalarni yaratish kvant nazariyasiga, shuningdek, optikaga tayanib ish yuritishni taqozo etadi.

Shunday qilib, kvant fizikasi moddiy dunyoning tuzilishi

to'g'risidagi tasavvurlarimizni o'zgartirib qolmasdan, balki inson turmush tarziga kuchli ta'sir o'tkazayotgan asosiy fanlardan biriga aylanib bormoqda. Ana shunday fanlarni mukammal o'rganish esa ishlab chiqarishni yuqori malakali mutaxassislar bilan ta'minlashda katta ahamiyat kasb etib, texnologik jarayonlar mohiyatini fizik qonun va hodisalar asosida chuqur tushunishga imkoniyat yaratadi.

I BO'LIM

TO'LQINLAR OPTIKASI

I bob

YORUG'LIK TABIATIGA BO'LGAN DUNYOQARASHLAR

II bob

YORUG'LIK INTERFERENSIYASI

III bob

YORUG'LIK DIFRAKSIYASI

IV bob

YORUG'LIK DISPERSIYASI

V bob

YORUG'LIKNING QUTBLANISHI

I bob. YORUG'LIK TABIATIGA BO'LGAN DUNYOQARASHLAR

1. 1. Yorug'likning qaytish va sinish qonunlari

Optika – yorug'lik va u bilan bog'liq hodisalar qonunlari haqidagi fan.

Qadimda yorug'lik hodisalarining ba'zi qonun (yorug'lik tarqalishining mustaqilligi, yorug'likning bir jinsli muhitda to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalishi, yorug'likning qaytish va sinish)lari tajribada aniqlangan.

1. Yorug'likning to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalish qonuni. Bir jinsli muhitda yorug'lik to'g'ri chiziq bo'ylab tarqaladi.

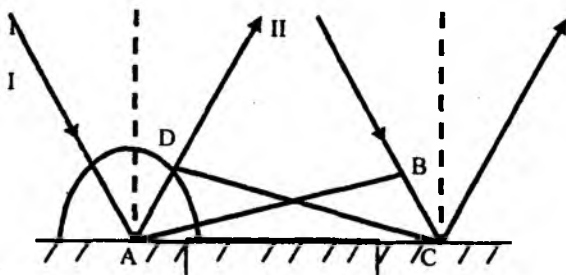
Bu qonun Evklid (bizning eramizdan 300-yil ilgari) yozgan deb hisoblangan optikaga oid asarda uchraydi, lekin bu qonun undan ancha ilgari ma'lum bo'lgan va qo'llanilib kelgan bo'lsa kerak.

Nuqtaviy yorug'lik manbalari hosil qiladigan keskin soyalar ustida o'tkazilgan kuzatishlar yoki kichik teshiklar yordamida olingan tasvirlar bu qonunning tajribada tasdiqlanishidir.

2. Yorug'lik tarqalishining mustaqillik qonuni. Yorug'lik oqimini diafragma yordamida ayrim yorug'lik dastalariga ajratish mumkin. Bu ajratilgan yorug'lik dastalarining ta'siri mustaqil bo'lar ekan, ayrim bir dasta hosil qiladigan tasvir, boshqa dastalarning ayni vaqtdagi ta'siriga bog'liq emas. Masalan, fotoapparat obyektiviga keng landshaftdan yorug'lik tushayotgan bo'lsa, u holda yorug'lik dastalarining bir qismini to'sganimizda, boshqa dastalarning beradigan tasviri o'zgarmaydi.

3. Yorug'likning qaytish qonuni. Tushayotgan nur, qaytaruvchi sirtga o'tkazilgan normal va qaytgan nur bir tekislikda yotadi (1.1 -

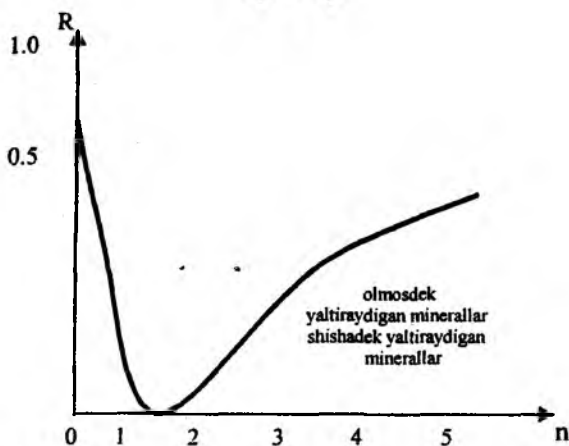
rasm), bunda nur bilan normal orasidagi burchak o'zaro teng bo'ladi: i tushish burchagi, i' qaytish burchagiga teng. $i = -i'$.



1.1-rasm.

Yorug'likning qaytarish ko'rsatkichi minerallarning xususiyatlari haqida muhim ma'lumotlar beradi. Sindirish ko'rsatkichi ma'lum bo'lgan holda ko'pgina minerallar uchun nurning qaytish ko'rsatkichi (R) ni Frenel formulasi bilan hisoblash mumkin:

$$R = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2$$



1.2-rasm.

Ba'zi tog' jinslari va minerallari uchun sindirish ko'rsatkichi, qaytarish ko'rsatkichining funksiyasi bo'lib, u umumiy holda 1.2 - rasmda ko'rsatilgan rasmdagi egri chiziq $n=1$ da minimumga ega.

1. Sindirish ko'rsatkichi $n=1,3 \div 1,9$ bo'lgan minerallar shishadek yaltirash xususiyatiga ega bo'ladilar (muz - $n=1,309$, kriolit - $n=1,34 \div 1,36$, flyuorit - $n=1,43$ kvars - $n=1,544$, korund - $n=1,77$, yoqut - $n=1,84$).

2. Sindirish ko'rsatkichi $n=1,9 \div 2,6$ oraliqda bo'lgan minerallar olmosdek tovlanadi. Sirkon ($n=1,92 \div 1,960$), kassiteriot ($n=1,99 \div 2,09$), olmos ($n=2,40 \div 2,46$), rutil ($n=2,62$).

3. Sindirish ko'rsatkichi $n=2,6 \div 3,0$ bo'lgan jinslar shaffof minerallardek yaltiraydi. Alabandin ($n=2,70$), kuprit ($n=2,85$), kinovar ($n=2,91$), gematit ($n=3,01$).

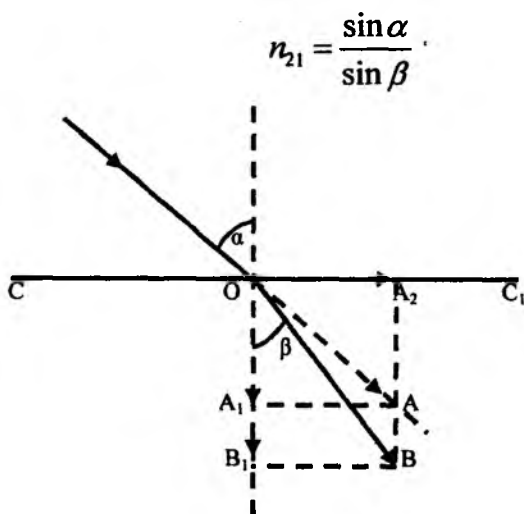
4. Sindirish ko'rsatkichi uchdan oshsa, bunday jinslar metalldek yaltiraydi. Ularga peronzit, molibdenit, antimonit, galenit, pirlit, vismutlar kiradi. Grafikda minimumdan chapda qaytarish qobiliyatini ko'rsatuvchi egri chiziq birdan yuqori ko'tariladi. Bu sohaga sindirish ko'rsatkichi birdan kichik bulgan ba'zi sof metallar: kumush ($n=0,18$), oltin ($n=0,36$), mis ($n=0,64$) va hokazolar to'g'ri keladi. Yer yuzida ko'p tarqalgan minerallar $n=1,5 \div 1,7$ oraliqda bo'lgan moddalardir.

Yorug'lik tabiatiga nisbatan dunyoqarash turli davr olimlari tomonidan turlicha talqin qilinib kelingan.

Nyuton (1672-y.) yorug'likni saqlanish qonunlariga bo'ysunadigan substansiya korpuskulalar oqimidir deb hisoblab, yorug'likning empirik qonunlarini tushuntirdi.

Yorug'likning qaytishi sharchalarning elastik urilishiga qiyoslansa, uning sinishini esa sindiruvchi muhit - molekulalarning korpuskulalarni tortishi tufayli tezligini o'zgartirishi natijasi deb qaralgan.

Nur tushish burchagi sinusining sinish burchagi sinusiga nisbati, ikkala muhit uchun o'zgarmas kattalik bo'lib, nisbiy sindirish ko'rsatkichi deb yuritiladi.



1.3-rasm.

$$n_{21} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{A_1A}{OA} : \frac{B_1B}{OB} = \frac{v_2}{v_1} \quad (1.1)$$

Bu yerda $v_1 = OA$, mos holda birinchi va ikkinchi muhitda yorug'likning tarqalish tezligi.

Nisbiy sindirish ko'rsatkichi yorug'likning ikkinchi muhitdagi tarqalish tezligining birinchi muhitdagi tarqalish tezligiga nisbatan o'zgarishini bildiradi.

Har qanday muhitning vakuumga nisbatan sindirish ko'rsatkichi absolyut sindirish ko'rsatkichi deyiladi. Agar vakuumda yorug'lik tarqalish tezligini s -deb belgilasak, ($v_1 = c$):

$$n = \frac{v}{c} \quad (1.2)$$

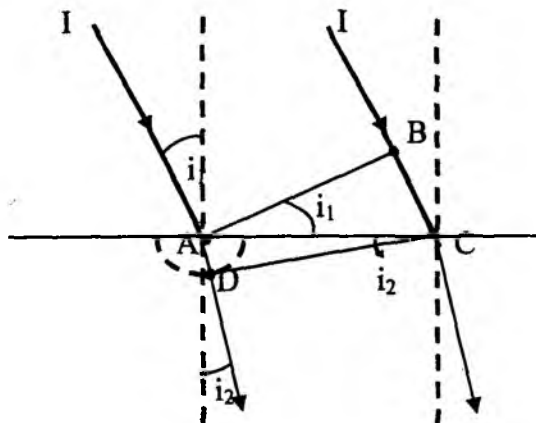
Tajribalar ko'rsatishicha, har qanday moddalar uchun n birdan katta, demak, yorug'likning moddalarda tarqalish tezligi vakuumda tarqalish tezligidan katta ($v > s$) degan xulosa chiqadi.

Gyuygens (1736 y.) yorug'lik hodisalarini tushuntirishda to'liq nazariyasiga tayanadi.

Yorug'lik butun borliqni to'ldiruvchi (kosmik fazodan tortib, hatto modda tarkibini ham) gipotetik muhit «olam efiri» da tarqaluvchi to'liqlardir deb ta'riflaydi. Bunda u to'liq frontining har bir nuqtasi yangi to'liqlarning mustaqil manbaidir degan prinsipga amal qildi. Eslatib o'tamiz, *to'liq fronti deb, to'liqlar maydonini chegaralovchi sirtga aytiladi.*

Faraz qilaylik, yassi (to'liq fronti AV dan iborat bo'lgan) dastadan iborat nur ikki muhit chegarasiga i_1 -burchak ostida tushayotgan bo'lsin (1.4 - rasm).

To'liq BC masofani o'tishi uchun Δt vaqt sarflasa, $BC = c\Delta t$ xuddi shu vaqt oralig'ida A nuqtadagi to'liq, radiusi $AD = v\Delta t$ - dan iborat masofaga siljiydi, natijada singan nurlar to'liq fronti DC tekislikda yotadi.



1. 4-rasm.

$$\text{Rasmdan, } AC = \frac{BC}{\sin i_1} = \frac{AD}{\sin i_2} \quad \text{yoki} \quad \frac{c\Delta t}{\sin i_1} = \frac{v\Delta t}{\sin i_2}$$

Sinish qonuniga ko'ra,

$$n = \frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{c}{v} \quad (1.3)$$

(1.3) dan yorug'likning moddalarda tarqalish tezligi yorug'likning vakuumda tarqalish tezligidan hamma vaqt kichik bo'lishi kelib chiqadi. Shunday qilib, XVIII asr boshlarida yorug'lik tabiatiga nisbatan ikki xil dunyoqarash vujudga keldi. J.Fuko (1851-y.) yorug'likning tarqalish tezligini suvda o'lchagandan so'ng, yorug'likning to'lqin nazariyasi tajribada o'z isbotini topdi. Shunga qaramasdan yorug'likning to'lqin nazariyasi ba'zi kamchiliklardan ham holi emas:

1. Yorug'lik interferensiyasi, difraksiyasi va qutblanish hodisalari bir tomondan yorug'likning ko'ndalang to'lqinlar ekanligini tasdiqlasa, ikkinchi tomondan yorug'lik tarqalishini ta'minlovchi gipotetik muhit «olam-efiri» qattiq jismlarga xos xususiyatlarga ega bo'lishligini ko'rsatadi. Vaxolanki, ko'ndalang to'lqinlar faqat kristall qattiq jismlarda vujudga keladi va tarqaladi.

2. Yorug'likning kosmik fazo, yer atmosferasi – havo orqali o'tishi «olam-efiri»ni o'ta siyraklashgan gipotetik muhit ekanligidan darak beradi.

3. Yorug'likning turli moddalarda turlicha tezlik bilan tarqalishi, ya'ni yagona «olam-efiri» xossalari turli modda tarkibida har xil bo'lishini ko'rsatadi.

Ana shu nomuvofiqliklar tufayli to'lqin nazariyasini mukammal nazariya deya olmaymiz.

Maksvell (1865-y.) yorug'likning elektromagnit to'lqinlar nazariyasini ishlab chiqdi va elektromagnit to'lqinlar tarqalish tezligi (tok kuchining elektromagnit birligini elektrostatik birligiga nisbati) ning yorug'lik tezligiga tengligini isbotladi.

Fan XIX asr boshlarida yorug'lik hodisalari bilan elektr va magnit hodisalari orasida chuqur uzviy bog'lanishlar borligi haqida qator tajriba natijalariga ega bo'ldi. Gers tomonidan elektromagnit to'liqlar kashf etildi, uning yorug'likka xos xususiyatlari (qaytish, sinish, dispersiya, qutblanish va hokazo) o'rganildi. Xususan, elektromagnit to'liqlarning vakuumda yorug'lik tezligiga teng tezlik bilan tarqalishi aniqlandi. Ayniqsa, Ivanenko va Pomeranchuk tomonidan (1947-y.) 10MeV energiyagacha tezlatilgan elektronning to'liq uzunligi ($\lambda = 10^{-5} sm$) ga teng bo'lgan, ko'rinadigan nurlanishning chiqarilishi yorug'likning elektromagnit to'liq nazariyasini bevosita tasdiqladi.

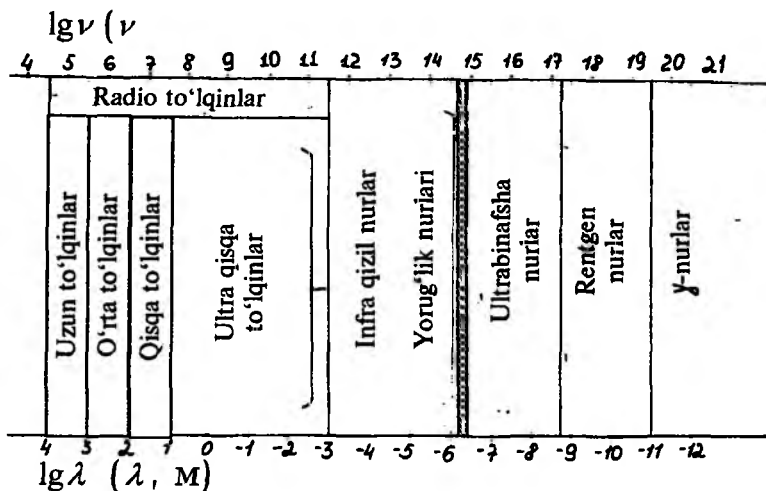
Yorug'lik elektromagnit to'liqlarning ma'lum sohasi bo'lib, u infraqizil, ko'rinadigan va ultrabinafsha nurlarni o'z ichiga oladi.

Infraqizil nurlar to'liq uzunligi bir necha mm dan 7800 \AA gacha issiqlik ta'siriga ega bo'lgan nurlardir.

\AA – Angstrom uzunlik o'lchovi bo'lib $1 \text{ \AA} = 10^{-8} sm$ ga teng.)

Ko'rinadigan nurlar insonda ko'rish hissi yoki sezgisini uyg'otuvchi to'liq uzunligi 7800 \AA dan 3800 \AA gacha bo'lgan nurlardir.

Ultrabinafsha nurlar to'liq uzunligi 3800 \AA dan 100 \AA gacha bo'lgan biologik aktiv nurlardir. Bulardan tashqari to'liq uzunligi $5 \cdot 10^{-5} m$ dan katta radioto'liqlar, to'liq uzunligi $0,1 \div 20 \text{ \AA}$ bo'lgan rentgen va radioaktiv nurlanishlar mavjud. Ular faqat hosil qiluvchi manbalar va qayd qiluvchi asboblarning har xilligi bilan bir-birlaridan farq qiladi. Barcha nurlanishlar to'liq uzunliklari bo'yicha tartib bilan joylashtirib chiqilsa, elektromagnit to'liqlar shkalasi hosil bo'ladi (1.5 - rasm).



Maksvell nazariyasiga ko'ra, dielektrik sindiruvchanligi ϵ , magnit singdiruvchanligi μ bo'lgan moddalarda elektromagnit to'liqlarning tarqalish tezligi

$$v_{\text{sa}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}} \quad (1.4)$$

s – yorug'likning vakuumdagi tezligi ($c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$) (1.4) ni hisobga olib, moddalarning optik xossalarini

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon\mu} \quad (1.5)$$

tarzda ifodalash mumkin.

Ko'pchilik tiniq dielektriklar uchun $\mu = 1$ bo'lib, $n = \sqrt{\epsilon}$ qiymati tajriba natijalari bilan juda mos tushadi. Lekin ba'zi moddalar (shisha, suv) uchun $n = \sqrt{\epsilon}$ ning natijasi tajribadan keskin

farq qiladi. Suv uchun $n = \sqrt{\varepsilon} = 9$ bo'lishi o'rniga, u 1.33 ga teng.

Bu shunday tushuntiriladiki, modda molekularining dipol momenti ($P = q \cdot l$) o'ta yuksak ($\nu = \frac{c}{\lambda} = 10^{14} \div 10^{15}$) chastotali o'zgarishlarga ulgurmaydi, natijada o'zgaruvchan maydon uchun ε - ning qiymati statik maydonnikiga ($\varepsilon=81$) qaraganda, biroz kichik bo'lishidan darak beradi.

Yorug'likning elektromagnitik to'lqin nazariyasi birmuncha progressiv ahamiyatga ega bo'lsada, lekin olam-efiri haqidagi masalani kun tartibidan olib tashlamadi, faqat elektromagnit efir bilan almashtirdi xolos. Bundan tashqari, yorug'likning modda bilan o'zaro ta'sir hodisalari absolyut qora jism nurlanishining spektrida energiyaning taqsimlanishi, fotoeffekt, kompton effekti va boshqa hodisalarni tushuntirishda qiyinchiliklarga olib keladi.

Plank (1900-y.) yorug'lik tabiatiga bo'lgan dunyoqarashni o'zgartirib, yuqoridagi kamchiliklarni bartaraf etish yo'lini topdi. U yorug'likni uzluksiz elektromagnit to'lqinlar emas, balki energiyaning diskret qiymatiga ega kvantlaridir degan gipotezaga asoslandi.

Eynshteyn (1917-y.) tomonidan yorug'lik kvantiga energiyasi

$$\varepsilon = h\nu = \hbar\omega \quad (1.6)$$

va massasi

$$m_\phi = \frac{\varepsilon}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{\lambda c} \quad (1.7)$$

tarzida aniqlanadigan impulsiga ega zarrachaga foton deb qarash taklif etilgan.

Kvant nazariyasi yorug'likning modda bilan o'zaro ta'siri, spektrda energiyaning taqsimlanishi, Kompton effekti kabi

hodisalarni tushuntirishda ajoyib natijalarga erishgan bo'lsada, interferensiya, difraksiya, yorug'likning qutblanishi kabi hodisalarni tushuntirishda ba'zi qiyinchiliklarga duch keldi. Shunday qilib, yorug'lik ikki qarama-qarshilik (korpuskulyar va to'lqin nazariyalar) dialektik birligidan iborat obyektiv reallikdir, ya'ni materiyaning o'ziga xos yashash shakli.

(1.6) va (1.7) ifodalar yorug'likning korpuskulyar va to'lqin xususiyatlarini umumlashtiruvchi formulalarning matematik ko'rinishidir.

1. 2. Yorug'lik- elektromagnit to'lqin

Maksvellning elektromagnit maydon nazariyasiga muvofiq, fazoning ixtiyoriy nuqtasida magnit maydonning o'zgarishi, o'zgaruvchan elektr maydonini vujudga keltiradi va aksincha. Elektr va magnit maydonning davriy o'zgarishini fazoda chekli tezlik bilan tarqalishi elektromagnit to'lqin deb ataladi. Maksvell elektromagnit hodisalarning imperik qonunlarini umumlashtirib, ularning differensial tenglamasini quyidagicha ifodalanishini ko'rsatdi:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \frac{1}{\nu^2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}, \quad \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} = \frac{1}{\nu^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2} \quad (1.8)$$

ν – elektromagnit to'lqinlarning fazoda tarqalish tezligi:

$$\nu = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu\epsilon_0\mu_0}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}} \quad (1.9)$$

(1.8) ning quyidagi echimi (1.10) ko'rinishda bo'lib, u elektromagnit to'lqinlarning analitik tenglamasi deb yuritiladi:

$$\left. \begin{aligned} E_y &= E_0 \cos(\omega t - kx + \varphi_0) \\ H_z &= H_0 \cos(\omega t - kx + \varphi_0) \end{aligned} \right\} \quad (1.10)$$

E_0 va H_0 lar mos ravishda elektr va magnit maydon kuchlanganligi vektorining amplituda qiymati.

$\varphi = (\omega t - kx + \varphi_0)$ – to‘lqin fazasi.

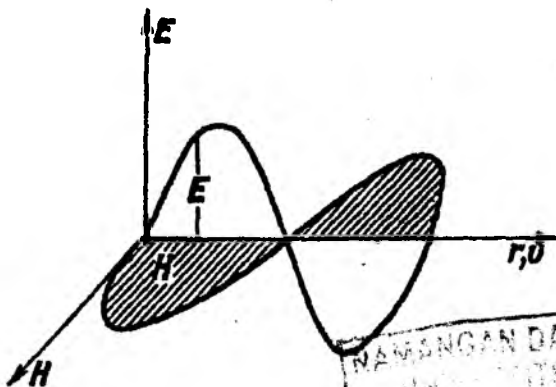
$\omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi}{T}$ – doiraviy chastota.

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – to‘lqin soni.

λ – birday fazoda tebranayotgan nuqtalar orasidagi eng qisqa masofa to‘lqin uzunligi deb yuritiladi.

$$\lambda = \nu T = \frac{\nu}{\nu} \quad (1.11)$$

1.6-rasmda yassi elektromagnit to‘lqin tasvirlangan.



1.6- rasm.

Yorug‘likning modda bilan o‘zaro ta’siriga oid tajriba

(fotokimyoviy, fiziologik, fotoelektrik)lar elektr vektori asosiy rol o'ynashini tasdiqlaydi, shu tufayli yorug'lik va u bilan bog'liq hodisalar qonunlarni miqdor jihatdan tavsiflashda (1.10) ifodaning birinchisidan foydalaniladi va yorug'lik to'lqinlari tenglamasi deb yuritiladi:

$$y = A \cos(\omega t - kx + \varphi) \quad (1.12)$$

Yorug'lik to'lqinlarining yuza birligi orqali perpendikulyar ravishda oqib o'tgan energiya oqimining zichligiga son jihatdan teng bo'lgan kattalik intensivlik deb yuritiladi.

$$I = \frac{dw}{dsdt} \quad (1.13)$$

Elektromagnit to'lqinlar energiya oqimining zichligi Umov - Poynting vektori orqali aniqlanadi:

$$I = \bar{S} = [\bar{E} \cdot \bar{H}] \quad (1.14)$$

Poynting vektori modulining o'rtacha qiymati to'lqin amplitudasining kvadratiga proporsionaldir:

$$I \sim E^2 \sim A^2 \quad (1.15)$$

(Shu tufayli yorug'lik hodisalarini miqdor jihatdan tavsiflashda dastlab amplitudani hisoblash lozim bo'ladi).

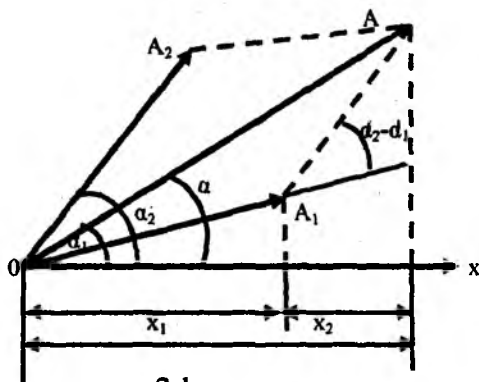
II bob. YORUG'LIK INTERFERENSIYASI

2.1 §. Interferensiya hodisasi

Interferensiya deb, ikki yoki undan ortiq yorug'lik nurlarining, energiyani qayta taqsimlanishi tufayli yorug'-qorong'u yo'llar hosil qilib qo'shilishiga aytiladi. Interferensiya—lotincha «inter»—oraliq-o'zaro va «fereo»—aralashish so'zlaridan olingan bo'lib, o'zaro kuchaytirib yoki susaytirib aralashish ma'nosini bildiradi. Faraz qilaylik, yorug'lik manбайдan tarqalayotgan to'lqinlar fronti fazoda bir-birini qoplab, ixtiyoriy nuqtada bir tomonga yo'nalgan birday chastotali tebranishlar hosil qilsin.

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= A_1 \cos(\omega t + \alpha_1) \\ x_2 &= A_2 \cos(\omega t + \alpha_2) \end{aligned} \right\} \quad (2.1)$$

Bu tebranishlar vektori 2.1 - rasmda tasvirlangan.



2.1-rasm.

Superpozitsiya prinsipiga ko'ra, yig'indi tebranishning amplitudasi qo'shiluvchi tebranishlar amplitudasining geometrik yig'indisiga teng bo'lib,

$$A = A_1 + A_2 \quad (2.2)$$

2.1-rasmdan,

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 - 2A_1A_2 \cos[\pi - (\alpha_2 - \alpha_1)] = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \delta \quad (2.3)$$

$\delta = (\alpha_2 - \alpha_1)$ – fazalar farqi.

Yorug'lik intensivligi, kuzatilayotgan nuqtadagi natijaviy to'liq amplitudasi kvadratiga proporsional bo'lib, fazalar farqi orqali aniqlanadi:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2} \cos \delta \quad (2.4)$$

Agar $\cos \delta = 1$ bo'lsa nurlar qo'shib, bir-birini kuchaytiradi:

$I > I_1 + I_2$. Buning uchun $\delta = 0, 2\pi$ yoki (2π) ga juft son karrali bo'lishi lozim:

$$\delta = 2k\pi \quad (k = 0, 1, 2, 3, \dots) \quad (2.5)$$

$I_1 = I_2$ bo'lganda $I = 4I_1$ bo'ladi. (2.5) interferensiyon *max*-shartidir. Agar $\cos \delta < 1$ bo'lsa nurlar qo'shib, bir-birini susaytiradi. $I < |I_n + I_l|$. Buning uchun $\delta = \pi, 3\pi$ yoki π ga toq son karrali bo'lishi lozim,

$$\delta = (2k+1)\pi \quad (2.6) \quad (k = 0, 1, 2, \dots)$$

(2.6) ifoda interferensiyaning minimum shartini ko'rsatadi.

Yuqoridagilardan, har qanday yorug'lik manbaidan ham interferensiya kuzatilaveradi deb tushunmaslik kerak, interferensiyani kogerent nurlargina vujudga keltiradi.

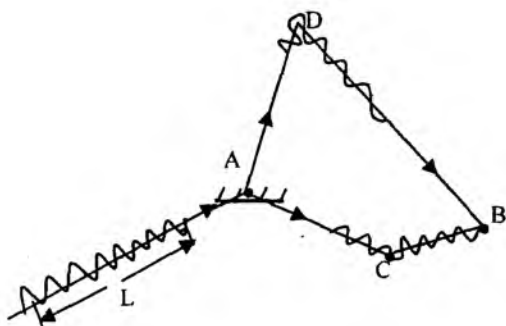
Chastotalari teng, fazalar farqi o'zgarmas bo'lgan to'lqinlar kogerent to'lqinlar deb ataladi.

Tabiiy yorug'lik manbalari kogerent emas, chunki yorug'lik manbai juda ko'p sonli nurlanayotgan atom-molekulalardan tashkil topgan. Atomlar juda qisqa vaqt (10^{-8} sekund) nurlanadi, bu nurlanish «sug»ining uzunligi

$$L = s \cdot \tau = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s} \cdot 10^{-8} \text{ s} = 3 \text{ m}$$

Atomlar bir-biridan mustaqil holda nurlanishi tufayli nurlar fazalari orasida bog'lanish bo'lmaydi, natijada fazalar farqi uzluksiz o'zgarib turadi, boshqacha aytganda, nurlar kogerent bo'lmaydi. ($\delta \neq \text{const}$). Kogerent bo'lmagan nurlar uchun $\cos \delta$ – ning o'rtacha qiymati nolga teng bo'ladi, yorug'lik intensivligi (2.4) ga asosan qo'shiluvchi nurlar intensivligining yig'indisiga teng bo'ladi.

$$I = I_1 + I_2 = 2I_1 \quad (2.7)$$



2.2- rasm.

Agar yorug'lik manbalari bir nechta bo'lsa, intensivlik qo'shiluvchi nurlar intensivligining yig'indisiga teng bo'lib,

$$I = \sum_{i=1}^n I_i$$

maydon bir tekis yoritilgan bo'ladi.

Kogerent nurlar hosil qilish uchun nur dastlab bir nechtaga ajratilib, so'ngra qayta qo'shiladi. Faraz qilaylik, nur A nuqtada ikkiga ajralsin (2.2-rasm).

Birinchi nur sindirish ko'rsatkichi n_1 bo'lgan muhitda $S_1 = ADB$ – yo'lni, ikkinchi nur sindirish ko'rsatkichi n_2 bo'lgan

muhitda $S_2 = ACB$ yo'lni o'tib, B nuqtada uchrashsin. Agar yorug'lik to'lqinlarining A nuqtadagi tebranish fazasi ωt bo'lsa,

birinchi nur B nuqtada $A \cos \omega(t - \frac{S_1}{v_1})$, ikkinchi nur

$A \cos \omega(t - \frac{S_2}{v_2})$ bo'lgan tebranishlarni uyg'otadi.

$$v_1 = \frac{c}{n_1}; \quad v_2 = \frac{c}{n_2} \text{ mos holda yorug'lik to'lqinlarining fazaviy}$$

tezligi. Natijada V nuqtada uchrashgan to'lqinlar fazalarining farqi,

$$\delta = \omega \left(\frac{S_2}{v_2} - \frac{S_1}{v_1} \right) = \frac{\omega}{c} (n_2 S_2 - n_1 S_1) \quad (2.8)$$

Yorug'likning muhitda o'tgan geometrik masofasini shu modda optik zichligiga ko'paytmasi (S_n) dan iborat kattalik optik yo'l deyiladi.

$$\Delta = n_2 S_2 - n_1 S_1 \quad (2.9)$$

Δ - optik yo'llar farqi.

$\omega = 2\pi\nu$; $\lambda = c/\nu$ ni e'tiborga olib, (2.8) va (2.9) dan:

$$\delta = \frac{\omega}{c} \Delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta \quad (2.10)$$

(2.10) fazalar farqining optik yo'llar orqali ifodalanishi.

$$\text{Agar } \Delta = \pm(2k\lambda/2) \quad (k = 0,1,2,\dots) \quad (2.11)$$

$\delta = 0, 2\pi, \dots, \pi$ - da juft son karrali bo'lsa, yorug'lik to'lqinlari birday fazada uchrashib, bir-birini kuchaytiradi (interferension maksimum kuzatiladi).

$$\text{Agar } \Delta = \pm(2k+1)\lambda/2 \quad (k = 0,1,2,\dots) \quad (2.12)$$

bo'lsa, $\delta = \pi \dots 3\pi \dots$

π - da toq son karrali bo'ladi. Yorug'lik to'lqinlari qarama-qarshi fazada uchrashib, bir-birini susaytiradi (interferension minimum kuzatiladi).

2.2. Yorug'lik interferensiyasini kuzatish usullari

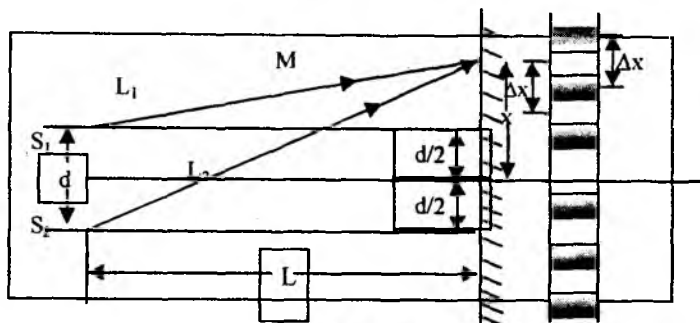
1. **Ikki kogerent yorug'lik manbaining interferensiyasi (Yung usuli).** Bu usul Gyuygens prinsipiga asoslangan bo'lib, yorug'lik manbai bilan ekran oralig'iga $d \ll l$ bo'lgan ikkita tor diafragma o'rnatilgan (2.3 - rasm).

d - diafragmalar oralig'i,

l - ekrandan to'lqin sirtigacha bo'lgan masofa.

Rasmdan:

$$\left. \begin{aligned} l_1^2 &= l^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2 \\ l_2^2 &= l^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2 \end{aligned} \right\} \quad (2.13)$$



2.3- rasm.

$$l_2^2 - l_1^2 = (l_1 + l_2)(l_2 - l_1) = 2xd \quad (2.14)$$

$(l_2 - l_1) = \Delta$ optik yo'llar farqi ($n_x = 1$)

$l_2 + l_1 \approx 2 \cdot l$ ga teng.

(2.14) dan optik yo'l farqi,

$$\Delta = \frac{xd}{l} \quad (2.15)$$

Interferension *max* shartga muvofiq, ekran markazidan

$x_{\max} = \pm k \frac{l\lambda}{d}$ (2.16) masofadagi M nuqtada interferension

maksimum kuzatiladi.

Ekran markazidan uzoqligi, $x_{\min} = \pm(2k+1) \frac{l\lambda}{d}$ (2.17)

bo'lgan nuqtada *min* kuzatiladi. Ekraning markazi 0 nuqtada ($k=0$) da barcha nurlar birday fazada uchrashib, nolinchi bosh maksimum (oq rang) hosil qiladi. Ikki qo'shni *min* lar oralig'i, interferension yo'llar kengligi deb yuritiladi,

$$\Delta x = \frac{l}{d} \lambda \quad (2.18)$$

Interferension maydon va yo'llar kengligiga qarab, jami interferension yo'llar sonini aniqlash mumkin:

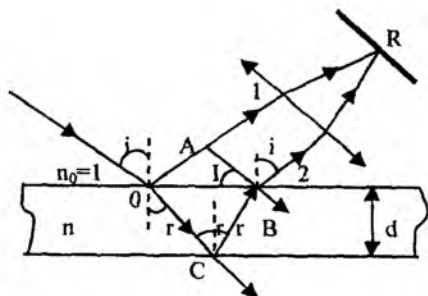
$$N = \frac{2l \operatorname{tg} \varphi}{\Delta x} = \frac{2d \operatorname{tg} \varphi}{\lambda} \quad (2.19)$$

2. Yupqa parda interferensiyasi. Kundalik turmushda yupqa pardalar (sovun pufagi, suv yuzida vujudga kelgan moypardalar, ninachi qanoti) kamalak rangida tovlanishini ko'plab kuzatganmiz. Bu interferensiya natijasidir.

Faraz qilaylik, d qalinlikdagi, n sindirish ko'rsatkichiga ega yupqa parallel plastinkaga monoxromatik i – nur burchak ostida tushayotgan bo'lsin (2.4- rasm).

0-nuqtaga tushayotgan nur qisman qaytadi (1-nur) va qisman sinadi (2-nur). Ikkinchi nur C nuqtadan qaytib, B nuqtada sinib 1 nurga parallel tarqaladi. Bu nurlar yig'uvchi linza L ning fokal tekisligidagi R nuqtada interferensiyalashadi. Yorug'lik optik zichligi katta muhit chegarasidan qaytganda fazasini π ga, optik yo'lini esa $\frac{\lambda}{2}$ ga o'zgartiradi. Bundan kelib chiqib, optik yo'llar farqi uchun,

$$\Delta = n(OC + CB) - (OA + \frac{\lambda}{2}) \quad (2.20)$$



2.4 - rasm

2.4-rasmdan: $OC = CB = \frac{d}{\cos r}$; $OA = OB \sin i = 2d \operatorname{tg} r \sin i$

O nuqtaga nisbatan sinish qonuni ($\sin i = n \sin r$) ni qo'llab va $\frac{\lambda}{2}$ ni hisobga olib, optik yo'llar farqi uchun quyidagi ifodani hosil qilamiz,

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda}{2} \quad (2.21)$$

Agar $\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda}{2} = \pm 2k \frac{\lambda}{2}$ bajarilsa, R nuqtada

interferension *max* kuzatiladi.

Agar $\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda}{2} = \pm (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$ teng bo'lsa,

interferension *min* kuzatiladi.

d, n, λ - o'zgarmaganda optik yo'llar farqi faqat tushish burchagi qiymatiga bog'liq bo'ladi, ya'ni har xil tushish burchagiga tegishli nurlar sirdan qaytib, turlicha bo'lgan interferension yo'llar tizimini hosil qiladi. Shu tufayli bunday interferensiya teng og'ishgan nurlar interferensiyasi deb ham yuritiladi.

3. Nyuton halqalari usuli. Nyuton interferensiyani kuzatish

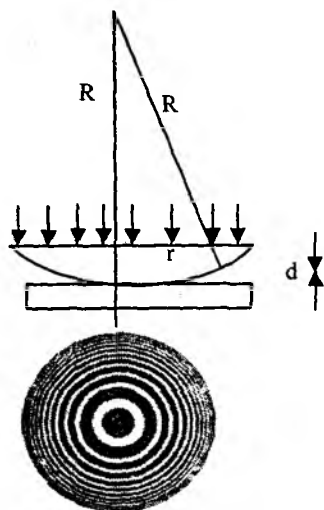
uchun yassi qalin shisha plastinka ustiga qavariq tomoni bilan qoplangan katta radiusli linzadan foydalandi (2.5-rasm). Shisha plastinka bilan linza oralig'idagi qalinligi o'zgaruvchan havo qatlamidan qaytgan nurlar qo'shilib interferensiyalanadi.

Sindirish ko'rsatkichi $n=1$; tushish burchagi $i=0$ va shisha plastinkadan qaytgan nurlar uchun $\frac{\lambda}{2}$ ni hisobga olib, optik yo'llar farqini quyidagicha yozamiz,

$$\Delta = 2d + \frac{\lambda}{2} \quad (2.22)$$

Rasmdan, $r_n^2 = R^2 - (R - d)^2 \quad d \ll R \quad (2.23)$

$$d = \frac{r_n^2}{2R} \quad (2.24)$$



2.5-rasm.

(2.22) va (2.24) tenglamalardan,

$$\Delta = \frac{r_n^2}{R} + \frac{\lambda}{2} \quad (2.25)$$

Interferension *max* shartiga muvofiq, yorug' halqalar radiusi uchun,

$$r_{\max} = \pm \sqrt{(2k-1) \frac{\lambda}{2} R} \quad (2.26)$$

interferension *min* shartiga muvofiq, qorong'u halqalar radiusi uchun,

$$r_{\min} = \pm \sqrt{k\lambda \cdot R} \quad (2.27)$$

yorug' halqalarning raqami $k = 1$ dan, qorong'u halqalarning raqami $k = 0$ dan boshlanadi. Nyuton halqalari radiusini o'lchab (linzaning egrilik radiusi R ma'lum bo'lganda) yorug'lik to'lqin uzunligini aniqlash mumkin va aksincha.

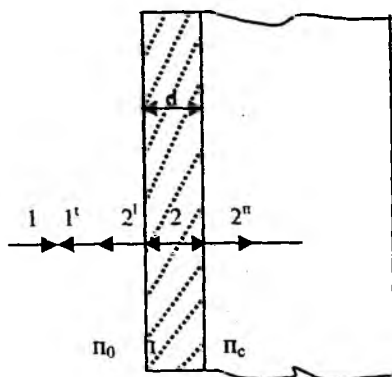
2.3. Interferensiyaning qo'llanilishi

Interferensiya faqat to'lqinlarga xos hodisa bo'lib, undan yorug'likning to'lqin xususiyatlariga ega ekanligini isbotlashda va boshqa maqsadlarda foydalaniladi.

Yorug'lik ikki muhit ($n_e = 1,3$) chegarasidan o'tganda, kamida 4 foiz qaytadi. Hozirgi zamon optik asboblardan biri bo'lgan linzalardan foydalanish, birinchidan, o'tgan nurlar intensivligini kamaytirib, tasvirni xiralashtirsa, ikkinchidan, qaytgan nurlar intensivligini oshirib, optik yarqirashni vujudga keltiradi (masalan,

harbiy texnik kuzatuv vositalarining niqoblanishini oshkor qiladi). Bunday kamchiliklarni bartaraf qilishda ham interferensiya hodisasidan foydalaniladi va u usul optik yorqinlashtirish deb ataladi.

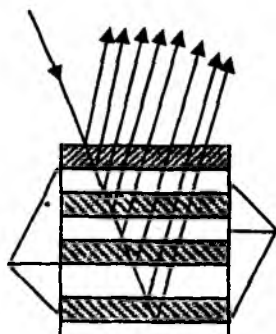
Optik yorqinlashtirishda qaytaruvchi sirtga $n = \sqrt{n_w}$ bo'lgan tiniq modda bilan ishlov beriladi (2.6-rasm). Optik qalinligi $nd = d/4$ ga teng bo'lganda qaytgan nurlar 1^1 va 2^{11} interferensiya-lashib, bir-birini batamom yo'qotadi.



2.6-rasm.

Yuqori sifatli ko'zgularni tayyorlashda ham interferensiyadan keng foydalanadilar. Sindirish ko'rsatkichi har xil ($n_2 < n_1$) bo'lgan moddalarni qaytaruvchi sirtga navbati bilan, birday qalinlikda bir necha marta almashtirib surtish, ulardagi yorug'likning qaytarish koeffitsientini oshiradi (2.7-rasm). Har bir qatlamning qalinligi $\lambda/4$ bo'lganda, interferension *max* tufayli qaytarish koeffitsienti 96 foiz gacha ortadi. Bunday ko'zgular lazer texnikasida, shuningdek, yuksak darajadagi monoxramatik svetofiltrlar tayyorlashda ishlatiladi.

Kriolit
(Na_3AlF_6)
 $n_2=1.32$

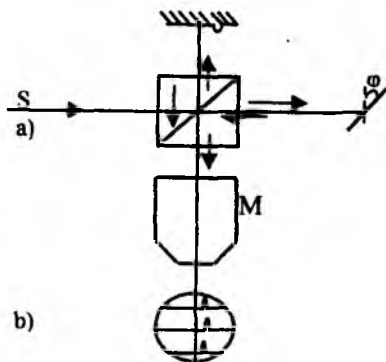


Sulfid
(ZnS)
 $n_1=2.3$

2.7-rasm.

Interferensiya hodisasidan aniq o'lchov asboblari yasashda foydalaniladi va ular interferometrlar deb yuritiladi. Interferometrlar o'ta sezgir asboblari bo'lib, modda (gaz, suyuq, qattiq jism)lar sindirish ko'rsatkichini bosim, temperatura va ularning begona moddalar aralashmalariga bog'liq holda o'zgarishlarini aniqlashda, shuningdek, detallar sirti sifatini tekshirishda ishlatiladi.

Lennik mikrointerferometri – interferometr va mikroskopning kombinatsiyasidan iborat bo'lib, gipotenuzasi bo'yicha yelimlangan kub shaklidagi prizmadan iborat. S manbadan tushayotgan nur prizmani yarimshaffof gipotenuzasiga tushib, ikkiga ajraladi (qisman qaytadi va qisman o'tadi) (2.8- rasm).



2.8- rasm.

O'tgan nur Z oynachadan qaytib, kubning gipotenuzasi orqali mikroskopga tushadi. Qaytgan nur tekshirilayotgan sirtidan qaytib, kub orqali o'tib, mikroskopga tushadi va interferensiyalashadi. Z oynacha biror φ - burchakka og'dirilsa yoki surilsa, nurlar optik yo'lining farqi $l_2 - l_1$ mikroskopning ko'rish maydoni bo'ylab chiziqli ortadi, natijada sirt mutlaq silliq bo'lsa, mikroskopning ko'rish maydonida yorug'-qorong'u yo'llarning tekis interferension manzarasi hosil bo'ladi (28 b- rasm , chap tomon).

Agar sirt notekis bo'lsa, nurlar optik yo'llar farqi o'zgarishi tufayli interferension manzarada egilish vujudga keladi (2.8 b-rasm, o'ng tomon). Ana shu egilishni o'lchash, sirt sifatini $0,1\lambda$, ya'ni $0,05$ mikrometrgacha aniqlik bilan tekshirishga imkon yaratadi.

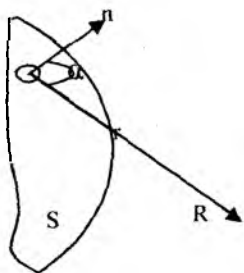
III bob. YORUG‘LIK DIFRAKSIYASI

3.1. Gyuygens-Frenel prinsipi

Yorug‘lik to‘lqinlarining to‘siqni aylanib o‘tishida to‘g‘ri chiziq bo‘ylab tarqalish qonunidan chetlanishi yoki yorug‘likning geometrik soya sohasiga egilish hodisasi difraksiya deb yuritiladi «diffractus» lotincha – burilish, egilish ma‘nosini anglatadi. Yorug‘lik to‘lqinlari uzunligi juda qisqa bo‘lganligi tufayli difraksiya kuzatilishi uchun ma‘lum shart-sharoitlar bajarilishi, ya‘ni to‘siqning o‘lchami to‘lqin uzunligi qadar ($a \approx \lambda$) bo‘lishi lozim.

Aslida, interferensiya, difraksiya hodisalarining fizik asosi bir bo‘lib, har ikkalasi ham to‘lqinlar interferensiyasi tufayli yorug‘lik oqimida intensivlikni qayta taqsimlanishining natijasidir. Faqat tarixan, chekli sondagi kogerent to‘lqinlarning superpozitsiyasi tufayli energiyaning qayta taqsimlanishi interferensiya deb yuritiladi.

Yorug‘likning geometrik soya sohasiga o‘tishini Gyuygens prinsipi asosida tushuntirish mumkin, lekin u yorug‘lik intensivligi (amplitudasi) haqida hech qanday ma‘lumot bermaydi. Frenel Gyuygens prinsipini ikkilamchi to‘lqinlarning interferensiyasi haqidagi mulohazasi bilan to‘ldirdi, bunda difraksiyaga ikkilamchi to‘lqinlar superpozitsiyasi natijasi sifatida qaraladi, bu esa Gyuygens-Frenel prinsipi deb nomlangan. Bu prinsipga ko‘ra to‘lqin sirtining har bir elementi ikkilamchi to‘lqinlarning manbaidir. Ikkilamchi to‘lqin amplitudasi sirt elementi ds ga to‘g‘ri proporsional bo‘lib, kuzatilayotgan nuqtagacha bo‘lgan masofaga esa teskari proporsionaldir (3.1-rasm).



3.1-rasm.

Shunday qilib, to‘lqin sirtining har bir elementidan ixtiyoriy R nuqtaga yetib kelayotgan to‘lqin tenglamasini quyidagicha ifodalash mumkin,

$$d\xi = k \frac{A_0}{r} ds \cos(\omega t - kr + \varphi) \quad (3.1)$$

$(\omega t + \varphi)$ – to‘lqin sirti joylashgan nuqtadagi faza;

$k = 2\pi / \lambda$ – to‘lqin soni,

r – to‘lqin sirtidan kuzatilayotgan nuqtagacha bo‘lgan masofa.

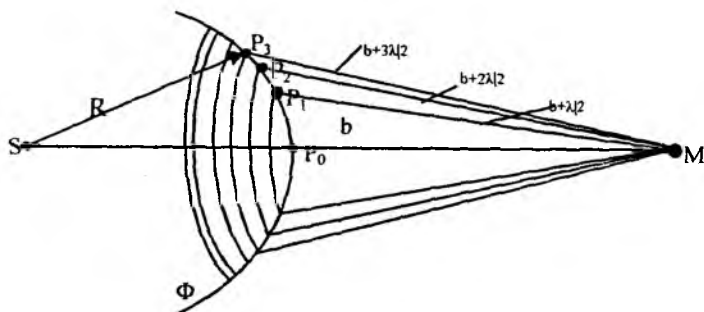
M nuqtadagi natijaviy to‘lqin butun sirt bo‘yicha olingan ikkilamchi to‘lqinlar superpozitsiyasidan iborat bo‘ladi:

$$\xi = \int_S k(\varphi) \frac{A_0}{r} \cos(\omega t - kr + \varphi) ds \quad (3.2)$$

3.2. Frenel zonalar usuli

Gyuygens-Frenel prinsipini analitik ifodalovchi integralni umumiy holda yechish ancha murakkab masala, shuning uchun Frenel tomonidan simmetrik shartlar bajarilganda natijaviy to‘lqin amplitudasini hisoblashning sodda usuli ishlab chiqildi. U to‘lqin

sirtini shunday zonalarga ajratdiki, uning har ikki qo'shni zonadan kuzatilayotgan R nuqttagacha bo'lgan masofasi $\lambda/2$ ga farq qilsin (3.2-rasm).



3.2-rasm.

Bunda har ikki qo'shni zonadan kuzatiladigan M nuqttagacha yetib keladigan to'liqlar faza jihatidan qarama-qarshi bo'lib, π ga farq qiladi va natijaviy to'liq amplitudasi quyidagicha hisoblanadi,

$$A_M = a_1 - a_2 + a_3 - a_4 + a_5 + \dots \pm a_n \quad (3.3)$$

Rasmdan, $\Delta S_k = S_k - S_{k-1}$;

sigment sirti
$$S_k = 2\pi R h_k \quad (3.4)$$

$$r_k^2 = R^2 - (R - h_k)^2 = (b + k \frac{\lambda}{2})^2 - (b + h_n)^2 \quad (3.5)$$

ba'zi matematik almashtirishlardan so'ng,

$$h_k = \frac{bk\lambda}{2(R + b)} \quad (3.6)$$

(3.4) va (3.6) ni hisobga olib, k -chi zonaning sirti uchun,

$$\Delta S_k = \frac{\pi R b \lambda}{2(R + b)} \quad (3.7)$$

(3.7) dan ko'rinadiki, zonalar sirtining kattaligi zonalar soniga bog'liq emas. Zonalar soni ortishi bilan zonaga o'tkaziladigan \bar{n} birlik normal vektor va kuzatish yo'nalishlari orasidagi burchak φ_0 hamda kuzatilayotgan nuqttagacha bo'lgan masofa b chiziqli ravishda orta boradi, shu tufayli to'liqlinlar amplitudasi kamayuvchi qatorni tashkil etadi.

$$a_1 > a_2 > a_3 > \dots > a_k \quad (3.8)$$

(3.8) ni quyidagi ko'rinishda yozib olamiz,

$$A_p = \frac{a_1}{2} + \left(\frac{a_1}{2} - a_2 + \frac{a_3}{2}\right) + \left(\frac{a_3}{2} - a_4 + \frac{a_5}{2}\right) + \dots \pm \frac{a_k}{2} \quad (3.9)$$

fazalar farqini hisobga olsak, qavslar ichidagi ifoda nolga teng bo'ladi va (3.9) sodda ko'rinishni oladi,

$$A_p = \frac{a_1}{2} \pm \frac{a_k}{2} \quad (3.10)$$

Agar, $k \rightarrow \infty$ bo'lsa ($a_k \rightarrow 0$) natijaviy to'liqin amplitudasi,

$$A = \frac{a_1}{2}$$

ma'lumki, yorug'lik intensivligi,

$$I \sim A^2 = \left(\frac{a_1}{2}\right)^2 = \frac{1}{4} I_1 \quad (3.11)$$

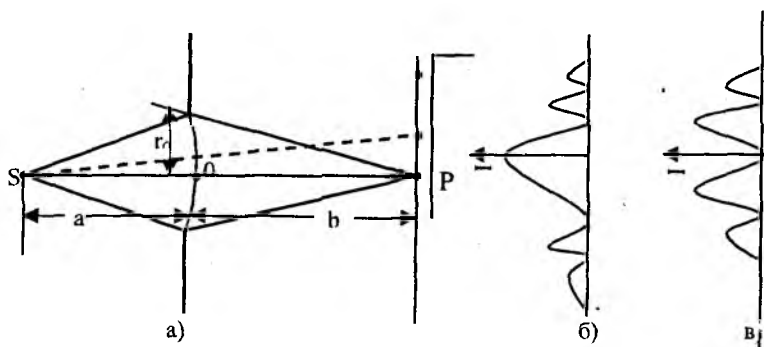
Bundan, ochiq to'liqin sirtidan tushayotgan yorug'lik tufayli har bir nuqtaning yoritilish darajasi, markaziy Frenel zonasini yoritilish darajasidan to'rt marta kichik bo'lishi kelib chiqadi. Agar to'liqin sirti markaziy zonani ochiq qoldiradigan qilib to'sib qo'yilsa, kuzatilayotgan nuqtaning intensivligi to'rt marta ortadi. Hisoblashlar

ko'rsatishicha, Frenel markaziy zonasining o'lchami juda kichik, (0,158 mm) shu tufayli yorug'likni ingichka kanal ichida tarqalayotgan to'lqinlar deya olamiz. Amalda to'lqin sirti oldiga faqat Frenel juft yoki toq zonalarini yopadigan qilib to'siq qo'yilsa, yig'indi to'lqin amplitudasi, demak, intensivligi ham keskin ortadi.

$$A = a_1 + a_3 + a_5 + \dots + a_k = \sum_{i=1}^k a_i$$

Bunday plastinka Frenel zonalar plastinkasi deyiladi.

1. Dumaloq teshik difraksiyasi. Sferik to'lqin fronti oldiga r radiusli teshikka ega diafragma o'rnatamiz (3.3-rasm). Tajribalar ko'rsatishicha, kuzatiladigan P nuqtaning yoritilish darajasi zonalar soniga bog'liq bo'ladi.



3.3-rasm

Agar $r_k \ll R$; $R \approx b$ bo'lsa, teshik o'lchamiga joylashgan zonalar soni (k) quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$k = \frac{r_n^2}{\lambda} \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{b} \right) \quad (3.12)$$

Fazalar farqini hisobga olgan holda, natijaviy to'liq amplitudasi,

$$A = \frac{a_1}{2} \pm \frac{a_n}{2} \quad (3.13)$$

Uncha katta bo'lmagan zonalar soni uchun $a_k \approx a_1$. k -toq bo'lsa, $A = a_1$,

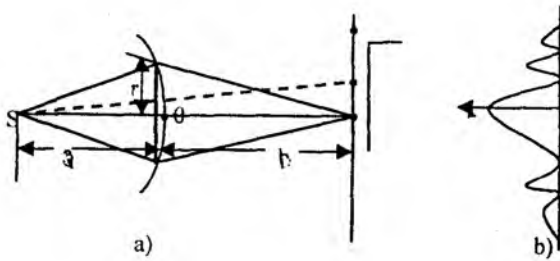
k – juft bo'lsa $A = 0$ bo'ladi. Shunday qilib, Frenel zonalarida qisman ochiq qoldirgan diafragma yorug'lik intensivligini kamaytirmaydi, balki amplitudani ikki marta, intensivlikni esa to'rt marta oshiradi.

k – toq bo'lganda difraksion manzara markaziy yorug' dog'ni o'rab olgan bir necha qorong'u konsentrik qalqadan iborat bo'ladi. k -juft bo'lganda, markaziy qorong'i dog'ni o'rab olgan yorug' halqalardan iborat bo'ladi (3.4 – rasm).



3.4-rasm.

2. Dumaloq disk difraksiyasi. Nuqtaviy yorug'lik manbai bilan ekran oralig'iga r radiusli shaffof bo'lmagan disksimon to'siq o'rnatamiz. Agar disk k -ta frenel zonasini to'sib qo'ysa, $(k+1)$ – zonadan boshlab tarqalayotgan yorug'lik to'liqlari r -nuqtada o'zgarmas fazalar farqi bilan uchrashib interferensiyalashadi (3.5-rasm).



3.5 –rasm.

Natijaviy to‘lqin amplitudasi,

$$A = a_{k+1} - a_{n+2} + a_{n+3} + \dots \pm a_{k\pm n} \quad (3.14)$$

yuqoridagilarga asosan,

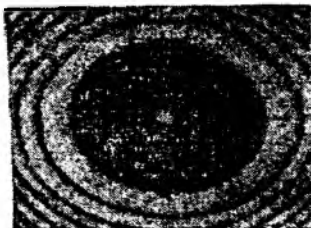
$$A = \frac{a_{k+1}}{2} \pm \frac{a_{k+n}}{2} \quad (3.15)$$

k uncha katta bo‘lmaganda a_{k+1}, a_1 dan farq qilmaydi. Shu tufayli soyaning markazi to‘siq bo‘lmagandagi kabi yoritilgan bo‘ladi. 3.5 b-rasmda intensivlikning taqsimlanishi ko‘rsatilgan. r -nuqtaga nisbatan radial chiziqda yotgan boshqa p^1, r'' -nuqtalarni yoritilish darajasi *min*-ga teng bo‘ladi, chunki bu nuqtalardan qaraganda, $k+1$ – zonaning bir qismi to‘silgan bo‘ladi, $k+2$ – zonaning bir qismi esa ochiladi $[(a_{k+1} - a_{k+2}) = 0, I \sim A^2 = 0]$.

Shu tariqa soyaning gardishida qorong‘u-yorug‘ halqalar vujudga keladi. Agar disk juda ko‘p sonli Frenel zonalarini qoplasa, $a_{k+1} \ll a_k$ bo‘ladi, natijada soya markazi va gardishidagi qorong‘u-yorug‘ halqalar deyarli sezilmaydi.

Disk soyasi markazidagi yorug‘ dog‘ning vujudga kelishi, yorug‘likning tabiatiga bo‘lgan korpuskulyar va to‘lqin nazariya

masalasini to'liqin nazariyasi foydasiga hal qilishiga sabab bo'ldi (3.6 - rasm).

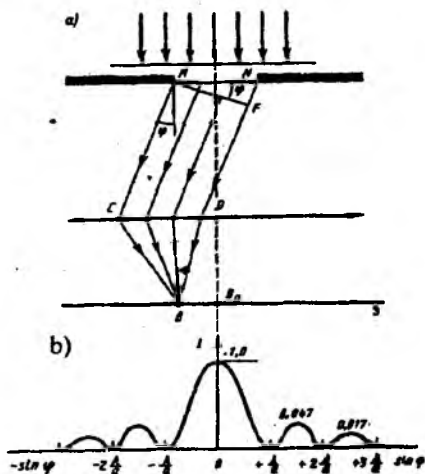


3.6-rasm.

3.3. Yakka tirqish difraksiyasi

Biz yuqorida yorug'likning sferik to'liqlari difraksiyasi bilan tanishdik. Endi yassi to'liqlarning Fraungofer aniqlagan parallel nurlar difraksiyasi qonunlarini o'rganamiz.

Faraz qilaylik, yassi to'liqin frontiga ega bo'lgan monoxromatik nurlar kengligi a bo'lgan tirqishga perpendikulyar tushayotgan bo'lsin (3.7 -rasm).



3.7-rasm.

Tirqish kengligi α ni yassi Frenel zonalariga ajratamiz. $\varphi = 0$ yo'nalishda barcha zonalardan keladigan to'lqinlarning optik yo'llar farqi nolga teng bo'ladi. O nuqtada nurlar birday fazada uchrashadi:

$$A = a_1 + a_2 + a_3 + \dots + a_n = \sum a_i \quad (3.16)$$

O nuqta *max* yoritilgan bo'ladi va nolinch bosh maksimum deb yuritiladi. Difraksiya burchagining noldan farqli boshqa yo'nalishlarida intensivlik optik yo'llar farqiga bog'liq holda aniqlanadi.

Rasmga ko'ra optik yo'llar farqi:

$$\Delta = a \sin \varphi \quad (3.17)$$

Agar

$$\Delta = \pm 2k\lambda/2 \quad (3.18)$$

bo'lsa, bu shart bajariladigan yo'nalishdan kuzatganda, tirqish kengligiga juft sonli Frenel zonalarini joylashadi. Qo'shni zonalardan keladigan to'lqinlar qarama-qarshi fazada uchrashib, bir-birini yo'qotadi va natijaviy to'lqin amplitudasi nolga teng bo'ladi:

$$A = a_1 - a_2 + a_3 + \dots \pm a_k = 0$$

Bu yo'nalish (3.18) ga ko'ra, $\varphi_{\min} = a r \sin\left(\frac{k\lambda}{a}\right) = \frac{\lambda}{a}$ dan

aniqlandi. Agar $\Delta = (2k + 1)\frac{\lambda}{2} \dots (4)$ bo'lsa, tirqish kengligiga toq sonli Frenel zonalarini mos kelib, natijaviy to'lqin amplitudasi noldan farqli bo'ladi: $A_{\varphi} \neq 0 \quad I \sim A_{\varphi}^2$.

Bunday yo'nalish $\varphi_{\max} = \arcsin\left(\frac{2k+1}{a}\right) \frac{\lambda}{2} = \frac{3\lambda}{2a}$ dan

aniqlanadi. Shunday qilib, yorug'lik intensivligi ekran markazidan chetga borgan sari (3.7 b-rasmda ko'rsatilgandek) o'zgaradi. Markaziy yorug' dog'ga intensivlikning 95 foizi mos keladi.

3.4. Difraksion panjara

Yakka tirqish difraksiyasida tirqish torligi tufayli yorug'lik energiyasining oz qismi o'tadi. Natijada difraksion manzara xira bo'lib, *max-min* larni bir-biridan ajratish qiyin. Bu kamchiliklarni bartaraf etish uchun difraksion panjaradan foydalanadilar. *Difraksion panjara deb bir-biridan birday masofada turgan (to'siqlar bilan ajratilgan) tor tirqishlar sistemasiga aytiladi.* Difraksion panjaralar tiniq jismga maxsus asboblari yordamida tilish yo'li bilan yasaladi. Bunday tilimlar soni 1 mm da bir necha (25÷100) ga teng bo'lib, ularning umumiy soni $2 \cdot 10^5$ tagacha yetishi mumkin. Agar tirqishlar bir to'g'ri chiziq (x o'qida) joylashgan bo'lsa chiziqli, ikki to'g'ri chiziq (x , u -o'qlari) bo'yicha joylashgan bo'lsa yassi, x , u , z -o'qlari bo'yicha joylashgan bo'lsa, uch o'lchamli yoki fazoviy panjaralar deb yuritiladi.

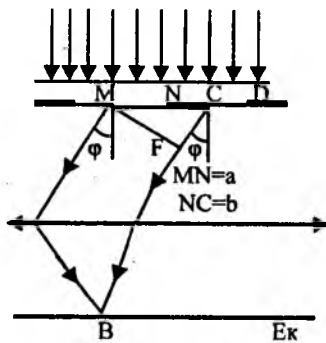
Chiziqli difraksion panjarani qarab chiqamiz. (Yuqorida aytganimizdek, chiziqli difraksion panjara tiniq plastinkaga tilish yo'li bilan yasaladi. Tilingan joy yorug'likni o'tkazmaydigan to'siq, tilinmagan tiniq joy tor tirqish vazifasini bajaradi.)

Tirqish kengligini, to'siq o'lchamini b deb belgilasak,

$$a + b = d = 1/N \quad (3.19)$$

(3.19) dan iborat kattalik difraksion panjara doimiysi deb yuritiladi.

Monoxromatik nurlar dastasi panjara tekisligiga perpendikulyar tushayotgan bo'lsin (3.8-rasm).



3.8-rasm.

Tirqishlar bir-biridan birday uzoqlikda bo'lganligi tufayli har ikki qo'shni tirqishdan ixtiyoriy φ yo'nalishda tarqalayotgan to'liqlarning optik yo'llar farqi,

$$\Delta = \pm(a + b) \sin \varphi = \pm d \sin \varphi \quad (3.20)$$

Ma'lumki, $d \sin \varphi = \pm k \lambda$ – shartdan aniqlanadigan yo'nalishlarda tirqishga juft Frenel zonalar mos kelib, yorug'likni o'tkazmaydi va bosh *min* deb yuritiladi. Bundan tashqari qo'shni tirqishlardan keladigan nurlar interferensiya tufayli bir-birini o'chirib,

$$d \sin \varphi = \pm(2k + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (3.21)$$

shartdan aniqlanadigan yo'nalishda $(N-1)$ ta qo'shimcha *min* lar hosil qiladi.

Har bir tirqishdan kelayotgan to'liqlar birday fazada uchrashib,

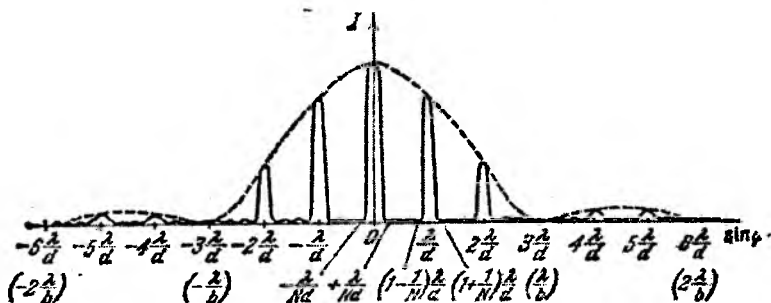
$$d \sin \varphi = \pm 2k \frac{\lambda}{2} \quad (3.22)$$

dan aniqlanadigan yo'nalishlarda bosh *max* lar hosil qiladi. Bunda natijaviy to'liqin tebranishlarining amplitudasi (3.9 b-rasmda ko'rsatilgan).

$$A_k = \sum A_1 + \sum A_2 + \dots + \sum A_i = NA_i \text{ yoki } A_{\max} = NA_i$$

$$I \sim A_{\max}^2 = N^2 I_i \quad 3.23$$

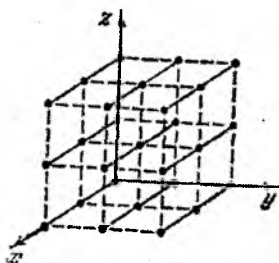
ya'ni intensivlik tirqishlar soni kvadratiga proporsional ortadi.



3.9-rasm.

3.5. Rentgen nurlari difraksiyasi

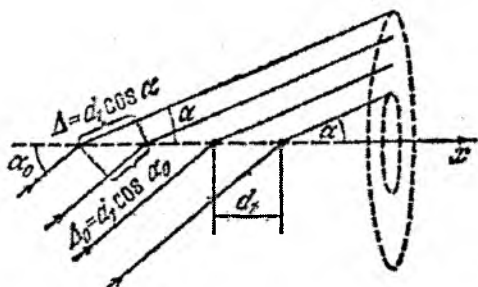
Ma'lumki, kristall qattiq jismlarning struktura elementlari muntazam geometrik tuzilishga ega bo'lib, ma'lum yo'nalishlarda aniq davriy (10^{-10} m) takrorlanib joylashgan bo'ladi, ya'ni fazoviy panjara hosil qiladi (3.10 - rasm).



3.10-rasm.

Difraksiya hodisasi kuzatilishining asosiy shartlardan biri, to'siqning o'lchami to'lqin uzunligi qadar bo'lishidir. Bu faktlar M.Laue (1913-y.) ni kristallar rentgen nurlari uchun difraksiyon panjara bo'la oladi degan mulohazaga olib keldi, chunki rentgen nurlarining to'lqin uzunligi $10^{-12} \div 10^{-8} m$ ga teng bo'lib, difraksiyani kuzatishga imkon beradi. M.Laue kristallarni struktura elementlari x, u, z o'qlari bo'yicha joylashgan va yorug'likni barcha yo'nalishlarda sochuvchi nurlarning kogerent manbalari deb hisoblab, rentgen nurlarining difraksiyasini kuzatishga muvofiq bo'ldi.

Agar nurga x o'qi yunalishidan qaralsa, qo'shni sochuvchi elementlardan tarqalgan nurlar, optik yo'li jihatdan farq qilib, difraksiyon *max* larni vujudga keltiradi (3.11-rasm).



3.11-rasm.

Bu maksimumlar x o'qiga perpendikulyar tekislikda yotgan konsentrik halqalardan iborat bo'ladi, rasmdan,

$$\Delta = d(\cos \alpha - \cos \alpha_0) = \pm m_1 \lambda_p \quad (3.24)$$

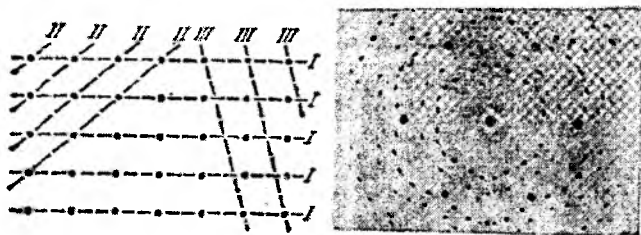
(3.24) ni barcha (x, u, z) o'qlari bo'yicha yozib, fazoviy panjara uchun,

$$\left. \begin{aligned} d_1(\cos \alpha - \cos \alpha_0) &= \pm m_1 \lambda \\ d_2(\cos \beta - \cos \beta_0) &= \pm m_2 \lambda \\ d_3(\cos \gamma - \cos \gamma_0) &= \pm m_3 \lambda \end{aligned} \right\} \quad (3.25)$$

Laue formulasi hosil qilindi.

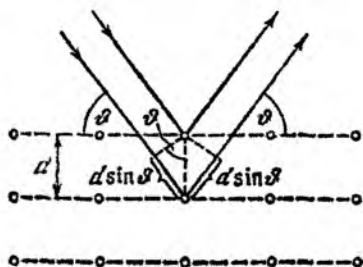
(3.25) shartni qanoatlantiruvchi α, β, γ -yo'nalishlarda difraksiyon maksimumlar kuzatiladi.

V.Vulf va A.Breg (1925-y.) rentgen nurlari difraksiyasini hisoblashning sodda usulini ishlab chiqdilar. Bunda ular kristallografik tekislik (sturuktura elementlari orqali o'tgan) dan foydalandi. Kristallarning qaysi yo'nalishda struktura elementlari zich joylashgan bo'lsa shu yo'nalishda difraksiyon maksimumlar intensivligi katta bo'ladi (3.12-rasm).



3.12-rasm.

Faraz qilaylik, monoxrematik nurlarning dastasi kristallografik tekisliklarga φ – sirpanish burchagi ostida tushayotgan bo‘lsin (3,13 - rasm).



3.13-rasm.

Kristall struktura elementlari (atom yoki ion)dan sochilgan ikkilamchi to‘lqinlar barcha yo‘nalishlarda bir-birini interferensiya tufayli so‘ndiradi. Faqat optik yo‘l farqi λ ga butun son karrali bo‘lgan yo‘nalishlarda difraksiyon *max* hosil bo‘ladi.

$$\text{Rasmdan, } 2d \sin \varphi = \pm k \lambda_p \quad (k = 1, 2, 3, \dots) \quad (2.26)$$

Rentgen nurlari difraksiyasidan turli maqsadda foydalanadilar. Agar kristall panjara doimiysi (d) ma‘lum bo‘lsa, sirpanish burchagini o‘lchab, rentgen nurlarining to‘lqin uzunligini aniqlash mumkin, bu fanda rentgenospektroskopiya deb yuritiladi. Rentgen nurlarining to‘lqin uzunligi ma‘lum bo‘lsa, panjara doimiysini aniqlash mumkin (bu usul rengenostrukturaviy tahlil deb ataladi). Rentgenostrukturaviy tahlil minerallarning tarkibida aniqlash qiyin bo‘lgan nodir yer elementlari *Ta*, *Nb*, *Mf*, *Re* – kabilarni miqdoriy jihatdan aniqlashda eng qulay usul hisoblanadi.

3.6. Optik asboblarni tavsiflovchi kattaliklar

Optik asboblarni asosan ajrata olish qobiliyati va dispersiyasi bilan tavsiflanadi.

To'liq uzunliklari $1A^0$ ga farq qilgan ikki spektr chiziqlari ko'rinishining chiziqli (burchakli) masofasiga son jihatidan teng bo'lgan kattalik chiziqli (burchak) dispersiyasi deb aytiladi.

$$\text{Burchak dispersiyasi: } D = \frac{d\varphi}{d\lambda} \quad (3.27)$$

Difraksion panjara uchun bosh *max* sharti $d \sin \varphi = \pm k\lambda$ ni differensiallab, quyidagini hosil qilamiz $d \cos \varphi d\varphi = k d\lambda$

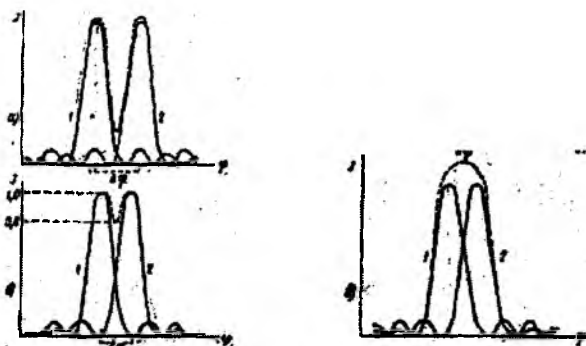
$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{k}{d \cos \varphi} \Big|_{\cos \varphi = 1} = \frac{k}{d} \quad (3.28)$$

Difraksion panjaraning dispersiyasi uning davriga teskari proporsional bo'lib, spektr tartibi ortgan sari u ham oshib boradi.

Ikki difraksion manzara chiziqlarini ajratib (alohida-alohida) ko'rish uchun Reley sharti mavjud. Ikki spektral chiziqdan birining maksimumi markazi, ikkinchisining minimumiga mos kelsa, ya'ni nisbiy qorong'ulik 20 foizni tashkil etsa, ularni alohida ajratib ko'rish mumkin (3.14 a-rasm) aks holda esa yo'q (3.14 b-rasm).

Spektral apparatlarning ajrata olish qobiliyati deb, alohida ko'rish mumkin bo'lgan spektral chiziqlarning to'liq uzunligi farqiga teskari proporsional bo'lgan kattalikka aytiladi.

$$R = \frac{\lambda}{d\lambda} \quad (3.29)$$



3.14-rasm.

Difraksion panjaraning ajrata olish qobiliyatini hisoblaymiz. Faraz qilaylik, ikkita yorug'lik manбайдan alohida-alohida *max* vujudga kelgan bo'lsin (3.14 b-rasm). To'liq uzunligi λ_1 bo'lgan nur uchun difraksion *max* sharti, $d \sin_{\max} = k\lambda_1$.

λ_2 – spektral chiziq uchun *min* sharti, $d \sin_{\min} = (k \pm \frac{1}{N})\lambda_2$

Reley shartiga ko'ra, agar $\lambda_1 = \lambda + d\lambda$; $\lambda_2 = \lambda$ bo'lsa,

$$k(\lambda + d\lambda) = (k - \frac{1}{N})\lambda \quad kd\lambda = \frac{\lambda}{N}$$

ta'rifga ko'ra, $R = \frac{\lambda}{d\lambda} = kN$ (3.30)

Difraksion panjaraning ajrata olish qobiliyati spektrning tartibi va panjara tirqishlari soniga proporsionaldir. Obyektiv uchun esa

$$R = \frac{D}{1,22\lambda}$$
 (3.31)

D – obyektiv gardishining diametri.

IV bob. YORUG‘LIK DISPERSIYASI

4.1. Yorug‘likning modda bilan o‘zaro ta’siri

Ma’lumki, yorug‘lik elektromagnit to‘lqindir. Vakuumda yorug‘lik $s = 3 \cdot 10^8$ m/s tezlik bilan tarqalib, aniq bir chastotaga, ma’lum bir to‘lqin uzunligi mos keladi.

$$\lambda_0 = \frac{s}{\nu} \quad (4.1)$$

To‘lqin uzunligi yoki chastotasi aniq bir son qiymatli nur *monoxromatik* nur deb yuritiladi («mono»-bir, «xromos»-rang so‘zidan olingan).

Hozirgi vaqtda modda tuzilishi, shuningdek, yorug‘lik tabiatining murakkabligi hech kimga sir emas.

Lorents-Drude (1896-y.) har qanday moddaga musbat va manfiy zaryadli zarrachalar sistemasi deb qaradi. Moddaga yorug‘lik tushganda bu zarracha (elektron)lar yorug‘lik to‘lqinlari chastotasiga

teng $(10^{14} \div 10^{15} \frac{1}{s})$ chastota bilan tebranib, ikkilamchi

elektromagnit to‘lqinlar hosil qiladi va tarqatadi. Natijada, yorug‘likning qaytishi, sinishi, yutilishi shu tariqa sodir bo‘ladi deb tushuntiriladi.

Xususiy tebranish chastotasi ν_0 bo‘lgan kvazibog‘langan zaryadli zarrachalardan tashkil topgan moddaga tushgan yorug‘lik modda ichida amplituda va fazasi turlicha bo‘lgan ikkilamchi elektromagnit to‘lqinlarni hosil qiladi va turli yo‘nalishlarda har xil

tezlik bilan tarqaladi. Buni umumiy holda quyidagicha ifodalash mumkin,

$$v = \varphi(v) \quad (4.2)$$

ta'rifga ko'ra,

$$n = \frac{c}{v} = \frac{c}{\varphi(v)} \quad (4.3)$$

yorug'likning muhitdagi to'lqin uzunligi,

$$\lambda = \frac{v}{\nu} = \frac{v \cdot c}{\nu \cdot c} = \frac{\lambda_0}{n} \quad (4.4)$$

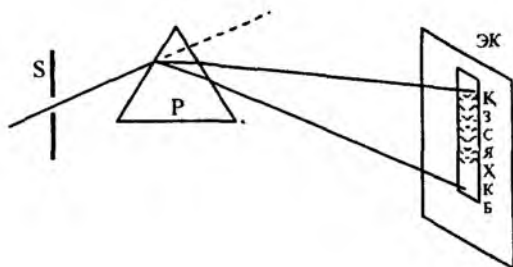
bu ifodalarni umumiy holda,

$$n = f(\lambda) \quad (4.5)$$

(4.5) moddaning optik xususiyatlarini yorug'lik to'lqin uzunligiga bog'liqligini ifodalaydi. *Sindirish ko'rsatkichining to'lqin uzunligiga bog'liq holda o'zgarishi yorug'lik dispersiyasi deb yuritiladi.*

Dispersiya tufayli moddalarga burchak ostida tushgan oq nurlar dastasi turlicha sinadi va har xil tezlik bilan tarqalib bir-biridan fazoviy uzoqlashadi.

Dispersiyani dastlab I.Nyuton (1672-y.) yorug'likning uch yoqli prizmadan o'tgan alohida ranglarga ajralib, ekranda kamalak rangli yo'l hosil qilishini kuzatgan. Bu kamalak rangli yo'l *spektr* deb yuritiladi. Spektrda ko'rinadigan nurlar to'lqin uzunliklari bo'yicha (7600 \AA^0 dan 3900 \AA^0 gacha) tartib bilan joylashgan bo'ladi (4.1-rasm).



4.1-rasm.

Tajribalar ko'rsatishicha, nurlarning dastlabki yo'nalishdan og'ish burchagi yorug'lik to'liq uzunligiga bog'liq bo'lib, uch yoqli prizma uchun:

$$\varphi = A(n-1) \quad (4.6)$$

n —prizma moddasining sindirish ko'rsatkichi bo'lib, nazariy ma'lumotlarga ko'ra quyidagi funktsiyani qanoatlantiradi,

$$n = f(\lambda) = a + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4} \quad (4.7)$$

Bu funktsiya λ oshgan sari kamaya borib limitga intiladi: $\lambda \rightarrow \infty \quad n \rightarrow a = 1$.

Har xil moddalardan yasalgan prizma spektrlarini taqqoslab, nafaqat nurlarning burilish burchagini balki, birday intervalga tegishli spektr kengligini ham turlicha bo'lishini ko'rish mumkin. Sindirish ko'rsatkichining o'zgarish tezligini aniqlaydigan bu kattalik, modda dispersiyasi deb yuritiladi.

$$D = \lim_{\Delta\lambda \rightarrow \infty} \frac{\Delta n}{\Delta\lambda} = \frac{dn}{d\lambda} \quad (4.8)$$

$$(4.6) \text{ va } (4.3) \text{ dan } D = \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{c}{v} \right)$$

Agar $\frac{d}{d\lambda} \left(\frac{c}{v} \right) > 1$ bo'lsa, dispersiya normal, aksincha

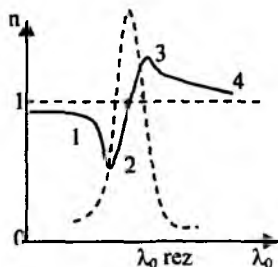
$\frac{d}{d\lambda} \left(\frac{c}{v} \right) < 1$ bo'lsa, anomal dispersiya deb yuritiladi. Sindirish ko'rsatkichining nazariy ko'rinishini hisobga olsak, yuqoridagi shartlarni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\frac{dn}{d\lambda} = -\frac{2b}{\lambda^3}$$

b -o'zgarmas kattalik. Agar $-\frac{2b}{\lambda^3} < 0$ bo'lsa dispersiya normal,

aksincha holatda $-\frac{2b}{\lambda^3} < 0$ dispersiya anomal deb yuritiladi. Anomal

dispersiya spektrning yutilish chiziqlari yaqinida yorug'lik chastotasi ν , modda zarrachalarining chastotasi ν_0 ga tenglashganda kuzatiladi. Rezonans tufayli tebranish amplitudasi keskin ortadi, birlamchi yorug'lik to'lqinlari energiyasi yutiladi, qayta nurlanish biroz kechikadi. Shu tufayli yorug'lik to'lqinlari tarqalish tezligining o'rtacha qiymati kamayadi. $n = c/v_{yp}$ sindirish ko'rsatkichi ortadi (4.2-rasm).



4.2-rasm.

Rezonans chizig'idan o'tgach, $\nu_0 > \nu_i$ majburiy tebranish amplitudasi keskin kamayadi, tebranish fazasi teskari (π)ga o'zgaradi. Bu o'z navbatida yorug'lik to'lqinlari energiyasi yutilishini susaytiradi, to'lqin tezligining oshishiga esa sabab bo'ladi.

Natijada $n = \frac{c}{v_{yp}}$ sindirish ko'rsatkichi keskin kamayadi (4.2-rasm,

3.2 soha). To'lqin uzunligining navbatdagi yutilish chizig'iga yaqinlasha borgan sari sindirish ko'rsatkichi yana ortadi (4.1- rasm, 2.1 soha). Minerallar tarkibida ishtirok etuvchi moddalarni aniqlashda dispersiya hodisasiga asoslangan spektral tahlil usulidan foydalaniladi. Bu usul har qaysi elementning yetarli darajada qizdirilganda o'zidan ma'lum chastotali nur chiqarishga asoslangan bo'lib, kam miqdordagi nodir metallar tarkibini aniqlashning tezkor va samarali usulidir.

4.2. Yorug'lik dispersiyasining klassik nazariyasi

Optika hodisalarini o'rganishda faqat yorug'lik tabiatiga e'tibor beribgina qolmay, moddalarning elektr va magnit xossalarini ham hisobga olish lozim. Moddalarning optik xossalari bo'lib, asosan sindirish ko'rsatkichi n , yorug'likning tarqalish tezligi v hisoblansa, elektr xossasi qutblanish vektori P , dielektrik doimiylik ϵ , magnit doimiyisi μ bo'lib hisoblanadi.

Bu kattaliklar orasida qonuniy bog'lanishlar mavjud,

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}; \quad n = \frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon\mu} \quad (4.9)$$

Shaffof moddalar uchun: $\mu = 1 \quad n^2 = \epsilon$.

Ma'lumki,

$$\varepsilon = 1 + \chi = 1 + \frac{P}{\varepsilon_0 E} \quad (4.10)$$

demak,

$$n^2 = 1 + \frac{P}{\varepsilon_0 E} \quad (4.11)$$

R – moddalarning qutblanish vektori.

E – yorug'likning elektr vektori.

Optik elektronlar konsentratsiyasini N , dipol momentini $p = ex$ deb belgilasak, qutblanish vektori,

$$P = Nex \quad (4.12)$$

x -optik elektronlarning muvozanat holatidan siljishi.

(4.11) va (4.12) dan:

$$n^2 = 1 + \frac{Nex}{\varepsilon_0 E} \quad (4.13)$$

Agar moddaga $E = E_0 \cos(\omega t + \varphi)$ elektromagnit to'lqin tushsa, optik elektronlar $F = eE_0 \cos(\omega t + \varphi)$ kuch ta'siri ostida majburiy tebranishlarni vujudga keltiradi. Bu tebranishlar tenglamasini quyidagicha ifodalash mumkin,

$$x = A \cos(\omega t + \varphi) \quad (4.14)$$

Majburiy tebranishlar amplitudasi ta'sir etuvchi kuch $F = eE_0$ ga to'g'ri proporsional, zarracha massasiga esa teskari proporsional bo'lib,

$$A = \frac{eE_0}{m\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2) + 4\beta^2\omega}} \quad (4.15)$$

β – muhitning qarshilik koeffitsienti. (4.12), (4.14) va (4.15) ni (4.13) ga qo'yib,

$$n^2 = 1 + \frac{P}{\varepsilon_0 E} = 1 + \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2\omega^2}} \quad (4.16)$$

Bu ifodaga $\omega = 2\pi\nu$; $\nu = \frac{s}{\lambda}$ almashtirishlar qo'llab, quyidagi ko'rinishga keltiramiz

$$n^2 = 1 + \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m} \sum \frac{\lambda_1^2 \lambda_0^2}{\lambda^2 - \lambda_0^2} \quad (4.17)$$

Agar $\lambda \rightarrow \lambda_0$, bo'lsa, $\lambda^2 - \lambda_0^2 > 0$ $n > 1$ bo'ladi. To'lqin uzunligining qisqa sohasidan yaqinlashsak yoki ($\lambda^2 - \lambda_0^2 < 0$) bo'lsa, $n < 1$ bo'ladi hamda normal dispersiya kuzatiladi (4.2- rasm, 1, 2, 3, 4-sohalar).

Agar $\lambda = \lambda_0$ bo'lsa, sindirish ko'rsatkichi noaniq bo'lib, anomal dispersiya kuzatiladi (4.2- rasm, 2–3-soha).

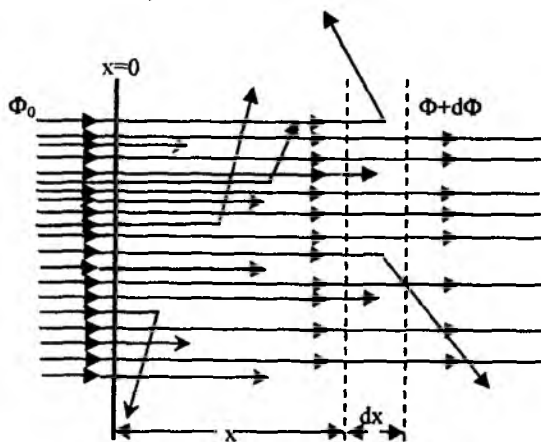
4.3. Yorug'likning yutilishi

Ma'lumki, yorug'lik elektromagnit to'lqinlar energiyasining oqimidir. Yorug'lik moddaning qatlam qalinligidan o'tganda, uning energiya oqimi kamayishi kuzatiladi—yorug'lik yutiladi. Yorug'lik energiyasini yutib, uyg'ongan g'alayonlangan atom, molekula va

zaryadli zarrachalar o'zaro to'qnashib turadilar. Natijada harakat energiyasi issiqlik energiyasiga aylanadi. Metallarda erkin elektronlar konsentratsiyasi kattaligi uchun, yorug'lik energiyasi ana shu elektronlarda ko'proq yutiladi. Natijada metallar tiniq dielektriklarga qaraganda tezroq qiziydi. Ba'zi moddalarda yutilgan yorug'lik energiyasi molekular bog'lanishini uzishga sarflanadi (fotokimyoviy reaksiya sodir bo'ladi).

Begona modda atomi molekulari (kolloid zarrachalar) ning tiniq moddalarga aralashuvi yoki zichlik fluktuatsiyasi tufayli yorug'lik energiyasi sochilishi ham, o'tgan yorug'lik energiyasining kamayishiga ham sabab bo'ladi.

Faraz qilaylik, spektral tarkibi va oqimi o'zgarmas ($\Phi = const$) bo'lgan parallel nurlar dastasi biror modda qatlami orqali o'tayotgan bo'lsin (4.3- rasm).



4.3-rasm.

Agar modda qatlamiga tushayotgan yorug'lik intensivligiga mos holda, o'tgan yorug'lik intensivligini F deb belgilasak, yutilgan yorug'lik uchun,

$$\Phi - \Phi_0 = -d\Phi \quad (4.18)$$

Buger-Lambert (1730-y.) bu hodisani atroflicha o'rganib, yutilgan yorug'lik moddaning tabiati, qatlam qalinligi, yorug'lik to'lqin uzunligiga bog'liq ekanligini aniqladi:

$$d\Phi = -\Phi_0 \chi dx \quad (4.19)$$

χ -yorug'lik energiyasini susaytirish koeffitsienti bo'lib, u yutilish va sochilish koeffitsientlarining yig'indisiga teng.

$$\chi = \chi_{\text{so}} + \chi_c \quad (4.20)$$

χ_{yu} - modda qatlam qalinligi birligida yutilgan yorug'lik energiyasini bildirib (4.21) orqali ifodalanadi.

$$\chi_{\text{yu}} = -\frac{d\Phi}{\Phi_0 dx} \quad (4.21)$$

χ_s - sochilgan yorug'lik energiyasini bildiradi. Yutish koeffitsienti moddalarning tabiati - yorug'lik to'lqin uzunligiga bog'liq bo'lib, rezonans chiziqlari yaqinida spektrlarning tor sohasida katta qiymatlarga ega bo'ladi.

(4.19) ni o'zgaruvchilar bo'yicha integrallab, yorug'likning yutilish qonunini ifodalaymiz

$$\Phi = \Phi_0 e^{-\chi l} \quad (4.22)$$

bu Buger-Lambert qonuni deyiladi.

Agar (4.22) da $l = \frac{1}{\chi_{\text{so}}}$ bo'lsa, yorug'lik energiyasi $e=2,7$ marta

eksponentsial qonun asosida kamayadi. Tajribalar ko'rsatishicha, eritmalarda yorug'lik yutilish koeffitsienti eritmaning

konsentratsiyasiga chiziqli proporsionaldir. Proporsionallik koeffitsienti orqali,

$$\mu = \chi / C = const \quad (4.23.)$$

Buger-Lambert qonuni

$$\Phi = \Phi_0 e^{-\mu c l} \text{ ifodalanadi} \quad (4.23)$$

Agar μ ma'lum bo'lsa, moddaning birlik qatlamda yutilgan yorug'lik oqimini o'lchab, eritma konsentratsiyasini aniqlash mumkin bo'ladi.

$$C = \frac{1}{\mu l} \cdot \ln \frac{\Phi_0}{\Phi}$$

(4.24)

4.4. Yorug'likning xira moddalardan o'tishi

Yorug'likning sochilishi uni xira moddalardan o'tishida yaxshi kuzatiladi. Xira moddalar bir jinsli tiniq moddalarga begona zarrachalarning aralashuvidan hosil bo'ladi. Xiralikni atmosferada suv bug'i, chang zarrachalari, transport va sanoat tutunlari, fluktuatsiyalar vujudga keltirsa, suyuqliklarda kolloid zarrachalar vujudga keltiradi. Masalan, suvga bir ikki tomchi sut yoki odekolon aralashtirilsa bas, u xira moddaga aylanadi.

Sochilishga yorug'likning begona zarrachalardan difraksiyanalishi tufayli intensivlikning barcha yo'nalishda tekis taqsimlanib tarqalish jarayoni deb qaraladi.

Yorug'lik ta'sirida modda va begona aralashmalar atom-

molekularidagi optik elektronlar ikkilamchi elektromagnit to‘lqinlarni mustaqil manbaiga aylanadi. Bu ikkilamchi elektromagnit to‘lqinlar barcha yo‘nalishda shu jumladan, nurga perpendikulyar yo‘nalishda ham tarqalib sochilgan nurlarni hosil qiladi. Yorug‘lik sochilishi sochuvchi modda zarracha o‘lchamining yorug‘lik to‘lqini uzunligiga munosabatiga qarab, uch xilga ajratiladi.

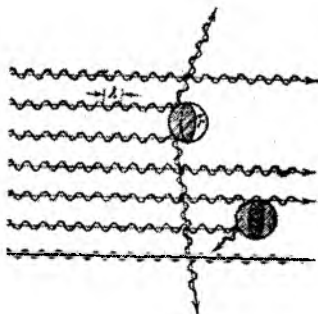
1. Geometrik sochilish. $r \gg \lambda$ - shart bajarilganda geometrik sochilish kuzatiladi (4.4-rasm). Tajribalar ko‘rsatishicha, sochilgan yorug‘lik oqimi moddaning tabiati, zarracha o‘lchami, modda qatlami qalinligi va sochuvchi zarralar soniga bog‘liq bo‘ladi.

$$d\Phi = \Phi_0 SN dx$$

(4.25)

Sochuvchi modda qatlamining birlik qalinligida sochilgan yorug‘lik oqimiga son jixatdan teng kattalik sochish koeffitsienti deb yuritiladi.

$$\chi_c = \frac{d\Phi}{\Phi_0 dx} = 2\pi r^2 N \quad (4.26)$$



4.4- rasm.

2. Releycha sochilish. $r \ll \lambda$ shart bajarilganda Releycha sochilish yuz beradi. Sochilgan nur intensivligi, moddaning qutblanish vektori va yorug‘lik to‘lqinlari uzunligiga bog‘liq bo‘lib,

$$I \approx \frac{P^2}{\lambda^4} \quad (4.27)$$

(4.27) Reley qonuni deb yuritiladi, hisoblashlar ko‘rsatishicha, sochilish koeffitsienti

$$\chi_e = \frac{24\pi^2}{\lambda^4} NV^2 \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2 \quad (4.28)$$

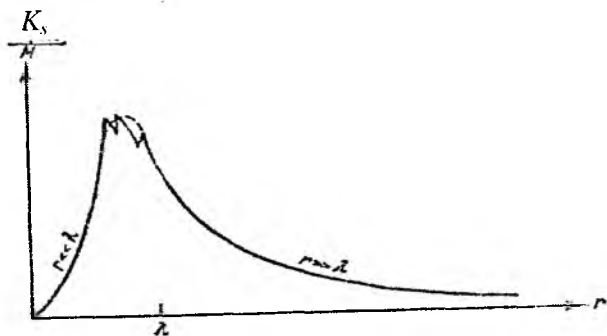
tarzda ifodalanadi.

Oq yorug‘lik zarrachalari atom-molekulyar darajada mayda bo‘lgan xira moddalardan sochilishida sochilgan yorug‘lik havorang bo‘lib ko‘rinadi. Chunki, Reley qonuniga binoan to‘lqin uzunligi qisqa bo‘lgan ko‘k-zangori nurlar sariq-qizil nurlarga nisbatan kuchliroq sochiladi. Shu tufayli osmon rangi ham ko‘k-havorang bo‘lib ko‘rinadi. Biz ertalab va quyosh botishi oldidan atmosfera qatlamidan o‘tgan nurlarni ko‘ramiz. O‘tgan nurlar esa ko‘k-binafsha nurlarning sochilishi tufayli qizil-sariq nurlarga boy bo‘ladi va ufq qizarib ko‘rinadi. Boshqa nuqtalardan kelgan nurlar sochilgan nurlar bo‘lib, ko‘k-havorang nurlarga boy bo‘ladi, natijada osmon havo rang zangori bo‘lib ko‘rinadi.

3. Difraksion sochilish. $r \approx \lambda$ shart bajarilganda difraksion sochilish ro‘y beradi. Bu holda yorug‘likning sochilishi, moddaning sindirish ko‘rsatkichi, zarracha o‘lchami va yorug‘lik to‘lqini uzunligining murakkab funksiyasidir. Shuning uchun sochuvchi zarrachalar massasi birligiga son jihatdan teng bo‘lgan sochilish koeffitsienti “yashirish” qobiliyati (koeffitsient maskirovki) dan foydalaniladi,

$$\frac{\chi_c}{M} = \frac{NS}{M} \approx \frac{1}{r} \quad (4.29)$$

Geometrik sohilish sohasida (tuman, tutunlar) “yashirish” qobiliyati zarrachaning o‘lchami oshishi bilan kamaya boradi (4.5-rasm).

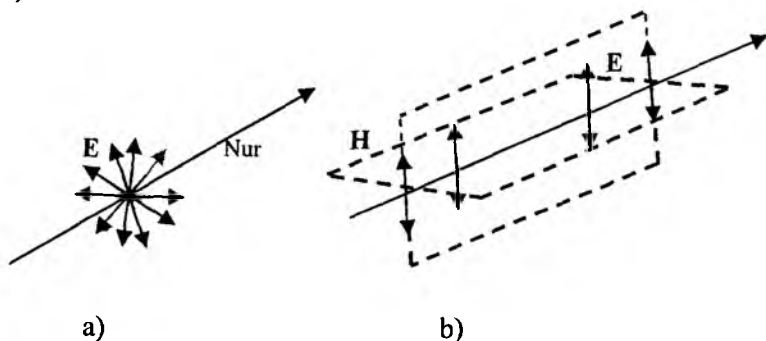


4.5-rasm.

V bob. YORUG‘LIKNING QUTBLANISHI

5.1. Malyus qonuni

Yorug‘lik – atom nurlanishi tufayli vujudga keladi. Atomlar juda qisqa vaqt $\tau = 10^{-8} s$ nurlanib, bir necha tebranishlardan iborat «sug» deb yuritiladigan ma’lum uzunlikdagi to‘lqin kesmasini vujudga keltiradi ($L = c \cdot \tau = 3M$). Nurlanayotgan jismda ko‘p atomlar mustaqil holda nurlanishi tufayli vujudga kelgan suglar ustma-ust tushib yorug‘lik to‘lqinlarini hosil qiladi. Shu tufayli tabiiy yorug‘likda elektr vektori tebranishlari nurga nisbatan barcha yo‘nalishlarda teng ehtimollik bilan taqsimlangan bo‘ladi (5.1 a - rasm).

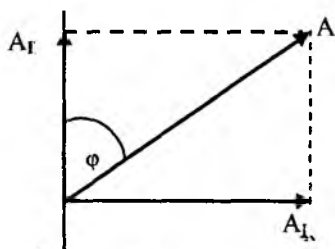


5.1-rasm.

Elektr vektori tebranishlari ma’lum bir tarzda qat’iy tartiblangan nur qutblangan nur deyiladi. Qutblangan nurlar anizotrop moddadan yasalgan qutblantiruvchi *polyarizator* deb ataladigan moslama orqali o‘tganida hosil bo‘ladi. Anizotrop moddalar struktura-elementlari o‘ziga xos tekisliklarda tartib bilan joylashib, tor tirqishlar sistemasini tashkil etadi.

Anizotrop modda eiekr vektori tirqish yo‘nalishiga parallel bo‘lgan nurlarni o‘tkazib, perpendikulyar bo‘lgan nurni esa tutib qoladi. *Elektr vektori tebr’anishlari faqat birdan-bir tekislikda sodir bo‘ladigan bunday nur yassi yoki chiziqli qutblangan nur deb yuritiladi (5.1 b - rasm).*

Elektr vektori yotgan tekislik, tebranish tekisligi, unga perpendikulyar tekislik esa qutblanish tekisligi deb yuritiladi. Faraz qilaylik, tebranish vektori A_0 bo‘lgan nur polarizator tekisligiga φ burchak hosil qilib tushayotgan bo‘lsin (5.2 - rasm).



5.2-rasm.

Yorug‘lik vektorining parallel tashkil etuvchisi $A_{||} = A_0 \cos \varphi$ – polarizatoridan o‘tadi, perpendikulyar tashkil etuvchisi $A_{\perp} = A_0 \sin \varphi$ ni esa tutib qolinadi.

Polyarizator orqali o‘tgan nur intensivligi $A_{||}^2 = A_0^2 \cos^2 \varphi$ ga proporsional bo‘lib,

$$I = I_0 \cos^2 \varphi \quad (5.1)$$

U Malyus qonuni deb ataladi.

Bu yerda I_0 – tushayotgan nur intensivligi, tabiiy nurda φ ning barcha qiymatlari teng ehtimolli, shu tufayli polarizator orqali o‘tgan nurlar intensivligi $\cos^2 \varphi$ ning o‘rtacha qiymatiga teng bo‘ladi,

$$I = \frac{1}{2} I_0 \quad (5.2)$$

Tabiiy nur tushayotgan polyarizator nurga nisbatan aylantirilsa, o'tgan nurlar intensivligi o'zgaray, faqat tebranish tekisligining yo'nalishi o'zgaradi, xolos. Agar tabiiy nur yo'lga qutblanish tekisliklari orasidagi burchagi φ bo'lgan ikkita polyarizator qo'ysak, o'tgan nurlarning intensivligi Malyus qonuniga ko'ra,

$$I = \frac{1}{2} I_0 \cos^2 \varphi \quad (5.3)$$

$\varphi = 0$ bo'lsa o'tgan nur intensivligi *max* bo'ladi.

$\varphi = \pi/2$ bo'lsa polyarizatorlar ayqashtirilgan deyiladi. U yorug'likni o'tkazmaydi, ko'rish maydoni qorong'u bo'ladi.

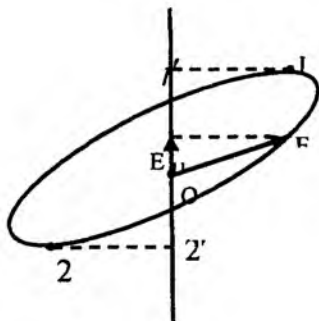
Tebranish vektori amplitudasi (intensivligi) turli yo'nalishlarda turlicha bo'lgan nur, qisman qutblangan nur deb ataladi.

Polyarizator nurga nisbatan aylantirilganda qisman qutblangan nurning intensivligi *min* dan *max* gacha ikki marta o'zgaradi. Qutblangan nurlar, qutblanish darajasi deb yuritiladigan quyidagi kattalik bilan tavsiflanadi,

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \cdot 100\% \quad (5.4)$$

to'la qutblangan nur uchun $I_{\min} = 0$, $R=1$,

tabiiy nur uchun $I_{\max} = I_{\min}$ $R=0$ bo'ladi.



5.3-rasm.

O'zaro perpendikulyar tekislikda chiziqli qutblangan ikki nurni kuzatamiz (5.3 - rasm).

Bu qutblangan nurlarning tebranish vektorlari quyidagi qonun bo'yicha ifodalangan bo'lsin,

$$\left. \begin{aligned} E_x &= A_1 \cos \omega t \\ E_y &= A_2 \cos(\omega t + \varphi) \end{aligned} \right\} \quad (5.5)$$

Bu ikki tebranish vektorini qo'shilishidan vujudga kelgan tebranish vektori tenglamasi ellips tenglamasidan iborat bo'ladi,

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} - \frac{2xy}{A_1 A_2} \cos \varphi = \sin^2 \alpha \quad (5.6)$$

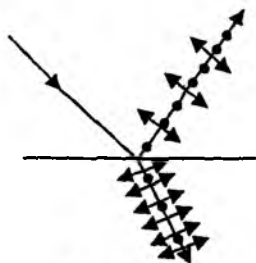
va ellips bo'ylab qutblangan nur hosil bo'ladi.

Agar $\varphi = \pi$ bo'lsa, ellips to'g'ri chiziqqa aylanadi va yassi qutblangan nur vujudga keladi.

Agar $\varphi = \pi/2$, $A_1 = A_2$ va ellips aylanadan iborat bo'lsa, doiraviy qutblangan nur hosil bo'ladi.

5.2. Yorug'likning qaytishda va sochilishda qutblanishi

Ma'lumki, yorug'lik ikki muhit chegarasida qaytadi va qisman sinib, ikkinchi muhit chegarasiga o'tadi (5.4 - rasm).



5.4 – rasm.

Agar shu nurlar yo'liga polarizator qo'yib kuzatsak, ularning qisman qutblanganligini va shu bilan birga qaytgan nurlar tebranish vektori rasm tekisligiga perpendikulyar (nuqtalar bilan belgilangan), singan nur tebranish vektori esa - rasm tekisligiga parallel (chiziqlar bilan belgilangan) bo'lishini kuzatish mumkin.

Tajribalar shuni ko'rsatadiki, qaytgan va singan nurlar qutblanish darajasi nurlarning tushish burchagi va muhitning sindirish ko'rsatkichiga bog'liq holda o'zgaradi.

Shotlandiyalik D.Bryuster

$$tgi_B = n \quad (5.7)$$

shart bajarilganda qaytgan nurlar to'la (chiziqli) qutblangan bo'lishini aniqladi.

Nur Bryuster burchagi ostida tushganda qaytgan va singan nurlar o'zaro perpedikulyar bo'lishini isbotlash mumkin.

Ta'rifga ko'ra,

$$tgi_B = \frac{\sin i}{\cos i} = n \quad (5.8)$$

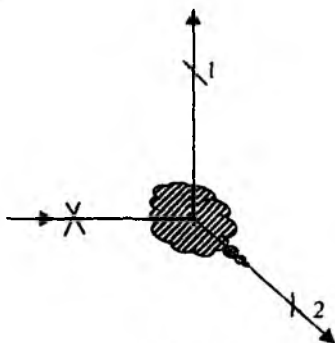
sinish qonuniga asosan,

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n \quad (5.9)$$

(5.8) va (5.9) dan $\sin r = \cos i; \quad r = i = \pi/2$

$$\varphi = 180 - (i + r) = \pi/2 \quad (5.10)$$

Yorug'lik qaytganda, singanda, sochilganda qutblanadi. Sochuvchi modda atom-molekulalari bilan bog'liq zaryadli zarrachalar elektromagnit to'lqin ta'sirida ikkilamchi elektromagnit to'lqinlar manbaiga aylanadi. Ma'lumki, dipol o'qi yo'nalishida elektr vektori tebranishlari nolga teng. Shu tufayli tushayotgan nur tarqalish yo'nalishidagi tebranishlar sochilgan nurlar tarkibida bo'lmaydi, ya'ni sochilgan nurlar tarqalish yo'nalishga perpendikulyar tekislikda to'la qutblangan bo'ladi. Boshqa yo'nalishlarda esa nur qisman qutblangan bo'ladi (5.5 - rasm).

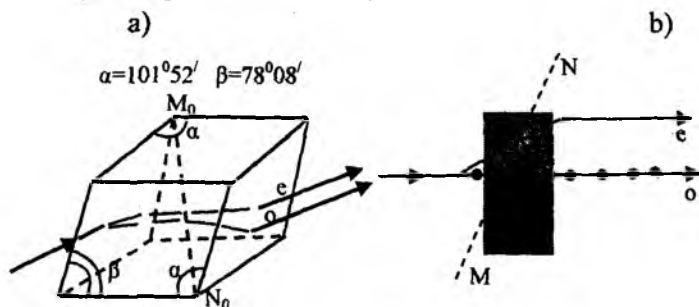


5.5-rasm.

5.3. Yorug'likning qo'sh sinish hodisasi

Kub sistemaga mansub bo'lmagan barcha tiniq kristallar o'ziga tushayotgan yorug'lik dastasini ikki yoki undan ortiq nurlarga ajratib yuboradi. Bu hodisani daniyalik olim E.Bartolin (1678-y.) island

shpati (CaCO_3) kristalida kuzatgan bo‘lib, uni yorug‘likning ikkilanib sinishi deb yuritiladi. Nurlar kristall ichida bir-biridan fazoviy ajralib, kristaldan chiqishda o‘zaro va dastlabki nurga parallel holda tarqaladi (5.6 a-rasm).



5.6-rasm.

Bu nurlar o‘zaro perpendikulyar tekislikda qutblangan bo‘lib, ulardan biri odatdagi sinish qonuniga bo‘ysunganligi uchun odatdagi nur deb atalib, o bilan, ikkinchisi e bilan belgilanib, g‘ayrioddiy nur deb yuritiladi. Oddiy va g‘ayrioddiy nurlar turlicha sinib, kristall ichida har xil tezlik bilan tarqalib, fazoviy uzoqlashadi.

$$v_o = \frac{s}{\sqrt{\epsilon_{\perp}}} = \frac{s}{n_o}; \quad v_e = \frac{s}{\sqrt{\epsilon_{\parallel}}} = \frac{s}{n_e} \quad (5.11)$$

Kristallarda shunday bir yoki bir nechta yo‘nalishlar topish mumkinki, ana shu yo‘nalish bo‘yicha tushgan nur uchun qo‘shsinish hodisasi kuzatilmaydi. Bu yo‘nalishlar *kristalning o‘qi* deb ataladi. Kristall o‘qi yotgan tekislik *kristalning bosh tekisligi* deyiladi. Ba’zi kristallarning yorug‘liq yutish qobiliyati qutblanish tekisligining yo‘nalishiga bog‘liq bo‘lib, selektiv tabiatga ega. Shu tufayli oddiy va g‘ayrioddiy nurlar kristalda turlicha yutilib, bu hodisa *dixroizm* deb yuritiladi. Dixroizmlilik xususiyati kvarts, turmalin, geropatit (yod-xinin-sulfid) da kuchli bo‘ladi. Turmalin 1 mm qalinlikda,

geropatit esa $0,1 \text{ mm}$ qalinlikda oddiy nurlarni to'la yutib, g'ayrioddiy nurlarni o'tkazib yuboradi. Ularning bu xususiyatidan polyarizatorlar sifatida foydalanish mumkin.

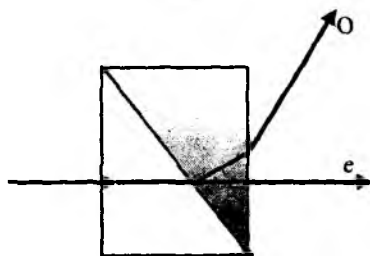
Bunday qutblantiruvchi asboblarning kamchiligi shundan iboratki, ularni ishlatish sohasi yorug'lik to'lqin uzunligi bo'yicha chegaralangan. Geropatit sellulozaga yod-xinin-sulfid eritmasini surtish yo'li bilan sodda va arzon tayyorlanadi. Lekin bunday qutblantiruvchilar, termik jihatdan chidamsiz bo'lib, bunda ularning tiniqlik darajasi ham kristallarnikiga nisbatan 30 foizga kam. Shu tufayli ular kam quvvatli yorug'lik manbalarini qutblantirishda ko'zni qamashtirmaslik uchun ishlatiladi.

5.4. Yorug'likni qutblantiruvchi asboblari

Qutblangan nurlardan kristall jismlarning optik sifatlarini aniqlashda, mikroskopik tadqiqotlarni o'tkazishlarda foydalaniladi.

Normal ko'z qutblangan va qutblanmagan nurlarni deyarli farq qilmaydi. Qutblangan nurlarning intensivligini miqdor jihatdan farq qilish maqsadida, qutblantiruvchi asboblardan foydalanadilar. Ular *polyarizator* yoki *analizator* deb yuritiladi. Polyarizatorlar anizotrop moddalardan ma'lum tartibda qirqib olingan prizmalardan iboratdir.

Vallaston prizmasi – island shpatidan qirrasini bosh kesmasiga parallel qilib to'g'ri burchakli prizma shaklida qirqib olingan prizma, xuddi shunday shishadan yasalgan prizmaga gipotenuzasi bo'yicha Kanada balzami bilan yopishtirilgan bo'ladi (5.7- rasm).

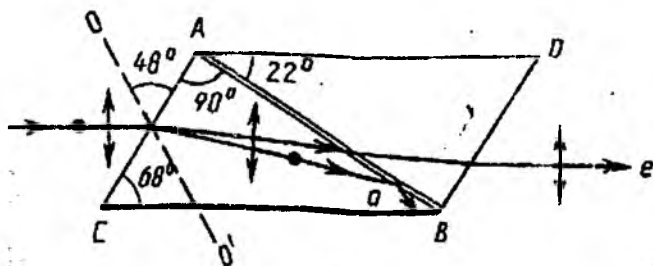


5.7- rasm.

Odatdagi O nur island shpati (CaCO_3) prizmasida ikki marta

sinishi tufayli e nurdan uzoqlashadi. Natijada o'zaro perpendikulyar tekislikda qutblangan mustaqil nurlar hosil bo'ladi.

Nikol prizmasi – island shpati (CaCO_3) dan o'tkir burchaklari 68° va 22° , oldi va orqa yoki kristall o'qiga 48° ostida qirqilgan to'g'ri burchakli prizma katta kateti yondashtirilib, Kanada balzami bilan yopishtirilgan bo'ladi (5.8- rasm).



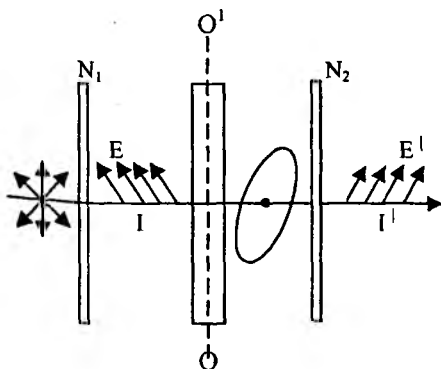
5.8-rasm.

Prizmaning old yog'iga tushgan parallel nurlar dastasi ikkilanib sinishi tufayli, odatdagi $n_o = 1,658$ va g'ayrioddiy $n_e = 1,515$ nurlarga ajraladi. Kanada balzaminining sindirish ko'rsatkichi $n_g = 1,55 < n_e$ bo'lib, oddiy nurning tushish burchagi $71,86$ da to'la ichki qaytish hodisasi kuzatiladi. Natijada, nikol prizmasi orqali qutblangan g'ayrioddiy nurni ajratib olish mumkin bo'ladi.

5.5. Sun'iy anizotropiya

Izotrop tiniq moddalardan yorug'likning o'tishida turli tashqi ta'sir (mexanik, elektr va magnit kuchlari) ostida optik anizotropiyani vujudga keltirishi o'tgan asr boshlarida aniqlangan bo'lib, u *sun'iy anizotropiya* deb yuritiladi.

1. Mexanik usul. Kuzatiladigan izotrop tiniq jism ayqashtirilgan nikol prizmasi orasiga o'rnatilib deformatsiyalanadi (qisiladi yoki cho'ziladi) (5.9- rasm).



5.9-rasm.

Natijada jismda optik o'qning yo'nalishi OO^1 ga parallel, yakka o'qli kristall anizotropiyasiga ekvivalent optik anizotropiya vujudga keladi. Odatdagi va g'ayrioddiy nurlar OO^1 ga perpendikulyar yo'nalishda bir-biridan ajralmagan holda, lekin turlicha ν_o va ν_e tezlik bilan tarqaladi.

Agar N_1 polarizatorning bosh kesmasi OO^1 ga parallel ham, perpendikulyar ham bo'lmasa, deformatsiyalangan jism orqali o'tgan nur elliptik qutblangan bo'ladi va uni N_2 analizatorni aylantirish yo'li bilan so'ndirib bo'lmaydi

$$n_o - n_e = \frac{1}{c}(\nu_o - \nu_e) \quad (5.12)$$

(5.12) ayirmadan iborat kattalik anizotropiyaning o'lchovi bo'la oladi. Tajribalar ko'rsatishicha,

$$n_o - n_e = k\delta \quad (5.13)$$

k – moddalarning mexanik xususiyatlariga bog'liq o'zgarmas

kattaligidir. Odatdagi va g'ayrioddiy nurlar esa fazalar farqi bilan bog'liq izoxrom chiziqlar hosil qiladi.

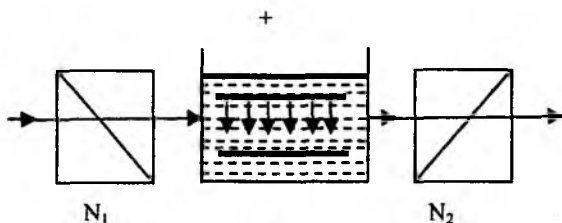
$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = \frac{2\pi k}{\lambda} \delta l = C \delta l \quad (5.14)$$

Bu yerda $C = \frac{2\pi k}{\lambda}$ – o'zgarmas kattalik.

Sun'iy anizotropiya shunday xromatik qutblanishni vujudga keltiradiki, izoxrom chiziqlari, nazariy va amaliy mexanika masalalarini hal qilishda qo'llaniladi.

2. Kerr effekti. Sun'iy anizotropiyaning elektr maydon ta'sirida yuz berishini shotlandiyalik olim Kerr (1875-y.) aniqladi.

Ichiga yassi kondensator plastinkalari joylashtirilgan idish «Kerr yacheykasi» suyuq dielektrik modda-benzol (C_6H_6) bilan to'ldirilgan bo'lib, N_1 va N_2 ayqashtirilgan nikol prizmalar orasiga o'rnatiladi. Kondensatorga U kuchlanish berilganda dielektrik moddada, o'qi elektr vektori (\vec{E}) ga parallel bo'lgan kristallga xos optik anizotropiya vujudga keladi.



5.10-rasm.

$E = 0$ da $\varphi = \pi/2$ ko'rish maydoni qorong'u bo'ladi, chunki

polyarizator N_1 va analizator N_2 o'qlari o'zaro perpendikulyardir. Kondensatorga U kuchlanish berganda $E \neq 0$ da $\varphi = \pi/2$ bo'lsa ham, ko'rish maydoni yorug' bo'ladi. Tajribalar ko'rsatishicha,

$$n_o - n_e = kE^2 \quad (5.15)$$

oddiy va g'ayrioddiy nurlar fazalar farqi

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = \frac{2\pi k}{\lambda} E^2 l = \frac{BE^2 l}{\lambda} \quad (5.16)$$

bo'lgan qutblangan nur hosil bo'ladi.

$B = 2\pi k$ Kerr doimiysi bo'lib, temperatura va moddalar tabiatiga bog'liq kattalikdir.

$T = 300 \text{ K}$ da $l = 0,1 \text{ m}$ va $E = 10^6 \text{ V/m}$ bo'lganda nitrobenzol uchun,

$$B = 2,2 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}^2$$

Kerr effektidan juda tez sodir bo'ladigan ($10^{-9} \div 10^{-12} \text{ see}$) hodisalarni qayd qilishda hamda tezkor kinotasvirga olish ishlarida foydalaniladi.

5.6. Qutblanish tekisligining aylanishi

Ba'zi moddalarning bosh kesmasi bo'ylab tushgan nur tebranish tekisligini o'zgartirishi aniqlangan. Bunday moddalar optik aktiv moddalar deb yuritiladi. Masalan, qattiq jismlardan turmalin, kvarts, shakar, kinovar, suyuqliklardan qand eritmasi, vinokislotasi, skipidar, niktin va shunga o'xshashlar.

Ayqashtirilgan nikol prizmalari orasiga o'rnatilgan optik aktiv moddalardan yorug'lik o'tganda qutblanish tekisligining aylanishi

tufayli ko‘rish maydoni yorishadi. Analizatorni tegishli burchakka aylangan bo‘lsa, shunday burchakka burash yo‘li bilan ko‘rish maydonini qorong‘u bo‘lishiga qayta sozlash mumkin.

Tajribalar ko‘rsatishicha, qutblanish tekisligining aylanish burchagi moddalarning tabiati, qatlam qalinligi, yorug‘lik to‘lqin uzunligiga bog‘liq bo‘lib, u kristallar uchun,

$$\psi = [\psi_0] \cdot l \quad (5.17)$$

optik aktiv moddalar eritmasi uchun,

$$\psi = [\psi_0] Cl \quad (5.18)$$

ψ_0 – solishtirma aylantirish qobiliyati deb yuritiladi va birlik qatlam qalinligi qutblanish tekisligining qanday burchakka burilishini bildiradi.

l – qatlam qalinligi

s – eritmaning kg/m^3 dagi konsentratsiyasi

Bir mm qalinlikdagi kvarts uchun,

$$\lambda_{am} = 0,6mkm \quad \psi_0 = 21,7^0$$

$$\lambda_{oh} = 0,4mkm \quad \psi_0 = 48,9^0$$

$$\lambda_{ym} = 0,21mkm \quad \psi_0 = 236^0$$

Agar modda ichidagi o‘ng yoki chap aylantirilgan nurlar tezligini har xil deb hisoblasak, qutblanish tekisligining buralishini sodda va qulay tushuntirish mumkin.

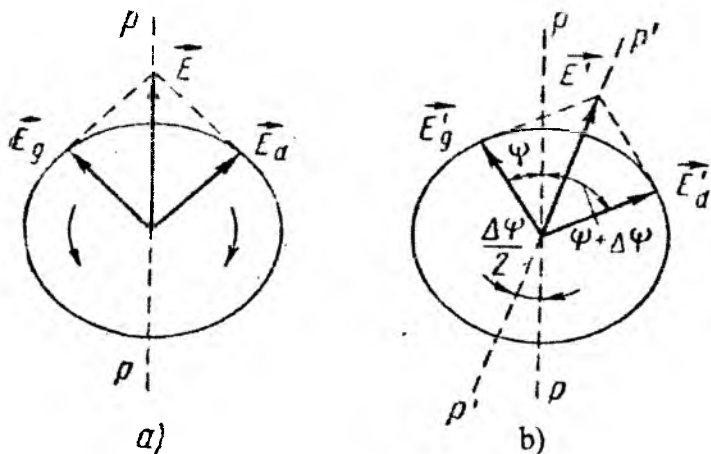
l -qalinlikdagi qatlamdan o‘tib, chap aylangan qutblangan nur

elektr vektori E_x $\varphi^1 = \frac{2\pi l}{\lambda^1}$ ga, o‘ngga aylantirilgan

qutblangan nur elektr vektori E_u ga buriladi.

$$\varphi^{11} = \frac{2\pi l}{\lambda^{11}}$$

Qatlam qalinligi φ^1 ga 2π karrali qilib qirqib olinsa, E_x -vektor l qatlamni o'tgach, dastlabki vaziyatini egallaydi (5.11- rasm).



5.11-rasm.

E_u vektor esa dastlabki vaziyatiga nisbatan $\Delta\varphi$ ga kam yoki $\Delta\varphi$ ga kattaroq burchakka buriladi. Shu tufayli $\varphi^1 \neq \varphi^{11}$ bo'ladi.

$$\Delta\varphi = \varphi^1 - \varphi^{11} = 2\pi l \left(\frac{1}{\lambda^1} - \frac{1}{\lambda^{11}} \right) \quad (5.19)$$

Natijada l -qatlamdan o'tgan nur yassi qutblangan nur bo'lib, qutblanish tekisligi

$$\psi = \frac{\Delta\varphi}{2} = \pi d \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda^{11}} \right) \quad (5.20)$$

burilgan bo'ladi.

$$\lambda^I = \frac{\lambda}{n_0}, \quad \lambda^{11} = \frac{\lambda}{n_e} \text{ -- ni hisobga olib:}$$

$$\psi_0 = \frac{\pi}{\lambda} (n_0 - n_e) l = \psi_0 l \quad (5.21)$$

$$\psi_0 = \frac{\pi}{\lambda} (n_0 - n_e) \quad (5.22)$$

Qutblanish tekisligining aylanishidan eritmalar konsentratsiyasini aniqlashda polyarimetrlar sifatida foydalaniladi.

II BO'LIM
YORUG'LIKNING KVANT TABIATI

VI bob

ISSIQLIK
NURLANISHI

VII bob

KVANT OPTIKASI
ELEMENTLARI

VI bob. ISSIQLIK NURLANISHI

6.1. Issiqlik nurlanishi va uni tavsiflovchi kattaliklar

Biz yuqorida yorug'likning modda bilan o'zaro ta'siri qonunlarini o'rgandik. Moddalar yorug'lik yutishi, sochishi, qutblashi bilan bir qatorda ba'zan o'zlari ham yorug'lik chiqarib nurlanadilar.

Moddalarning yorug'lik chiqarib nurlanishi *lyuminitsensiya* deb yuritiladi. Nurlanish qanday energiya va qanday sabablarga ko'ra amalga oshirilishiga qarab, u turlicha nomlanadi. Masalan, kimyoviy ekzotermik reaksiya hisobiga fosfor yoki yog'och chirindilarining nurlanishi kimyoviy *lyuminissensiya*, tezltilgan zaryadli zarracha yoki elektronning to'siqqa urilib nurlanishi *katodolyuminissensiya*, simob bug'i yoki siyraklashtirilgan gazlarda tok o'tishi tufayli nurlanish *elektrolyuminissensiya* deyiladi.

Agar nurlanish qizdirish yo'li bilan amalga oshirilsa, u *issiqlik nurlanishi* deyiladi. Nurlanishning bu turida zarrachalarning issiqlik harakat energiyasi nurlanish energiyasiga aylanadi. Issiqlik nurlanishi shu bilan tavsiflanadiki, u termodinamik muvozanat tarzida sodir bo'ladigan yagona nurlanishdir.

Issiqlik nurlanishini miqdor jihatdan tavsiflash maqsadida energetik yorqinlik tushunchasi kiritilgan. *Nurlanayotgan jism sirti birligidan vaqt birligi ichida, to'liq uzunligining barcha sohalarda $(0, \infty)$ chiqarilgan energiyaga son jihatdan teng kattalik energetik yorqinlik* deyiladi.

$$R_3 = \frac{dE}{dS \cdot dt} \quad (\text{Vt/m}^2) \quad (6.1)$$

Inson ko'zi faqat ko'rinadigan nurlar sohasidagi energiyani yorug'lik tarzida sezadi. Shu tufayli yorug'lik sub'yektiv tabiatga ega.

Ko'z sezgirligi energiyaning to'lqin uzunligi bo'yicha taqsimlanishiga bog'liq. Buni hisobga olib, birlik spektral kenglikdagi nurlanish energiyasiga son jihatdan teng kattalik - monoxramatik yorqinlik tushunchasi kiritilgan

$$dR = dE = r_\lambda \cdot d\lambda \cdot dS \quad (6.2)$$

r_λ - ma'lum bir to'lqin uzunligi yaqinidagi $d\lambda$ - intervalga tegishli energiya bo'lib, nur chiqarish qobiliyati deb yuritiladi.

$$r_\lambda = \frac{dE}{d\lambda \cdot dS} \quad (\text{Vt/m}^3) \quad (6.3)$$

(6.3) ni hisobga olib,

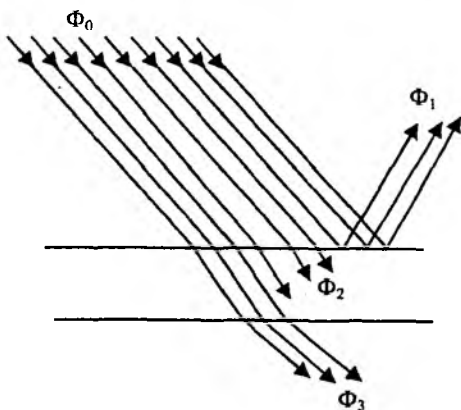
$$R_3 = \int_0^\infty dR = \int_0^\infty r_\lambda d\lambda \quad (6.4)$$

Faraz qilaylik, yassi parallel jismga ma'lum bir to'lqin uzunligi yaqinidagi $d\lambda$ - intervalga tegishli yorug'lik oqimi burchak ostida tushayotgan bo'lsin (6.1 - rasm). Bu yorug'lik energiyasining bir qismi jismdan qaytadi, ma'lum bir qismi esa modda qatlami qalinligida yutiladi va qolgan qismi o'tib ketadi. Energiyaning saqlanish qonuniga asosan,

$$\Phi_0 = \Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3 \quad (6.5)$$

(6.5) ni har ikkala tomonini Φ_0 ga bo'lib,

$$1 = \frac{\Phi_1}{\Phi_0} + \frac{\Phi_2}{\Phi_0} + \frac{\Phi_3}{\Phi_0} \quad (6.6)$$



6.1 – rasm.

$\frac{\Phi_1}{\Phi_0} = \rho$ - yorug'likni qaytarish koeffitsienti,

$\frac{\Phi_2}{\Phi_0} = a$ - yorug'likni yutish koeffitsienti,

$\frac{\Phi_3}{\Phi_0} = D$ - tiniqlik darajasi.

Ko'pchilik moddalar deyarli qalin bo'lmasa ham tiniq emasdir, ya'ni $D=0$ u holda (6.6).

$$1 = \rho + a \quad (6.7) \text{ ko'rinishga keladi.}$$

Agar tushayotgan yorug'lik to'liqlar chastotasi, modda zarrachalarining xususiy chastotalaridan biriga mos kelsa ($\nu = \nu_i$), rezonans tufayli tebranish amplitudasi ortadi. Amptuda ortishi bilan birga energiyaning issiqlikka aylanishi ehtimoli ham oshadi.

Bundan tashqari, amplitudaning ortishi shu chastotadagi ikkilamchi elektromagnit to'liqlar nurlanish intensivligini ham oshiradi. Bu esa o'z navbatida moddalarning yorug'likni yutish koeffitsientini kamayishiga olib keladi hamda yutish qobiliyatini yorug'likning chastotasiga, ya'ni to'liqin uzunligiga bog'liq ekanligini ko'rsatadi. Agar moddaning aniq bir to'liqin uzunligi va temperaturasi uchun nur yutish qobiliyatini $a_{\lambda T}$ - deb belgilasak (6.7) ifodani quyidagicha yozish mumkin

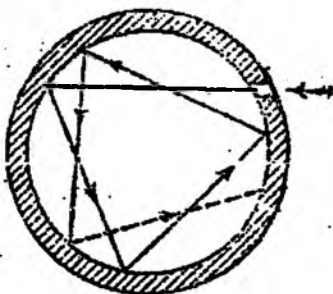
$$\rho_{\lambda T} = 1 - a_{\lambda T} \quad (6.7)$$

Moddalarning nur yutish va nur qaytarish koeffitsientini yorug'lik to'liqlari uzunligiga bog'liqligi ularning rangini belgilaydi. Masalan, biror jism yashil nurdan ($\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$) boshqa nurlarni kuchliroq yutsa, uni oq nur bilan yoritganda u yashil bo'lib ko'rinadi. Agar shu jism tarkibida yashil nur bo'lmagan yorug'lik bilan yoritilsa, u jism qora bo'lib ko'rinadi. Shunday qilib, jismlarning rangi ularni yoritayotgan yorug'likning spektral tarkibiga bog'liq bo'ladi. Barcha nurlarni to'liq (100 foiz) qaytaradigan jism *absolyut oq* ($\rho_{\lambda T} = 1$, $a_{\lambda T} = 0$), nur yutish qobiliyati $a_{\lambda T} \ll 1$. lekin barcha to'liqin uzunliklari bo'yicha o'zgarmas bo'lgan jismlar kulrang jismlar deb yuritiladi. To'liqin uzunligining barcha sohasidagi nurlarni yuz foiz yutadigan jism *absolyut qora jism* deyiladi $a \equiv 1$, $\rho = 0$.

Ideal absolyut qora jism tabiatda yo'q. Lekin spektrning chekli sohasi uchun absolyut qora jismlarga yaqin jismlar mavjud. Surma, qorakuya, platina kuyasi va shu kabilar ko'rinadigan nurlar uchun

absolyut qora jism hisoblansa, ultrabinafsha nurlar uchun ular tiniq jism bo'lib hisoblanadi. Bulardan tashqari ichi kovak idishdan ochilgan kichkina teshikli jism ham absolyut qora jism modeli bo'la oladi.

Chunki teshik orqali tushayotgan nur idish ichida ko'p marta qaytib, yorug'lik energiyasini barcha to'lqin uzunliklari bo'yicha to'la yutadi (6.2-rasm).



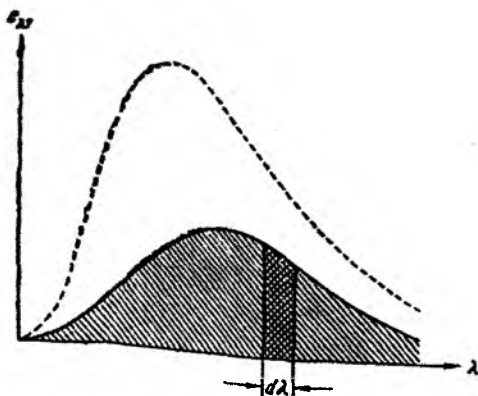
6.2-rasm.

Yuqori temperaturagacha qizdirilgan bunday sistema termodinamik muvozanatli nurlanish manbai bo'la oladi.

Tajribalar ko'rsatishicha,

a) *Muvozanatli nurlanish to'lqin uzunliginining funksiyasi bo'lib, spektrning barcha sohasida yagona maksimumlarga ega;*

b) *Temperatura ortishi bilan spektrning barcha sohasiga tegishli nur chiqarish qobiliyati va nurlanish energiyasi ham ortadi (6.3 - rasm).*

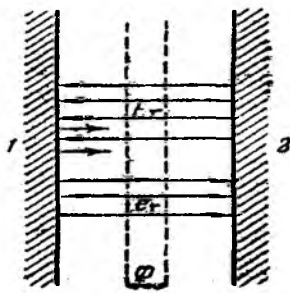


6.3-rasm.

Absolyut nol temperatura ($T=0K$)da modda zarrachalari tartibsiz harakatdan to'xtaydi, issiqlik nurlanishni ham yo'qoladi. $r_{\lambda T} = 0$ rasmdagi $d\lambda$ ga tegishli shtrixlangan yuza monoxramatik yorqinlik energiyasini bildiradi. Spektarning barcha sohasidagi to'la energiya esa nurlanish chizig'i ostidagi yuzaga son jihatdan teng bo'lib, (6.4) funksiyani integrallash yo'li bilan aniqlanadi.

6.2. Absolyut qora jismning nurlanish qonunlari

Issiqlik nurlanishlarida modda zarrachalarining issiqlik harakati energiyasi yorug'lik energiyasiga, yorug'lik bilan bog'liq hodisalarda esa nurlanish energiyasi issiqlik energiyasiga aylanadi. Moddalarning nur chiqarish va nur yutish qobiliyatlari orasida bog'liqlik mavjud bo'lib, ularni termodinamik qonunlar asosida aniqlash mumkin. Faraz qilaylik, termodinamik munosabatda bo'lgan ikki jism vakuumda yopiq sistemada joylashgan o'zaro parallel tekislikdan iborat bo'lib, ulardan biri absolyut qora jism bo'lsin (6.4 - rasm).



6.4-rasm.

Bu ikki jism nurlanishi tufayli ma'lum vaqtdan so'ng termodinamik muvozanat o'rnatiladi ($T_1=T_2=T$). Birinchi jismning yuzga birligidan vaqt birligi ichida $r_{\lambda T}$ energiya nurlansa, xuddi shu vaqt ichida bu yuzga absolyut qora jism nurlanishining $e_{\lambda T}$ ga teng energiyasi tushadi. Bu energiyaning $a_{\lambda T}e_{\lambda T}$ qismi yutiladi, $(1-a_{\lambda T})e_{\lambda T}$ qismi esa qaytadi. Termodinamik muvozanat uchun energiyaning balans tenglamasi,

$$r_{\lambda T} = a_{\lambda T}e_{\lambda T} \quad (6.8)$$

Absolyut qora jismning yuzga birligidan energiya nurlansa, birinchi jism nurlanishi tufayli chiqargan $r_{\lambda T}$ va qaytargan $(1-a_{\lambda T})e_{\lambda T}$ energiyani to'la yutadi.

Energiya balansi uchun,

$$e_{\lambda T} = r_{\lambda T} + (1-a_{\lambda T})e_{\lambda T} \quad (6.9)$$

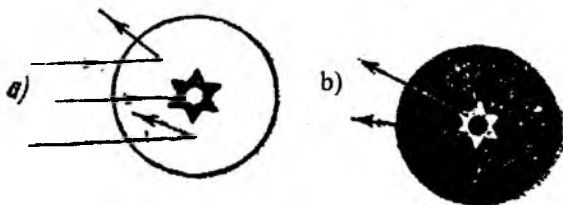
Har ikki tenglamadan quyidagi munosabat kelib chiqadi,

$$\frac{r_{\lambda T}}{a_{\lambda T}} = \frac{e_{\lambda T}}{1} = f(\lambda T) \quad (6.10)$$

(6.10) ni Kirxgof muvozanatli nurlanish shartlariga termodinamikaning ikkinchi qonunini qoʻllagan holda keltirib chiqargan va u Kirxgof qonuni deb yuritiladi,

Jismlarning *birday temperatura va spektral tarkibi uchun nur chiqarish qobiliyatini nur yutish qobiliyatiga nisbati ularning tabiatiga bogʻliq boʻlmay, barcha moddalar uchun toʻlqin uzunligi va absolyut temperatura universal funksiyasidir* va son jihatdan absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyatiga tengdir.

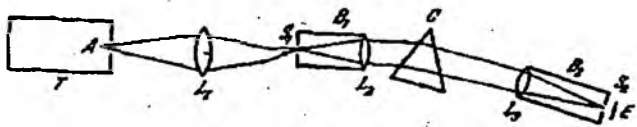
Kirxgof qonuniga asosan, birday temperaturada absolyut qora jism nurlanish intensivligi boshqa jismlarning nurlanish intensivligiga nisbatan kuchliroq qora jismlar uchun nur yutish qobiliyati birga teng $a \equiv 1$. Bunga ishonch hosil qilish uchun oq chinni tarelkaga qora belgi chizamiz.



6.5-rasm.

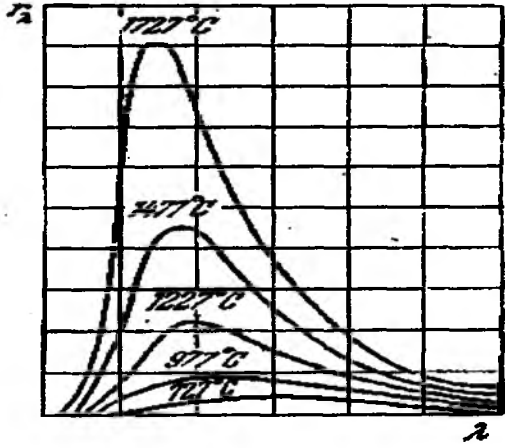
Qorongʻu xonada hech narsa koʻrinmaydi, agar xona yoritilsa, oq fonda qora dogʻ aniq koʻrinadi. Endi tarelka 1000° C gacha qizdirilsa, qorongʻu xonada xira fonda yarqiragan yorugʻ dogʻ aniq koʻrinadi. (nur yutish qobiliyati katta boʻlgan jismlarning nur chiqarish qobiliyati ham katta boʻladi).

Absolyut qora jism nurlanish spektrida energiyaning taqsimlanishini oʻlchab, uning qonunlarini tajribada oʻrganish mumkin. Buning uchun quyidagi qurilmadan foydalanamiz (6.6 - rasm).



6.6-rasm.

Yuqori temperaturagacha qizdiriladigan pechka ichiga joylashtirilgan A absolyut qora jism nurlanishi L_1 linza, B_1 kollimatator orqali C spektrometrga yo'naltiriladi, B_2 kameraning tirqishiga o'rnatilgan E ballometr yordamida har xil to'liq uzunligiga tegishli nurlanish energiyasi o'lchanib, spektrni energetik jihatdan analiz qilish mumkin (6.7 - rasm).



6.7-rasm.

Tajribalar ko'rsatishicha,

1) absolyut qora jism nur chiqarish qobiliyati to'liq uzunlikning uzluksiz nomonoton funksiyasi bo'lib, spektrning barcha sohasida faqat bitta maksimumga ega;

2) nurlanishning maksimum qiymati temperaturaga bog'liq bo'lib, temperatura ko'tarilgan sari nurlanish maksimumi to'liq uzunligining qisqa sohasi tomoniga siljiydi.

Absolyut qora jism qonunlarining barcha xossalarini nazariy tushuntira oladigan, universal funksiya $e_{\lambda T} = f(\lambda T)$ ning oshkor ko'rishini ifodalash tarixiy ahamiyatga ega bo'lib, u uzoq yillar (to 1900-yilgacha) hech kimga nasib etmadi. Shunga qaramay, avstriyalik Y. Stefan (1879-y.) tajriba natijalariga tayanib, keyinchalik L. Boltsman (1894-y.) sof termodinamik mulohazalarga asoslanib, absolyut qora jism nurlanishi masalasini bir tomonlama hal qilishga muvofiq bo'ldilar.

Absolyut qora jism nurlanishining energetik yorqinligi absolyut temperaturaning to'rtinchi darajasiga to'g'ri proporsionaldir. Bu xulosa Stefan-Boltsman qonuni deb yuritiladi.

$$R_{\text{q}} = \sigma T^4 \quad (6.11)$$

$\sigma = 6.67 \cdot 10^{-8} \text{ R}_1 \text{T/m}^2 \text{gr}^4$ ga teng bo'lib, Stefan-Boltsman doimiysi deb yuritiladi.

Bu qonun - absolyut qora jism nurlanishi faqat temperaturaga bog'liqligini ifodalab beradi. Nemis olimi V. Vin (1893-y) termodinamika va elektrodinamika qonunlari asosida absolyut qora jism nurlanishi spektrining maksimum qiymatini to'liq uzunligining qisqa sohasiga siljishi quyidagicha aniqlanadi degan xulosaga keldi.

$$\lambda_{\text{max}} = \frac{b}{T} \quad (6.12)$$

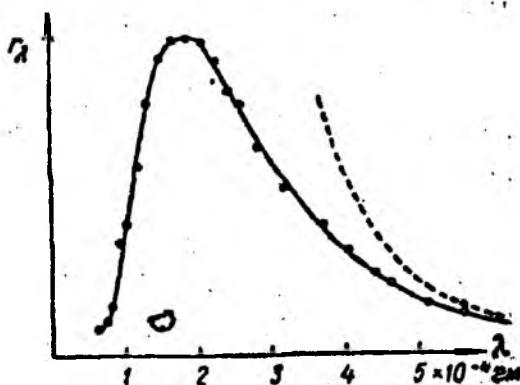
(6.12) Vinning siljish qonuni deb yuritiladi va u *Absolyut qora jism nurlanishining maksimumi temperatura ortishi bilan spektrning qisqa to'liqlari sohasiga siljiydi* deb ta'riflanadi.

b-Vin doimiysi bo'lib, son qiymati $2.3 \cdot 10^{-3} \text{ m grad.}$ ga teng, absolyut qora jism nurlanishining yana bir qonuni Reley va Jins (1895-y.) tomonidan aniqlandi. Ular energiyaning erkinlik darajasi bo'yicha taqsimlanishini turg'un elektromagnit to'liqlarga tadbiiq

etib, absolyut qora jism nurlanishining yorqinligi uchun quyidagi ifodani yozdilar:

$$R_{\lambda} = 2\pi ckT \int_0^{\infty} \frac{d\lambda}{\lambda^4} \quad (6.13)$$

Reley-Jins formulasi to‘lqin uzunligining uzun sohalari uchun absolyut qora jism nurlanishiga juda mos tushadi, lekin to‘lqin uzunligining qisqa sohalarida tajriba natijalaridan ancha chetlashadi (6.8 - rasm).



6.8-rasm.

(3.13) dagi $e_{\lambda T} = \frac{2\pi ckT}{\lambda^4}$, to‘lqin uzunligi kamayishi bilan cheksiz orta boradi. Vaholanki, absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyati to‘lqin uzunligining qisqa sohalarida ham chekli qiymatga ega. ($e_{\lambda T} = 0$) Bu barcha nomuvofiqliklar fanda obrazli qilib “ultrabinafshaviy halokat” deb yuritiladi. Ultrabinafshaviy halokat yorug‘lik tabiatiga oid hodisalarga elektrodinamika qonunlarini, ayniqsa, qisqa to‘lqinlar sohasiga tadbiiq etib bo‘lmasligini ko‘rsatadi

va yorug'lik tabiatida hali biz hisobga olmagan ba'zi xususiyatlar mavjudligidan darak beradi.

Nemis olimi M. Plank (1900-y.) klassik elektrodinamika qonunlarida hukm surib kelgan, har qanday nurlanish energiyasi uzluksiz o'zgarib turadigan elektromagnit to'lqinlardir degan xulosadan voz kechdi. Nurlanish energiyasi alohida kvantlar tarzida tarqaladi va shu bilan birga har bir kvant energiyasi nurlanish chastotasiga to'g'ri proporsionaldir degan gipotezani ilgari surdi. Agar kvant energiyasini $E = h\nu$ deb belgilasak, nurlanish energiyasi kvant energiyasi butun son karrali bo'lishi lozim,

$$\varepsilon = nh\nu \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (6.14)$$

$h=6.67 \cdot 10^{-34}$ J-s Plank doimiysi.

(4) ni quyidagi ko'rinishda ham ifodalash mumkin

$$E = n \frac{2\pi h \nu}{2\pi} = n\hbar\omega \quad (6.15)$$

$\frac{h}{2\pi} = \hbar = 1.05 \cdot 10^{-34}$ J-s ham Plank doimiysi deb yuritiladi.

Kvant nazariyasiga asoslanib, Plank absolyut qora jism nurlanishining quyidagi ifodasini yozdi:

$$R_{\text{q}} = \int_0^{\infty} \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \left(e^{\frac{hc}{\lambda K T}} - 1 \right)^{-1} d\lambda \quad (6.16)$$

Bu ifoda spektrning barcha sohalarida absolyut qora jism nurlanishini tajribada aniqlangan ma'lumotlari bilan juda mos tushadi.

Shunday qilib, absolyut qora jism nurlanish qonunlarining kashf etilishi, yorug'lik tabiatiga yangicha dunyoqarash - kvant

nazariyasining yaratilishiga asos soldi.

6.3. Optik pirometriya

Temperaturani absolyut qora jism nurlanishi qonunlari asosida aniqlash usuli optik pirometriya deb yuritiladi. Bu usul absolyut qora jism nurlanishini qaysi qonundan foydalanishga ko'ra, radiatsion, rangli yoki temperaturaviy hamda optik pirometriyaga bo'linadi.

1. Radiatsion usul. Bu usul jism nurlanishining yorqinlik energiyasini o'lchab, Stefan-Boltsman qonuni asosida temperaturani aniqlashga asoslangan.

$$T_p = \sqrt[4]{R_3 / \sigma} \quad (6.17)$$

T_r yorqinligi kuzatilayotgan jismning yorqinligiga teng bo'lgan absolyut qora jism temperaturasidir.

Kirxgof qonuniga muvofiq,

$R = a_{\lambda T} R_\lambda$ yoki $R = a_{\lambda T} \sigma T^4$ (6.17) va (6.18) dan haqiqiy temperaturani aniqlaymiz,

$$T_x = \frac{T_p}{\sqrt[4]{a_{\lambda T}}} \quad (6.19)$$

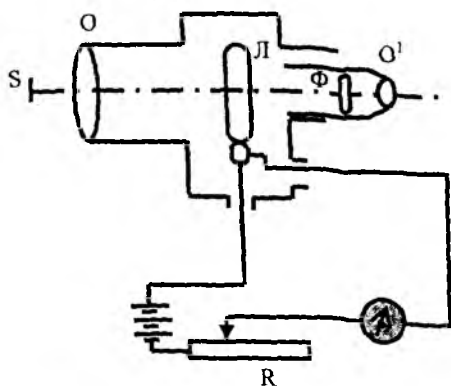
$a_\lambda < 1$ bo'lganligi uchun haqiqiy temperatura T_N , radiatsion T_R dan biroz katta bo'ladi.

2. Rangli yoki temperaturaviy usul. Bu usul yorqinlik energiyasining to'liq uzunligi bo'yicha taqsimlanishiga asoslangan bo'lib, energiyaning taqsimot funksiyasi grafigidan foydalanib, yorqinlik energiyasining maksimumiga mos λ_{\max} aniqlanadi. Vin qonuniga muvofiq,

$$T = \frac{b}{\lambda^4} \quad (6.20)$$

Bu usuldan, uzoq masofadagi jismlar, quyosh va yulduzlar temperaturasini aniqlashda foydalaniladi. Rangli yoki temperaturaviy usul bilan aniqlangan quyosh tashqi sirtining temperaturasi $T=6150 \text{ K}$ ga teng.

3. Yorqinlik usuli. Bu usulda "yo'qoluvchan tola"li pirometrdan foydalaniladi (6.9-rasm):



6.9-rasm.

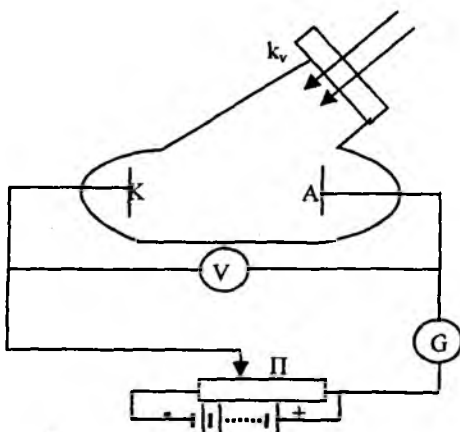
0 ob'yektivning fokal tekisligiga yoy tolali π -elektr lampochka o'rnatilgan. 0 ob'yektiv va 0' okulyar yordamida yoy tola hamda ob'yektiv tasviri fokal tekislikka tushirilib yorqinliklari taqqoslanadi. Spektarning biror sohasida R reostat yordamida tola yorqinligi ob'yektivning yorqinligiga tenglashtiriladi (yoy tasviri ob'yektiv fonida yo'qolib ketadi). Yoy tola zanjiriga ulangan qayd qiluvchi asbob-ampermetr, oldindan absolyut qora jism nurlanishiga darajalangan bo'lsa, temperaturani bevosita aniqlash mumkin.

VII bob. KVANT OPTIKASI ELEMENTLARI

7.1. Fotoeffekt hodisasi va fotoeffekt qonunlari

Yorug'likning kvant xossalarini tasdiqlovchi hodisalardan biri fotoeffektidir. Yorug'lik energiyasi qanday porsiya tarzida nurlansa, xuddi ana shunday porsiyalar tarzida yutiladi. *Yorug'lik ta'siri ostida jismlardan elektronlarning urib chiqarishdan iborat fotoeffekt hodisasida ayniqsa, ravshan ko'rinadi.*

Fotoeffekt hodisasini A.G. Stoletov (1888-y.) quyidagi qurilma yordamida batafsil o'rgandi (7.1 - rasm).



7.1-rasm.

K-metall plastinka K-katod, kvarts-darcha orqali ultrabinafsha nurlar bilan yoritilganda, anod zanjirida tok hosil bo'ladi, hosil bo'lgan tok kuchi galvanometr yordamida qayd qilinadi. Elektrodlar

orasidagi kuchlanishni P -potensiometr yordamida o'zgartirish mumkin. Tajriba natijalarini umumlashtirib, Stoletov fotoeffektning quyidagi qonunlari aniqladi:

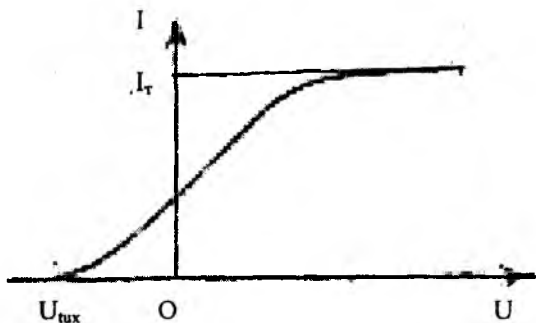
1) moddalar yorug'lik ta'sirida faqat manfiy zaryadlarnigina yo'qotadi. Bu manfiy zaryadlar elektron ekanligi Lenard va Tomson (1898-y) tomonidan zarrani elektr va magnit maydonida og'ishi tufayli solishtirma zaryadini o'lchash yo'li bilan aniqlangan ($e/m=1.76 \cdot 10^{11}$ kl/kg);

2) fotoeffektning vujudga kelishida ayniqsa, ultrabinafsha nurlar ta'siri yorug'likning energiyasiga proporsionaldir;

3) nurlarning razyadlash ta'siri yorug'likning energiyasiga to'g'ri proporsionaldir;

4) fotoeffekt inersiyaga ega emas, ya'ni katod yoritilishi bilan fotoeffekt vujudga keladi;

Nurlanish tarkibi va quvvati o'zgarmaganda, zanjirdagi tok kuchi kuchlanishga bog'liq bo'lib, Ohm qonuniga bo'ysunadi. Anod zanjiridagi tok kuchining kuchlanishga bog'liq holda o'zgarishini tavsiflovchi egri chiziq, Volt-Amper tavsifi deb ataladi. U quyida (7.2 - rasm) tasvirlangan.



7.2- rasm.

Yorug'lik tufayli katoddan urib chiqarilgan elektronlarning barchasi anodga yetib borganda, hosil bo'lgan tok ($I=en$) to'yinish

(J_n) darajasiga yetadi. Yuqoridagilarga asosan quyidagi xulosaga kelamiz:

Vaqt birligida urib chiqarilgan elektronlarning soni katodga tushuvchi yorug'likning quvvatiga to'g'ri proporsionaldir.

Bu esa nurlanishning razryadlash ta'siri energiyaga $U=0$ – da to'g'ri proporsional bo'lishini ko'rsatadi. Zanjirda tokning vujudga kelishi fotoelektronlarning katoddan boshlang'ich tezlik bilan chiqishidan darak beradi. Elektr maydonining energiyasi (eU_T) fotoelektronlarning boshlang'ich kinetik energiyasiga teng bo'lganda, zanjirda tok nolga teng bo'ladi. Bu yerda U_T - tormozlovchi maydon kuchlanishi

$$eU_T = \frac{m g^2}{2}$$

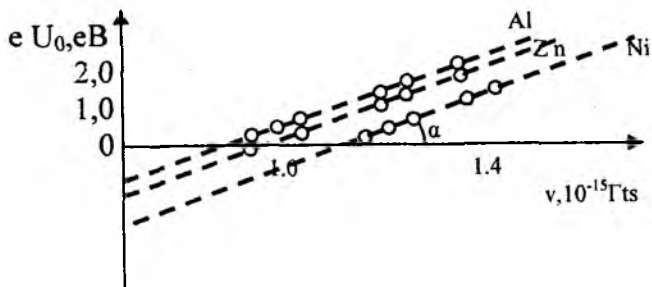
(7.1)

Tormozlovchi kuchlanishni o'lchab, fotoelektronlarning tezligini aniqlash mumkin:

$$g = \sqrt{\frac{2eU_m}{m}} \quad (7.2)$$

Fotoelektronlar tezligining yorug'lik chastotasi ν ga bog'liqligi katta ahamiyatga ega. Tajriba U_t ning ν chastotaga bog'liqligini bevosita ko'rsatib berdi (7.3-rasm).

$$U_m = a\nu - U_0 \quad (7.3)$$



7.3-rasm.

α , U_0 lar katod tabiatga bog‘liq bo‘lgan o‘zgarmas kattalikdir. (7.4) va (7.6) dan foydalanib,

$$(7.5.) \quad \frac{1}{2} m g^2 = eU_T = e(a\omega - U_0) = ae\omega - eU_0$$

$g > 0$ bo‘lishi uchun $\omega \geq \omega_0 = \frac{U_0}{a}$ shart bajarilishi lozim,

$\omega = 2\pi\nu$; $\nu = \frac{c}{\lambda}$ ni hisobga olib, $\lambda = \lambda_0 = \frac{2\pi ca}{U_0}$ ni hosil qilinadi

ω_0 , λ_0 fotoeffektning qizil chegarasi deb yuritiladi. Demak,

$\lambda_k \leq \frac{2\pi ca}{U_0}$ dan qisqa bo‘lgan nurlargina fotoeffektni vujudga

keltiradi. Bu esa Stoletovning fotoeffektni ultrabinafsha nurlar vujudga keltiradi degan xulosasini tasdiqlaydi.

7.2. Fotoeffekt nazariyasi

Eynshteyn (1905-y.) fotoeffekt va uning qonunlarini kvant nazariyasi asosida tushuntirish mumkin ekanligini ko‘rsatdi. Buning uchun u yorug‘lik energiyasini $h\nu$ -kvantlar tarzida nafaqat nurlanib

qolmay, balki xuddi shunday energiyali kvantlar tarzida yutiladi va tarqaladi degan mulohazaga bordi. Boshqacha aytganda, yorug'lik uzluksiz elektromagnit to'liqlar emas, balki fazoda yorug'lik tezligiga teng tezlik bilan tarqaladigan energiyaning kvantlaridir. Elektromagnit to'liqlarning bu kvantlari - zarracha attributi-fotonlar deb yuritiladi. Shu tufayli elektronlar alohida-alohida foton energiyasini yutib, natijada uning bir qismi metall sirtidan chiqish ishiga sarflansa, (chiqish ishi A bilan belgilanadi) bir qismi unga kinetik energiya tarzida beriladi.

Energiyaning saqlanish qonuniga asosan,

$$h\nu = A + \frac{m\mathcal{G}^2}{2} \quad (7.7)$$

Bu tenglama Eynshteyn formulasi deb ataladi.

Elektronning kinetik energiyasini tormozlovchi kuchlanish eU_T -orqali ifodalab, Eynshteyn formulasidan (7.8) ni yozamiz:

$$U_T = \frac{h\nu}{e} - \frac{A}{e} \quad (7.8)$$

Bu ifoda fotoelektronlar kinetik energiyasining yorug'lik chastotasiga bog'liqligini eksperimental qonuniyati bilan mos tushadi va yorug'likning $h\nu$ - kvantlar tarzida porsiyalanib, yutilishi haqidagi gepotezadan bevosita kelib chiqadi.

Agar elektronlarning chiqish ishi (A) yorug'likning kvant energiyasidan katta bo'lsa, fotoeffekt vujudga kelmaydi. Fotoeffekt vujudga kelishi uchun (7.9) bajarilishi kerak:

$$h\nu \geq A \text{ yoki } \omega \geq \omega_0 = \frac{A}{\hbar} \quad (7.9)$$

Bu esa fotoeffekt vujudga kelishi uchun qizil chegara mavjudligini ko'rsatadi:

$$\lambda_{\kappa} \leq \lambda_0 = \frac{hc}{A} \quad (7.10)$$

Shuningdek, to'yinish toki (I_1)ning tushuvchi yorug'lik quvvatiga proporsional bo'lishi tabiiy ravishda izohlanadi. Yorug'lik oqimining umumiy quvvati o'sishi bilan ayrim $E=h\nu$ energiya kvantlarining soni ham ko'payadi va demak, birlik vaqt ichida ajralib chiquvchi elektronlarning son (n)i ham oshadi. $I_n \sim n$ ga proporsional bo'lganligi tufayli I_n to'yinish tokining yorug'lik oqimi F ga proporsional ekanligi ham o'z-o'zidan kelib chiqadi: $I \sim F$.

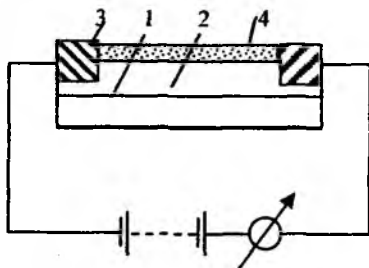
Yorug'lik kvantlari ta'siri ostida moddalardan ajralib chiqqan elektronlarning keyingi holatiga ko'ra, fotoeffekt har xil turlarga bo'linadi.

1. Tashqi fotoeffekt. Yorug'lik ta'sirida ajralib chiqqan elektronlar anod zanjirida tok hosil qiladi. Bu hodisa asosidagi qonuniyatlarni ko'rib o'tdik.

2. Ichki fotoeffekt. Yorug'lik ta'siri ostida ajralib chiqqan elektronlar modda ichida qolib, uning elektr o'tkazuvchanligini o'zgartiradi, dielektriklarda elektr xususiyatlari o'zgargan panjara tugunlarini hosil qiladi, natijada kristall spektrning uzun to'lqinlar sohasidagi nurlarni ko'proq yutib yoki sochib rangini o'zgartiradi.

3. Berkrituvchi qatlamli fotoeffekt. Bunday fotoeffekt r - n tip yarimo'tkazgichlar yoki yarimo'tkazgich-metall kontaktlarida kuzatiladi. Yorug'lik ta'sirida vujudga kelgan ortiqcha zaryadlar (r -tip yarimo'tkazgich sohasida musbat zaryadga ekvivalent teshiklar, n -tip yarimo'tkazgich sohasida elektronlar) kontakt chegarasida to'planib, doimiy potensial tushuvini hosil qiladiki, u fotoelektr yurituvchi kuch deb yuritiladi. Fotoelektr yurituvchi kuch tufayli tashqi zanjirda vujudga kelgan tok kuchi kristallga tushayotgan yorug'lik oqimiga proporsional bo'lib, u fotorezistorlar, quyosh

batareyalari, shuningdek, fotoekspozimometr sifatida ishlatiladi (7.4-rasm).



7.4-rasm.

1-dielektrik taglikka yupqa yarimo'tkazgich, 2-qatlam surtiladi, 3-metall elektrod orqali zanjirga ulanadi, 4- tiniq lak qatlam himoya vositasini o'taydi.

Fotoelementlarni asosiy tavsiflovchi kattaliklardan biri, uning sezgirligi bo'lib hisoblanadi. Bir lyumen yorug'lik oqimi vujudga keltirgan fototok kuchiga son jihatdan teng kattalik fotoelementlarning sezgirligi deb ataladi.

$$J = \frac{dI_{\phi}}{d\Phi} \text{ (mA/lm)} \quad (7.11)$$

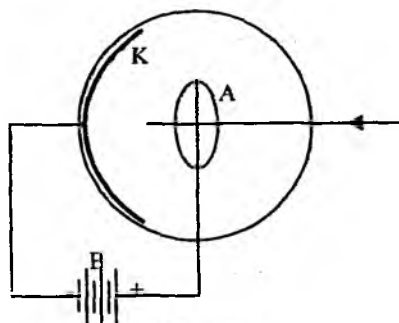
Hozirgi zamon fotoelementlarining sezgirligi CdSe-1200 mA/lm ga teng bo'lib, qo'shimcha EYuK dan foydalanishga extiyoj qoldirmaydi. Ularning foydali ish koeffitsienti esa (22 ÷ 25foiz)ga yetadi.

7.3. Fotoelementlarning ishlatilishi

Fotoeffekt nafaqat yorug'likning kvant xossalarini tasdiqlovchi vosita sifatida, balki qator amaliy maqsadlar uchun ham ishlatiladi.

Masalan, yorug'lik energiyasini bevosita elektr energiyasiga

aylantirish, tasvirni yozib olib, qayta ko'rsatish, qorong'ulikda ko'rish va hokazolar.



7.5-rasm.

Fotoeffekt hodisasi asosida ishlaydigan qurilmalar fotoelementlar deb yuritiladi. Tashqi fotoeffekt asosida ishlatiladigan fotoelement sferik shisha balondan iborat bo'lib, katod vazifasini bajaradi (7.5 - rasm).

Anod esa metall halqa shaklida sfera markaziga o'rnatiladi. Katodning materiali fotoelementlarni ishlatish maqsadiga ko'ra har xil bo'ladi. Masalan, ko'rinadigan nurlar sohasida ishlatiladigan vakuum fotoelementlarda surma - seziyli katoddan foydalaniladi (STSV-3, STSV-4, STSV-5).

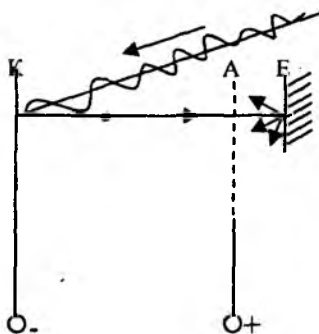
Surma-seziyli fotoelementlarning sezgirligi 240 V kuchlanishda 80-100 mA/lm ga yetadi.

Balonni past bosimda (0.01 mm sim.ust.) inert gazlariga to'ldirish yo'li bilan anod zanjiridagi tok kuchini 10-100 marta oshirish mumkin. Bunda anod maydonida tezlatilgan elektronlar gazning atom-molekularini ionlashtirib, qo'shimcha zaryad tashuvchilar hosil qiladi, lekin bunda fotoelement inertligi biroz oshadi, tok kuchining yorug'lik oqimiga proporsionallik qonunidan ham chetlashadi. Bu esa uni ishlatish sohasini chegaralab qo'yadi. Berkrituvchi qatlamli fotoelementlarning sezgirligi vakuumli fotoelementlarnikiga nisbatan 10^5 marta yuqori bo'lib, ular

oltingugurt-talliy ((СТ)сернисто-галлий) oltingugurt-kumushli ((SS)сернисто-серебряной) fotoelementlardir. Quyosh nuri tik tushayotgan 10 m^2 bo'lgan yuzada (FIK 10 foiz bo'lgan fotoelementlar) 1-25 kVt quvvatli energiya hosil qilishi mumkin.

Fototokni kuchaytirish usullaridan yana biri, ikkilamchi elektron emissiya bo'lib hisoblanadi.

Ba'zi moddalarni tezlatilgan elektronlar bilan bombardimon qilinganda, ular ikkilamchi elektronlar chiqaradi, yorug'lik kvantlari ta'sirida vujudga kelgan fotoelektronlar, anod maydonida tezlatiladi. Yuqori energiyaga ega birlamchi elektronlar to'r shaklidagi anoddan o'tib, E-emmitorni bombardimon qilib, ikkilamchi elektronlarni urib chiqaradi (7.6 - rasm).



7.6-rasm.

Ikkilamchi elektronlar soni emmitorning materialiga va birlamchi elektronlar energiyasiga bog'liq bo'lib, ba'zi sharoitlarda emissiya koeffitsienti 1-100 gacha yetishi mumkin.

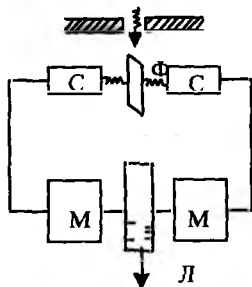
$$\sigma = n_1/n_2 \quad (7.12)$$

n_1, n_2 —lar birlamchi va ikkilamchi elektronlar soni.

Bunday qurilmalar fotoelektron kuchaytirgichlar deb yuritiladi. Zamonaviy fotoelektron ko'chaytirichlarda (9- pog'onali) tok kuchi $2 \cdot 10^6$ marta oshib, sezgirligi 10A/lm ga yetadi.

7.4. Fotonlar. Boti tajribasi. Yorug'lik bosimi

Yupqa metall folga – Φ ikkita gaz razryadli schetchik-C orasiga simmetrik holda o'rnatiladi va zaif rentgen nurlari bilan yoritiladi. Natijada metall folga rentgen nurlarining mustaqil manbaiga aylanadi (bu fanda *rentgenoflyurografiya* deb yuritiladi) Rentgen nurlari ta'sirida schyotchikda hosil bo'lgan tok, maxsus yozuv mexanizmi M-ni ishga tushiradi. Yozuv mexanizmi harakatlanuvchi L – lentaga belgilar qo'yadi (7.7-rasm).



7.7-rasm.

Agar yorug'lik elektromagnit to'lqin bo'lganda edi, u barcha yo'nalishlarda birday – tekis tarqalib, har ikkala schyotchik ham-sinxron ishlab, lentaga ham birday belgilar qo'ygan bo'lar edi. Biroq lentaga tushgan belgilar tartibsiz bo'lib, u yorug'likning goh bir tomoniga, goh boshqa ikkinchi tomoniga tarqalayotgan mustaqil zarrachalar – fotonlar ekanligini bevosita tasdiqlaydi. Shunday qilib, *yorug'lik energiyasi*

$$E = h\nu = \hbar\omega \quad (7.13)$$

bilan aniqlanadigan zarrachalar – fotonlar oqimidir.

- Fotonlar barcha moddalarda yorug‘lik tezligiga teng tezlik bilan tarqaladigan zarrachalardir.

- Foton-elementar zarrachalar elektron, proton, neytronlardan farqli bo‘lib, tinch holatdagi massasi nolga teng $m_{0\varphi} = 0$.

Demak, fotonlar faqat harakat holatlaridagina mavjud bo‘ladigan zarrachalardir.

Nisbiylik nazariyasi qonunlariga muvofiq,

$$\text{massasi} \quad m_p = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{\hbar\omega}{c^2} \quad (7.14)$$

$$\text{impulsi} \quad p = \frac{h\nu}{c} = \frac{2\pi\hbar}{\lambda} \quad (7.15)$$

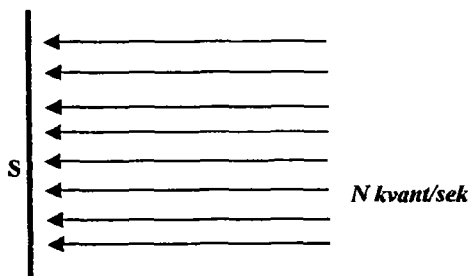
(7.15) ni $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ - to‘lqin soni ekanligini hisobga olib, vektor ko‘rinishda quyidagicha ifodalash mumkin

$$P = k\hbar \quad (7.16)$$

(7.13), (7.14) va (7.15) fotonlarning zarrachalarga xos xususiyatlarini ifodalab qolmay, balki ularning to‘lqin xossalari ham ega ekanligini ko‘rsatadi.

Yorug‘likning kvant xossasidan, uning bosimga ega ekanligi ham kelib chiqadi. Yorug‘lik bosimi jismga tushayotgan yorug‘lik fotonlarini impuls uzatishi natijasidir, deb qaraladi.

Faraz qilaylik, dS elementar yuzaga dt vaqt ichida n ta foton tushayotgan bo‘lsin (7.8 - rasm).



7.8-rasm.

$$n = NdS \, dt \quad (7.17)$$

dS -sirtidan ρn ta foton qaytib, har biri unga $\frac{2h\nu}{c}$ impuls berib, $(1-\rho)$ n tasi yutilib, $\frac{h\nu}{c}$ impuls uzatadi. Impulsning saqlanish qonuniga ko'ra,

$$2 \frac{h\nu}{c} \rho NcdSdt + \frac{h\nu}{c} (1-\rho) NcdSdt = Fdt$$

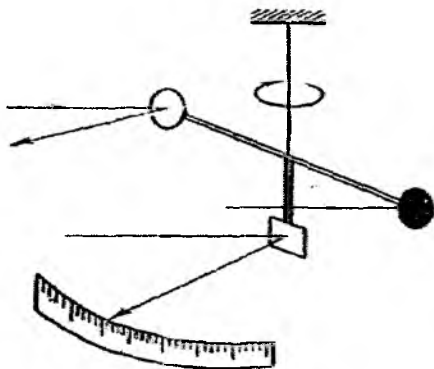
Bosim kuchi $F = PdS$ ni hisobga olib va natijani $dSdt$ ga qisqartirib,

$$P = (1 + \rho)h\nu N = (1 + \rho)\omega \quad (7.18)$$

$\omega = Nh\nu$ - nurlanish quvvati.

Yorug'lik bosimini Lebedev (1900-y.) tajribada bevosita o'lchashga muvofiq bo'ldi.

Yengil aylanadigan yaproq qanotlariga yorug'lik tushib, uni bosim ta'siri tufayli ma'lum burchakka buradi (7.9- rasm).



7.9-rasm.

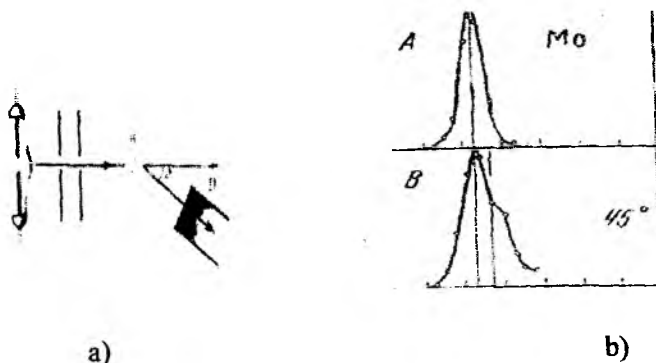
Natijada burilish burchagini o'lchab, bosimni aniqlash mumkin. Tajriba natijalari nazariy ma'lumotlarni tasdiqlash bilan birga yorug'likning yaltiroq sirtga ko'rsatgan bosimi qoralangan sirtga ko'rsatgan bosimdan ikki marta ortiq ekanligini ham isbotlaydi.

Tajribalar, quyosh nurlari yuzasi 1 m^2 – absolyut qora jism sirtiga tik tushganda $4 \cdot 10^{-6} \text{ N}$ kuch bilan ta'sir etib, 0.13 Vt quvvat hosil qilishini ko'rsatadi.

7.5. Kompton effekti

Yorug'likning kvant xossalari ayniqsa, yuqori energiyali foton (rentgen nur)lari sochilishida yanada yaqqol ko'rinadi. A. Kompton (1923-y.) sochilgan nurlar tarkibida tushuvchi nurlar bilan bir qatorda undan to'liqin uzunligi ortiqroq bo'lgan $\lambda_c \gg \lambda_T$ nurlanish borligini aniqladi (7.10 - rasm). Tajribalar ko'rsatishicha, sochilgan nurlar to'liqin uzunligi yorug'lik intensivligi va sochuvchi modda atom og'irligiga bog'liq bo'lmay, barcha moddalar uchun sochish burchagining monoton funksiyasi bo'lib hisoblanadi.

$$\Delta\lambda = \lambda_c - \lambda_r = 2\lambda_0 \sin^2 \frac{\varphi}{2} \quad (7.19)$$



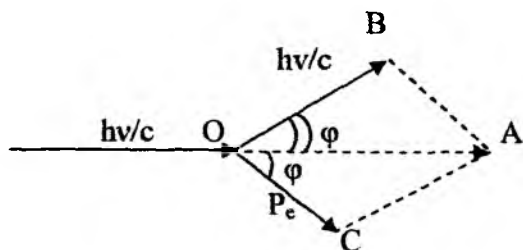
7.10-rasm.

Kompton effekti juda og'ir elementlardan sochilishda kuzatilmaydi, chunki bunday atomlarda elektronning yadro bilan bog'lanish energiyasi katta bo'lganligi tufayli, foton bilan atom to'qnashgandagi kabi energiya to'la yutiladi. Komptoncha siljish deyarli kuzatilmaydi.

$$\lambda_c \approx \lambda_r$$

Kompton effektiga xos xususiyatlarni faqat kvant nuqtai nazariyasi asosida, fotonlarning erkin elektronlar bilan elastik to'qnashuvi natijasi deb tushuntirish mumkin.

Faraz qilaylik, tinch holatdagi elektron rentgen nurlarining $h\nu$ -fotonlari bilan elastik to'qnashgan bo'lsin.



7.11-rasm.

Elastik to'qnashuv uchun energiya va impulsning saqlanish qonunini yozamiz,

$$hv_0 + m_{0e}c^2 = hv + m_e c^2 \quad (7.20)$$

$m_{0e}c^2$ - elektronning tinch holatdagi energiyasi

$$\mathbf{R}_{0f} = \mathbf{R}_f + \mathbf{R}_e \quad (7.21)$$

(7.21) ni tashkil etuvchilarga ajratib,

$$\frac{hv_0}{c} = \frac{hv}{c} \cos \varphi + m_e \mathcal{G} \cos \psi \quad (7.22)$$

$$0 = \frac{hv}{c} \sin \varphi - m_e \mathcal{G} \sin \psi \quad (7.23)$$

(7.20), (7.22), (7.23) tenglamalar sistemasidagi φ ga qiymatlar berib, v, \mathcal{G}, ψ larni aniqlash mumkin.

Sodda matematik almashtirishlardan so'ng,

$$\frac{1}{\nu} = \frac{1}{\nu_0} + \frac{h}{m_{oc}c} 2 \sin^2 \frac{\varphi}{2} \quad (7.24)$$

(7.24) ni hosil qilamiz. Elektron to'qnashish vaqtida foton energiyasini qisman yutib kamaytiradi.

Foton energiyasi $E=h\nu$ da $h=\text{const}$, demak, chastota kamayadi, to'liq uzunligi esa ortadi $\lambda = \frac{c}{\nu}$. (7.24) da buni hisobga olib,

$$\lambda_e - \lambda_T = \frac{h}{m_{oc}c} 2 \sin^2 \frac{\varphi}{2} \quad (7.25)$$

(7.25) dagi $\lambda_0 = \frac{h}{m_{oc}c}$ - had Kompton to'liq uzunligi deb yuritiladi.

Tajriba natijalari $\lambda_0 = \frac{h}{m_{oc}c} \approx 0.0242 \text{ \AA}$ nazariy ma'lumotlar

bilan mos tushib, yorug'likning kvant hususiyatlariga ega ekanligini tasdiqlaydi.

Yorug'likning to'liq tabiatga ega ekanligini juda ko'p tajribalar asosida tekshirib tasdiqlangan.

To'liqlar asosan quyidagi xossalar bilan tavsiflanadi:

- To'liq - bu tovushning havoda, elektr tebranishlarining suyuqliklarda tarqalishi kabi, tebranishlarni moddiy muhitda tarqalishidan iborat jarayondir;

- To'liqlar uzluksizdir, ya'ni to'liqinni λ qadar o'lchamda tasavvur qilib bo'lmaydi;

- To'liq bo'linish xususiyatiga ega va bu bo'linish hech bir narsa bilan chegaralanmagan;

Masalan, nur yo'lga bir nechta yarim shaffof to'siqlar qo'yib qaytgan va o'tgan nurlar hosil qilish mumkin. Yorug'lik difraksion panjaradan o'tganda nurlar bir nechta yo'nalishlarda tarqalib,

mustaqil maksimumlar hosil qiladi.

Yorug'lik bilan bog'liq hodisalarni tushuntirishda (fotoeffekt, absolyut qora jism nurlanish qonunlari, Kompton effekti va hokazo) ba'zan uning kvant xossalari ham tayanamiz:

1. Kvant moddaning zarracha kabi eng kichik bo'lagi bo'lib, u ob'yektiv reallikdir;

2. Kvantlar fazoda energiyasi $E=h\nu$, impulsi $\overline{P} = \overline{k\hbar}$ moddiy nuqtaning koordinatalari kabi bir qiymatli aniqlanadi;

3. Kvantlar strukturaviy tuzilishiga ega bo'lmagan, ya'ni subzarrachalardan tashkil topmagan yaxlit bir butunlikdir.

Bular hisobga olinib, yorug'lik ikki qarama-qarshi xususiyat (korpuskulyar-to'lqin)larni dialektik birligidir deb ta'riflanadi. Yorug'lik materiyaning o'ziga xos yashash formasidir.

«To‘lqinlar optikasi» bo‘limiga oid test savollari

1. Elektromagnit to‘lqin deb nimaga aytiladi?

a) elektr tebranishi vektorining o‘zaro perpendikulyar tekislikda tarqalishiga;

b) elektr tebranish vektorining ixtiyoriy tekislikda tarqalishiga;

v) elektr va magnit vektori tebranishining o‘zaro perpendikulyar tekislikda tarqalishiga;

d) magnit tebranish vektorining tebranish tekisligida tarqalishiga;

e) javoblar ichida to‘g‘risi yo‘q.

2. To‘lqin sonining to‘g‘ri ifodasini ko‘rsating.

a) $k = \frac{hc}{\lambda}$; b) $k = \frac{p}{nT}$; v) $k = \frac{2\pi}{\lambda}$;

d) $k = \frac{h\nu}{c}$; e) $k = \frac{q}{m} \pi$.

3. Moddalarning optikaviy va elektromagnit xossalarini umumlashtiruvchi ifodani ko‘rsating.

a) $n = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$; b) $n = \frac{c}{v}$; v) $n = \frac{c\mu_0}{\epsilon}$;

d) $n = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}}$; e) $n = \sqrt{\epsilon\mu}$.

4. Yorug‘lik to‘lqin uzunligining to‘g‘ri ifodasini ko‘rsating.

a) $\lambda = \frac{h}{m\nu}$; b) $\lambda = \frac{h}{m_0c}$; v) $\lambda = \frac{c}{\nu}$;

d) $\lambda = \frac{b}{T}$; e) $\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$.

5. Keltirilgan tenglamalardan qaysi biri garmonik tebranma harakat tenglamasi?

- a) $u = A \cos(\omega t + \varphi_0)$; b) $x = A \operatorname{tg}(\omega t + \varphi_0)$;
 v) $u = A \cos(\omega t - kx + \varphi_0)$; d) $u = A \operatorname{ctg}(\omega t - kr + \varphi_0)$;
 e) $u = A \operatorname{ctg}(\varphi_1 - \varphi_2)$.

6. Keltirilgan tenglamalardan qaysi biri to'liqin tenglamasini ifodalaydi?

- a) $u = A \cos(\omega t + \varphi_0)$; b) $x = A \operatorname{tg}(\omega t + \varphi_0)$; c) $A \cos(\omega t - kx + \varphi_0)$;
 v) $u = A \operatorname{ctg}(\omega t - kr + \varphi_0)$; d) $u = A \operatorname{ctg}(\varphi_1 - \varphi_2)$.

7. Kogerent to'liqin deb nimaga aytiladi?

- a) Bir xil to'liqin uzunlikka va doimiy faza farqiga ega bo'lsa;
 b) bir xil amplitudaga va turlicha fazaga ega bo'lsa;
 v) bir xil chastota va amplitudaga ega bo'lsa;
 d) bir xil chastotaga va bir xil to'liqin uzunligiga;
 e) bir xil fazalar farqiga va bir xil chastotaga ega bo'lsa.

8. Qachon
$$A^2 = \sum_{i=1}^n A_i^2 + 2 \sum_{i < k}^n \sum_k^n A_i A_k \cos(\varphi_i - \varphi_k)$$

tenglamadan quyidagini olish mumkin $A^2 = \sum_i A_i^2$;

a) Interferensiya kuzatilganda ; b) interferensiya kuzatilmaganda;

v) $\varphi_i = \varphi_k$; d) $\varphi_i - \varphi_k$; e) $\varphi_i - \varphi_k = \frac{\pi}{2}$.

9. Fazalar farqi bilan optik yo'llar farqi orasidagi bog'lanishning to'g'ri ifodasini ko'rsating.

a) $\delta = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$; b) $\delta = e \Delta \varphi$; v) $\delta = 2\pi \frac{h\nu}{c}$;

d) $\delta = \frac{\sigma\Delta}{\lambda}$;

e) $\delta = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}$.

10. Interferensiyaning maksimum sharti ifodasini ko'rsating ($k=0, \pm 1, \pm 2, \dots$)

a) $\Delta = kx \frac{d}{l}$;

b) $\Delta = 2k \frac{\lambda}{2}$;

v) $\Delta = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$;

d) $x_k = k \frac{\lambda}{d}$;

e) $\Delta x = x_{k+1} - x_k$.

11. $2d \sin\theta = \pm k\lambda$ Bu yerda $k=1, 2, 3, \dots$ Vulf-Bregg formulasi qanday maqsadda ishlatiladi?

a) spektral va strukturaviy tahlil;

b) rentgen nurlanishlarining to'liq uzunliklarini aniqlashda;

v) kristallardagi atomlar orasidagi masofani aniqlashda; d) faqat rentgenospektr tahlil qilishda;

e) javoblar ichida to'g'risi yo'q.

12. Difraksiyon panjara doimiysi $d=2\text{mkm}$ bo'lsa, Na ning sariq spektri uchun ($\lambda=5890 \text{ \AA}$) spektrning eng katta tartibini toping.

a) 2; b) 3; v) 4; d) 5; e) 6.

13. Yung tajribasida oralaridagi masofa $d=1 \text{ mm}$ bo'lgan teshiklar $\lambda=6 \cdot 10^{-5} \text{ sm}$ bo'lgan monoxromatik nur bilan yoritilgan. Agar ekrangacha bo'lgan masofa 3 m bo'lsa, birinchi yorug' yo'l kengligini hisoblang.

a) 2 mm; b) 1,8 mm; v) 1,8 sm; d) 1,8 m; e) 2 m.

14. Yorug'lik nurlari qo'shilganda ... hodisasiga yorug'lik interferensiyasi deyiladi.

a) susayish;

b) kuchayish;

- v) susayish yoki kuchayish;
- d) doimiylik;
- e) ranglarga ajralish.

15. Gyuygens-Frenel prinsipining to'g'riligini qaysi hodisa tasdiqlaydi?

- a) difraksiya; b) golografiya; v) dispersiya;
- d) interferensiya; e) qutblanish.

16. To'liqin fronti radiusi r_1, r_2, \dots, r_k sferik sirtlar bilan kesishganda hosil bo'lgan segment sirtlarga Frenel zonalarini deyiladi. Bu zonalar bir – biridan qanchaga farq qiladi?

- a) λ ; b) $\frac{\lambda}{2}$; v) $\frac{\lambda}{4}$; d) $\frac{\lambda}{3}$; e) 2λ .

17. Qaysi bir jumla difraksiya hodisasiga mos emas?

- a) yorug'likning geometrik soya sohasiga burilishi;
- b) yorug'likning to'g'ri chiziq bo'yicha tarqalish qonunidan chetlanishi;
- v) geometrik optika qonunlarining tuzilishi;
- d) to'siqlarni aylanib o'tish hodisasi;
- e) yorug'likning kuchayishi yoki susayishi.

18. Yakka tirqish difraksiyasida minimum shartini ko'rsating.

- A) $a \sin \varphi = 2k \frac{\lambda}{2}$; b) $a \sin \varphi = 2k \frac{\Delta}{2}$; v) $a \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$;
- d) $a \cos \varphi = 2k \frac{\lambda}{2}$; e) $a \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2r}$.

19. Difraksiyon panjara uchun difraksiyaning maksimum shartini ko'rsating.

A) $a \sin \varphi = 2k \frac{\lambda}{2}$; b) $a \sin \varphi = 2k \frac{\Delta}{2}$; v) $a \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$;

d) $a \cos \varphi = 2k \frac{\lambda}{2}$; e) $a \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2r}$.

20. Vulf – Bregg formulasining to‘g‘ri ifodasini ko‘rsating.

a) $2d \sin \theta = \pm k \lambda$; b) $2d \sin \theta = \pm \frac{hc}{2\pi}$;

v) $2d \sin \theta = \pm (2k + 1) \lambda / 2$; d) $2d \sin \theta = \pm k \frac{d}{e} L$;

e) $2d \sin \theta = \pm 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}$.

21. Yorug‘likning qutblanishini qanday tushunasiz?

a) elektr va magnit to‘lqinlar ixtiyoriy tekislikda tebranadi;

b) elektr vektorlari faqat bir tekislikda tebranadi;

v) magnit vektorlari ixtiyoriy tekislikda tebranadi;

d) elektr va magnit (vektorlari) to‘lqinlari yo‘nalishi o‘qi

bo‘yicha teng taqsimlanmagan;

e) javoblar ichida to‘g‘risi yo‘q.

22. Optik aktiv moddadan yorug‘lik nurining bittasi o‘tganda nurlarning fazalar farqi qanday bo‘ladi?

a) $\varphi_1 - \varphi_2 = 2\pi \frac{l_1 + l_2}{\lambda}$; b) $\Delta\varphi = 2\pi \frac{l_2 - l_1}{\lambda}$;

v) $\Delta\varphi = 2\pi \frac{\lambda}{n}$; d) $\Delta\varphi = 2\pi \frac{l_1 + nl}{\lambda}$; e) $\Delta\varphi = 2\pi \frac{l(1+n)}{\lambda}$.

23. Odatdagi bo‘lmagan nur deb nimaga aytiladi?

a) odatdagi nurga nisbatan sindirish ko‘rsatkichi katta bo‘lgan nurga aytiladi;

- b) odatdagi nurga nisbatan kam sinadigan nurga aytiladi;
 v) optik o'q yo'nalishida yo'naltirilganda sinadigan nurga aytiladi;
 d) odatdagi nurga nisbatan tezroq tarqaladigan nurga aytiladi;
 e) bosh optik o'qqa burchak ostida tushirilganda odatdagi nurga nisbatan kuchliroq sinadigan nurga aytiladi.

24. Malyus qonunining to'g'ri ifodasini ko'rsating.

- a) $I_o = I \sin^2 \alpha$; b) $I = I_o \cos 2\alpha$; v) $\operatorname{tg} \alpha = n$;
 d) $I = I_o \operatorname{tg} 2\alpha$; e) javoblar ichida to'g'risi yo'q.

25. Bryuster qonunining to'g'ri ifodasini ko'rsating.

- a) $I_o = I \cos^2 \alpha$; b) $\operatorname{tg} \alpha = n$; v) $I_o = I \operatorname{tg}^2 \alpha$;
 d) $\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n$; e) javoblar ichida to'g'risi yo'q.

26. Qutblanish tekisligining burilish burchagi ifodasini ko'rsating.

- a) $\psi = \psi_o l$; b) $\psi = \beta c l$; v) $\psi = c l$;
 d) $\psi = \psi_o c l$; e) $\psi = \alpha n l$.

27. Kerr effekti nima maqsadda ishlatiladi?

- a) magnit maydon yordamida optik anizotropiyani olish uchun;
 b) yorug'likni qattiq jismlardan o'tkazish uchun;
 v) yorug'likni gaz holatidagi moddalardan o'tkazish uchun;
 d) magnit maydonida qutblanish tekisligini aylanishi uchun;
 e) elektr maydon yordamida optik anizotropiyani olish uchun.

28. Yorug'likning modda bilan ta'sir mexanizmini qanday tushunasiz?

- a) atomlar bilan ta'sirini;
 b) ionlar bilan ta'sirini;

- v) faqat valent elektronlar bilan ta'sirini;
- d) atomdagi elektronlar bilan ta'sirini;
- e) javoblar ichida to'g'risi yo'q.

29. Quyidagilardan qaysi birining nurlanishi chiziqli spektrni beradi?

- a) molekularlar; b) moda; v) atom; d) ion; e) quyosh.

30. Spekrda nurlanishning joylashish tartibini aniqlang.

a)	b)	v)	d)	e)
k	k	k	h	f
j	o	j	j	s
o	j	z	z	f
s	z	f	s	o
z	g	s	k	z
g	s	o	o	k
f	f	g	f	j

Izoʻh: q-qizil, o-zarg'aldoq, f-binafsha
s- ko'k, z-yashil, j-sariq, g-havorang.

31. Yorug'likning Releycha sochilishi qanday holda kuzatiladi?

- a) $r \gg \lambda$; b) $r = \lambda$; v) $r \ll \lambda$;
- d) $r > \lambda$; e) $r < \lambda$.

32. Bugert-Lambert qonunining to'g'ri ifodasini toping.

- a) $N_0 = Ne^{-kx}$; b) $F = F_0 e^{-kx}$; v) $\frac{F}{F_0} = e^{kx}$;

- d) $\frac{N_0}{N} = e^{-kx}$; e) $\frac{F_0}{F} = e^{kx}$.

33. Quyidagi ifodalardan qaysi biri nurlar moddalardan o'tganda

yutilish qonunini ifodalaydi?

- a) $I(x)=I_0e^{\mu k}$; b) $I(x)=I_0e^{-\mu k}$; v) $I=I_0\cos^2\alpha$;
d) $I=I_0e^{-kx}$; e) $I=I_0e^{-\alpha x}$.

34. Plank formulasing to'g'ri ifodasini ko'rsating.

a) $E_{\lambda T} = \frac{\alpha}{\lambda^5} e^{-\frac{\beta}{\lambda T}}$; b) $E_{\lambda T} = \frac{2\pi c R T}{\lambda^4}$;

v) $E_{\lambda T} = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \left(e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 1 \right)^{-1}$; d) $E_{\lambda T} = \frac{\alpha}{\lambda^5} e^{\frac{\beta}{\lambda T}}$;

e) $E_{\lambda T} = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} e^{-\frac{hc}{\lambda k T}}$.

35. Kirxgof qonuni uchun to'g'ri ifodani toping.

a) $\frac{r_{\lambda T}}{\alpha_{\lambda T}} = E_{\lambda T}$; b) $\frac{\alpha_{\lambda T}}{r_{\lambda T}} = E_{\lambda T}$; v) $\frac{\alpha_{\lambda T}}{E_{\lambda T}} = r_{\lambda T}$;

d) $r_{\lambda T} = \sigma T$; e) $\lambda_m = \frac{b}{T}$.

36. Vin qonunining to'g'ri ifodasini ko'rsating.

a) $r_{\lambda T} = A\sigma T^2$; b) $r_{\lambda T} = A\sigma T^3$; v) $r_{\lambda T} = \sigma T^4$;

d) $b = \lambda_m T$; e) $b = \lambda_m T^4$.

37. Absolyut qora jism uchun Stefan-Boltsman qonunining to'g'ri ifodasini toping.

a) $r_{\lambda T} = A\sigma T^2$; b) $r_{\lambda T} = A\sigma T^3$; v) $r_{\lambda T} = \sigma T^4$;

d) $b = \lambda_m T$; e) $b = \lambda_m T^4$.

38. Absolyut qora jism temperaturasi 1000 K, yuzasi 250 sm² bo'lsa, shu jism nurlanishining quvvati aniqlansin.

- a) 1,42 vt; b) 1,42 kVt; v) 2,5 kvt;
d) 2,50 vt; e) 3 kvt.

39. Fotoeffekt hodisasi deb nimaga aytiladi?

- a) anoddan gamma nurlari ta'sirida elektron ajratib chiqishi;
b) katoddan β nurlar ta'sirida elektronlarni urib chiqarish;
v) katoddan fotonlar ta'sirida elektronlarni urib chiqarish;
d) yorug'lik ta'sirida anod sirtidan elektroni urib chiqarish;
e) javoblar ichida to'g'risi yo'q.

40. Stoletov fotoeffekt qonunlarini quyidagicha ta'riflaydi:

- a) yorug'lik ta'sirida modda faqat manfiy zaryadlar yo'qotadi;
b) bu hodisa faqat ultrabinafsha nurlar ta'sirida sodir bo'ladi;
v) fotoeffekt tushayotgan nurlar intensivligiga proporsionaldir;
d) fotoeffekt inersiyaga ega emas;
e) fotoeffekt yorug'lik intensivligiga emas, balki uning chastotasiga proporsionaldir.

- a) a va s; b) a va v; v) s va d;
d) a va d; e) v va s;

41. Eynshteyn tenglamasidagi qaysi hadni quyidagi eU_3 ifoda bilan almashtirish mumkin va u nimani bildiradi?

$$\left(h\nu = e\varphi + \frac{m g_{\max}^2}{2} \right):$$

- a) $h\nu$ - fotonning fotoelektron tezligi;
b) $e\varphi$ - potensial;
v) $\frac{m g_{\max}^2}{2}$ - to'xtatuvchi potensial;
d) $\frac{m g_{\max}^2}{2}$ - fotoelektron energiya;

e) $h\nu$ - to'xtatuvchi potentsial energiya.

42. Yorug'lik bosimining to'g'ri ifodasini ko'rsating.

a) $R=nkt$; b) $P = \frac{I}{c}(1 + \rho)$; v) $P = \frac{mc^2}{\nu}$;

d) $R=(1+\rho)\varpi$; e) $P = \frac{h\nu}{c}$.

43. Fotoeffekt uchun Eynshteyn formulasing to'g'ri ifodasini ko'rsating.

a) $h\nu = A - \frac{m\varrho^2}{2}$; b) $h\nu = U + \frac{m\varrho^2}{2}$;

v) $h\nu = A \frac{m\varrho^2}{2}$; d) $h\nu = mc^2 \frac{m\varrho^2}{2}$;

e) $h\nu = p - \frac{c}{\lambda}$.

44. Foton impulsining to'g'ri ifodasini ko'rsating.

a) $P = \frac{h\nu}{c}$; b) $P = \frac{hc}{\nu}$; v) $P = \frac{h}{m_0 c}$;

d) $P = \frac{\lambda}{h}$; e) $P = mc$.

45. Litiyning qizil chiziq chegarasida fotoeffekt uchun yorug'lik to'lqin uzunligi topilsin ($A=2,4$ eV).

a) $5,17 \cdot 10^{-7}$ m; b) $4,17 \cdot 10^{-7}$ m; v) $6 \cdot 10^{-7}$ m;
d) $5,5 \cdot 10^{-7}$ mm; e) $6 \cdot 10^{-7}$ mm.

46. Kaliy yorug'lik nuri bilan ($\lambda=330$ nm) yoritilganda elektronlarni urib chiqarishdagi to'xtatuvchi potentsiallar farqi

topilsin. Kaliy uchun elektronning chiqish ishi $A=2\text{eV}$.

- a) $U=1,75\text{ V}$; b) $U\approx 2B$; v) $U\approx 5B$;
d) $U\approx 3B$; e) $U\approx 4B$.

47. Qizil yorug'lik nurlarining fotoni massasini hisoblang?

- a) $2 \cdot 10^{-36}\text{kg}$; b) $9 \cdot 10^{-16}\text{kg}$; v) $3,2 \cdot 10^{-31}\text{kg}$;
d) $3,2 \cdot 10^{-31}\text{kg}$; e) $3,2 \cdot 10^{-36}\text{kg}$.

48. Agar to'lqin uzunligi $\lambda=0,016\text{ \AA}$ bo'lsa, foton energiyasini hisoblang.

- a) 10^{-13} dj ; b) $1,15 \cdot 10^{-16}\text{ dj}$; v) $6 \cdot 10^{-7}\text{ dj}$;
d) $1,15 \cdot 10^{-10}\text{ dj}$; e) $1,15 \cdot 10^{-13}\text{ dj}$.

49. Kompton effekti nimaga bog'liq?

- a) birlamchi nurlanishning to'lqin uzunligiga;
b) sochuvchi moddaning tabiatiga;
v) sohilish burchagiga;
d) Kompton to'lqin uzunligiga;
e) javoblar ichida to'g'risi yo'q.

50. Kompton to'lqin uzunligining to'g'ri ifodasini ko'rsating.

- a) $\lambda = \frac{h}{m\mathcal{G}}$; b) $\lambda = \frac{h}{m_0c}$; v) $\lambda = \frac{c}{\nu}$;
d) $\lambda = \frac{b}{T}$; e) $\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$.

«To‘lqinlar optikasi» bo‘limidan tayanch iboralarga asoslangan nazorat savollari

1. Elektromagnit to‘lqinlarni tavsiflovchi kattaliklar.

Elektromagnit to‘lqin, to‘lqin uzunligi, to‘lqin soni, elektromagnit to‘lqin tarqalish tezligi, chastota, amplituda, faza, to‘lqin fronti, sferik to‘lqin, yassi to‘lqin.

2. Yorug‘lik. Yorug‘lik to‘lqinlarining tenglamasi.

Yorug‘lik to‘lqinlar tenglamasi, nur, intensivlik, elektromagnit to‘lqinlar shkalasi, radioto‘lqinlar, infraqizil ko‘rinadigan, ultrabinafsha nurlar, rentgen va radioaktiv nurlar.

3. Interferensiya. Interferensiyani hisoblash va kuzatish usullari.

Yorug‘lik interferensiyasi. Superpozitsiya prinsipi, kogerent nurlar, fazalar farqi, optik yo‘l, optik yo‘llar farqi, maksimum va minimum shartlari.

4. Interferensiyani kuzatish usullari.

Yung usuli, Nyuton xalqalari usuli, teng og‘ishgan nurlar interferensiyasi, optik yo‘l farqi, max, min shartlari.

5. Yorug‘lik difraksiyasi, difraksiyani hisoblash, kuzatilishi.

Gyugens prinsipi, Frenel zonalari, amplitudani hisoblash, max, min shartlari, dumaloq teshik, dumaloq disk difraksiyasi.

6. Fraungofer difraksiyasining kuzatilishi va ishlatilishi.

Yakka tirqish difraksiyasi, difraksion panjara, panjara doimiysi, ajrata olish qobiliyati, Releycha shart, panjara turlari.

7. Fazoviy panjaralar.

Fazoviy panjaralar, rentgen nurlari difraksiyasi, Vulf-Breg

formulasi, rentgenostruktura va rentgenospektral tahlil.

8. Yorug'lik dispersiyasi.

Yorug'lik dispersiyasi, normal va anomal dispersiya, spektr, spektr turlari, yutilish spektri, chiziqli, yo'l-yo'l, yalpi spektr(tutash spektr).

9. Yorug'likning yutilish qonunlari.

Buger-Lambert qonuni, yutilish mexanizmi, yutilish koeffitsienti, optik tezlik.

10. Yorug'likning xira moddalardan o'tishi.

Yorug'likning sochilishi, xira moddalar, geometrik sochilish, diffuzion sochilish, Releycha sochilish, osmon gumbazining rangi.

11. Yorug'likning anizotrop moddalardan o'tishi.

Anizotrop modda, qutblanish, qutblangan nur, qutblanish tekisligi, qutblangan nur intensivligi, dixroizm hodisasi, oddiy va g'ayrioddiy nurlar, polyarimetrlar.

12. Sun'iy anizotropiya.

Mexanik anizotropiya, elektr va magnitik anizotropiya, optik aktiv moddalar, qutblanish tekisligining aylanishi, saxarometr.

13. Issiqlik nurlanishi qonunlari. Nurlanish turlari.

Lyuminesensiya, kimyoviy lyuminessensiya, fotolyuminesensiya, elektrolyuminessensiya, issiqlik nurlanishi, termodinamik muvozanat, temperaturali nurlanish.

14. Absolyut qora jism nurlanishini tavsiflovchi kattaliklar.

Absolyut qora jism, integral energetik yorqinlik, monoxromatik yorqinlik, nur chiqarish qobiliyati, nur yutish qobiliyati, Kirxgof va Vin qonunlari, optik pirometriya.

15. Yorug'likning Kvant nazariyasi asoslari.

Ultrabinafshaviy halokat. Reley-Djins qonuni. Plank gipotezasi. Kvant energiyasi, chastotasi, impulsi.

16. Fotoeffekt qonunlari.

Fotoeffekt. Fotoeffekt qonunlari. Fotoelektronning tezligi. Volt – Amper tavsifi. Fotoeffektning qizil chegarasi. Chiqish ishi. Energiyaning saqlanish qonuni.

17. Fotoelementlar.

Fotoelement. Fotoeffekt turlari, tashqi fotoeffekt, ichki fotoeffekt, ikkilamchi elektronemissiya, fotokuchaytirgichlar, fotoelementlar va ularni ishlatilishi.

18. Yorug'likning kvant xossalarini tasdiqlovchi tajribalar.

Lebedev tajribasi va xulosalari. Kompton effekti, energiya va impulsning saqlanish qonunlari.

III BO'LIM

ATOM FIZIKASI

VIII bob

ATOM TUZILISHINING YADRO MODELII

IX bob

ZARRACHALARNING KVANTOMEXANIK XOSSALARI

X bob

ATOM VA MOLEKULALAR TUZILISHINING HOZIRGI ZAMON TASAVVURLARI

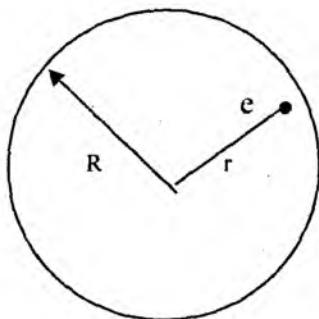
VIII bob. ATOM TUZILISHINING YADRO MODELI

8.1. Atom tuzilishining modellari

Atom *yunoncha* «atomos» bo‘linmas ma’nosini anglatadi. Atom kimyoviy elementlarning barcha xususiyatlarini mujassamlashtirgan eng kichik zarrachadir.

Fan XXI asrning ikkinchi yarmiga kelib, atomning murakkab strukturaviy tuzilishi haqidagi ma’lumotlarga ega bo‘ldi. Mendeleyev (1869-y.) elementlar davriy sistemasini kashf etib, moddalar kimyoviy xossalarini yagona atom modeli nuqtai nazariyasi asosida tushuntirishga asos soldi. Elektron kashf etilib, u atom-molekulalarning asosiy tarkibiy qismi ekanligi aniqlandi.

1. Tompson modeli. Tompson (1903-y.) atomni musbat zaryadlar hajmida tekis taqsimlangan, manfiy zaryadlari esa kvazielastik kuch bilan bog‘langan neytral moddiy sharchalardir deb ta’riflaydi (8.1 - rasm).



8.1-rasm.

Shar markazidan $r \leq R$ masofada turgan elektronga ta'sir etuvchi kuch

$$F = (-e)E \quad (8.1)$$

E – elektr maydon kuchlanganligi bo'lib, zaryadi tekis taqsimlangan shar uchun:

$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R^3} r \quad (8.2)$$

$q = Ze$ sharning zaryadi. R - radius.

Muvozanat vaziyatidan chiqarilgan elektron chastotaga ega tebranishlarni vujudga keltiradi

$$\omega = \sqrt{\frac{E}{m}} = \sqrt{\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m R^3}} r \quad (8.3)$$

(8.3) ga asosan atomning o'lchamini baholash mumkin,

$$R = \left(\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m \omega^2} \right)^{1/3} \approx 10^{-8} \text{ sm} \quad (8.4)$$

$\omega = 2\pi\nu$; $\nu = \frac{C}{\lambda}$ ni e'tiborga olib, ko'rinadigan nurlar

($\lambda = 6000 \text{ \AA}$) sohasi uchun olingan natijalar molekulyar kinetik nazariya ma'lumotlari bilan mos tushadi. Tomson modeli sun'iy tabiatga ega bo'lib, ba'zi kamchiliklardan holi emas.

Bu modelda musbat va manfiy zaryadlarning tabiati har xil

qarashlar mavjud:

1. Manfiy zaryadlar alohida zarrachalar atributi deb hisoblansa, musbat zaryadlar birday zichlik bilan taqsimlangan modda tarzida tasvirlanadi;

2. Atomning Tomson taklif etgan sistemasi yordamida, nafaqat chiziqli spektrni, balki uning birorta chizig'ini ham hosil qilib bo'lmaydi;

3. Bu nazariyadan foydalanib, elementlar xossalari davriy qonunlarini tushuntirib bo'lmaydi. Boshqacha aytganda, atom tuzilishi haqidagi masala yana ochiq qoladi.

2. Alfa zarrachalarning sochilishi. Atomning yadro modeli. Alfa zarrachalar radioaktiv moddalar nurlanishining tarkibiy qismlaridan biri. Alfa zarrachalarning magnit maydonida og'ishini o'rganib, uni tavsiflovchi kattaliklar aniqlangan:

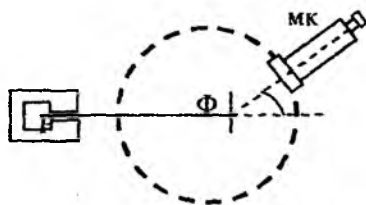
$$* m_{\alpha} = 4 \text{ m.a.b. yoki } m_{\alpha} = 7300m_n, m_e = 6,5 \cdot 10^{-27} \text{ kg.}$$

α - zarrachaning zaryadi musbat bo'lib, elektron zaryadidan ikki marta ortiq, tezligi $v_{\alpha} = 0,1s$, yuqori energiyaga ega (10^6 - 10^7 eV).

$$q_{\alpha} = +2e \text{ (} e=1,6 \cdot 10^{-19} \text{ kl)}.$$

Rezerford α - zarrachalarni metall folga (qalinligi 0,0001 sm)dan $\varphi = 180^{\circ}$ ga yaqin burchak ostida sochilishini kuzatdi. U atomda qandaydir sochuvchi markazlar bor degan tasavvurga asoslanib, α - zarrachalarning sochilishi asosan Kulon itarish kuchlari ta'sirida sodir bo'ladi, sochilish nishon masofasi b ga bog'liq bo'lib, nishon masofasi qancha kichik bo'lsa, sochilish burchagi shuncha katta bo'ladi degan xulosaga keldi (8.2- rasm).

* Massaning atom birligi (qisqacha m.a.b.) $1,660 \cdot 10^{-27}$ kg ga teng.



8.2-rasm.

Sochuvchi markaz o'lchamini markaziy to'qnashuv sharti ($b=0, \varphi = 180^0$) dan va energiyaning saqlanish qonunlari asosida aniqlash mumkin:

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_{\min}} \quad (8.5)$$

Oltin zarvaraq – folga uchun ($Z=79$) $r_{\min}=3.1 \cdot 10^{-14}$ m ga teng.

Rezerford (1911-y) tajriba natijalarini umumlashtirib, atomning yadro modelini taklif etdi.

Atom butun massasi va musbat zaryadi markazi (10^{-14} m)da joylashgan yadrodan va uning atrofida ma'lum orbita bo'yicha harakatlanayotgan elektrondan iborat zaryadlar sistemasidir. Orbitadagi elektronlar soni yadrodagi musbat zaryadlar soniga teng, shu tufayli atom neytraldir.

Rezerford nazariyasiga muvofiq, atom barqaror bo'lishi uchun quyidagi shart bajarilishi lozim.

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (8.6)$$

Bu tenglama r va v ga nisbatan ikki noma'lumli bo'lib r -ning ixtiyoriy qiymatlariga tezlikni ham, ma'lum bir qiymati (demak,

energiyaning ham) mos keladigan yechimlariga ega. Energiyaning bunday uzluksiz o'zgarishi spektrning chiziqli emas, balki tutash bo'lishidan darak beradi. Ma'lumki, atom spektri chiziqlidir. Bundan tashqari elektron orbitada ($a_n = \frac{v^2}{r} = 10^{24} \text{ m/sek}^2$) tezlanish bilan aylanib, klassik elektrodinamika qonunlariga ko'ra doiraviy chastotasi $\omega = 2\pi\nu = \frac{v}{r}$ yoki $\nu = \frac{v}{2\pi r}$ bilan aniqlanadigan energiya nurlanishi lozim. Odatda, atom o'z-o'zidan hech qanday nurlanish chiqarmaydi. Yana shuni ta'kidlash lozimki, nurlanayotgan elektron energiyasini yo'qota borib, yadroga qulashi mumkin. Boshqacha aytganda, yadro va uning atrofida aylanuvchi elektrondan iborat barqaror sistema mavjud bo'lolmaydi. Bu nomuvofiqliklar atomning ichki tuzilishida yangi sifat tabiatini aniqlay oladigan tajribalar o'tkazish va uning nazariyasini ishlab chiqish lozimligini ko'rsatadi.

8.2. Atom spektri qonunlari

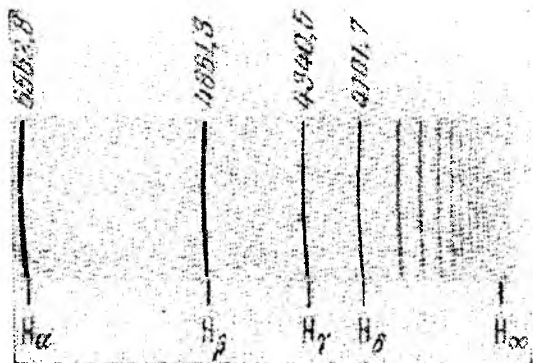
Atom spektri qonunlarini o'rganish, uning yangi sifat tabiatini kashf etishning kaliti bo'la oladi deyish mumkin.

Bir atomli gazlar, metall bug'larining nurlanish spektri chiziqli spektr bo'lib, qorong'u fonda yarqiragan alohida chiziqlar sitemasidan iborat bo'ladi. (8.3- rasm).



8.3-rasm.

Yuzaki qaraganda, tartibsiz joylashgan bu chiziqlar orasida ma'lum qonuniyatga bo'ysunadigan chiziqlar guruhi borki, ular seriyalar deb yuritiladi. Shvetsariyalik olim M. Balmer (1885-y.) vodorod atomi spektrida ko'rinadigan nurlar sohasida joylashgan, har biri o'zidan oldingisiga nisbatan oralig'i kamayib borish tartibida joylashgan chiziqlar guruhini aniqladi. U Balmer seriyasi deb yuritiladi (8.4- rasm).



8.4-rasm.

Seriyaga kiruvchi spektr chiziqlarining to'liq uzunligi quyidagi empirik qonunga bo'ysunadi

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=3,4,5,\dots) \quad (8.7)$$

$R=1,09 \cdot 10^7$ (1/m)-Ridberg doimiysi deb yuritiladi. Chastotalar shkalasida (8.7) formula quyidagicha yoziladi

$$\nu = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (8.8)$$

Bu yerda $R=cR^1=3,29 \cdot 10^{15} \text{ 1/s}$ – ham Ridberg doimiydir.

n ortgan sari spektral chiziqlar bir-biriga yaqinlasha borib tutashib ketadi. $n \rightarrow \infty$ bo'lganda (8.7) ifoda bilan aniqlangan to'liq uzunligi *seriyaning chegarasini* bildiradi.

Keyinchalik vodorod atomi spektrida yana bir necha spektral seriyalar borligi aniqlandi. Ulardan biri ultrabinafsha nurlar sohasida joylashgan Layman seriyasi:

$$\nu = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (2,3,4,\dots) \quad (8.9)$$

hamda infraqizil nurlar sohasida joylashgan Pashen seriyasi:

$$\nu = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (8.10)$$

Breket seriyasi: $\nu = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (8.11)$

Pfund seriyasi: $\nu = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (8.12)$

Balmer tomonidan spektral seriyalar qonunlari umumlashtirib, sonlar qatorini ikki hadning ayirmasi tarzida ifodalandi va u spektral term deb ataldi.

$$\nu = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (8.13)$$

bu yerda m -o'zgarimas son bo'lib, $1,2,3,\dots$ seriyani belgilaydi.

$n=m+1$ dan boshlab barcha butun sonlarni qabul qiladi va seriya chiziqlarini bildiradi.

Murakkab atomlar litiy (Li), natriy (Na), kaliy (K) spektrlarining ham seriyalardan iborat bo'lishini Ridberg ko'rsatib berdi. Spektral

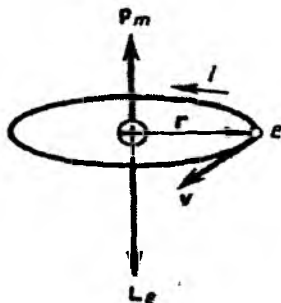
seriyalar qonuniyatlari, undagi chiziqning ma'lum qonun asosida takrorlanuvchanligi, Ridberg doimiysining universal tabiati – bu qonunlarning chuqur fundamental asosga ega ekanligidan darak beradi. Ana shu mazmun va mohiyatni aniqlash uchun atomni har tomonlama chuqur o'rganish talab etiladi.

8.3. Bor postulatlarini

Atomning kvant xususiyatlarini hisobga olgan nazariyani yaratishdagi dastlabki qadam daniyalik N.Bor (1913-y) tomonidan amalga oshirildi. U Rezerford tomonidan yaratilgan atomning yadro modeli va yorug'lik nurlanishi yutilishining kvant xususiyatlari va spektral seriyalar qonunlarini yagona nuqtai nazardan tushuntirishga asos soldi.

Bor nazariyasi asosida quyidagi ikki postulat yotadi:

- Atomning energiyasi - diskret $E_1, E_2, E_3, \dots E_n$ qatoriga ega bo'lgan kvantlashgan holatlarda bo'la oladi. Energiyasi kvantlashgan atomning bunday holatlari statsionar holat deb yuritiladi. Elektron yopiq orbita bo'yicha tezlanish bilan harakatlanishiga qaramasdan atom statsionar holatida nur chiqarmaydi ham, nur yutmaydi ham, chunki elektronning statsionar holatiga tegishli doiraviy orbitadagi impuls momenti ham kvantlashgan bo'ladi.



8.5-rasm.

$$m\omega r = n\hbar \quad n=1,2,3,\dots \quad (8.14)$$

m -elektronning massasi, ω -tezligi, r -orbita radiusi.

- Atom bir statsionar holatdan ikkinchi statsionar holatga o'tganda nur chiqarishi yoki nur yutishi mumkin. Yuqori energetik holatdan quyi energetik holat (uzoqdagi orbitadan yadroga yaqin orbita)ga o'tganda nur chiqaradi (yutadi). Chiqargan (yutgan) nurlanish energiyasi kvantlashgan bo'lib, statsionar holatlar energiyasi farqiga teng bo'ladi,

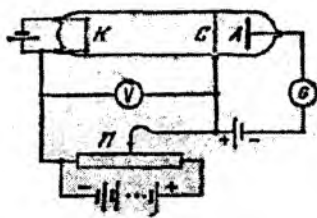
$$h\nu = E_n - E_m \quad (8.15)$$

$E_m < E_n$ bo'lsa, nur chiqaradi, aksincha $E_m > E_n$ bo'lsa, nur yutadi. Bu postulatlar asosida ν_{\min} – chastotalar uchun topilgan son qiymatlar xuddi o'sha chastotalar uchun tajribalarda aniqlangan son qiymatlariga to'g'ri keladi; ana shuning uchun bu gipotezaning o'rinli ekanligi tasdiqlanadi. Bu mos kelish faqat vodorod atomi uchun emas, balki vodorodga o'xshash atomlar, ya'ni yadro atrofida bitta elektroni bo'lgan ionlar uchun ham xosdir.

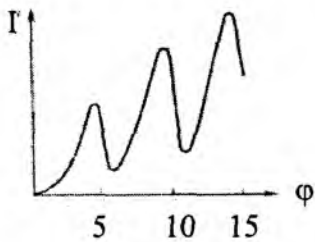
8.4. Frank va Gers tajribasi

Ma'lumki, noelastik to'qnashuvlarda energiya almashishlari kuzatiladi. Atomda statsionar holatlar mavjud bo'lsa, noelastik to'qnashuvlar tufayli elektron energiyasi faqat diskret qiymatlargagina o'zgaradi.

Frank va Gers (1913-1914-y) tormozlovchi maydonda elektronning harakatini o'rganib, atomda statsionar holatlar mavjudligini tajribada isbotladilar. Qurilmaning asosiy qismi past bosimda (0,1 mm. simob ust.) simob bug'i bilan to'ldirilgan uch elektrodli elektron lampadan iborat (8.6-rasm).



a)



b)

8.6-rasm.

Termik emissiyalangan elektron \mathcal{C} to'ra maydonida tezlatiladi, energiyasi yetarlicha bo'lgan elektronlar simob atomi bilan to'qnashuvlardan so'ng tormozlovchi maydondan o'tib, anodga tushib, zanjirda tok hosil qiladi, to'qnashuv elastik bo'lganda zanjirdagi tok

$$I_m = AU^{3/2} \quad (8.16)$$

kuchlanishga proporsional ortadi.

Agar atom stasionar holatlarga ega bo'lsa, to'qnashuv noelastik bo'ladi va elektron energiyasi diskret bo'lib, $(\Delta E = E_2 - E_1)$ stasionar holatlar energiyasi farqi qadar o'zgaradi. Natijada elektron tormozlovchi maydonda tutilib, anodga tushmaydi, zanjirda tok keskin kamayadi. Tajribalar ko'rsatishicha, anod zanjiridagi tok kuchlanishga bog'liq bo'lib, diskret o'zgaradi. Kuchlanishning ayni bir xil qiymatlarida (simob uchun $U=4.9$ V) ushbu holatning takrorlanishi atomda stasionar holatlar mavjudligini tasdiqlaydi.

Noelastik to'qnashuvlarda kvantlashgan energiya yutgan atom, asosiy-normal holatga o'tganda nurlanadi. Borning ikkinchi postulataga ko'ra, bu nurlanishning to'lqin uzunligi

$$\lambda = \frac{hc}{\Delta E} \quad (8.17)$$

(8.17) dan aniqlanadi. Simob uchun $\Delta E = 4.86 \text{ eV}$ bo'lib, $\lambda = \frac{hc}{\Delta E} = 0.2537 \text{ mkm}$ ga mos keladi. Simob atomining energiyasi 4.86 eV bo'lgan elektronlar bilan bombardimon qilinganda, to'lqin uzunligi $\lambda = 0,2537 \text{ mkm}$ ultrabinafsha nurlar manbaiga aylanishi tajribada aniqlangan. Shunday qilib, Bor nazariyasi tajribada o'z tasdig'ini topdi.

8.5. Vodorod va vodorodsimon atomlar uchun Bor nazariyasi

Vodorod atomi va unga o'xshash atomlar uchun Ridberg doimiysi va to'lqin sonini Bor nazariyasi asosida hisoblaymiz. Musbat Ze - zaryadli yadro va uning atrofida bitta elektrondan iborat sistemani kuzatamiz. Bunday sistemaga vodorodsimon atom deyiladi. $Z=1$ bo'lganda u vodorod, $Z=2$ da ionlashgan Ne^+ , $Z=3$ da ionlashgan Li^+ bo'lishi mumkin.

Ze – yadro va uni kulon kuchlari maydonida doiraviy orbita bo'yicha aylanayotgan elektrondan iborat zaryadlar sistemasi uchun(8.18) o'rinli bo'ladi:

$$\frac{m v^2}{r} = \frac{Z e^2}{4 \pi \epsilon_0 r^2} \quad (8.18)$$

Bor statsionar holatini tanlash shartiga ko'ra,

$$m v r = n \hbar \quad n=1,2,3,\dots \quad (8.19)$$

(8.18) va (8.19) dan
$$r_n = \frac{\hbar^2 4 \pi \epsilon_0}{m Z e^2} n^2 \quad (8.20)$$

Vodorod atomi uchun $Z=1$ birinchi Bor radiusi ($n=1$)

$$r_0 = \frac{\hbar^2 4\pi\epsilon_0}{me^2} \approx 0.528 \cdot 10^{-10} \text{ m} \quad (8.21)$$

bo'lib, molekulyar kinetik nazariya natijalari bilan to'la mos tushadi.

Statsionar holat radiusini bevosita o'lchash imkoniyati yo'q, shu tufayli bu nazariyani tekshirish uchun bevosita o'lchanadigan kattalik vodorod atomining nurlanishi yoki nurlanish energiyasidan foydalanish lozim.

Yadro maydonidagi elektrondan iborat sistemaning to'la energiyasi, ularni kinetik $E_k = \frac{m\nu^2}{2}$ va potentsional $E_n = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}$ energiyalari yig'indilaridan iborat bo'ladi

$$E = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} + \frac{m\nu^2}{2} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (8.22)$$

(8.18) va (8.21) da $\frac{m\nu^2}{2} = \frac{1}{2} \cdot \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}$ ekanligini hisobga oldik.

Kvantlashgan orbitalar radiusini hisobga olib, diskret holatlar energiyasini quyidagicha ifodalash mumkin

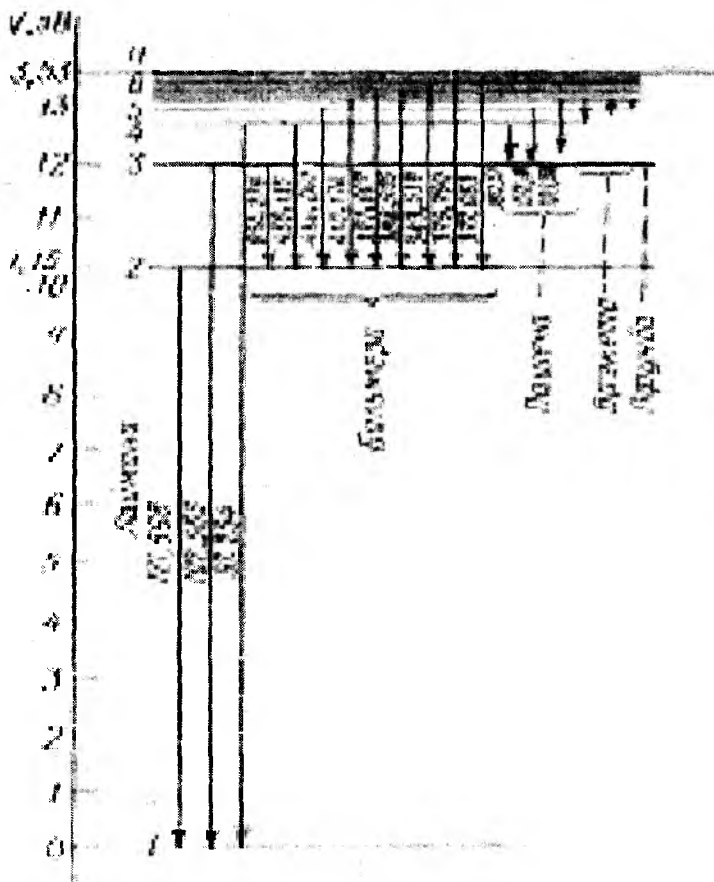
$$E_n = -\frac{1}{n^2} \frac{Z^2 e^4 m}{8h^2 \epsilon_0^2} \quad n=1,2,3,\dots \quad (8.23)$$

minus ishora elektron yadro bilan bog'liq ekanligini, ya'ni elektronni ajratib olish uchun ma'lum miqdorda energiya sarflash lozimligini bildiradi.

n butun sonlarni qabul qilib, bosh kvant soni deb yuritiladi. Atomning $n=1$ bo'lgan energetik holati asosiy yoki normal holat, $n>1$ xolatlar esa qo'zg'algan holat deb yuritiladi. Atom energiyasi n -

ortishi bilan orta boradi (manfiy qiymat esa kamayadi) va $n = \infty$ da chegaraviy qiymatiga erishadi(8.7- rasm).

Vodorod atomi uchun elektron eng quyi minimal energiyali $n=1$ holatda bo'lganda, $E_{\min} = -13.55 \text{ eV}$. Energiyaning minimal qiymati bilan aniqlanadigan $U = \frac{E_{\min}}{e}$ kuchlanish ionlashtirish potentsiali deb yuritiladi.



8.7-rasm.

Bor postulatlariga muvofiq,

$$h\nu = E_m - E_n = -\frac{e^4 m}{8h^2 \epsilon_0^2} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (8.24)$$

nurlanish chastotasi

$$\nu = E_m - E_n = -\frac{e^4 m}{8h^3 \epsilon_0^2} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (8.25)$$

(8.25) ni Balmerning umumlashgan qonuni tenglamasi bilan solishtirib, Ridberg doimiysi uchun,

$$R = \frac{e^4 m}{8h^3 \epsilon_0^2} \quad (8.26)$$

hosil qilamiz. Fundamental kattaliklarni o'rniga qo'yib, R (8.26) ga ko'ra hisoblaganda, olingan natija tajribada aniqlangan natijalarga mos keladi ($R=3,29 \cdot 10^{15}$ 1/sek)

Bor nazariyasi atom fizikasining rivojlanishiga katta hissa qo'shdi. U kvant mexanikasining vujudga kelishida muhim bosqich bo'lib hisoblanadi. Shunga qaramasdan, ushbu nazariyada ham ba'zi bir ziddiyatlar mavjud:

1. Bor nazariyasi na klassik fizika va na kvant mexanikasi xulosalari tarzida kelib chiqqan. Boshqacha aytganda, bu nazariya kvant fizikasi xulosalariga asoslana turib, klassik fizika qonunlaridan foydalanadi;

2. Birday shart-sharoitlarda nima sababdan elektron u yoki bu sakrashlarni sodir etishini tushuntirmaydi;

3. Bu nazariyani ko'p elektronli atomlar uchun qo'llash noto'g'ri xulosalarga olib keladi;

4. Statsionar holatlar sababini, elektron statsionar orbitada tezlanish bilan harakatlanishiga qaramasdan nurlanish hosil qilmasligi kabi masalalar hal qilinmagan.

Bu ziddiyatlar yorug'lik dualizmi kabi klassik fizika va elektrodinamika qonunlarini atomdek ob'yektlarga tadbiq etib bo'lmashligini (klassik fizika va elektrodinamika qonunlarini qo'llanish chegarasi mavjudligini) ko'rsatadi. Bu esa atomda klassik fizika qonunlariga bo'ysunmaydigan, hali fanga noma'lum xususiyatlar mavjudligidan darak beradi.

IX bob. ZARRACHALARNING KVANTOMEXANIK XOSSALARI

9.1. Kvant mexanikasi elementlari (Elementar zarralarning to'liqin xususiyatlari)

Elementar zarrachalar to'g'risidagi dastlabki tasavvurlarimiz klassik mexanika va elektrodinamik kuzatishlar natijasidir, biroq atom tuzilishini o'rganish bu tasavvurlarning yetarli emasligidan darak beradi.

Fransuz olimi Lui-de-Broil (1924-y.) ko'p yillar davomida yorug'lik hodisalarini o'rganishda, uning korpuskulyar xususiyatlarini e'tibordan chetda qoldirilgani kabi, zarrachalarning xossalarini o'rganishda, to'liqin xususiyatlariga nazar qilmay, qaytadan xatoga yo'l qo'ymadikmikin? Korpuskulyar-to'liqin dualizmi nafaqat yorug'lik fotonlarigagina xos xususiyat bo'lmay, tabiatdagi barcha zarrachalar (elektron, proton, neytron va materiyaning boshqa zarralari)ga ham xos universal xususiyatdir, degan g'oyani ilgari suradi. Bu g'oyaga ko'ra, har qanday mikro-ob'yektlarga bir tomondan to'liqinlarga xos xususiyat mos kelsa, ikkinchi tomondan korpuskulyar xususiyatlar mos keladi va ular quyidagicha jadvalda ko'rsatilgan fundamental kattaliklar bilan tavsiflanadi.

Korpuskulalar	To'liqinlar
Energiyasi: $E = hv = \frac{P^2}{2m}$	Chastotasi: $\nu = \frac{E}{h} = \frac{mc^2}{h}$
Impulsi: $P = \frac{hv}{c} = k\hbar$	To'liqin uzunligi: $\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{2\pi\hbar}{P}$
Massasi: $m = \frac{hv}{c^2} = \frac{\hbar\omega}{c^2}$	To'liqin soni: $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{v}$

Mikroob'yektlarning bu ikki korpuskulyar-to'lqin xossalari orasidagi miqdoriy munosabatlarni quyidagicha ifodalash mumkin

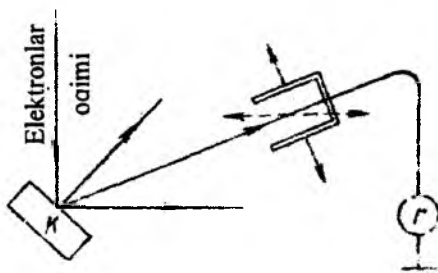
$$\lambda = \frac{h}{p} \quad (9.1)$$

λ - de-Broil to'lqin uzunligi deb yuritiladi. Tinch xolatda massaga ega bo'lgan, tezligi yorug'lik tezligidan kichik ($\mathcal{G} \ll c$) zarrachalar uchun de - Broil to'lqin uzunligi,

$$\lambda = \frac{h}{m\mathcal{G}} \quad (9.2)$$

Shuni alohida qayd qilamizki, de-Broil gepotezasi λ_0 - butun son marta kvantlashgan elektron orbitalarigina statsionar bo'ladi deb Bor nazariyasini asoslab berdi:

$$\left. \begin{aligned} 2\pi r &= n\lambda_0 = n \frac{h}{m\mathcal{G}} \\ m\mathcal{G}r &= n \frac{h}{2\pi} = n\hbar \end{aligned} \right\} \quad (9.3)$$



9.1-rasm.

Ko'p o'tmay Djermer va Devisson (1927-y.) nikelning tabiiy kristalidan sohilgan elektronlarning difraksiyasini kuzatishga muvofiq bo'ldilar. Monoenergetik elektronlar oqimi strukturasi oldindan yaxshi o'rganilgan nikel kristaliga tushadi (9.1-rasm). Har xil burchak ostida difraksiyalangan elektronlar maxsus sezgir galvanometr orqali qayd qilinadi.

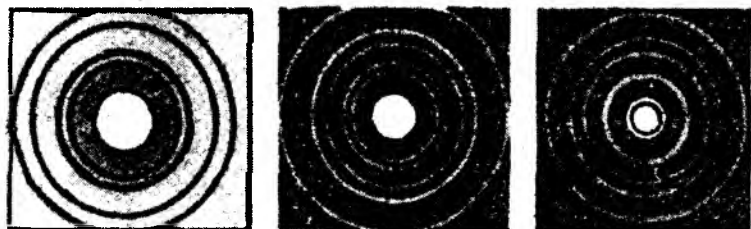
Energiyasi eU -bo'lgan maydonda tezlatilgan elektronlar uchun de-Broil to'liq uzunligi

$$\lambda_D = \frac{h}{m\vartheta} = \frac{h}{m\sqrt{2\left(\frac{e}{m}\right)U}} = \frac{U}{\sqrt{2meU}} = \frac{12.25}{\sqrt{U}} \text{ \AA} \quad (9.4)$$

Potensiallar ayirmasi 54 V bo'lganda de-Broil to'liq uzunligi λ_D , difraksiyon *max* shartiga ko'ra, Vulf-Breg formulasidan olingan natijalar bilan mos tushib, de-Broil gepotezasining nihoyatda to'g'ri ekanligi tajribada tasdiqlanadi.

Djermer va Devisson tajribalaridan so'ng, Tartakovskiy, Tomsonlar elektronlarning qalinligi 10^{-5} sm bo'lgan har xil metallardan sohilishini Debay-Sherrer usuli bilan kuzatdilar.

Rentgen nurlarining alyuminiy plastinkadan (9.2a-rasm), elektronlarning oltin (9.2b-rasm) va mis (9.2v-rasm) plastinkalardan o'tgandagi difraksiyon manzarasi tasvirlangan.



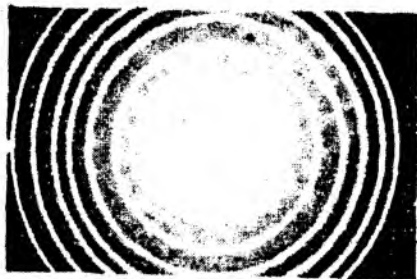
a)

b)

v)

9.2-rasm.

Fabrikant, Biverman va Sushkin (1949-y.) qurilma orqali ketma-ket o'tgan elektronlarning difraksiya hodisasini kuzatdilar. Uzoq ekspozitsiya davomida olingan difraksiyon manzara boshqa yo'llar bilan olingan (foton, elektronlar oqimi va hokazolar orqali) difraksiyon manzaralardan mutlaqo farq qilmaydi (9.3-rasm).



9.3-rasm.

Bu esa to'liqin xususiyat har bir elektronga xos ekanligidan darak beradi. Shtern va uning safdoshlari atom-molekulalar ham difraksiya hodisasini vujudga keltirishini aniqladilar. Yuqoridagilardan kelib chiqib, moddalarni tashkil etgan zarrachalar, qarama-qarshi (korpuskulyar, to'liqin) jihatlarni umumlashtirgan dialektik birlik degan to'xtamga kelamiz.

9.2. To'liqin funksiyasi. Shredinger tenglamasi

Kvant mexanikasida turli potentsial maydonda mikrozzarrachalar xossalari dinamik o'zgaruvchilar (kordinata, impuls, energiya va hokazolar) ni aniqlashda to'liqin funktsiyasidan foydalaniladi va uni "Psi funktsiya" deb ataladi. Erkin zarrachalar to'liqin funktsiyasini de – Broyl yassi to'liqin ko'rinishda

$$\psi = \psi_0 e^{-\frac{i}{\hbar}(E \cdot t - p \cdot r)} = e^{-\frac{i}{\hbar}(E \cdot t)} \cdot \psi \quad (9.5)$$

ifodalanishini ko'rsatdi.

Bu yerda $\psi = \psi_0 e^{i/\hbar(\tau)}$ - to'liq funksiyasining faqat koordinatalarga bog'liq bo'lgan qisimidir. (9.5)ni koordinatalar bo'yicha ikki marta differentsiallab, impulsning kvadrati uchun (9.6) ni yozamiz:

$$p^2 = -\frac{\hbar^2}{\psi} \nabla^2 \psi \quad (9.6)$$

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} i + \frac{\partial^2}{\partial y^2} j + \frac{\partial^2}{\partial z^2} k - \text{Laplas operatori}$$

Energiya va impuls orasidagi munosabat,

$$E = \frac{p^2}{2m} + U \quad (9.7)$$

(9.7)ni hisobga olib quyidagilarni hosil qilamiz,

$$E - U = -\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{1}{\psi} \nabla^2 \psi \quad \text{yoki} \quad \nabla^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0 \quad (9.8)$$

(9.8) - statsionar holat uchun Shredenger tenglamasi deb yuritiladi.

Bu yerda U va ψ lar koordinata x, u, z larning funksiyasi bo'lib hisoblanadi. (9.5) ni vaqt bo'yicha differentsiallasak,

$$\frac{\partial \psi(t)}{\partial t} = \frac{i}{\hbar} (E \cdot \psi(t)) \quad (9.9)$$

(9.6) va (9.9) dan ,

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + U \psi = i\hbar \frac{\partial^2 \psi}{\partial t} \quad (9.10)$$

(9.10) – Shredenger umumiy tenglamasi deb yuritiladi va zarrachalarning dinamik o'zgaruvchilarini aniqlashda qo'llaniladi

Shredenger tenglamalari biror nazariya yoki postulatlarining mahsuli bo'lmay, mexanikadagi Nyuton, elektrodinamikadagi Maksvell tenglamalari kabi analitik mexanika va optik o'xshashliklarning tahlili natijasidir. Uning to'g'ri yoki noto'g'riligi tajriba natijalariga mos kelishi bilan tasdiqlanadi. (9.10) dagi ψ funktsiya x, u, z va t o'zgaruvchilarning funksiyasidir (qisqa yozish maqsadida ψ ko'rinishda yoziladi). Agar maxsus qayt etilmasa, ψ - faqat koordinata (x, u, z) ning, $\psi(t)$ esa x, u, z va t ning funksiyasi deb tushuniladi.

Shredenger tenglamasining ψ funksiyasini normallashtirish shartlarini qanoatlantiruvchi yechimlari, E – parametrning har qanday qiymatlarida ham mavjud bo'lavermaydi. E – energiyaning ayrim normallashtirish shartini qanoatlantiradigan qiymatlari E_1, E_2, E_3, E_n to'plam energiyasining spektrini tashkil etadi. Energiyaning har bir xususiy qiymatiga mos kelgan ψ_n yechimlari xususiy funksiyalar deyiladi.

(9.10) dan ko'rinadiki, Shredenger tenglamalarining yechimi potensial maydon ko'rinishiga bevosita bog'liq (biz quyida bunga alohida to'xtalamiz).

Agar vaqtning biror t_0 qiymatida zarrachaning holati $\psi_0(t)$ ma'lum bo'lsa, (9.10) yechib uning t vaqtdagi zarracha holati $\psi(t)$ ni ham topish mumkin. Bu kvant mexanikasidagi sababiyat va oqibat prinsipi deb hisoblanadi.

9.3. «Psi-funksiya» ning fizik ma'nosi

To'lqin funksiyasining fizikaviy mohiyatini aniqlash uchun, qaralayotgan hodisani to'lqin hamda kvant nazariyasi asosida tahlil qilish lozim.

Fazoning interferensiya, difraksiya maksimumlari kuzatiladigan sohalarida, intensivlik, to'lqin nazariyasiga ko'ra, to'lqinlar

amplitudasi kvadratiga, ya'ni A^2 ga proporsionaldir. Kvant nazariyasiga ko'ra, intensivlik fazoning shu sohasiga tushayotgan kvantlar soniga proporsionaldir. Bu ikki nazariya bir-biriga mos kelishi uchun M. Born (1926-y) mikrozarhalarni biror dV - hajmda aniqlash ehtimoli shu hajm elementi uchun hisoblangan «psi funktsiya» modulining kvadratiga teng degan xulosaga keldi.

$$dp = [\psi]^2 dV \quad (9.11)$$

dP mikrozarhaning dV -hajmida aniqlanish ehtimoli ψ funktsiya kompleks funktsiya bo'lgani uchun uning kvadratini quyidagicha ifodalash mumkin.

$$[\psi]^2 = \psi^* \cdot \psi$$

Bu yerda ψ^* - ψ -ga qo'shma kompleks funktsiya.

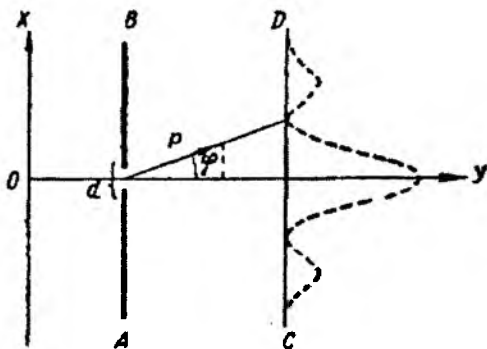
U holda,

$$dp = \psi^* \cdot \psi dV$$

(9.12)

Mikrozarralar kuzatilayotgan dV -hajm elementida aniq bo'lishi uchun $\int \psi^* \cdot \psi dV = 1$ shart bajarilishi lozim, bunda ishonchli sodir bo'lishi mumkin bo'lgan hodisalar ehtimoli birga teng.

Shunday qilib, ψ - funktsiya modulining kvadrati mikrozarhalarni kuzatilayotgan sohada aniqlash ehtimollik zichligini bildirib, statik tabiatga ega (9.4-rasm).



9.4-rasm.

Demak, difraksiyon manzarani u (max) yoki b (min) nuqtasiga tushayotgan fotonlar soni yorug'lik to'liqlarining shu sohadagi amplitudasi kvadratini aniqlaydi. Yuqoridagilardan ko'rinadiki, bitta fotonning holati ham statik ehtimollik bilan aniqlanadi.

9.4. Mikrozarrachalar xossalari (de-Broil to'liqin xossalari noaniqlik munosabati)

Korpuskulyar-to'liqin xususiyatlarning dialektik birligidan iborat kvant ob'yektlar mikrozarrachalar deb yuritiladi (foton, elektron, proton, atom va molekularlar mikrozarrachalardir). Mikrozarrachalar xususiyatlari klassik tasavvurdagi elementar zarrachalardan tubdan farq qiladi. Klassik tasavvurdagi zarracha aniq trayektoriyaga egadirlar. Elektronlarning nurli naychadagi yo'li - Vilson kamerasidagi boshqa qayd qiluvchi qurilmalardagi «izlar» (treklar)ni buni yaqqol tasdiqlaydi. Shu tufayli uning koordinatasi $\frac{dx}{dz} = \frac{1}{m} p_x$

va impulsi $\frac{dp}{dt} = F$ ni vaqtning ixtiyoriy lahzasida yetarli darajada aniq o'lchash mumkin. Bu klassik fizikada sababiyat va oqibat

prinsipi deb yuritiladi. Bundan tashqari, u (zarracha)lar yaxlit bo'lib, bir butunligi bilan ajralib turadi. Hali hech kim tajribalar asosida elektron zaryadini bo'laklarga bo'lib uzatilishini kuzatgan emas.

Kvant ob'yektlar korpuskulyar-zarracha xususiyati bilan birga to'liq xususiyatlarga ham egadirlar. Lekin, shuni alohida qayd etamizki, de-Broil to'liqlari elektromagnit tabiatga ega emas. Zaryadli zarracha harakati bilan bog'liq qandaydir elektromagnit maydon o'zgarishlari vujudga keladi, degan mulohazani yuritish mumkin, ammo tajribalar shuni ko'rsatadiki, tekis harakatlanayotgan zaryadli zarrachalar hech qanday o'zgaruvchan elektromagnit maydonni vujudga keltirmaydi. Boshqa to'liqlar kabi de-Broil to'liqlari uchun ham $\lambda = \frac{g}{v}$ munosabat o'rinalidir.

\mathcal{G}_F -to'liqning fazaviy tezligi $\mathcal{G}_F = \frac{\omega}{k}$, ifodaning surat va mahrajini \hbar ga ko'paytirib,

$$\mathcal{G}_\phi = \frac{\hbar\omega}{k\pi} = \frac{E}{P} = \frac{c^2}{g} \quad (9.13)$$

(9.13) dan de-Broil to'liqlarining fazaviy tezligi yorug'likning bo'shliqdagi tezligidan katta bo'lishi kelib chiqadi.

Gruppaviy tezlik esa,

$$u = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d(\hbar\omega)}{d(k\pi)} = \frac{dE}{dp} \quad (9.14)$$

Erkin zarracha uchun energiya bilan impuls orasida quyidagi bog'lanishni hisobga olib,

$$E = c\sqrt{p^2 + m_0^2 c^2}$$

$$\text{Bundan } \frac{dE}{dp} = \frac{cp}{\sqrt{p^2 + m_0^2 c^2}} = \frac{c^2 p}{E} = g_{ni} \quad (9.15)$$

hosil qilamiz. Demak, de-Broil to'liqlarining gruppaviy tezligi zarrachaning tezligiga teng bo'ladi, degan xulosaga kelamiz.

To'liqin bu biror muhitning harakatidir. Harakatning bu turini fazoning biror nuqtasida joylashgan holda tasavvur qilib bo'lmaydi. Shu tufayli to'liqinga koordinatasi keng sohada o'zgaradigan ($\Delta x \rightarrow \infty$) uzluksiz jarayon tarzida qaraladi. Monoxromatik to'liqin

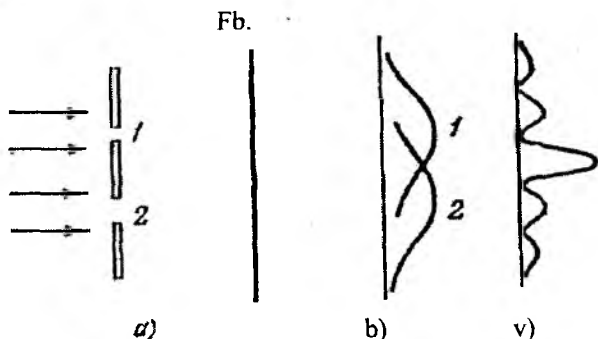
impulsining o'zgarishi $p = \frac{h}{\lambda}$ ga asosan nolga teng bo'ladi, ya'ni

$\Delta x \rightarrow \infty$ da $\Delta P \rightarrow 0$. Agar to'liqinni fazoning biror nuqtasida joylashgan jarayon deb qaralsa, bunday to'liqin paketi uchun to'liqin uzunligining impulsi ham o'z ma'nosini yo'qotadi,

$$\Delta p = \Delta \left(\frac{h}{\lambda} \right) = \frac{h}{\lambda^2} \Delta \lambda \quad (9.16)$$

(9.16) ga asosan impulsning o'zgarishi nolga teng. Chegaraviy shart bajarilganda $\Delta x \rightarrow 0$, $\Delta P \rightarrow \infty$ bo'ladi.

Kvant ob'yektlarining yana bir xususiyati difraksiya hodisasida yaqqol namoyon bo'ladi. Monoenergetik zarrachalarning ikki tirqishdan o'tishdagi difraksiyasini kuzatamiz (9.5-rasm).



9.5-rasm.

Dastlab, ikkinchi tirqishni berkitib, mikrozzarralarning birinchi tirqishdan o'tishdagi taqsimlanish suratini olamiz (ikkinchi egri chiziq), (9.5 b - rasm).

Endi har ikkala tirqish orqali o'tgan mikrozzarrachalar taqsimlanishi ikki kogerent to'liq interferensiyasi manzarasiga o'xshaydi (9.5 v - rasm). Demak, zarrachaning harakatiga har ikkala tirqish ham ta'sir ko'rsatadi, bunda zarrachaning bir qismi birinchi tirqishdan, qolgan qismi esa ikkinchi tirqishdan o'tadi deb tushunmaslik kerak, chunki, kvant ob'yektlari bir butun bo'lib, bo'linmas ekanligini biz yuqorida aytib o'tgan edik. Shunday qilib, mikrozzarrachalarni o'ziga xos dualistik xususiyati tufayli ularning koordinatasi va impulsini bir vaqtda aniqlab bo'lmaydi. Bu noaniqlik o'lchov asbobining kamchiligi yoki tajriba o'tkazuvchining malakasizligidan kelib chiqmay, u mikrozzarrachalarning o'ziga xos ob'yektiv xususiyatlaridir. Bu xulosa nazariy yo'l bilan Geyzenberg (1926-y.) tomonidan isbotlangan bo'lib, kvant mexikasining fundamental tushunchalaridan biri bo'lib hisoblanadi va noaniqlik munosabati deb yuritiladi. *Mikrozzarrachalar koordinatasi va impulsining tashkil etuvchilari bo'yicha aniqlashda yo'l qo'yilgan noaniqlik Plank doimiysidan kichik bo'la olmaydi*

$$\left. \begin{aligned} \Delta x \cdot \Delta p_x &\geq h \\ \Delta y \cdot \Delta p_y &\geq h \\ \Delta z \cdot \Delta p_z &\geq h \end{aligned} \right\} \quad (9.17)$$

Misol tariqasida zarrachaning elektron nurli naychadagi harakatini kuzatib, noaniqlik munosabatini quyidagicha yozamiz:

$$\Delta x \cdot \Delta \vartheta \geq \frac{h}{m_e} \quad (9.18)$$

(9.18) dan ko'rinadiki, zarrachaning massasi qancha katta bo'lsa, uning koordinatasi va tezligini aniqlashda yo'l qo'yilgan noaniqlik shuncha kichik bo'ladi. Agar elektron 0.01 foiz aniqlikda o'lchangan ($\vartheta = 10^{10}$ m/s) tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsa,

$$\Delta \vartheta_x = 10^{10} \frac{m}{sek} \cdot 10^{-2} = 10^8 \frac{m}{sek}$$

Uning koordinatasini aniqlashdagi noaniqlik,

$$\Delta x = \frac{h}{\Delta \vartheta_x m_e} = \frac{6,67 \cdot 10^{-34} \text{ j} \cdot \text{sek}}{9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg} \cdot 10^8 \text{ m/sek}} \approx 7,27 \cdot 10^6 \text{ ga teng bo'lib,}$$

elektron harakatiga klassik fizika qonunlarini tadbiiq etish mumkinligini ko'rsatadi.

Endi noaniqlik munosabatini atomdagi tashqi qobiq elektroniga tadbiiq etamiz. Vodorod atomidagi elektron uchun koordinatani o'lchashdagi noaniqlik atom o'lchami qadar bo'lsin.

$$\Delta x = 10^{-10} \text{ m tezlikni o'lchashdagi noaniqlik,}$$

$$\Delta \mathcal{G}_x = \frac{6,67 \cdot 10^{-34} \text{ j} \cdot \text{sek}}{10^{-10} \text{ m} / \text{sek} \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}} = 7,3 \cdot 10^6 \text{ m} / \text{sek}$$

Bu esa elektronning $r=0.5 \cdot 10^{10} \text{ m}$ li orbitadagi tezligi ($\mathcal{G}=2.3 \cdot 10^6 \text{ m/sek}$) dan bir necha marta katta bo'lib, klassik fizika qonunlarini atomdagi elektronlarga tadbiiq etib bo'lmashligini ko'rsatadi.

Noaniqlik munosabati nafaqat koordinata va impulsqa xos xususiyat bo'lmay, energiya bilan vaqt, nurlanish bilan chastotalar va hokazolar uchun ham o'rinalidir.

Noaniqlik munosabati tufayli o'rtacha "yashash" vaqti Δt bo'lgan sistema energiyasini

$$\Delta E \geq \frac{h}{\Delta t}$$

nurlanish spektri chiziqlari siljishi $\Delta \nu \geq \frac{\Delta E}{h}$ ifodasiga binoan aniqlash mumkin.

Spektral chiziqlar siljishi ma'lum bo'lganda, atomning uyg'ongan holatdagi «yashash» vaqtini hisoblash mumkin. Shunday qilib, noaniqlik munosabati kvant mexanikasining fundamental asoslaridan biri hisoblanadi, lekin shunga qaramasdan noaniqlik munosabatlari qayta-qayta falsafiy bahs va munozaralar mavzusi bo'lib kelmoqda. Ba'zi faylasuflar noaniqlik munosabatini noto'g'ri talqin qilib, idealistik xulosalar chiqarishga urindilar. Ular bir tomondan moddiy olam – dunyoni va uning rivojlanish qonunlarini bilish in'ikos etishni inkor etsalar, ikkinchi tomondan kvant ob'yektlarini makon va zamondan tashqaridagi narsalar deb talqin qiladilar. Aslida noaniqlik munosabati olamni idroklash chegarasi bo'lmay, balki ularga klassik fizika qonunlarini qay ma'noda va qay darajada qo'llash mumkinligini ko'rsatib beradi.

9.5. Mikrozarrahalarining erkin harakati

Vaqtning o'tishi va koordinataning o'zgarishi zarracha tabiatga ta'sir etmaydigan maydondagi harakatni kuzatamiz. Bunday maydon barqarorlashgan – statsionar maydon deb yuritiladi. Maydon potensialini koordinata bo'yicha o'zgarmaganligi, $-\infty \leq x \leq +\infty$ oralig'ida $U(x)=0$ deb qabul qilish huquqini beradi. Buni e'tiborga olib, bir o'lchamli fazo (x -o'qi yo'nalishi) da harakat qilayotgan zarracha uchun Shredenger tenglamasi,

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + k^2 \psi = 0 \quad (9.19)$$

Bu yerda,

$$k^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E \quad (9.20)$$

(9.19) differensial tenglamaning yechimi,

$$\psi(x) = Ae^{ikx} + Be^{-ikx} \quad (9.21)$$

Bu yechimning fizikaviy ma'nosini aniqlash uchun uni to'la to'liq funksiyasi ko'rinishida yozib olamiz:

$$\psi(xt) = \psi(x)e^{-i\omega t} = Ae^{-i(\omega t - kx)} + Be^{-i(\omega t + kx)} \quad (9.22)$$

(9.22) ning o'ng tomonidagi birinchi had x -o'qining musbat yo'nalishida tarqaluvchi yassi to'liqlarni, ikkinchi hadi esa x -o'qining manfiy yo'nalishida tarqaluvchi yassi to'liqlarni ifodalaydi. Demak, erkin harakat qilayotgan zarrachaning holatini aniqlovchi to'liq funksiyasi, bir-biriga nisbatan qarama-qarshi yo'nalishda tarqaluvchi yassi to'liqlar superpozitsiyasidan iboratdir.

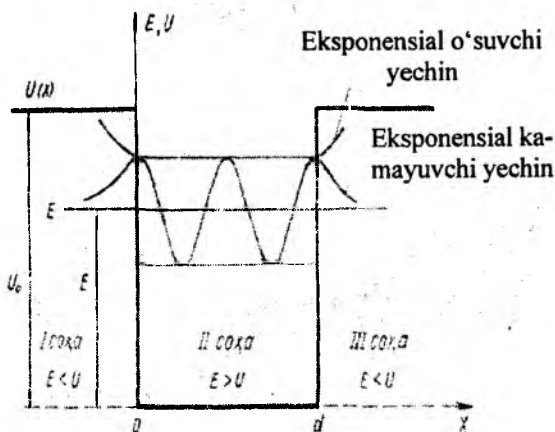
Erkin harakatlanayotgan zarrachaning energiyasi (9.20) ifodaga ko'ra,

$$E = \frac{k^2 \hbar^2}{2m_0} = \frac{m g^2}{2} \quad \text{uzluksizdir (9.23).}$$

Demak, zarracha erkin harakat qilganda, ya'ni uning harakat qilish sohasi cheklanmaganda, energiyasi diskret bo'lmay, tezlikka bog'liq holda uzluksiz o'zgaradi. To'lqin va korpuskulyar xususiyatga ega bo'lgan zarracha erkin harakat qilganda klassik fizika qonunlariga bo'ysunuvchi korpuskulaga o'xshash bo'lishi mumkin.

9.6. Zarrachalarning potensial o'ra ichidagi harakati

Soddalik uchun o'ra tubidan cheksiz baland va tik potensial to'siqlar bilan chegaralangan, zarracha faqat ox o'qi musbat yo'nalishda $0 \leq x \leq l$ sohagacha erkin harakatlana oladi deb faraz qilamiz (9.6 – rasm).



9.6-rasm.

Zarracha harakat qilayotgan sohani uchga bo'lamiz va ularning har birida maydon potentsiali o'zgaras deb hisoblaymiz:

I – soha $-\infty \leq x \leq 0$ $U(x)=U_0 = \text{const}$;

II – soha $0 \leq x \leq \ell$ $U(x)=0$;

III – soha $\ell \leq x \leq +\infty$ $U(x)=U_0 = \text{const}$.

ℓ - o'ra kengligi potentsial o'ra tubidan boshlab hisoblanadi. Bir o'lchovli fazoda statsionar holat uchun Shredenger tenglamasi quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0 \quad (9.24)$$

Masala shartiga ko'ra (o'ra cheksiz baland va tik to'siqlar bilan chegaralangan), zarracha o'raning tashqarisida mavjud emasligi tufayli uni o'raning tashqarisida bo'lish ehtimoli nolga teng. Undan tashqari, to'lqin funksiyasining uzluksizlik sharti bajarilishi uchun, o'ra chegarasida $x=0$, $x=\ell$ qiymatlarda ham Psi funksiya nolga teng bo'ladi

$$\Psi(0)=\Psi(\ell)=0 \quad (9.25)$$

Buni hisobga olsak, Shredenger tenglamasi uchun,

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \psi = 0$$

yoki

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \kappa^2 \psi = 0 \quad (9.26)$$

Bu yerda,
$$k^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E \quad (9.27)$$

(9.26) ko‘rinishdagi differensial tenglamaning umumiy yechimi

$$\psi(x) = A \sin kx + B \cos kx \quad (9.28)$$

ko‘rinishda bo‘ladi.

Soha chegarasida Ψ - funksiya va uning hosilasi ham nolga teng. Birinchi chegaraviy shart bajarilishi uchun $B=0$ bo‘lishi shart:

$$\Psi(0) = 0; B=0$$

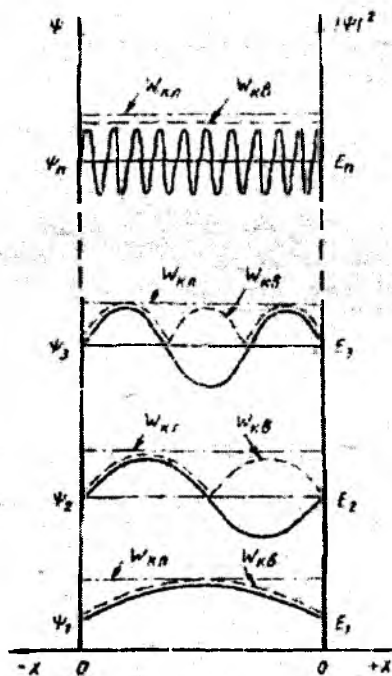
ikkinchi chegara uchun,

$$\Psi(x) = A \sin kx \quad (9.29)$$

(9.29) ni hosil qilamiz. $\Psi(\ell) = A \sin k\ell = 0$ faqat $k\ell = n\pi$ shartni qanoatlantiradigan qiymatlardagina bajariladi. Zarracha energiyasi uchun,

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m\ell^2} n^2 \quad (9.30)$$

Bundan ko‘rinadiki, chuqur o‘ra ichida zarracha energiyasi ixtiyoriy bo‘lmay, diskret qiymatli energetik holatlar qatoriga ega bo‘la oladi va bu energetik holatlar (sathlar), n – esa kvant soni deb yuritiladi (9.7-rasm).



9.7-rasm.

Kvantlanishning ahamiyati n va l kattaliklarning turli qiymatlariga qarab xilma-xil bo'lishi mumkin.

Masalan, potentsial o'ra kengligi atom o'lchami $l = 10^{-9} m$ bo'lsa, zarracha energiyasi shunday diskret qatorni tashkil etadiki, ular orasidagi farq

$$\Delta E = E_{n+1} - E_n = (2n + 1)5,4 \cdot 10^{-20} j = (2n + 1)0,54 eV$$

bo'lib, energiyaning bu diskret qatori chiziqli spektrni hosil qiladi.

Agar potentsial o'ra kengligi metall ichidagi erkin elektronlarni erkin yugurish masofasi $l = 10^{-2} m$ kabi bo'lsa,

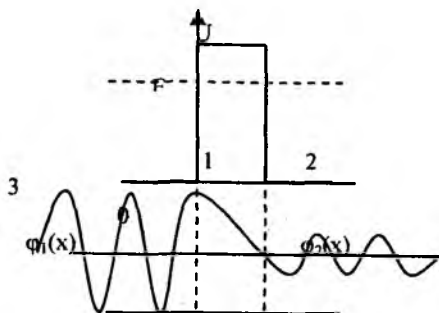
$$\Delta E = (2n+1)0,54 \cdot 10^{-34} J = (2n+1)03,4 \cdot 10^{-15} eV$$

Bu holda energetik spektrlar shunday tig'iz joylashadiki, energiya deyarli uzluksiz o'zgaradi deb hisoblash mumkin bo'ladi. Bundan tashqari (9.30) ga asosan kvant sonining katta qiymatlarida $n \gg 1$ $\Delta E_n / E_0 = 2/n \ll 1$ bo'ladi. Energiyaning kvant «savrashlari» deyarli sezilmaydi. Xulosa qilib aytganda, n va ℓ kattaliklarning miqdoriy o'zgarishlari sifat o'zgarishlariga olib keladiki, natijada kvant zarrachalarining xususiyati klassik zarracha xususiyatlariga yaqinlashib boradi. Bu esa Bor ta'kidlaganidek, kvant mexanikasining umumiy sabab va oqibat prinsipidir.

9.7. Zarrachalarning eni cheklangan potensial to'siq orqali o'tishi (tunnel effekti)

Mikrozarrachalarning ob'yektiv xossalari shu zarracha bilan unga nisbatan tashqi hisoblangan jismlar orasidagi o'zaro ta'sir natijasida aniqlanadi. Tashqi sharoitning tabiatiga qarab, o'rganilayotgan jismning biror xossasi namoyon bo'ladi. Tekshirilayotgan mikrozaracha qanday sharoitda bo'lsa, kvant mexanikasi xuddi o'sha sharoitlarni hisobga oladi. Buni quyidagi misolda qarab chiqamiz.

Biror kuch maydonida x -o'qining musbat yo'nalishida harakat qilayotgan E energiyali zarracha, eni d bo'lgan, balandligi U_0 bo'lgan potensial to'siqqa duch kelsin (9.8 - rasm.)



9.8-rasm.

$E > U_0$, zarracha potensial to'siqdan o'ta oladi.

$E < U_0$, zarrachaning potensial to'siqdan o'tish ehtimolini aniqlaylik.

Zarracha harakat qiladigan sohani maydon potensialining o'zgarishiga qarab uchga ajratamiz.

$$U(x) \begin{cases} 0 & -\infty \leq x \leq 0 & I - \text{soha} \\ U_0 & 0 \leq x \leq d & II - \text{soha} \\ 0 & d \leq x \leq \infty & III - \text{soha} \end{cases}$$

x ning $x < 0$ va $x > d$ – bo'lgan hamma qiymatlarida potensial energiya nolga teng. Zarrachaning to'liqin energiyasi $E < U$ – bo'lsa, klassik mexanika nuqtai nazaridan zarracha yo $x < 0$ bo'lgan I – sohada yoki $x > d$ bo'lgan III – sohada harakatlanadi. Zarracha to'siq sohasiga o'ta olmaydi.

Kvant mexanikasi nuqtai nazaridan, zarracha to'siq orqali suzib o'ta oladi deb uqtirilib, «Tunnel effekti» deb yuritiladi. Tunnel effektini tavsiflash maqsadida potensial to'siqning tiniqlik darajasi tushunchasi kiritilgan

$$D = \left| \frac{j_{um}}{j_{tush}} \right| \quad (9.31)$$

Potensial to'siqdan o'tgan zarrachalar oqimi zichligi $j_{\text{ut}} - \text{ning}$, to'siqqa tushayotgan zarrachalar oqimi $j_{\text{tu}} - \text{ga nisbati moduliga son}$ jihatidan teng kattalik to'siqning tiniqlik darajasi deb yuritiladi. Hisoblashlar ko'rsatadiki, tiniqlik darajasi potensial to'siqning U_0 balandligi, d qalinligi va zarrachaning E energiyasiga bog'liq bo'lib, to'g'ri burchakli to'siq uchun,

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - E)d}\right) \quad (9.32)$$

To'siq eni ortsa, uning tiniqligi eksponensial ravishda kamayadi va $d \rightarrow \infty$ bo'lganda $D \rightarrow 0$ bo'ladi.

To'siqning balandligi ortsa ham, tiniqlik darajasi D kamayadi, ammo zarracha energiyasi E ortsa, potensial to'siqning tiniqligi D ham ortadi.

Shunday qilib, zarrachalar to'lqin xususiyatiga ega bo'lganligi sababli, ularning energiyasi potensial to'siq balandligidan kichik bo'lsa ham to'siq orqali «sizib» o'tish imkoniyatiga ega bo'ladi.

Fāraz qilaylik, zarrachalarni potensial to'siq bilan to'qnashish vaqti Δt – muddat davom etgan bo'lsin. U holda zarracha energiyasining aniqligi,

$$\Delta E \geq \frac{h}{\Delta t} \quad (9.33)$$

Agar ΔE – potensial to'siq o'lchami qadar $\Delta E \geq (U_0 - E)$ bo'lsa, zarracha uchun to'siq tiniq hisoblanadi. Haqiqatdan, tunnel effekti ko'plab tajribalarda o'z tasdig'ini topdi. Metallardagi sovuq emissiya, avtoionizatsiya, α -yemirilish kabilar bunga misol bo'ladi. Tunnel effekti mikrozarrachalarning to'lqin va korpuskulyar xususiyatlarini yana bir bor e'tirof etuvchi kvant mexanikasi prinsiplarining to'g'riligi isbotidir.

X bob. ATOM TUZILISHINING HOZIRGI ZAMON TASAVVURI

10.1. Atom va molekularning kvantomexanik tasavvuri

Atom va molekular musbat va manfiy zaryadlangan zarrachalarning murakkab sistemasidir. Vodorod atomi va vodorodsimon atomlar (He^+ , Li^{++}) Ze^- musbat yadrodan va bitta elektronidan iborat sistemadir. Yadro maydonidagi elektronning potensial energiyasi:

$$U = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (10.1)$$

Z – elementlarning davriy sistemasidagi tartib raqami,

R – elektronning yadrodan uzoqligi (radius-vektor).

Bunday sistema holatini ifodalovchi ψ – to‘lqin funksiya ko‘rinishi statsionar holat uchun Shredenger tenglamasining yechimidan iborat bo‘ladi:

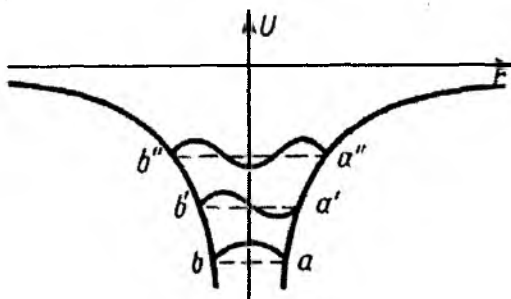
$$\Delta\psi + \frac{2m_e}{\hbar^2}(E - U)\psi = 0 \quad (10.2)$$

Ikkinchi tenglamani Kulon kuchlari maydonidagi elektron uchun sferik koordinatalar sistemasidan foydalanib yechish ancha murakkab matematik masaladir. Ammo shuni ko‘rsatish mumkinki, bu tenglamaning ψ – to‘lqin funksiyasining barcha shartlari (chekli, uzluksiz va bir qiymatli) bajariladigan yechimiga energiyaning uzluksiz

musbat ($E > 0$) qiymatlarida yoki manfiy ($E < 0$) diskret qiymatlarida ega bo'lishi mumkin. Energiyaning $E < 0$ manfiy diskret qiymatidagi yechimlari vodorod atomini aks ettiradi,

$$E_n = -\frac{Z^2 m e^4}{8 h^2 \epsilon_0^2 n^2} \quad n=1, 2, 3, \dots \quad (10.3)$$

Atom energiyasining bunday manfiy diskret qiymatlari qatorini giperbolali potensial «o'ra» ichidagi gorizontaal chiziqlar kabi tasvirlash mumkin (10.1 – rasm).



10.1-rasm.

Eng quyi ($n=1, E_1$) energetik holat asosiy yoki normal, $E_n > E_1$ holatlar esa uyg'ongan holat deb yuritiladi. n ortishi bilan energetik holat chiziqlari zichlasha boradi va limitida energiyaning minimumiga teng bo'ladi.

$E_n > 0$ da elektron yadrodan ajralib, erkin holatda bo'ladi va spektrning tutash qismini aks ettiradi (10.1- rasmda shtrixlangan soha). Vodorodni ionlashtirish uchun zarur bo'lgan energiya

$$E_i = -E_n = m e^4 / (8 h^2 \epsilon_0^2) = 13,55 eV \quad (10.4)$$

tarzda ifodalanadi va Bor nazariyasi natijalari bilan mos tushadi. Bu esa kvant mexanikasi nazariyasining oqibatlaridan biri bo'lib, hech qanday qo'shimcha postulatlardan foydalanishga hojat qoldirmaydi.

Energiyaning (10.3) tenglama bilan aniqlangan xususiy qiymatlariga mos keluvchi xususiy funksiyalari, ya'ni (10.2) ning yechimlari kvant sonlari deb yuritiladigan uchta erkin o'zgaruvchi parametrlarga ega bo'ladi.

Ulardan biri n bilan belgilanib, *bosh kvant soni* deb yuritiladi. Bosh kvant soni atomda elektron ega bo'lishi mumkin bo'lgan energiyani aniqlaydi

Ikkinchisi-**orbital kvant soni** bo'lib, ℓ -bilan belgilanadi. Orbital kvant soni elektron orbitasi shakli, o'lchami va shu orbitadagi elektron impuls momentining diskret qiymatlarini belgilaydi. Elektron impuls momentining kvantomexanik ruxsat etilgan diskret qiymatlari quyidagi ifoda bilan aniqlanadi,

$$L = \hbar\sqrt{\ell(\ell + 1)} \quad \ell = 0, 1, 2, \dots, n - 1. \quad (10.5)$$

Uchinchi kvant soni m bilan belgilanadi va *magnit kvant soni* deb yuritiladi. Magnit kvant soni yordamida impuls momenti vektorlarining va u bilan bog'liq magnit momentining fazoda kvant shartlari ruxsat etgan yo'nalishlari aniqlanadi. Agar ixtiyoriy yo'nalishda tashqi magnit maydoni yo'nalishini qabul qilsak, ruxsat etilgan yo'nalishlar kvantlashgan bo'ladi va quyidagicha ifodalanadi,

$$L_z = m\hbar \quad m=0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \ell \quad (10.6)$$

Shunday qilib, kvant sonlari atomda elektron holatlarini belgilaydi va ψ -to'liq funksiyasi ifodasiga uning tarkibiy qismi sifatida kirgan bo'ladi.

Elektron impuls momentiga va u bilan bog'liq magnit momentiga ega bo'lishi, bosh kvant soni n bilan aniqlangan elektron energiyasi xususiy qiymatlarining har biriga (E_1 -dan boshqa) ℓ -orbital kvant soni bilan farq qiladigan $(n-1)$ ta va magnit kvant soni m -bilan farq qiladigan $(2\ell + 1)$ ta holatlarda bo'lishi mos keladi. Bir

energetik holatga tegishli, lekin to'liq funksiyasi ψ_{nlm} bilan farq qiladigan bunday holatlar «turlangan» holatlar deb yuritiladi. Holatlar soni turlanish darajasini belgilaydi va quyidagi ifoda bilan hisoblanadi

$$\sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) = n^2 \quad (10.7)$$

Quyidagi jadvalda atomning birinchi uchta energetik holatiga tegishli turlanish darajasi ko'rsatilgan.

10.1- jadval

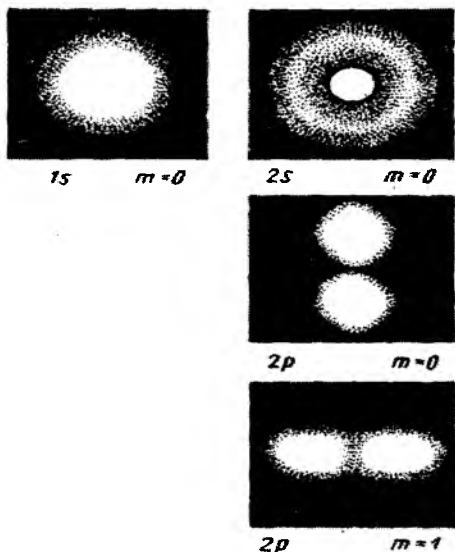
Energetik holat E_n	To'liq funksiyasi ψ_{nlm}	Kvant sonlari		
		n	l	m
E_1	$\varphi_{1,0,0}$	1	0	0
E_2	$\varphi_{2,0,0}$	2	0	0
	$\varphi_{2,1,-1}$	2	1	-1
	$\varphi_{2,1,0}$	2	1	0
	$\varphi_{2,1,+1}$	2	1	+1
E_3	$\varphi_{3,0,0}$	3	0	0
	$\varphi_{3,1,-1}$	3	1	-1
	$\varphi_{3,1,0}$	3	1	0
	$\varphi_{3,1,+1}$	3	1	+1
	$\varphi_{3,2,-2}$	3	2	-2
	$\varphi_{3,2,-1}$	3	2	-1
	$\varphi_{3,2,0}$	3	2	0
	$\varphi_{3,2,+1}$	3	2	+1
	$\varphi_{3,2,+2}$	3	2	+2

Haqiqatdan ham atom energetik holatlarining magnit maydonida tarkibiy qismlarga ajralishini gollandiyalik Zeebek (1896-y.) tajribada aniqlagan.

Atomda elektronning ana shunday holatlarini belgilashda bosh kvant sonini raqam bilan, orbital kvant sonini esa harf bilan belgilash qabul qilingan. Masalan:

1s
2s2p
3s3p3d
4s4p4d4f

va hokazo.



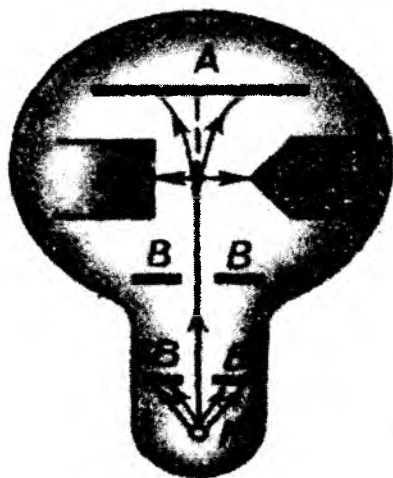
10.2-rasm.

Kvant mexanikasi qonunlariga muvofiq elektronning har bir holati n , ℓ va m bilan farq qiladigan to'liq funksiyalar bilan aniqlanadi. Bu to'liq funksiyalar modulining kvadrati $|\psi_{n\ell m}|^2$ - elektronning yadro atrofidagi hajmda aniqlash ehtimolini bildiradi va u har xil to'liq funksiyalar uchun turli xil bo'ladi. Shu tufayli elektron yadro atrofida kvant shartlari yo'l qo'ygan «elektron bulut» tarzida o'ziga xos zichlik bilan taqsimlangan bo'ladi. ℓ -orbital va n

bosh kvant sonlari elektron bulutining shakli va o'lchamini belgilasa, magnit kvant soni m uning fazoda joylashish yo'nalishlarini belgilaydi. Quyidagi rasmda $n=1$, $n=2$ bo'lganda elektron bulutining joylashishi ko'rsatilgan (10.2 - rasm).

10.2. Elektronning spini. Spin kvant soni

Shtern va Gerlax (1921-y.) atom-molekularining magnit momentini aniqlash uchun o'tkazgan tajribalarda 1s-holatdagi vodorod atomi spektrini birjinsli bo'lmagan magnit maydonida qo'shyo'ldoshlarga ajralishini aniqladi (10.3 - rasm).



10.3-rasm.

Ma'lumki, 1s holat (asosiy holat)da vodorod atomi R_m -magnit momentiga va u bilan bog'liq bo'lgan impuls momentiga ham ega bo'lmaydi $\ell=0$. Shu tufayli magnit maydon ta'sirida atom shu'lasi qo'shyo'ldoshga ajralishi mumkin emas.

Biroq ishqoriy metallar spektrlarining yuqori ajrata olish qobiliyatiga ega spektral asboblarda o'rganish har bir spektral chiziqlarning qo'sho'ldoshlardan iborat ekanligini ko'rsatadi.

Spektral chiziqlarning tarkibiy qismlarga ajralishi nozik struktura deb yuritiladi. Nozikstruktura nafaqat ishqoriy metallar yoki vodorod atomiga xos bo'lmay, balki boshqa atomlarga ham tegishli xususiyatdir. Nozikstrukturada yo'ldoshlar soni ikkita bo'lsa umumiy, uchta bo'lsa triplit va hokazoda multplit deb ham ataladi.

Nozikstruktura va moddalarning giromagnit xususiyatlaridagi anomaliyani bartaraf etish maqsadida Gaudsimit va Yulanbek (1925-y.) elektron xususiy spin magnit momenti L_s -ga va u bilan

bog'liq bo'lgan spin magnit momenti p^m ga ham ega bo'ladi degan gipotezaga asoslanadilar. Dastlab, xususiy spin momentiga elektronning o'z o'qi atrofida aylanishi natijasi deb qaraldi. Spin so'zi ham xuddi ana shu aylanishlardan olingan, inglizcha «spin»-aylanmashoq (urchuq) ma'nosini anglatadi. Lekin ko'p o'tmay aylanayotgan elektron haqidagi gipotezadan voz kechdilar, chunki spin elektronning aylanishi bilan bog'liq bo'lmagan, lekin uning massasi, zaryadi kabi tabiiy xossasi ekanligi aniqlandi. Ammo «spin» - atamasi fanda saqlanib qoldi.

Elektronning spin momenti va u bilan bog'liq spin magnit momenti ham orbital mexanik moment kabi kvant shartlarini qanoatlantirishi lozim,

$$L_s = \hbar \sqrt{s(s+1)} \quad (10.8)$$

s – spin kvant soni deb yuritiladi va spin magnit momentining tashqi magnit maydonga nisbatan og'ish yo'nalishlarini belgilaydi.

Nozikstrukturaga muvofiq $(2s + 1) = 2$. Demak, $s = \frac{1}{2}$ qiymat qabul qiladi. U holda spin mexanik momenti

$$L_s = \frac{1}{2} \hbar \sqrt{3} \quad (10.9)$$

(10.9) ga teng bo'lgan yangi qiymatga ega bo'ladi. Tashqi

magnit maydonda spin momenti L_s va u bilan bog'liq spin magnit moment P_{ms} vektori ishorasi bilan farq qilgan ikki xil yo'nalishda yo magnit maydoni yo'nalishida yoki unga qarama-qarshi yo'nalishda joylashishi lozim:

$$P_{ms} = \pm \frac{1}{2} \hbar \quad (10.10)$$

Shunday qilib, atomda elektronning holatini (shuningdek, boshqa mikrozarrachalar holatini ham) tavsivlashda uchchala kvant sonlari (n -bosh kvant spini, ℓ -orbital kvant soni va m -magnit kvant soni) bilan bir qatorda S yoki m_s spin kvant sonidan ham foydalanish lozim bo'ladi.

10.3. Pauli prinsipi. Atomda elektron qobiqlarning to'ldirilishi

Har qanday atomda elektronlar yadroviy kuchlarning maydonida joylashgan bo'ladi. Elektronlarning bunday maydondagi holati nafaqat n bosh kvant soni ($n=1,2,\dots$) ℓ -orbital kvant soni ($\ell=0,1,2,\dots, n-1$), va m magnit kvant soni ($m=0,\pm 1,\pm 2,\dots,\pm \ell$), orqali emas, balki ichki xususiyatlarni ifodalay oladigan s -spin kvant soni ($S=\pm 1/2$) ni ham hisobga olish lozim.

Atomning normal holatida barcha elektronlar kvant mexanikasi qonunlari ruxsat etgan holatlarda joylashadi, ya'ni, normal holatdagi atomning barcha elektronlari eng quyi energetik holat ($n=1, \ell=0$) $1s$ holatda joylashgan bo'lishi lozim. Ammo tajribalar ko'rsatishicha, elektronlarning barchasini bir energetik holatda joylashishiga kvant mexanikasining Pauli (1925-y) aniqlagan qonun yo'l quymaydi, *chunki bu prinsipga ko'ra atomning har bir energetik holatida to'rttala kvant soni aynan bir xil bo'lgan ikki yoki undan ortiq elektronlarning bo'lishi mumkin emas*. Biz yuqorida, bosh kvant soni n bo'lgan har bir holatlarga xususiy qiymatlari ℓ orbital va m magnit kvant sonlari bilan

farq qiladigan elektronlarning $\sum (2\ell + 1) = n^2$ ta energetik holatlari mos kelishini ko'rsatgan edik. Spin kvant sonini hisobga olib, bunday elektronlar soni jami $\sum 2(2\ell + 1) = 2n^2$ dan ortiq bo'la olmaydi deya olamiz.

Ko'p elektronli atomlarda bir xil bosh kvant soni bilan aniqlangan elektronlar to'plami *elektron qobiq* deb yuritiladi.

Elektron qobiqlar tartib raqamlariga ko'ra:

10.1 Jadval

Tartib raqami, n	1	2	3	4	5	6	7
Belgisi	K	L	M	N	O	P	Q

Elektron qobiqlar orbital kvant soni ℓ -bilan farq qiladigan energetik sathlarga bo'linadi.

Orbital kvant soni ℓ , o dan $(n-1)$ gacha qiymat qabul qilganligi uchun energetik sathlar soni ham elektron qobiq tartib raqami n ga teng bo'ladi. Energetik sathlardagi elektronlar soni esa magnit kvant soni m va spin kvant soni s -orqali aniqlanadi. Berilgan orbital kvant soni uchun elektronlar soni jami $2(2\ell + 1)$ dan ortiq bo'lmaydi.

Quyidagi jadvalda elektron qobiq va uning sathlarini elektron bilan to'ldirilishi ko'rsatilgan.

10.2-jadval

Bosh kvant soni - n	1 2	3	4	5
Elektron qobiq belgisi	K L	M	N	O
Qobiqdagi elektronlarning maksimal soni	2 8	18	32	50

Orbital kvant soni - l	0 0 1	0 1 2	0 1 2 3	0 1 2 3 4
Energetik sathlar belgisi	1s 2s 2p	3s 3p 3d	4s 4r 4d 4f	5s 5p 5d 5f 5q
Jami:	2 2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 14 18

10.4. Elementlarning davriy sistemasi

Hozirgi zamon kimyo fani, atom va yadro fizikasining fundamental asosi hisoblangan elementlar davriy sistemasi D.I.Mendeleyev (1869-y) tomonidan kashf etilgan. Mendeleyev tomonidan agar elementlar atom og'irligi ortishi tartibida joylashtirilsa, bir ustundagi elementlarning fizik-kimyoviy xossalari davriy ravishda takrorlanishi ko'rsatildi. Hozirgi paytda, elementlar davriy jadvalida atom og'irligi tartibida emas, balki zaryad soni Z ning ortishi bo'yicha joylashgan bo'lib, bu ikkala tartib bir-biriga juda mos keladi.

O'sha davrda ma'lum bo'lgan 64 ta elementdan iborat jadvalda ba'zi elementlarning o'rni bo'sh qoldirilgan bo'lib, ular keyinchalik kashf etildi. Mendeleyevning xizmati shundan iborat bo'ldiki, u nafaqat elementlarni davriy sistemada to'g'ri joylashtiribgina qolmay, balki ba'zi elementlar (galliy- Ga, skandiy- Se, germaniy - Ge va boshqalar) mavjudligini hamda ularning fizik-kimyoviy xossalari oldindan aytib berdi, ba'zi elementlar (berilliy - Be, titan - Ti, siri - Si, uran - U) kabi elementlarning atom og'irliklarini aniqladi. Elementlarning kimyoviy-fizikaviy xossalari, atomning tashqi elektron qobig'i elektron bilan to'ldirishiga bog'liq. Shu tufayli elementlar xossalari Pauli prinsipi asosida sodda tushuntirilishi mumkin.

Vodorod - (N) atomida bitta elektron bo'lib, kvant sonlari $n=1$, $l=0$, $m=0$, $s=\pm 1/2$ bo'lgan 1s asosiy holatda bo'ladi.

Geliy atomining ikkita elektroni K - qobiqni to'ldiradi (1-davr shu bilan tugallanadi).

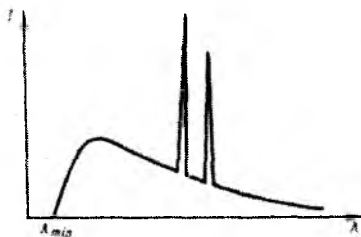
Ne-ning elektron konfiguratsiyasi: $1S^2$, litiy atomining uchinchi elektroni ($z=3$) Pauli prinsipiga muvofiq K-qobiqdan keyingi eng kichik energiyali holat L-qobiq ($n=2$) da joylashadi ($2S$ -holat.) Li ning elektron konfiguratsiyasi $1S^22S$ -bilan belgilanadi. Li dan kichik elementlar davriy sistemasining II-davri boshlanadi. Berilliy (Ve) ning ($z=4$) to'rtinchi elektroni bilan L qobiq $2S$ satxi to'ldirilgan bo'ladi. Undan keyingi ikkita element Bor V ($Z=5$) dan to Neon Ne ($Z=10$) gacha bo'lgan atomlar elektronlari $2R$ sathni elektronlar bilan to'ldirib, II-davri tugallaydi. Natriyning Na ($Z = 11$) o'n birinchi elektroni K, L qobiqdan keyingi eng kichik energetik M qobiqning $3S$ sathida joylashgan bo'ladi. Shu tufayli davriy sistemaning III davri Na dan boshlanadi. Na ning elektron konfiguratsiyasi quyidagi ko'rinishda bo'ladi: $1S^22S^22P^63S$. O'n ikkinchi elementdan boshlab, M qobiqning barcha energetik sathlari ketma-ket elektronlar bilan to'ldirilib boriladi. Argon Ar ($Z=18$) ham He, Ne ga o'xshash barcha (K, L, M) elektron qobiqlari energetik sathlari to'ldirilgan. Shu tufayli inert gaz xususiyatiga ega bo'lgan Ar bilan III davr tugallanadi. Kaliyning K ($Z=19$) o'n to'qqizinchi elektroni Pauli prinsipiga muvofiq, N qobiqning $4S$ sathida joylashadi, chunki L qobiqni kvant sonlari $n = 4$, $\ell = 0$ bilan aniqlanadigan holat energiyasi, M – qobiqning $n=3$, $\ell=2$ kvant sonlari bilan aniqlanadigan holat energiyasidan kichikdir. Yigirma birinchi element Se ($Z=21$) dan, to Zn ($Z=30$) gacha bo'lgan elementlar M qobiq energetik sathlarini, ulardan keyingilari esa to Kr ($Z=31$) gacha N qobiqning energetik sathlarini to'ldiradi. Kripton Kr, Ne barcha energetik sathlarini elektronlar bilan to'ldirib (inert gazlari Ne, Ar kabi) IV davri tugallaydi.

Shuni alohida qayd qilish mumkinki, bundan keyingi davrning boshlang'ich elementlari Rb, Cs, Fr oxirgi elektronlari qobiqlarning S-sathda joylashgan bo'lib, shu tufayli ular ham ishqoriy metallar xususiyatiga egadir. Xe, Rn- larning elektronlari esa tashqi qobiqning S va R sathlarini to'ldirib, ularda navbatdagi davrlar tugallanadi. Shunday qilib, Mendeleev yaratgan davriy sistemada elementlar

xossalarining davriylik qonuni, ularning tashqi elektron qobiqlaridagi elektronlar tarkibiga bog'lab tushuntiriladi. Masalan, inert gazlarining barchasi tashqi elektron qobig'i (S va P energetik sathlari) elektronlar bilan to'ldirilgan. Ishqoriy metallar (Li, Na, K, Rb, Cs, Fr) ning tashqi elektron qobig'ida bittadan elektron, ishqoriy er metallari (Re, My, Ga, Sr, Ra)ning tashqi elektron qobig'i (S-sathda) ikkitadan elektron bor. Barcha galogenlar (F, Cl, Br, Y, Ar) bittadan elektron etishmaydigan tashqi elektron qobiqqa ega bo'ladi va hokazo.

10.3 – jadval

Element	K			L			M			N		Asosiy term	Element	K	L	M	N				O			Asosiy term
	1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p	4s	4p	4d						4f	5s	5p	5d	6s	Asosiy term		
1 H	1												2 Rb	2	8	18	8				1			$^2S_{1/2}$
2 He	2												38 Sr	2	8	18	8				2			1S_0
3 Li	2	1											39 Y	2	8	18	8			1	2			$^2S_{1/2}$
4 Be	2	2											40 Zr	2	8	18	8			2	2			1S_0
5 B	2	2	1										41 Nb	2	8	18	8			4	1			$^2F_{5/2}$
6 C	2	2	2										42 Mo	2	8	18	8			5	1			$^2D_{3/2}$
7 N	2	2	2	3									43 Tc	2	8	18	8			5	2			$^2S_{1/2}$
8 O	2	2	2	4									44 Ru	2	8	18	8			7	1			$^2S_{1/2}$
9 F	2	2	2	5									45 Rh	2	8	18	8			8	1			$^2F_{5/2}$
10 Ne	2	2	6										46 Pd	2	8	18	8			10				1S_0
11 Na	2	8	1										47 Ag	2	8	18	18			1				$^2S_{1/2}$
12 Mg	2	8	2										48 Cd	2	8	18	18			2				1S_0
13 Al	2	8	2	1									49 In	2	8	18	18			2	1			$^2P_{1/2}$
14 Si	2	8	2	2									50 Sn	2	8	18	18			2	2			$^2P_{3/2}$
15 P	2	8	2	3									51 Sb	2	8	18	18			2	2	3		$^2S_{1/2}$
16 S	2	8	2	4									52 Te	2	8	18	18			2	4			$^2P_{3/2}$
17 Cl	2	8	2	5									53 I	2	8	18	18			2	4	5		$^2P_{3/2}$
18 Ar	2	8	2	6									54 Xe	2	8	18	18			2	6			1S_0
19 K	2	8	8				1						55 Cs	2	8	18	18					1		$^2S_{1/2}$
20 Ca	2	8	8				2						56 Ba	2	8	18	18				8			1S_0
21 Sc	2	8	8				1						57 La	2	8	18	18				1	2		$^2D_{3/2}$
22 Ti	2	8	8				2						58 Ce	2	8	18	18				2	2		$^2H_{1/2}$
23 V	2	8	8				3						59 Pr	2	8	18	18				2	3		$^2H_{3/2}$
24 Cr	2	8	8				5						60 Nd	2	8	18	18				2	2		$^2H_{1/2}$
25 Mn	2	8	8				5	1					61 Pm	2	8	18	18				4	5		$^2H_{3/2}$
26 Fe	2	8	8				6	2					62 Sm	2	8	18	18				6	8		1F_0
27 Co	2	8	8				7	2					63 Eu	2	8	18	18				7	8		$^2S_{1/2}$
28 Ni	2	8	8				8	2					64 Gd	2	8	18	18				7	8		$^2D_{3/2}$
29 Cu	2	8	8				10	1					65 Tb	2	8	18	18				8	8		$^2F_{7/2}$
30 Zn	2	8	8				10	2					66 Dy	2	8	18	18				10	8		$^2H_{1/2}$
31 Ga	2	8	8				10		1				67 Ho	2	8	18	18				11	8		$^2H_{3/2}$
32 Ge	2	8	8				10	2					68 Er	2	8	18	18				12	8		$^2H_{5/2}$
33 As	2	8	8				10	2	3				69 Tm	2	8	18	18				13	8		$^2F_{7/2}$
34 Se	2	8	8				10	2	4				70 Yb	2	8	18	18				14	8		1S_0
35 Br	2	8	8				10	2	5				71 Lu	2	8	18	18				1	3		$^2D_{3/2}$
36 Kr	2	8	8				10	2	6															



10.4-rasm.

Tormozli nurlanish to‘lqin uzunligini biror aniq *min* qiymati (λ_{min}) bilan chegaralangan bo‘ladi. Elektron energiyasining ortishi bilan bu minimal chegara (λ_{min}) to‘lqin uzunligining qisqa sohasiga siljiydi. Bu esa nurlanishning kvant tabiatiga ega ekanligidan darak beradi. Elektron energiyasi nurlanish kvantlari energiyasiga teng bo‘lganda tormozlanish nurlanishi vujudga keladi,

$$eU = (E_k)_{mak} = h\nu_{min} \quad (10.11)$$

U – tezlatuvchi potensial.

$(E_k)_{min}$, ν_{min} lar tutash spektr minimumiga mos keluvchi energiya va chastotalardir.

Rentgen nurlari to‘lqin uzunligi chegarasi uchun,

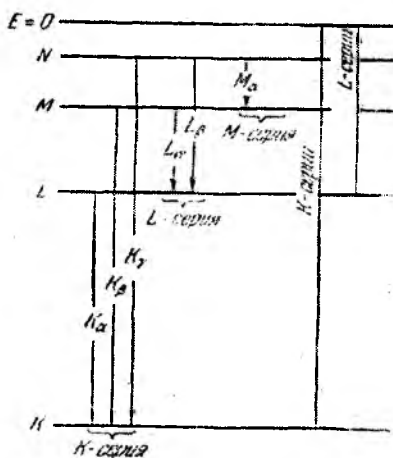
$$\lambda_{min} = \frac{c}{\nu_{mak}} = \frac{h}{eU} \quad (10.12)$$

Tajribalarda λ_{min} ni aniq o‘lchagan holda, (10.12) dan Plank doimiysi h ni aniqlashda foydalanish mumkin.

Tavsifiy nurlanish yuqori energiyali tashqi elektronlarni yoki fotonni metall antikatod atomlarining ichki K, L – qobiqlaridagi elektronni urib chiqarishi tufayli vujudga keladi. Bo‘sh (vakansiya) joy quyi energetik holatni egallash uchun L, M, N – qobiqdagi elektronlar

qo'zg'alib, K, L yoki M seriyali rentgen nurlanishlarini hosil qiladi (10.5 - rasm).

Rentgen nurlari spektri optik spektrlarga qaraganda ancha sodda bo'lib, atigi bir nechta chiziqlardan iborat bo'ladi. Tavsiviy spektr uchun shu narsa o'rinliki, engil elementlardan og'ir elementlarga o'tgan sari uning spektral tarkibi o'zgaraydi, faqat to'liq uzunligining qisqa sohasiga siljiydi xolos.



10.5-rasm.

Rentgen nurlari spektrini ingliz olimi G. Mozeliy (1913-y.) o'rganib chiqdi.

Xarakteristik nurlanish chastotasi zaryad soni Z dan chiqarilgan kvadrat ildzga proporsionaldir degan qonunni kashf etdi.

$$\nu = R(Z - \sigma)^2 \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (10.13)$$

R –Ridberg doimiysi ,

σ - ekranlashtirish koeffitsienti deb yuritiladi va o'zaro ta'sir kuchlari butun yadroning Ze – zaryadiga emas, balki ekranlashtirish tufayli

$(Z - \sigma)e$ – zaryadga ta'sir etishini bildiradi.

$m=(1, 2, 3, \dots)$ – rentgen nurlari spektri seriyasini bildiradi, $n=m+1$ dan boshlab qiymat qabul qilib, spektral seriyaga tegishli chiziqlarni aniqlaydi. Spektral seriyaga tegishli chastotalar $\nu = \frac{c}{\lambda}$ ni aniq o'lchab, atom tuzilishining kvantomexanik qonunlarga buysunishini tekshirib ko'rish mumkin.

10.6. Molekula va kimyoviy bog'lanishlar

Molekula – moddalarning fizikaviy, kimyoviy xususiyatlarini to'la aks ettira oladigan eng kichik zarracha bo'lib, kimyoviy bog'lanish kuchlari ta'sirida birikkan atomlar sistemasidir.

Atomlarning molekula hosil qilib birikishida kimyoviy bog'lanishlarning asosiy ikki turi ko'p uchraydi.

Musbat va manfiy ionlarning elektrostatik kuchlar ta'siri ostida birikishi ion-geteropolyar bog'lanish (NaCl, LiF, KBr, KJ, HCl va hokazo), antiparallel spinga ega bo'lgan valent elektronlarning qo'shni atom yadrosini qamrab birikishi (H_2, O_2, N_2, CO, CN va hokazo) kovalent-gemopolyar bog'lanish deb ataladi.

Molekula asosiy holatda – elektrostatik jihatdan neytral ko'p zarrali murakkab kvant ob'yektdir. Sodda (ikki atomli) molekular tuzilishini Geytler va London (1927-y.) tomonidan ishlab chiqilgan kvant nazariyaning ba'zi asosiy xossalarga to'xtalib o'tamiz.

Birinci yaqinlashishda molekulaning aylanma, tebranma harakat energiyasi va elektron konfiguratsiyasiga tegishli energiyasini mustaqil deb hisoblab, to'la energiya uchun,

$$E = E_e + E_v + E_r \quad (10.14)$$

Bu yerda: E_e - elektron konfiguratsiyasi orqali aniqlangan energiya;

$$E_e \sim \hbar^2 \frac{1}{mR^2} \quad (10.15)$$

R- qo'shni yadrolar orasidagi masofa;

E_v - tebranma harakat (garmonik ossillyator) energiyasi

$$E_v = (v+1/2)\hbar\omega \quad (10.16)$$

v - tebranma harakat kvant soni ($v=0,1,2,3,\dots$)

E_r – kvantlashgan aylanma harakat energiyasi

$$E_r = \frac{\hbar^2 j(j+1)}{2I} \quad (10.17)$$

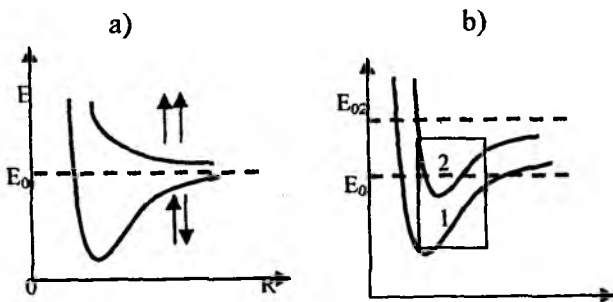
j - aylanma harakat kvant soni ($j=0,1,2,3,\dots$)

Yuqoridagilarni hisobga olib,

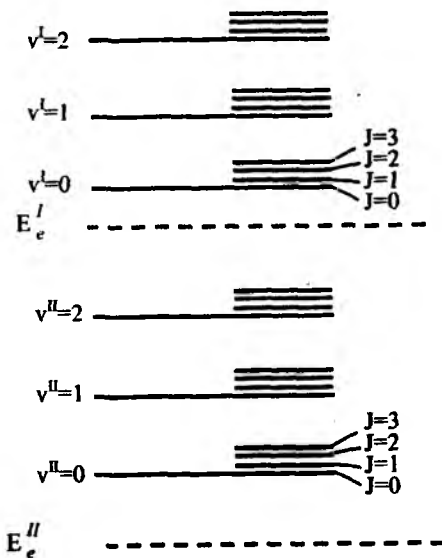
$$E = E_e + (v+1/2)\hbar\omega + \frac{\hbar^2 j(j+1)}{2I} \quad (10.18)$$

Molekulaning xususiy energiyasi uning tarkibiga kiruvchi yadrolar orasidagi masofaga teskari proporsional bo'lib, spini har xil elektronlar uchun turlichadir.

R cheksizga intilganda ($R \rightarrow \infty$) bu energiya spini parallel yoki antiparallel bo'lgan alohida atomlar kvant energiyasi yig'indisiga assimptotik yaqinlashadi (10. 6a - rasm).



10.6-rasm.



10.7-rasm.

Molekulaning xususiy energiya zaxirasini o'zgarishi asosan elektron konfiguratsiyasining energetik o'zgarishlariga teng bo'lib, aylanma va tebranma energetik o'zgarishlari ulushi deyarli sezilmaydi. Molekula energiyasining nisbiy o'zgarishi

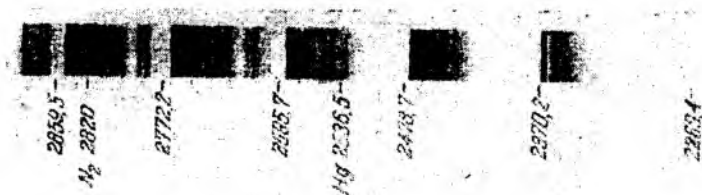
$E_e:E_0:E_r=1:\sqrt{m/M}:m/M$ ga teng. Bu yerda M molekula tarkibidagi atomlar yadrosi massasining tartibi.

Tajribalar va kvantomexanik hisoblashlar ko'rsatishicha, aylanma harakat energetik spektrlari o'zgarishi tebranma harakat spektrlarida, u esa o'z navbatida elektron konfiguratsiyaga tegishli energetik sakrashlardan bir necha yuz, ming marta kichikdir: $E_e=1\div 10\text{eV}$, $E_0=10^{-2}\div 10^{-5}\text{eV}$, $E_r=10^{-5}\div 10^{-3}\text{eV}$.

10.7-rasmda sodda molekularlarning ikkita energetik sathlari uchun elektron, tebranma va aylanma sathlar ko'rsatilgan.

10.7. Molekulyar spektrlar. Kombinatsion sochilish

Molekulaning spektri atomlar spektridan tubdan farq qilib, bir tomoni keskin, ikkinchi tomoni xiralashgan yo'llardan iborat bo'ladi. Bu yo'llar spektrning infraqizil ko'rinadigan va ultrabinafsha nurlar sohasida joylashgan. Aslida molekula spektri ham atom spektri kabi chiziqlidir, lekin elektronlar ko'pligi tufayli chiziqlar zich joylashgan bo'lib, yo'llar (polosa) hosil qiladi. Yo'l – yo'l spektr nomi ham ana shundan kelib chiqqan (10.8 - rasm).



10.8-rasm.

Biz yuqorida energetik sakrashlarning uzunligi har xil bo'lishini ($\Delta E_e \gg \Delta E_0 \gg \Delta E_r$) ko'rsatgan edik. Shu tufayli molekulaning har xil holat o'zgarishlari ΔE_r – sakrashlarga rotatsion yo'llar (tebranma – aylanma); ΔE_0 sakrashlarga – tebranma, yo'l – yo'l boshqa energetik

sakrashlarga elektron tebranma spektr deb ataladigan yo'llar mos keladi.

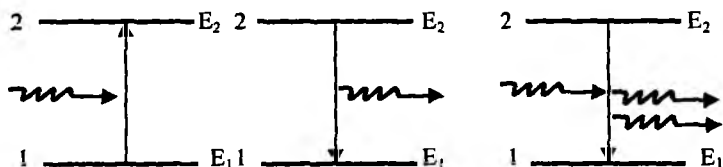
Mandelstam va Landsberg (1924-y.) va ayni zamonda hind olimlari Raman va Krishnanlar monoxromatik yorug'lik moddadan o'tganda chastotasini o'zgartirib, kombinatsion sochilishni vujudga keltirishini kashf etdilar. Agar modda (gaz, suyuqlik, tiniq qattiq jism)ga chastotasi ν bo'lgan monoxromatik nur tushsa, sochilgan nurlar tarkibida chastotasi sochuvchi modda molekularining xususiy chastotasi ν_i bilan modullashgan $\nu_1 = \nu \pm \nu'$; $\nu_2 = \nu \pm \nu''$; $\nu_3 = \nu \pm \nu'''$ nurlanishlar vujudga keladi. Spektrning asosiy ν chizig'idan qizil nurlar tomonidan joylashgan $\nu_1 = \nu - \nu'$ qizil stoks yo'ldoshlar, binafsha nurlar sohasida joylashgan $\nu_1 = \nu + \nu'$ chiziqlar binafsha yoki antistoks yo'ldoshlar deb yuritiladi.

Kombinatsion sochilish spektrini analiz qilish quyidagicha xulosa chiqarishga olib keladi:

- 1) yo'ldosh chiziqlar asosiy birlamchi nurlanish chizig'iga nisbatan simmetrik joylashgan;
- 2) ν' , ν'' , ν''' - kattaliklar sochuvchi modda molekulari strukturasi tarkibi va tabiatiga bog'liq bo'lib, birlamchi nurlanish chastotasiga bog'liq emas;
- 3) yo'ldoshlar soni faqat sochuvchi moddaning tabiatiga bog'liq;
- 4) binafsha nurlar tomon siljigan antistoks yo'ldoshlar intensivligi modda temperaturasi ortgan sari osha boradi. Ayni holatda qobiq yo'ldoshlar intensivligi esa o'zgarmaydi.

10.8. O'z-o'zidan va majburiy nurlanishlar

Ma'lumki, atomlar barqarorlashgan $E_1, E_2 \dots E_n$ energetik holatlarga ega. Soddalik uchun energiyasi E_1, E_2 bo'lgan normal (1) va uyg'ongan (2) holatni kuzatamiz (10.9 - rasm).



10.9-rasm.

Atom nur yutishi tufayli normal (1) holatdan uygʻongan (2) holatga oʻtishi mumkin. Bunday oʻtish ehtimoli shu oʻtishni vujudga keltiruvchi nurlanish zichligiga toʻgʻri proporsionaldir.

Uygʻongan atomlar biroz vaqt oraligʻidan soʻng, hech qanday tashqi taʼsirsiz, ortiqcha energiyani kvant tarzda nurlantirib $h\nu = E_2 - E_1$ asosiy normal holatga oʻtishi mumkin. Hech qanday tashqi taʼsirsiz uygʻongan atomlarning nurlanish tufayli normal holatga oʻtishi oʻz-oʻzidan nurlanish deb yuritiladi (10.9 b- rasm).

Uygʻongan atomlar energiyasi $h\nu = E_2 - E_1$ shartni qanoatlantiradigan nurlanish taʼsirida qoʻshimcha fotonni nurlash yoʻli bilan ham dastlabki normal holatga oʻtishi mumkin. Atomlarning tashqi taʼsir tufayli qoʻshimcha fotonni nurlantirib normal holatga oʻtishi, majburiy yoki *induksiyalangan nurlanish* deb yuritiladi.

Eynshteyn va Dirak induksiyalangan va induksiyalovchi fotonlar aynan bir xil ekanligini aniqladilar. Ular birday chastota, faza va qutblanishga, hatto birday tarqalish yoʻnalishiga ham ega boʻlib, nihoyat darajada kogerentdir. Majburiy nurlanish fotonlari dastlabki nurlanish yoʻnalishida tarqalib, oʻz yoʻlidagi uygʻongan atomlarni induksiyalaydi. Shunday qilib, nurlanish intensivligi quyun tarzda ortib boradi. Oʻziga tushayotgan nurlanishni majburiy kuchaytirish uchun uygʻongan atomlar soni normal holatdagi atomlar sonidan ortiq boʻlishi lozim. Moddalar atomlarining bunday uygʻongan holatdagi oʻtroqligi *inversiya* deb yuritiladi. Moddalarni inversion holatga oʻtkazish jarayoni esa zichlashtirish (nakachka) deb ataladi. Zichlashtirish – optik, termik,

elektron ionizatsion va boshqa usullar bilan amalga oshirilishi mumkin

A. Fabrikant (1940-y). metall atomlarining (Na – bug‘i) elektr razryadi ta’sirida shunday majburiy nurlanishni kashf etdiki, bu lazer nurlanishning yaratilishiga asos bo‘ldi.

10.9. Yorug‘likning kvant generatorlari – lazerlar

XX asrning ajoyib kashfiyotlaridan biri yorug‘likning kvant generatorlari, ya’ni lazerlardir.

Lazer inglizcha «Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation» so‘zining bosh harflaridan olingan bo‘lib, yorug‘likni majburiy nurlanish tufayli kuchaytirish ma’nosini anglatadi Basov, Proxorov, Taunes (1953-y.) santimetrli diapozonda ishlaydigan induksion nurlanish hosil qiluvchi molekulyar generator – lazerni ishlab chiqdilar.

Amerikalik Maymon (1960-y.) tomonidan invertsiyon moddasi qattiq jism (yoqut) bo‘lgan to‘lqin uzunligi ko‘rinadigan nurlar sohasida joylashgan 6443 \AA induksion nurlanish qurilmasi – lazer yaratildi.

Lazerlar:

a) to‘lqin uzunligining qaysi sohasida induksion nurlanish hosil qilishiga ko‘ra, ko‘rinadigan nurlar, infraqizil nurlar, yaqin ultrabinafsha nurlar uchun mo‘ljallangan optik diapozondagi va santimetrli radioto‘lqinlar diapozonida ishlatiladigan lazerlarga;

b) Inversion-aktiv moddaning tabiatiga ko‘ra, gazli, qattiq jisimli, yarimo‘tkazgichli va suyuq moddali kvant generatoriga;

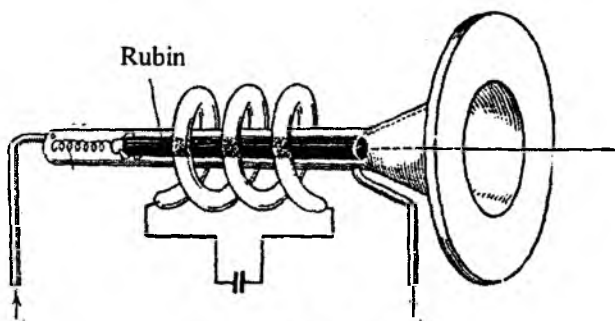
v) Inversion holatni zichlashtirish-usuliga ko‘ra, optik (OKG), issiqlik (TKG), kimyoviy (XKG) va elektroionizatsion (EMKT) generatorlarga bo‘linadi.

g) ish rejimiga ko‘ra, impulsli yoki uzluksiz rejimli generatorlarga ajratiladi.

Yorug‘likning kvant generatorlari quyidagi uch asosiy qismlar:

- 1) inversion holatni vujudga keltiruvchi aktiv muhit (modda);
- 2) aktiv muhit (modda)ni inversion holatga keltiruvchi qurilma;

3) induksion nurlanishda vujudga kelgan fotonlar yo'nalishini tartiblovchi rezonatorlardan tashkil topadi (10.10 - rasm).

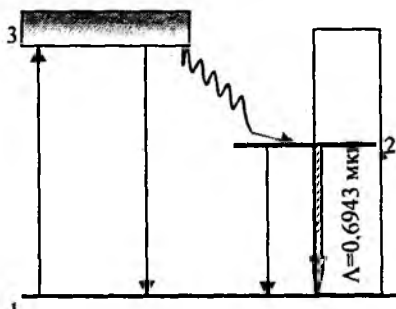


10.10-rasm.

Inversion moddasi qattiq jism bo'lgan lazerlarda ba'zi Al atomlari uch valentli xrom, (Cr^{+3}) bilan almashtirilgan Al_2O_3 oksidli (pushti rang 0,03foiz yoki qizil rang 0,05foiz) yoqut kristalidan foydalaniladi. Moddaning inversion holatini vujudga keltirish uchun impulsli gaz razryadli lampalar ishlatiladi. Katta quvvatli lampa bilan intensiv yoritilgan yoqut tarkibidagi xrom atomlari asosiy 1 - holatdan, uyg'ongan 3-holatga o'tadi. 2-uyg'ongan («yashash davri» 10^{-7} sekund) holatdan atom o'z-o'zidan $3 \rightarrow 1$ holatga o'tadi (bunday o'tishlar juda kam uchraydi) yoki ortiqcha energiyani kristall panjaraga uzatib, yashash davri 10^{-3} bo'lgan ikki metastabil holatga o'tadi. $2 \rightarrow 1$ o'tish kvant shartlariga ko'ra taqiqlangan bo'lganligi uchun metastabil holatdagi atomlar konsentratsiyasini oshirib, inversion holatni vujudga keltiradi. O'z-o'zicha o'tish tufayli vujudga kelgan fotonlar, atomlar metastabil holatda bo'lgan inversion muhitda induksiyalangan majburiy nurlanishni vujudga keltiradiki, u *lazer nurlanishi* deb yuritiladi.

Lazer nurlarini yo'naltirish va intevsivligi oshirish uchun optik rezonatorlardan foydalaniladi. Optik rezonatorlar parallel o'rnatilgan yassi yoki botiq ko'zgudan iborat bo'lib, ular orasiga aktiv modda joylashtirilgan bo'ladi. Ko'zgudan qaytgan nurlar aktiv moddadan

qayta-qayta o'tib, yariinshaffof ko'zgu orqali chiqadigan majburiy nurlanish intensivligini oshiradi (10.11 - rasm).



10.11-rasm.

Lazer quyidagi o'ziga xos xususiyatlarga ega:

- lazer nurlari o'ta monoxromatikdir $\Delta\lambda = 10^{-11}$ m;
- Odatdagi yorug'lik nurlariga nisbatan o'ta kogerentdir (10^7 marta);
- Lazer nurlari yuqori darajada katta quvvatga ega;
- Yoqut o'zak quvvati $W=20$ Vt. bo'lgan lampa bilan yoritilganda 10^{-3} sekundli nurlanish $F_0=2 \cdot 10^4$ Vt quvvat energiya hosil qiladi. Bu nurlanish 1 mm^2 yuzaga fokuslanganda nurlanish quvvati $F_0/S=2 \cdot 10^{10}$ Vt/m² ga yetadi;
- Lazer nurlari eng kam yoyilish burchagiga ega;
- Agar maxsus fokuslangan lazer nurlari bilan Oy Yerdan turib yoritilsa, oyda diametri 3 km. bo'lgan yorug' dog' hosil bo'ladi;
- Lazerning foydali ish koeffitsienti 0,01 foizdan 75 foizgacha yetadi.

Lazerning ajoyib xususiyatlaridan xalq xo'jaligining barcha tarmoqlarida turli maqsadlarda foydalanish mumkin, masalan, ishlab chiqarishda metallarga ishlov berish, qirqish, payvandlash, meditsinada lazer jarrohlik uskunalari sifatida, qishloq xo'jaligida esa urug'larni tez undirib olish, hosildorlikni oshirish kabi maqsadlarda ishlatiladi.

IV BO‘LIM

YADRO FIZIKASI

XI bob

ATOM YADROSI

XII bob

RADIOAKTIVLIK

XIII bob

ELEMENTAR ZARRACHALAR

XI bob. ATOM YADROSI

11.1. Atom yadrosi va uni tavsiflovchi kattaliklar

Ma'lumki, atom yadroviy tuzilishga ega bo'lib, yadrosining o'lchami $10^{-14} \div 10^{-15}$ m chamasida (Rezerfordning α zarrachalar bilan o'tkazgan tajribasi natijasiga asosan).

Agar yadroni R radiusli noshaffof shar deb olsak, bu holda neytronlar (energiyasi 10 MeV – dan katta) ni tez yutib oladigan yadro kesimi yuzasi πR^2 orqali aniqlanadi. Shu tariqa qator elementlar yadrolarning radiuslari $3,8 \cdot 10^{-15}$ m (uglerod uchun) dan $8 \cdot 10^{-15}$ m (vismut uchun) gacha bo'lgan oraliqda yotadi. Natijalarni quyidagi empirik ifoda ko'rinishida yozish mumkin:

$$R = R_0 A^{\frac{1}{3}} \quad (11.1)$$

A – massa soni bo'lib, yadrodagi nuklonlar sonini bildiradi;

R_0 – effektiv radius – yadro markazidan zaryad zichligi markazidagiga nisbatan ikki barobar kamayadigan nuqttagacha bo'lgan masofa. R_0 – yadro radiusini aniqlash usuliga birmuncha bog'liq.

Tez neytronlarning sochilishiga oid tajriba natijalari $R_0 = 1,4$ fm, α - parchalanish natijalari $R_0 = 1,3$ fm, yadro reaksiyalari natijalari esa $R_0 = 1,6$ fm bo'lishini ko'rsatadi.

Yadro fizikasida uzunlikning o'lchov birligi sifatida Fermi ishlatiladi, 1fermi = 1fm = 10^{-13} sm = 10^{-15} m.

(femto «femten» – o'n besh so'zidan olingan).

Buni hisobga olib (11.1) ni quydagicha yozish mumkin,

$$R_0 = 1,3 A^{\frac{1}{3}} \quad (11.2)$$

Energiyasi 500 MeV dan katta bo'lgan elektronlarning sohilishiga doir tajribalarda yadro protonlari sohasining o'lchamini emas, balki yadro bo'yicha zaryadning taqsimotini ham aniqlash mumkin. O'tkazilgan ko'plab tajribalardan ma'lum bo'lishicha, bu taqsimot Fermi funksiyasi bilan aniqlanadi:

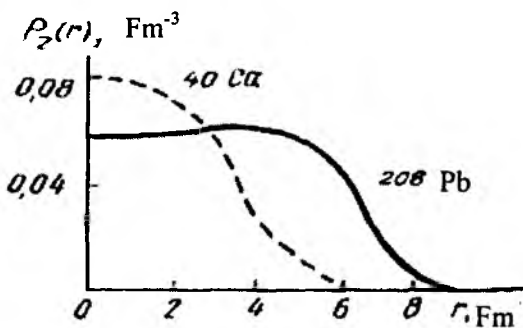
$$q(r) = \frac{q_0}{1 + e^{\frac{(r-d)h\alpha}{\dots}}}$$

q_0 – yadro markazidagi protonlar zichligi ($r=0$),

d va α – yadro tuzilishi parametrlari,

h – yadro po'stlog'i qalinligi (zaryad zichligi 90 foiz dan 10 foiz gacha kamayadi).

Quyidagi rasmda, kadmiy (Co) va (qo'rg'oshin (Pb) larning yadrolarida zaryad taqsimotining tajriba natijalari ko'rsatilgan (11.1-rasm).



11.1-rasm.

Olingan dalillar, neytronlar va protonlar yadroda taxminan bir xil taqsimlangan degan fikrga olib keladi. Agar shunday bo'lsa, zaryadning taqsimlanishi yadro moddasining ham taqsimlanishini aks ettirishi kerak.

(11.1) munosabatdan yadroning massasi uning hajmiga

proporsionalligi va hamma yadrolar taxminan bir xil zichlikka ega ekanligi kelib chiqadi. Binobarin, yadroning hajmi,

$$V = \frac{4}{3} \pi R_0^3 A m^3 \dots \quad (11.3)$$

Hajm birligidagi nuklonlar soni bir xil bo'lib,

$$n = \frac{A}{V} = \frac{3}{4\pi R_0^3} \approx 10^{38} \text{ nuklon / sm}^3$$

Bundan yadro moddasining o'rtacha zichligi juda katta ekanligi kelib chiqadi.

$$\rho = n m = 10^{38} \cdot 1,66 \cdot 10^{-24} = 10^{17} \text{ kg/m}^3.$$

Atom yadrosini harakterlovchi asosiy kattaliklardan biri, zaryad soni (Z) hisoblanadi. Zaryad soni elementlarning davriy sistemadagi tartib nomeri bilan mos tushib, yadro tarkibidagi protonlar sonini, ularning konfiguratsiyasini, shuningdek kimyoviy spetsifik xususiyatlarini ham bildiradi.

Vodoroddan boshqa hamma elementlarning yadrosi ikki xil elementar zarrachalar – protonlar va neytronlardan tashkil topgan bo'ladi. Ular *nuklonlar* deb yuritiladi (nuklon, lotincha so'z bo'lib «nuclius» – yadro – mag'iz ma'nosini anglatadi).

Faqat vodorod atomi yadrosi bitta zarracha – protondan tashkil topgan.

Proton : 1_1p ramz bilan belgilanadi, zaryadi elektronning zaryad miqdoriga teng musbat zaryadli zarrachadir.

Protonning tinch xolatdagi massasi.

$$m_p = 1836 m_e = 938,5 \text{ MeV}$$

Yadro fizikasida massani energiyaning o'lchov birligida

o'lash qabul qilingan (Nisbiylik nazariyasi xulosalariga asosan $E=Ms^2$).

Proton spini $S = \pm \frac{1}{2} \hbar$ momentga va xususiy magnet momentiga ega,

$$\mu_p = +2,7 \mu_\alpha \quad (11.4)$$

μ_{α} – yadro magnetoni bo'lib, bor magnetonidan 1896 marta kichik

$$\mu_\alpha = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5,05 \cdot 10^{-27} \frac{J}{Tl} \quad (11.5)$$

Neytron n_0^1 ramz bilan belgilanadi, Chadvek (1932-y.) tomonidan kashf etilgan. Neytron zaryadsiz zarracha $q_n = 0$ massasi:

$m_n = 1839m_e = 938,5 \text{ MeV}$. spini $S = \pm \frac{1}{2} \hbar$ magnetoni $\mu_n = 1,91 \mu_{\alpha}$

– yadro magnetoniga teng.

Neytron nostabil zarracha bo'lib, yarim yemirilish davri $T = 12$ min. U quyidagi sxema bo'yicha parchalanadi.



ν_e elektron antineytrinosi, tinch holatda massaga ega bo'lmagan zarracha ($m_0 = 0$)

Kimyoviy element yadrolarini belgilashda ${}^A_Z X$ ramzdan foydalaniladi.

X -kimyoviy element belgisi. A yadrodagi proton va neytronlar sonining yig'indisiga teng bo'lib, *massa soni* deb yuritiladi. Yadro tarkibidagi neytronlar soni A va Z ayirmasiga teng bo'lib, N bilan belgilanadi.

$$N = A - Z$$

Zaryad soni (Z) bir xil, massa soni (A) har xil bo'lgan yadrolar *izotoplar* deb yuritiladi. Ko'pchilik kimyoviy elementlar bir nechtdan turg'un (stabil) izotoplarga egadilar. Masalan, kislorod (O_2) uchta, vodorod (N_2) uchta, germaniy(Ge) beshta, qalay (Sn) o'nta izotopga ega.

Massa soni bir xil, zaryadlar soni har xil bo'lgan yadrolar *izobarlar* deb yuritiladi.

Masalan: $_{18}Ar^{40} - _{20}Ca^{40}$; $_8B^{10} - _6C^{10}$; $_1H^3 - _2He^3$; $_3Li^7 - _4Be^7$

Massa soni $A=36$ dan boshlab juft A ga ega bo'lgan yadrolar uchun izobarlar odatda juft – juft bo'lib uchraydi. Masalan,

$_{16}S^{36} - _{18}Ar^{36}$; $_{18}Ar^{40} - _{20}Ca^{40}$; $_{20}Ca^{46} - _{22}Ti^{46}$ va hokazo, hammasi bo'lib 58 ta izobarlar jufti bor. Bir necha izobar yadrolar uchlik (triada) hosil qiladi:

$_{40}Ze^{96} - _{42}Mo^{96} - _{44}Ru^{96}$; $_{50}Sn^{124} - _{52}Te^{124} - _{54}Xe^{124}$
 $_{52}Te^{130} - _{54}Xe^{130} - _{56}Ba^{130}$; $_{54}Xe^{136} - _{56}Ba^{136} - _{58}Ce^{136}$

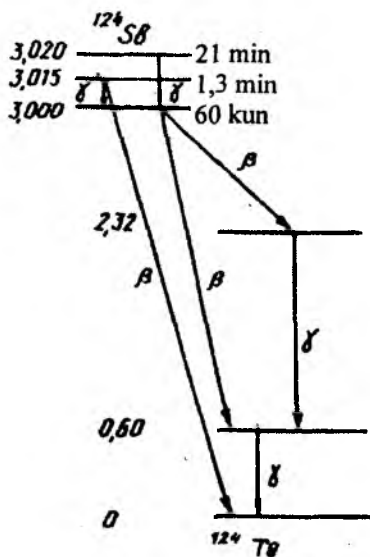
Tarkibida neytronlar soni $N= A-Z$ bir xil bo'lgan yadrolar *izotonlar* deb yuritiladi

Masalan: $_6S^{13}$; $_7N^{14}$

Zaryad va massa soni bir xil, lekin yarim yemirilish davri har xil bo'lgan yadrolar *izomerlar* deb yuritiladi. Izomer – bu ayni bir turdagi, lekin turli energetik holatlarda bo'lgan yadrolardir. Bu holatlar barqaror bo'lmay, ularning har biriga ma'lum o'rtacha yashash vaqti to'g'ri keladi. Masalan, surma (Sb^{124} - yarim yemirilish davri $T_1 = 60$ kun, $T_2 = 1,5$ min va $T_3 = 21$ min bo'lgan uchta aktivlik mos keladi. Yadro izomerlarining qo'zg'algan holatlarini belgilash uchun "m" belgisi ishlatilib, u massa sonidan so'ng qo'yiladi va qo'zg'alish energiyasi ortib borishi tartibida m_1 , m_2 belgilar bilan belgilanadi

Yadroning parchalanish sxemasi (11.2)- rasmda tasvirlangan. Mahsul yadro uchun biz ko'rayotgan misolda Te^{124} ning asosiy holati eng pastki gorizontaal chiziq bilan, kattaroq energiyali holatlari esa mos ravishda yuqoriroq gorizontaal chiziqlar bilan belgilanadi, rasmning yuqorisida ona yadro (Sb^{124}) holatlari ham xuddi

shuningdek belgilanadi. Agar mahsul yadroning atom nomeri ortsa (β - parchalanish) ona yadroning sathlariga nisbatan o'ng tomonda, agar parchalanishda yadro zaryadi kamaysa (α -parchalanish, κ qamrash va proton emirilish) chap tomonidan chiziladi.



11.2-rasm.

Hozirgacha ma'lum elementlarning 2000 ga yaqin izotoplari aniqlangan. Ularning 1/5 – qismi turg'un yadrolar bo'lib, qolganlari radioaktivdir. Izotoplarning ko'pchiligi sun'iy yadro reaksiyalarida hosil qilingan, ular transuran elementlardir.

11. 2. Yadro bog'lanish energiyasi

Atom yadrosi bog'lanish kuchlari bilan bir joyda tutib turilgan A nuklondan, ya'ni Z proton va $N = A - Z$ neytrondan tashkil topgan sistemadir. Agar yadroni uni tashkil qiluvchi nuklonlarga ajratmoqchi bo'lsak, bog'lanish kuchining ta'siriga qarshi ish bajarishga to'g'ri keladi. Bu ishning kattaligi bog'lanish energiyasi

yoki yadro barqarorligining o‘lchovidir. Shu tufayli bog‘lanish energiyasi atom yadrolarining muhim xarakteristikalaridan biri bo‘lib hisoblanadi.

Yadrodagi nuklonlarning o‘zaro ta’sir qonuniyati hanuzgacha noma’lum bo‘lsa ham, istalgan yadroning bog‘lanish energiyasi, yadro massasini aniq o‘lchash, energiyaning saqlanish qonuni va nisbiylik nazariyasi asosida yetarli darajada aniq hisoblash mumkin.

Mass – spektrometrik o‘lchashlar, yadro massasi $M(A,Z)$ ni uni tashkil qilgan nuklonlar massasi yig‘indisi $[Zm_p + Nm_n]$ dan bir oz Δm ga kichik ekanligini ko‘rsatadi. Bu massalarning farqi *massa defekti* deb yuritiladi. Massa defekti nuklonlarning yadrodagi “zichlanishini” xarakterlaydi.

$$\Delta m = [Zm_p + (A - Z)m_n] - M(AZ) \quad (11.7)$$

Bu yerda m_p va m_n – proton va neytronlarning massasi.

Massa defekti nuklonlarni jipslashtirib, yadro hosil qilish natijasida ajralib chiqqan E bog‘lanish energiyasining kattaligini aniqlaydi.

$$E_b = \Delta m c^2 = [Zm_p + (A - Z)m_n - M(AZ)]c^2 \quad (11.8)$$

Odatda elementlar davriy sistemasida yadro massasi M emas, balki atom massasi M_{at} berilgan bo‘ladi. Yadro bog‘lanish energiyasi atom massalari orqali

$$E_b = [Zm_p + (A - Z)m_n - M(AZ)]c^2 \quad (11.9)$$

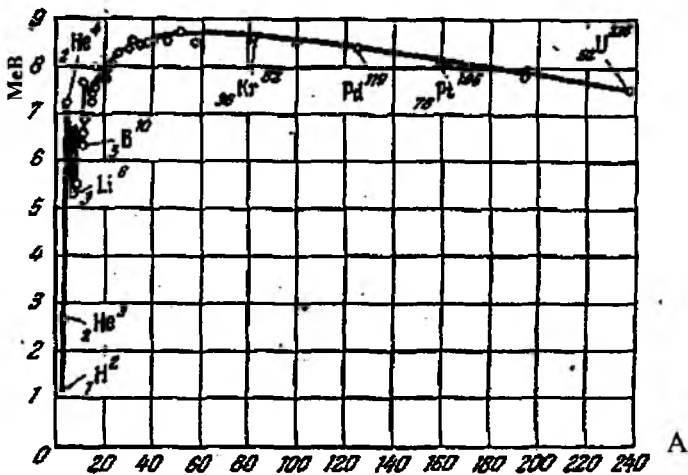
ko‘rinishda ifodalanadi.

Yadro fizikasida E_b bog‘lanish energiyasi bilan bir qatorda solishtirma bog‘lanish energiyasi δE_b dan foydalanadilar. Yadrodagi bitta nuklonga mos kelgan bog‘lanish energiyasiga son jihatidan teng kattalik solishtirma bog‘lanish energiyasi deb yuritiladi

$$\delta E = E_b/A \quad (11.10)$$

Solishtirma bog‘lanish energiyasi, yadroning tashqi ta’sir kuchlarga nisbatan mustahkamligini belgilaydi.

Tajribalar ko‘rsatishicha, solishtirma bog‘lanish energiyasi atom og‘irligiga bog‘liq, bu bog‘lanish (11.3 - rasm) da tasvirlangan.



11.3-rasm.

Yengil elementlar uchun $A \leq 12$ $\delta E = 6 \div 7$ MeV ga teng bo‘lib, keskin o‘zgarishlarga va sakrashlarga ega bo‘ladi. Masalan: $^1_0\text{Ne}^2$ uchun $\delta E_b = 1,1$ MeV, $^4_2\text{Ne}^4$ uchun $\delta E = 7,1$ MeV. $^6_3\text{Li}^6$ uchun $\delta E = 5,3$ MeV.

Bog‘lanish energiyasi atom og‘irligi $A = 50 \div 60$ gacha bo‘lgan elementlar uchun asta-sekin max ga erishib, $A > 70$ elementlardan keyingilari uchun $\delta E = 7,8$ MeV kamayib boradi.

Solishtirma bog‘lanish energiyasining atom og‘irligiga bunday bog‘liqligidan quyidagi xulosalarga kelish mumkin:

- 1) Yengil $A \leq 12$ va og‘ir $A > 70$ yadrolar nostabildir;
- 2) Og‘ir yadrolarning o‘rta element yadrolariga parchalanishi

energetik jihatdan qulaydir;

3) Yengil yadrolar birikib (sintezlanib) og'ir yadrolarni vujudga keltiradi;

Yadrolarning parchalanishida va sintezlanishida juda katta energiya ajralib chiqadi.

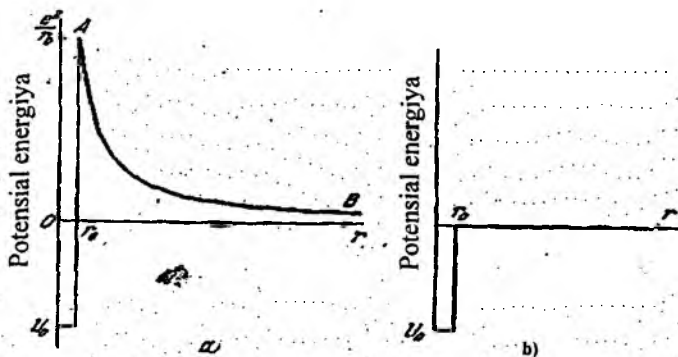
Masalan, massa soni $A = 240$, $\delta E = 7,5$ MeV bo'lgan yadro, massa soni $A_1 = 120$, $A_2 = 120$ bo'lgan ikkita yadroga parchalanganda, $240 \div 250$ MeV energiya ajralib chiqadi. Boshqacha aytganda, 1 gr ${}_{92}\text{U}^{235}$ parchalanishida 3t ko'mirning yonishidagi energiya hosil bo'ladi. Yadro reaksiyalarining energiyasidan foydalanish hozirgi zamon energetikasining asosiy masalalaridan biri hisoblanadi.

11. 3. Yadro kuchlari

Yadroning kuchli bog'lanish energiyasiga ega bo'lishi, nuklonlar o'rtasida klassik fizikadagi gravitatsion, elektrostatik va magnit kuchlariga o'xshamagan spetsifik xarakterli kuchlar mavjudligidan darak beradi. Bu kuchlar yadro kuchlari deb yuritiladi. Yadro kuchlari $r_0 = (1,5 \div 1,2) \cdot 10^{-15}$ m ta'sir sferasiga ega bo'lib, «qisqaqo'lli gigantlar» deb ataladi.

Yadro kuchlarini xarakterlash maqsadida r-r, r-n va n -n o'zaro ta'sirni kuzatamiz.

Proton -proton. (r -r) o'zaro ta'sir shuni ko'rsatadiki, ular orasidagi masofa katta ($r \gg r_0$) bo'lganda, o'zaro ta'sir Kulon itarish xarakteriga ega bo'ladi. Sistemaning potensial energiyasi $e^2/4\pi\epsilon_0 r$ - ortgan sari, o'zgara boradi (11.4 a - rasm) AV - qism $r = r_0$ - bo'lganda, Kulon itarish kuchi, kuchli yadro tortishish kuchi bilan almashinadi. Ma'lumki, tortishish kuchlarining potensial energiyasi manfiy, shu tufayli sistema (r-r) Kulon va yadro kuchlarining to'la energiyasi ham manfiy bo'ladi. Bu esa yadro zarralarining kuchli energetik bog'lanishga ega bo'lib, u potensial to'siq xarakteriga ega ekanligidan darak beradi(11.4 a - rasm).



11.4-rasm.

Proton- neytron ($r \rightarrow n$) o'zaro ta'sirda neytronga ($r \gg r_0$) Kulon kuchlari ta'sir etmaydi. $r = r_0$ da kuchli yadro tortishish kuchi ta'sir etishi tufayli sistema potensial energiyasining o'zgarishi potensial "o'ra" xarakteriga ega bo'ladi (11.4 b-rasm).

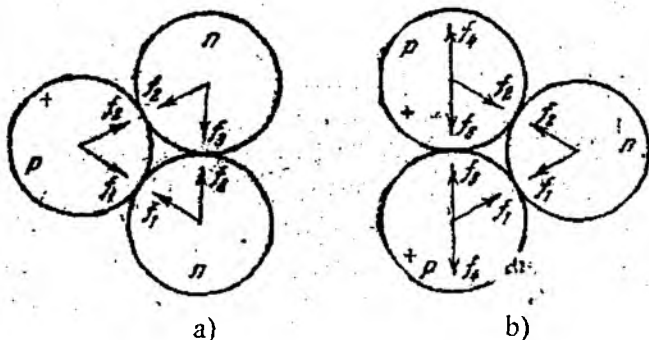
Hisoblashlar ko'rsatishicha, Kulon itarish kuchini hisobga olmaganda, potensial o'raning energetik chuqurligi $r - r_0$, $r \rightarrow n$ o'zaro ta'sir uchun ham bir xil bo'ladi.

Neytron ($n - n$) o'zaro ta'sirini tritiy ${}^3_1\text{N}$ - va geliy ${}^3_2\text{Ne}$ izotoplarining bog'lanish energiyasini taqqoslash bilan o'rganamiz.

Bu yadrolar massalari deyarli bir xil bo'lib, $m_{\text{tr}} = 3,01700$,
($m_{\text{tel}} = 3,01698$ mos holda bog'lanish energiyasi.)

$E_{\text{tr}} = 8,45$ MeV, $E_{\text{gel}} = 7,72$ MeV ga teng. Tritiy yadrosi ${}^3_1\text{N}$ bitta proton ${}^1_1\text{p}$ - va ikkita neytron ${}^1_0\text{n}$ dan tashkil topgan bo'lib, ularga uch xil juft kuch ta'sir etadi. Ikkita f_1 f_2 ($r \rightarrow n$) o'zaro ta'sir kuchlar bo'lsa, uchinchi f_3 ($n \rightarrow n$) o'zaro ta'sir kuchidir. (11.5 a - rasm)

Geliy yadrosi ${}^3_2\text{Ne}$ bitta neytron ${}^1_0\text{n}$ va ikkita proton ${}^1_1\text{p}$ dan tashkil topgan ${}^3_2\text{Ne}$ yadrosi zarrachalariga to'rt xil juft kuch ta'sir etadi. Ulardan uchtasi yadroviy o'zaro ta'sir xarakteriga ega bo'lgan kuch, to'rtinchi juft kuch elektrostatik xarakterga ega bo'lgan Kulon itarish kuchidir (11.5 b - rasm).



11.5- rasm.

Agar Kulon itarishish kuchi yadroning bog‘lanish energiyasini kamaytiradi deb hisoblasak, (bu energiya $1,5 \cdot 10^{-15}$ m masofada 0,9MeVga teng) ${}^1_1\text{N}^3$ va ${}^2_2\text{Ne}^3$ larni sof yadroviy (p-p, p-n va n-n) kuchlari aynan bir xil ekanligiga ishonch hosil qilamiz.

Yuqoridagilarga asoslanib, yadro kuchlarining tortishish xarakteriga egaligi isbotlanadi:

1. $r_0 = (1,5 \div 2,2) \cdot 10^{-15}$ m ta’sir sferasiga ega qisqa *qalli* «gigantlar» dir;

2. Zarrachalarning zaryadiga bog‘liq bo‘lmagan noelektrostatik kuchlardir. Ya’ni r-r, r-n va n-n o‘zaro ta’sir barcha zarrachalar uchun bir xildir;

3. To‘yinish tabiatiga ega ya’ni yadroda har bir nuklon chekli sondagi o‘ziga yaqin zarrachalar bilan ta’sirlashadi. Boshqacha aytganda, yadroda nuklonlar sonini ortishi bilan bog‘lanish energiyasi o‘zgarmay qoladi $E_b = \text{const}$;

4. O‘zaro ta’sirlashuvchi nuklonlar spinining yo‘natishiga ham bog‘liq.

5. Sferik simmetrik bo‘lmagan nomarkaziy kuchlardir.

Yadro kuchlarining o‘ta murakkab tabiatga ega ekanligi, hozirgacha ular tuzilishining yagona nazariyasini yaratishga imkon bermaydi.

11.4. Yadrolarning barqarorligi (Yadro qobiq modeli)

Izotoplarning barqarorligi zaryad soni Z va neytronlar soni N ning, shuningdek, massa soni A ning juftligiga bog'liq. Masalan, barqaror izotoplarning ko'pchiligida A juft. Juft zaryad soniga ega bo'lgan barqaror izotoplarning soni 211 ta, toq zaryad soniga ega bo'lganlarining soni esa 55 ta. Toq zaryad sonli elementlar barqaror izotoplarining soni ikkitadan oshmaydi, juft zaryad sonlilar uchun esa ayrim hollarda hatto o'ntagacha yetadi ($_{50}\text{Sn}$).

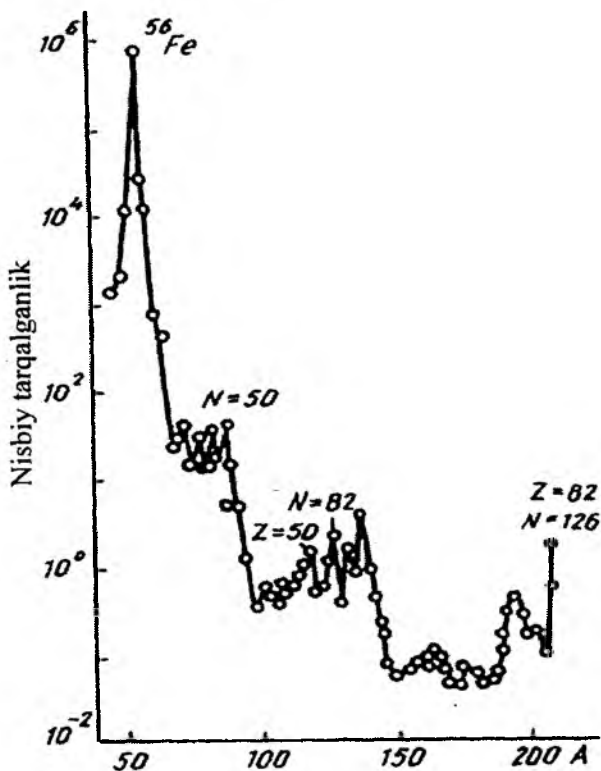
Juft sonli proton va juft sonli neytronlarga ega bo'lgan atom yadrolari barqarorroq yadrolardir. Juft zaryad sonli va toq neytron songa ega bo'lgan yadrolar (juft - toq) va shuningdek, toq zaryad sonli hamda juft neytronga ega bo'lgan yadrolar (toq-juft)ning barqarorligi juft-juft yadrolarnikiga nisbatan kamroq.

Toq zaryad sonli va toq sonli neytronlarga ega bo'lgan yadrolarning ko'pchiligi barqarordir, toq-toq barqaror yadrolar $_{1}^{2}\text{N}_1$, $_{3}^{6}\text{Li}_3$, $_{5}^{10}\text{Be}_5$, $_{7}^{14}\text{N}_7$ lardir. Protonlar soni (yoki neytronlar soni) 2,8,20,28,50,82,126,152 ga teng yadrolar o'ta barqaror bo'lib, tabiatda ko'p uchraydi. Tabiatda uchraydigan ayrim yadrolar va sun'iy yo'l bilan hosil qilinadigan juda ko'p yadrolar massa defekti manfiyligiga qaramasdan radioaktivdir.

Turli yadrolarning nisbiy tarqalganligi spektroskopiya usuli bilan tahlil qilinadi (yerda, sayyoralarning atmosferalarida, meteoritlar tarkibida) (11.6-rasm) da $A > 50$ bo'lgan holda turli juft-juft yadrolarning tabiatdagi nisbiy tarqalganligining yadrodagi nuklonlar soniga bog'liqligi keltirilgan.

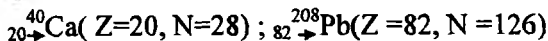
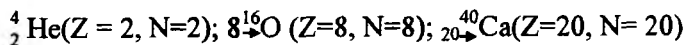
Rasmdan ko'rinadiki, $N = 28, 50, 82$ va 126 bo'lgan yadrolar uchun bog'lanish eg'ri chizig'ida yaqqol ajralgan cho'qqilar to'g'ri keladi (11.6 - rasm).

Yengil yadrolar orasida ko'proq tarqalganlari $_{2}^{4}\text{He}_2$, $_{8}^{16}\text{O}_8$ va $_{20}^{40}\text{Ca}_{20}$. Proton yoki neytronlari sehra songa 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 ega yadrolardir. Bunday sehra sonli yadrolar «Magik» yadrolar deb yuritiladi.

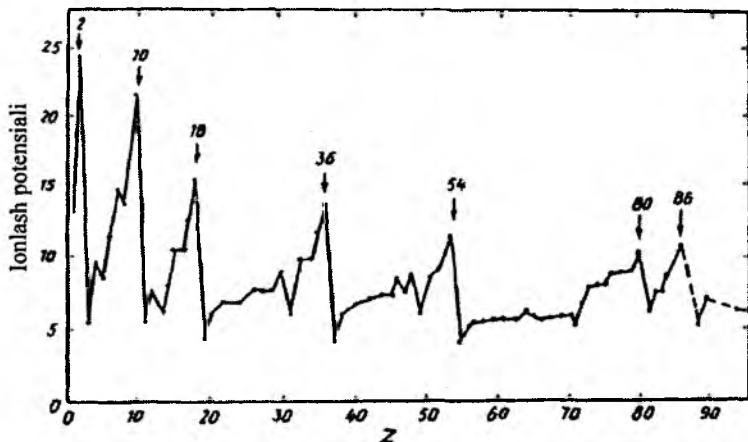


11.6-rasm.

Yadrodagı protonlar sonı Z va neytronlar sonı N sehrli sehrli bo'lgan uchta barqaror yadrolar ikki karra sehrli- «Magik» yadrolar deb yuritiladi.



Ma'lumki, atomlarning ionlash potentsiali har bir atom qobig'i to'ldirilgandan so'ng keskin kamayadi (11.7 - rasm).



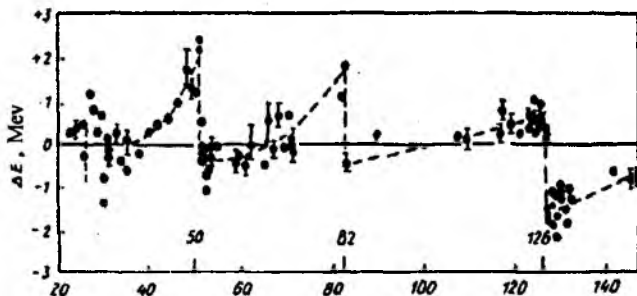
11.7-rasm.

Bu hol atomning qobiq strukturaviy tuzilishiga ega ekanligidan darak beradi.

Nuklonlarning yadrodan uzilish energiyasi quyidagicha aniqlanadi.

Agar (Z, N) yadrodan bitta neytronni uzib olsak, $(Z, N - 1)$ yadro hosil bo'ladi. Neytronni ajratib olish uchun zarur energiya, E_n^{aj} shu yadrolar bog'lanish energiyalarining ayirmasiga teng bo'ladi.

$$E_n^{aj}(Z, N) = E_b(Z, N) - E_b(Z, N - 1) \quad (11.11)$$



Neytronlar soni, N

11.8-rasm.

Protonni yadrodan ajratish energiyasi uchun ham yuqoridagi amallarni bajarish mumkin, Z va N ning keng o'zgarish sohasida $E_n^{aj}=E_r^{aj}=7\text{MeV}$ bo'ladi. Quyida neytronni ajratish energiyasining tajribada aniqlangan va hisoblangan qiymatlari orasidagi farq ΔE ning neytronlar soniga qarab o'zgarishi tasvirlangan. (11.8-rasm).

Tasvirda ko'rinishicha, neytronlarning 50,82,126 ga teng sehrli sonlarga bog'lanish chizig'ida atomning ionlashish potentsiallariga tegishli eg'ri chizig'idagi kabi cho'qqilar paydo bo'ladi.

Agar yadro strukturasi atom strukturasi o'xshash deb qaralsa, sehrli "Magik" yadrolarning turg'un bo'lishini yadro nuklon qobiqlarini inert gazlarday to'ldirilganligi bilan tushuntirish mumkin bo'ladi. Bundan, yadro nuklon qobiq struktura tuzilishiga ega degan xulosa kelib chiqadi.

XII bob. YADRONING ASOSIY XOSSALARI

12.1 Radioaktivlik

Atom yadrosining murakkab strukturaviy tuzilishiga ega ekanligini tasdiqlovchi yana bir hodisa radioaktivlikdir. Radioaktivlik fransuz olimi A.Bekkeril (1896-y.) tomonidan baxtli tasodif tufayli kashf etildi. Uran tuzi birikmalarini lyuminessensiyasiga quyosh nuri ta'sirini o'rganish uchun tayyorlangan namuna (metall krest va uran tuzi birikmalari sepilgan fotoplastinka) fevral oyida havoning bulutligi tufayli qoldiriladi. Har ehtimolga ko'ra, ikki kundan so'ng ochilgan fotoplastinkada krestning aniq tasviri hosil bo'ladi. Bu esa uranning hech qanday tashqi ta'sirsiz o'z-o'zidan g'alati nurlanish chiqarishidan darak beradi.

Keyinchalik Mariya va P'yer Kyuri nafaqat uran, balki og'ir elementlar toriy ${}_{90}\text{Th}^{234}$, aktaniy ${}_{89}\text{Ac}^{227}$ larni uranga o'xshash nurlanishini kashf etdilar. Uran rudasi tarkibida urandan ko'ra bir necha bor kuchli, intensivroq nurlanishga ega bo'lgan yangi elementlar borligi aniqlandi va ajratib olindi. Ulardan biri Radiy ${}_{88}\text{Ra}^{226}$ nurga aktiv, ikkinchisini Paloniy ${}_{84}\text{Po}^{210}$ deb ataldi.

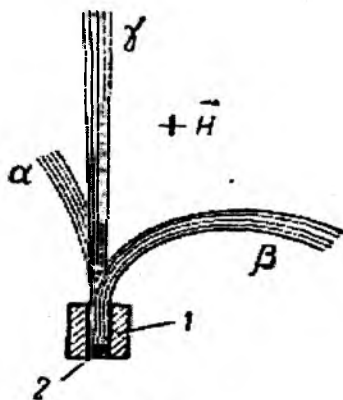
Atom yadrolarining o'z-o'zidan elementar zarrachalar chiqarib yoki radioaktiv nurlanish tufayli boshqa element yadrolariga aylanish hususiyati radioaktivlik deb yuritiladi.

Radioaktivlikning tabiiy va sun'iy turlari mavjud bo'lib, aslini olganda radioaktivlikning bu ikki turi orasida hech qanday keskin farq yo'q. Faqat birinchi holda nostabil tabiiy izotoplarning radioaktiv nurlanishi, ikkinchisida yadro reaksiyalarida vujudga

kelgan izotoplarning nurlanishi nazarda tutiladi.

Tajribalar ko'rsatishicha, radioaktiv nurlanishning g'alati xususiyatlari quyidagilardan iborat:

U fotoplastinkani qoraytiradi, ba'zi moddalarda lyuminessensiya hosil qiladi, yuqori o'tuvchan biologik aktiv va ionlashtirish qobiliyatiga egadir. Radioaktiv nurlanishning yuqorida aytilgan xossalriga hech qanday fizikaviy-kimyoviy kuchlar ta'sir etmaydi, ya'ni nurlanish intensivligi bosim va temperaturaga radioaktiv elementlarning qanday modda bilan va qay miqdorda birikma hosil qilganligiga bog'liq emas. Radioaktiv nurlanish murakkab tarkibiy qismga ega bo'lib, u magnit maydonida uchta komponentga ajraladi (12.1-rasm).



12.1-rasm.

Radioaktiv nurlanishning magnit maydonidan o'tganda musbat zaryadli zarrachalar og'ishi yo'nalishidagi tashkil etuvchisi alfa – nurlar deb yuritiladi.

Alfa zarrachalar yuqori energiyali
 $E = 7300 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg} \cdot (10^7 \text{ m / sek})^2 = 4,3 \text{ MeV}$ kuchli
 ionlashtirish qobiliyatiga ega bo'lgan geliy (${}_2\text{He}^4$) atomi

yadrosining oqimi. Bu xulosa zarrachalarning elektr va magnit maydonida og'ishi tufayli aniqlangan va solishtirma zaryadni o'lchash bilan tasdiqlangan. Elektr va magnit maydonida og'maydigan (zaryadga ega bo'lmagan) komponenta- gamma (γ) nurlar deb yuritiladi. Gamma nurlanishning ionlashtirish qobiliyati past, lekin o'tuvchanlik qobiliyati juda yuqori, hatto 5sm qalinlikdagi qo'rg'oshin qatlamidan ham bimalol o'ta oladi, shu tufayli ularni o'ta qisqa to'liqinli kvantlar deb ham atashadi.

Radioaktiv nurlarning elektr va magnit maydonida manfiy zaryadli zarrachalar og'ishi yo'nalishidagi tashkil etuvchisi betta (β) nurlar deb ataladi. Ular alfa zarrachalarga nisbatan yuz marta kam ionlashtirish, bir necha o'n marta ortiq o'tish qobiliyatiga ega (2mm qalinlikdagi alyuminiy qatlamidan ham o'ta oladi), zaryadi $q = -e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{kl}$ va massasi $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{kg}$ ga teng bo'lgan tez elektronlar oqimidir.

12.2. Radioaktiv yemirilish qonunlari

Barqaror bo'lmagan yadrolarning o'z-o'zidan radioaktiv nurlanish tufayli boshqa element yadrosiga aylanishi radioaktiv yemirilish deb ataladi. Radioaktiv yemirilishlar jarayonida ajralib chiqqan nurlanish tabiatiga ko'ra α - yemirilish, β - yemirilish, γ - nurlanish va og'ir yadrolarning o'z-o'zidan yemirilishi hamda proton aktivliklarga bo'linadi. Har qanday radioaktiv element uchun o'ziga xos, ehtimolliqi eng kichik son qiymat mavjud bo'lib, biror vaqt oralig'ida yemirilgan yadrolar soni ana shu qiymatdan ortiq bo'la olmaydi. Ana shu ehtimoliy qiymat yemirilish doimiysi deb ataladi va λ bilan belgilanadi.

Yadrolar bir-biridan mustaqil holda parchalanadi va dt vaqt birligi ichida yemirilgan yadrolar soni dN dastlabki olingan yadrolar soniga va vaqt oralig'iga proporsional bo'lib, statistik tabiatga ega.

$$dN = -N\lambda dt \quad (12.1)$$

λ radioaktiv elementga xos o'zgarmas kattalik bo'lib, yemirilish doimiysidir. Minus ishora radioaktiv yadrolar soni yemirilish tufayli kamayishini bildiradi.

(12.1) ni o'zgaruvchilarga ajratib integrallaymiz,

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt \quad \int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt, \quad \ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t, \quad N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (12.2)$$

N_0 – boshlang'ich moment ($t=0$) dagi yadrolar soni.

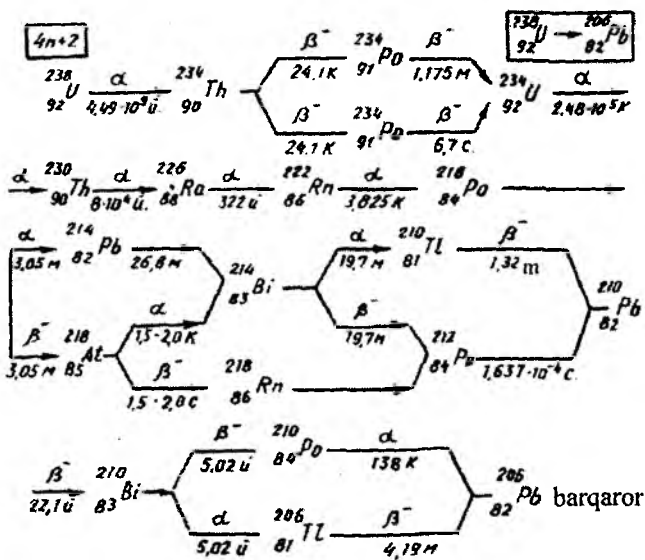
Radioaktiv yemirilish intensivligini tavsiflash uchun yarim-yemirilish davri T va o'rtacha «yashash» vaqti τ tushunchalari kiritilgan.

Biror miqdordagi radioaktiv yadrolardan yemirilish tufayli uning yarmisi qolguncha ketgan vaqt, yemirilish davri deb yuritiladi va T bilan belgilanadi

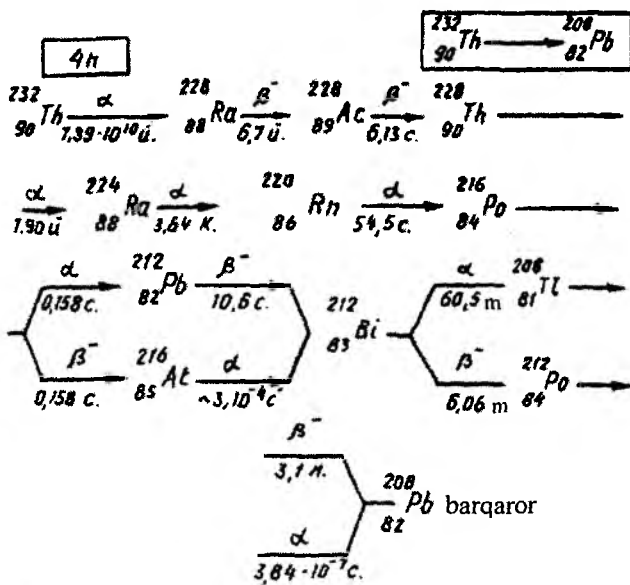
$$(12.2) \text{ dan } \frac{1}{2} N_0 = N_0 e^{-\lambda T}, \text{ bundan } T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} \quad (12.3)$$

Hozirgacha mavjud radioaktiv yadrolarning yarimyemirilish davri juda keng chegarada 10^{-11} sek dan to 10^{10} yilgacha o'zgaradi.

Tabiiy radioaktiv izotoplar orasida yarimyemirilish davri 4,5. 10^9 yil (yerning yoshi) ga yaqin bo'lgan izotoplar oilalari mavjud bo'lib, ular uran U^{235} , toriy Th^{232} , aktiniy Ac^{227} dan boshlanib, barqaror qo'rg'oshin Pb^{206} , Pb^{207} izotoplari bilan tugaydi (12.2-rasm).



12.2 a- rasm



$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} \lambda N_0 e^{-\lambda t} dt = \int_0^{\infty} \lambda e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda} \quad (12.5)$$

Radioaktiv yadrolarning o'rtacha yashash davri emirilish doimiysiga teskari proporsional kattalikdir. Radioaktiv elementlarni yana bir xarakterlovchi kattaliklardan biri aktivlik deb yuritiladi va u vaqt birligi ichida yemiriluvchi atomlar soni bilan aniqlanadi.

Xalqaro birliklar tizimi (SI) da aktivlik birligi sifatida Bekkeril (Bk) ishlatiladi. U shunday birlikki, bir sekundda bitta yadroning parchalanishini ko'rsatadi, ammo amaliy dozimetriya va radiatsion fizikada nosistematik birlik Kyuri (Ki) ham ishlatiladi. Mazkur birlik bir gramm radiyning aktivligiga teng,

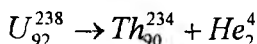
$$1Ki = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ yemir/sek} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bk.}$$

Radioaktiv yemirilishlarni tavsiflashda izotoplarning o'zgarishlari Fayans va Soddi (1913-y.) tomonidan kashf etilgan siljish qoidalariga amal qilinadi.

Agar dastlabki, parchalanayotgan «ona» yadroni X_Z^A bilan, reaksiya maxsulini; Y_{Z-2}^{A-4} - bilan belgilasak, α yemirilish quyidagicha ifodalanadi,



α - yemirilishga U_{92}^{238} ning Th_{90}^{234} hosil qilib yemirilishi misol bo'ladi.



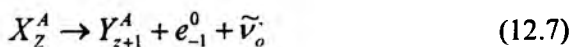
Parchalanish mahsuli bo'lgan α - zarrachalar juda katta tezlik

($v=10^7$ m/s) va energiya (1,5 MeV ÷ 11,7 MeV) ga ega bo'ladi. Bu energiya modda molekularini ionlashtirish uchun sarflanadi. Normal sharoitda havoda har bir juft ion hosil qilish uchun 3,5eV energiya sarflansa, $E_n=4,5$ MeV bo'lgan α – zarrachalar 10^5 juft ion hosil qilishida bir necha santimetrlarga siljiydi. Darhaqiqat, α – zarralarning yugurish yo'li uzunligi moddaning zichligiga bog'liq bo'lib, qattiq jismlarda atigi 10^{-3} sm ni tashkil etadi.

β – yemirilishda ba'zi radioaktiv yadro elektron yoki proton chiqarib parchalansa, ba'zan elektron qamrab boshqa yadrolarga aylanadi. Shu sababli β – yemirilish uch xil bo'ladi.

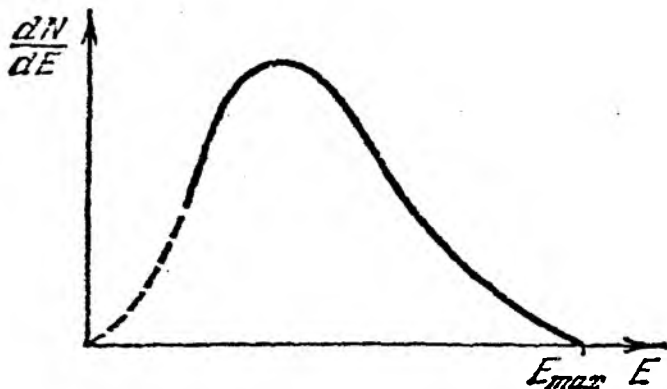
β^- – minus emirilishi (elektron parchalanishi)

Atom yadrolarining elektron chiqarib parchalanishi β^- – minus yemirilish deb yuritiladi. β^- – minus yemirilish quyidagicha siljish qoidasi bo'yicha sodir bo'ladi,



β^- – yemirilish protonlar soni bir birlikka ortib, yadro massa soni o'zgarmaganda, neytronlar sonining ($N=A-Z$) bir birlikka kamayishi bilan kuzatiladi. Demak, β^- – yemirilish yadrodagi neytronlardan birining protonga aylanishi natijasidir.

β^- – yemirilishning yana bir xususiyati shundaki, bunda hosil bo'lgan elektronlar energiyasi har xil (0 dan E_{\max} gacha) bo'lib, spektri tutash tabiatga egadir (12.3 - rasm).

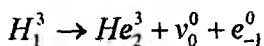
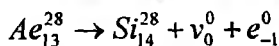
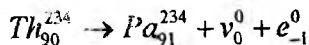


12.3-rasm

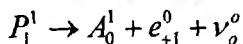
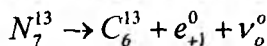
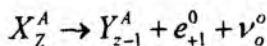
β^- –yemirilish vaqt birligi ichida vujudga kelgan elektronlar soni energiya chizig‘i ostidagi yuza bilan aniqlanadi. Aniq mass-spektrometrik o‘lchashlar shuni ko‘rsatadiki, β^- –yemirilishda energiyaning saqlanish qonuni buziladi. V. Pauli (1932-y.) β^- –yemirilishdagi energiya defekti elektron bilan birga yana massasi energiya defekti orqali aniqlangan zarracha vujudga keladi deb tushuntiradi. E. Fermi (1926-y.) taklifi bilan bu tutqich bermas (zaryadi va tinch holatdagi massasi nolga teng, (o‘ta o‘tuvchan)) bu zarracha “jajji neytron” keyinchalik neytrino deb ataldi.

Neytrino mavjudligining yana bir nazariy asosi shundan iboratki, agar neytron, proton, elektron va neytrino spinining $S=1/2$ ga tengligi hisobga olingan holda β^- –yemirilish reaksiyasi yozilsa, impuls momentining saqlanish qonuni bajariladi. Shunday qilib, neytrino (antineytrino) mavjudligi 1956-yilga kelib tajribada aniqlandi.

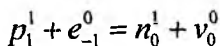
β^- –yemirilishga toriy Th^{234} ning Pa^{234} –protektaniy hosil qilib yemirilishi misol bo‘la oladi:



Radioaktiv elementlarning pozitron chiqarib nurlanishi β^+ – yemirilish deb yuritiladi. β^+ – yemirilish quyidagi siljish qoidasi tarzida ifodalanadi:

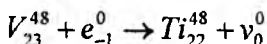
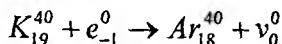
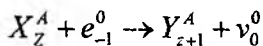


β – parchalanishning uchinchi turi elektron qamrash deb yuritiladi. Protonlari nisbatan ortiqcha bo‘lgan “ona” yadro, ba’zi atomning yadroga yaqin qobiqlarining biridan elektronni tutib oladi “yutadi”. Natijada bitta proton neytronga aylanadi.



Elektron qamrash reaksiyalarida hosil bo‘lgan yadrolar uyg‘ongan holatda bo‘ladi. Ularni asosiy normal (eng kichik energiyali) holatga o‘tishi (ichki qobiqni L, M qobiqdan elektron bilan to‘ldirilish) rentgen xarakteristik nurlanishi bilan kuzatiladi.

Xuddi ana shu yo‘l bilan Alvarets (1937-y.) tomonidan K qobiq elektronlarini yutish kashf etilgan. Elektron qamrab yemirilish reaksiyasi quyidagicha ifodalanadi:



Elektron yutilganda yadroning tartib nomeri birga kamayadi, elektron qamrashning energiya sharti quyidagicha yoziladi,

$$M(Z, A) > M(z-1, A) - M_e$$

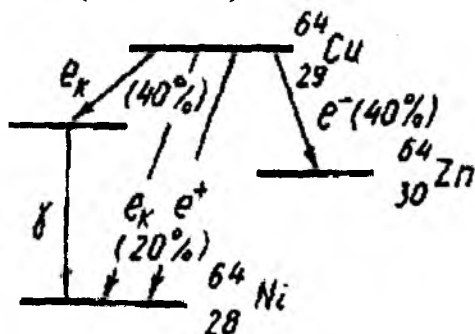
$$M(Z+1, A) > M(Z, A)$$

(12.8)

K qamrash ona izobarning massasi hosilaviy izobarning massasidan ko'proq bo'lganda kuzatilib, bu jarayonda energiya ajralib chiqadi,

$$E_K = [M_{am}(Z-A) - M_{am}(Z-1, A)] c^2 \quad (12.9)$$

Ba'zi bir (Z, A) yadrolar uchun bir vaqtning o'zida β -yemirilishning uchchala xilini energetik jihatdan qanoatlan-tiradigan hollari ham uchraydi. Bunga Cu^{64} ning parchalanishi misol bo'la oladi. Cu^{64} yadrosi 40 foiz elektron chiqarib, 40 foiz elektron qamrash va 20 foiz pozitron chiqarish yo'li bilan Ni^{64} va Zn^{64} yadrolariga aylanadi (12.4 - rasm).



12.4-rasm.

Gamma nurlanish. γ nurlanish, alfa, betta yemirilishlar bilan birga kuzatiladigan radioaktiv parchalanishlarning ikkinchi darajali mahsuli hisoblanadi. Boshqacha aytganda, uygʻongan yadrolarning ortiqcha energiyasidan "ozod" etishdagi jarayondir. γ – nurlanish natijasida atom yadrosining massa soni A , zaryad soni Z oʻzgarmaydi. Shu tufayli uni hech bir siljish qoidasi bilan ifodalab boʻlmaydi. Reaksiya mahsuli – "qiz yadro" qoʻzgʻalgan holatda boʻlib, atomga nisbatan juda qisqa $10^{-13} - 10^{-14}$ sek. davomida asosiy normal holatga oʻtib, bunda toʻlqin uzunligi oʻta qisqa (10^{-2} nm.) γ – nurlar hosil qiladi.

Yadroning bu energetik sakrashlarga mos nurlanish energiyasi Bor postulatlariga koʻra,

$$h\nu_{ik} = W_i - W_k = \Delta W_{ik} \quad (12.10)$$

tarzda aniqlanadi.

γ – nurlarning toʻlqin uzunligi oʻta qisqa boʻlganligi tufayli uning toʻlqin xususiyatidan koʻra korpuskulyar xususiyati ustunroq namoyon boʻladi. Buni hisobga olib, γ – nurlar energiyasi 10 KeVdan 5MeVgacha boʻlgan zarracha, γ – kvantlar oqimi deb yuritiladi.

Yadrolarni qoʻzgʻalish energiyasidan "ozod" etish γ – nurlanish tufayli emas, balki ichki elektron qobiq elektronlari tomonidan ortiqcha energiyani yutishi tufayli ham sodir boʻladi. Yadro qoʻzgʻalish energiyasini atomning elektronlariga berilishi ichki konversiya hodisasi deb yuritiladi. Konversiyalangan fotoelektronlar energiyasi Eynshteyn formulasi bilan aniqlanadi

$$e\varphi_n = h\nu - A_n \quad (12.11)$$

Bu yerda A_n chiqish ishi bo'lib, konversiyalangan elektron qaysi orbitaga tegishli bo'lsa, shu orbita indeksi (K, L, M,...) bilan belgilanadi, masalan: $e\varphi_L = hv - A_L$, $e\varphi_M = hv - A_M$, ...

Konversiyalangan elektronlarning o'zmi yuqori sathlardagi elektronlar bilan to'ldiriladi. Natijada rentgen xarakteristik nurlanishi hosil qilinadi.

γ - nurlanish yuqori o'tuvchan, biologik aktiv bo'lib, uning moddalarga ta'siri (shuningdek, boshqa radioaktiv nurlanishlarga ta'siri ham) *nurlanish dozasi* deb ataladigan kattalik bilan aniqlanadi.

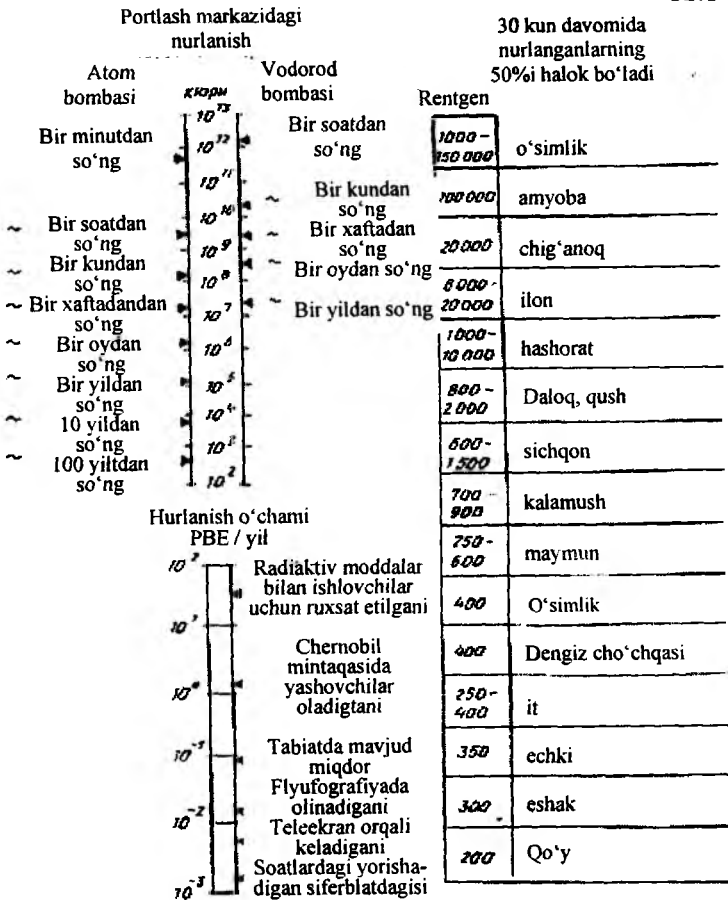
Radioaktiv yemirilish qonunlaridan fan va texnikada amaliy maqsadlar uchun foydalaniladi. Masalan, arxeologik topilmalar tarkibidagi minerallarga qarab, ularning qaysi davrga tegishliligi, geologiyada tog' jinslarining geologik yoshini aniqlashda qo'llaniladi.

Modda massasiga yutilgan barcha turdagi radioaktiv nurlanish energiyasiga son jihatdan teng kattalik nurlanish dozasi deb yuritiladi.

$$D = \frac{W}{m} (1J / kg = 1grey) = 1gr$$

Ekspozitsion doza normal sharoitda havoning 1 kg massasida faqat bir xil ishorali ion vujudga keltirgan zaryad miqdori 1kl/kg bilan o'lchanadi. Fizikada ekspozitsion dozaning nosistematik birligi rentgentdan foydalanadi.

$$1r = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Kl/kg}, 387 r = 1 \text{ Kl/kg}.$$



Radioaktiv nurlanishning biologik ta'siriga asoslangan birlik biologik ekvivalent rentgen deb ataladi.

1 Ber-radioaktiv nurlanishlarning 1 r dozasini biologik ta'siriga ekvivalent miqdordir.

$$1 \text{ Ber} = 1 \text{ r} = 10^{-2} \text{ J/kg.}$$

Vaqt birligi ichida yutilgan nurlanish dozasiga son jihatdan teng kattalik nurlanish quvvati deb yuritiladi,

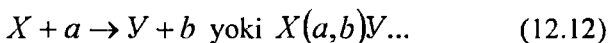
$$N=D/t \text{ (1 gr/sek).}$$

Inson organizmi uchun yo'l qo'yilgan norma (PDN) 0.05 R kunga teng bo'lib, 6 soatlik ish kunida bu doza 2.3 mkR/sek ni tashkil etadi. Quyida har xil radioaktiv manbalarning quvvati va ularning tirik organizmlarga ta'siri keltirilgan. Jadvaldan ko'rinishicha, qisqa vaqtda (bir soatda) 400 rentgendan ortiq dozali nurlanish olingan bo'lsa, bu hayot uchun halokatlidir.

12.3. Yadro reaksiyalari

Atom yadrosining elementar zarrachalar, γ -kvantlar yoki yengil yadrolar bilan kuchli o'zaro ta'siri tufayli yangi yadrolarning vujudga kelish jarayoni yadro reaksiyalari deb yuritiladi.

X yadroga a zarracha bilan ta'sir etib, U yadro va b zarrachaning vujudga kelish reaksiyasi yadro fizikasida quyidagicha ifodalanadi.



X va U lar dastlabki va reaksiya mahsuli bo'lgan yadrolardir.

a va b yadro reaksiyasini vujudga keltirish uchun ishlatilgan va reaksiya natijasida hosil bo'lgan zarrachalardir.

Barcha yadro reaksiyalari (zaryad, massa soni, energiya, impuls va impul momenti) saqlanish qonunlariga buysunadi.

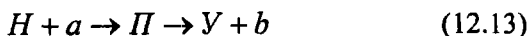
Yadro reaksiyalari davomida energiya ajralib chiqishi yoki yutilishi mumkin. Bu energiya massa defekti orqali aniqlanadi. Agar reaksiya energiyasi musbat bo'lsa, reaksiya ekzotermik, manfiy bo'lsa endotermik deb yuritiladi.

Sust neytronlar bilan sodir bo'ladigan yadro reaksiyalarining ikki bosqichda o'tishini N.Bor (1936-y.) aniqladi.

Birinchi bosqich: α zarrachani X yadro «yutib», oraliq kompond (Π) yadro vujudga keladi;

Ikkinchi bosqich: yutilgan α zarracha energiyasi yadroning

barcha nuklonlariga qayta taqsimlanadi, natijada yadro qo'zg'algan holatda bo'ladi. Qo'zg'algan yadro b zarracha chiqarib yangi yadroga aylanadi. Bu ikki bosqichli yadro reaksiyasi ramziy ma'noda quyidagicha ifodalanadi:



Agar reaksiya tufayli ajralib chiqqan zarracha dastlabki zarracha α bilan aynan bir xil bo'lsa, $b \equiv a$ reaksiya *sochilish* reaksiyasi deb yuritiladi. Shu bilan birga agar b zarracha energiyasi yutilgan zarracha energiyasiga teng ($E_b = E_a$) bo'lsa, sochilish elastik ($E_b \neq E_a$), aksincha bo'lsa noelastik deb yuritiladi. Ba'zan zarrachalar aynan bir xil bo'lmisligi ham mumkin.

Tez neytronlar yoki deytareylar bilan sodir etilgan yadro reaksiyalarida oraliq kompaund yadro ham hosil bo'lmaydi. Shuning uchun u to'g'ridan-to'g'ri yadroviiy o'zaro ta'sir reaksiyasi deb belgilanadi.

Nomarkaziy yadro kuchlari maydonidan uchib o'tayotgan deytaronni biror nuklon (p yoki r) yutib boshqa yadroga aylanadi. Bu reaksiya quyidagicha ifodalanadi $X(d,p)Y$ yoki $X(d,n)Y$.

Ba'zan yadro maydonidan uchib o'tayotgan nuklon yadrodan proton yoki neytronni qamrab olib neytronga aylanadi, $X(n,d)Y$; $X(p, d)Y$.

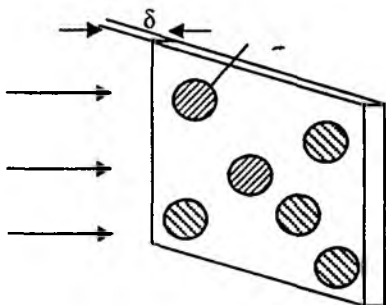
Yadro reaksiyalarini amalga oshirishda zarrachalarning yadro maydonidan uchib o'tish vaqti yadro vaqti (τ) va effektiv kesim yuzi (σ) muhim ahamiyatga ega.

1 MeV energiyaga ega nuklonlarni yadro ta'sir sferasi maydonidan o'tish vaqti, yadro vaqti deb yuritiladi

$$\tau_{\alpha} = \frac{d}{v} = \frac{10^{-15} m}{10^7 \cdot m / sek} = 10^{-22} sek \quad (12.14)$$

Effektiv kesim yuzasining ma'nosi shundan iboratki, u vaqt birligi ichida nishon yadroga to'qnashgan nuklonlar sonini ifodalaydi.

Agar nishon taxtachasidagi kesim yuzasi σ - bo'lgan yadroga nuklon snaryadlari tegish ehtimolini $r = \sigma n \delta$ deb belgilasak, vaqt birligi ichida nishon yadroga to'qnashgan nuklonlar soni quyidagicha aniqlandi:



12.5 - rasm.

$$dN = Np = N\sigma n \delta \quad (12.15)$$

n - hajm birligidagi yadrolar soni, δ - nishon taxtachasining qalinligi.

Demak, to'qnashishlar soni effektiv kesim yuzasiga proporsional ortadi. Tajribalar ko'rsatishicha, effektiv kesim yuzasi nuklonlar energiyasining kamayishi bilan ortadi. Bu shunday tushuntiriladiki, nuklonlar tezligi qancha kichik bo'lsa, yadro maydonida turib qolish vaqti uzoq bo'ladi, ya'ni yutilish ehtimoli ortadi.

$$\sigma = \frac{1}{v} \sim E^{-\frac{1}{2}} \quad (12.16)$$

Yadro reaksiyalarini E.Rezerford (1919-y.) azot N atomini tabiiy radioaktiv elementlardan chiqqan α -zarrachalar bilan nurlantirish

tufayli amalga oshirgan. ${}_7N^{14} + {}_2He^4 \rightarrow {}_9F^{18} \rightarrow {}_8O^{17} + {}_1P^1$ yoki ${}_7N^{14}(\alpha, p){}_8O^{17}$ Sun'iy yadro reaksiyalari Ualton (1923-y.) tomonidan energiyasi $E=0,8\text{MeV}$ gacha tezlatilgan protonlar vositasida amalga oshirildi ${}_3Li^7(p\alpha){}_2He^4$

Yadro reaksiyalari, qanday zarrachalar qatnashganligi, ularning energiyasi bo'linadigan yadro atom og'irligi va reaksiya mahsuli hisoblangan zarrachalarga ko'ra turlanadi.

I. Zaryadli zarrachalar (p, d, α) ta'sir ostidagi reaksiyalar:

– neytronlar bilan sodir etiladigan reaksiyalar ;

– γ kvantlar bilan sodir etiladigan reaksiyalar

II. Zarrachalar energiyasiga ko'ra:

– quyi energetik (bir necha eV);

– o'rta energetik (1-MeV) gacha ;

– yuqori energetik (bir necha yuz MeV) reaksiyalar.

III. Bo'linadigan yadro atom og'irligiga ko'ra:

- yengil vaznli, $A \leq 50$;

- o'rta vaznli, $50 \leq A \leq 100$; og'ir vaznli, $A \geq 100$ reaksiyalarga

bo'linadi.

IV. Reaksiya mahsuli zarrachalarining turiga ko'ra:

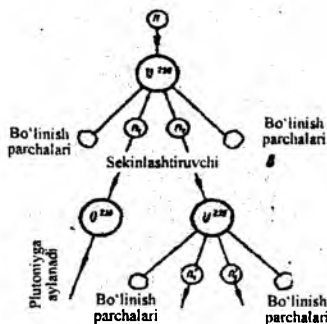
- neytron chiqarish (nurlash)

- zaryadli zarrachalar (p,d, α) chiqarish

- nuklon qamrash, «yutish» reaksiyalariga bo'linadi.

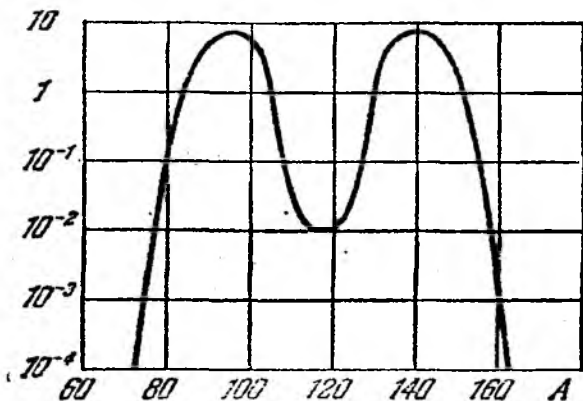
12.4. Og'ir yadrolarning bo'linishi

O. Gans va F. Shtrasman (1939-y.) uran yadrosini neytronlar bilan nurlantirganda, davriy sistemaning o'rta elementlari bariy va lantanlar hosil qilib bo'linishini aniqladilar(12.6 - rasm).



12.6-rasm.

Keyinchalik tajribada, uran yadrosining 80 dan ortiq tur bilan bo'linishi aniqlangan. Shu bilan birga massalarning nisbati $2/3$ bo'lgan bo'linishlar ehtimoli eng katta ekanligi ham aniqlangan (12.7 - rasm).



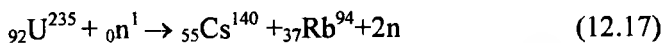
12.7-rasm.

Rasmdan ko'rinadiki, bo'laklarning massasi bir xil bo'lgan $A=117$, bo'linishlar ehtimoli 10^{-2} foiz bo'lsa, massa soni $95:140 \approx 2/3$ bo'lgan bo'linishlar 7 foizni tashkil etadi.

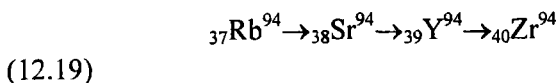
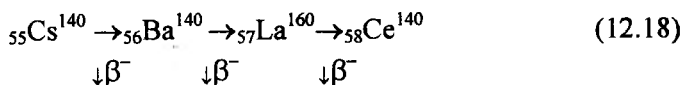
Og'ir yadrolarning bo'linishi shu bilan xarakterliki, har bir

bo‘linishda 2÷3 neytron va juda katta energiya ajratib chiqaradi. Energiyaning ajralib chiqishi o‘rta element yadrolarining solishtirma bog‘lanish energiyasining og‘ir yadrolarga nisbatan 1MeV ga kattaligi bilan tushuntirilsa, neytronlarning ajralib chiqishi neytronlar konsentratsiyasini og‘ir yadrolarga ortiqchaligi bilan tushuntiriladi. O‘rta element yadrolarida neytronlar soni protonlar soniga nisbatan o‘rtacha qiymati $N/Z \approx 1$ deyarli barobar bo‘lib, og‘ir yadrolarda esa nisbatan kattadir ($N/Z \approx 1,7$). Shu tufayli bo‘linish parchalari o‘rta element yadrolari neytronga to‘yingan bo‘ladi. Bo‘linish jarayonida ortiqcha neytronlar, ba’zilar 10^{-14} s davomida, ko‘proq qismi (0,75 foiz) kechikkan neytronlar 0,05÷ 60s davomida ajralib chiqadi.

Yemirilish mahsuli hisoblangan bo‘laklardan ajralib chiqqan neytronlar, ularni to‘laligicha neytronlardan ozod etmaydi, shu tufayli bo‘laklar ham radioaktiv bo‘lib, bir necha yemirilish (gamma nurlanish)dan so‘ng turg‘un yadrolarga aylanadi. Masalan,



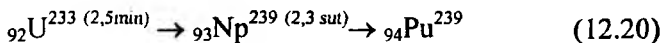
uran U^{235} ning yemirilishdan hosil bo‘lgan seziiy Cs va rubidiy Rb lar β aktiv bo‘lib, bir necha yemirilishlardan so‘ng turg‘un yadrolar hosil qiladi.



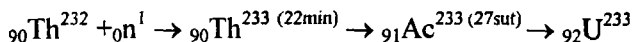
Urandan tashqari, toriy ${}_{90}\text{Th}^{232}$ protaktiniy, ${}_{91}\text{Pa}^{231}$ transuran orti elementlari, plutoniy ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ ham neytronlar bilan bo‘linadi. Shuningdek sun‘iy hosil qilingan uran ${}_{92}\text{U}^{233}$ va toriyalar ${}_{90}\text{Th}^{230}$ issiqlik neytronlari bilan ham parchalanadi. Uran yadrosining bo‘linishida neytron qamrash, yutish reaksiyasi alohida ahamiyatga ega. ${}_{92}\text{U}^{238}$ nostabil yadrosi bo‘lib,

($T=23$ min.) elektron antineytrino va gamma foton nurlash yo‘li bilan transuran elementlari, Np^{239} ga, neptuniy esa $T=2,5$ sutkadan so‘ng β^- yemirilish natijasida ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ ga aylanadi.

Plutoniy α - radioaktiv izotoplardir.



Toriy neytron qamrash – yutish reaksiyalarida ${}_{92}\text{U}^{233}$ izotoplarini hosil qiladi.



${}_{92}\text{U}^{233}$ esa α - radioaktiv izotoplardir

12. 5. Zanjir yadro reaksiyalari

Ba‘zi yadrolar (${}_{92}\text{U}^{235}$, ${}_{94}\text{Pu}^{239}$, ${}_{92}\text{U}^{233}$) ning bo‘linishidan hosil bo‘lgan neytronlar zanjir yadro reaksiyalarni vujudga kelishiga sabab bo‘la oladi, haqiqatdan ham har bir yadro bo‘linishida Z ta neytron vujudga kelsa va u Z ta yadroni parchalasa yana Z^2 ta neytron hosil bo‘ladi. Natijada har avlodda vujudga kelgan neytronlar soni geometrik progressiya tarzda ortib boradi. Yadro reaksiyalarining shu tarzda rivojlanishi zanjir reaksiyasi deb yuritiladi.

Zanjir reaksiyasini tavsiflash maqsadida neytronlarning hozirgi avlod sonini undan oldingi avlod soniga nisbati k ko‘payish koeffitsienti tushunchasidan foydalaniladi. Zanjir reaksiyasining amalga oshishi uchun ko‘payish koeffitsienti $k \geq 1$ bo‘lishi lozim. Lekin hamma bo‘linish reaksiyalarida ham $k \geq 1$ shart bajarilmaydi, chunki birinchidan, bo‘linish reaksiyasi sodir bo‘lganda, izotoplar bilan to‘ldirilgan fazo – aktiv zonaning chekli bo‘lishi va neytronlarning o‘ta yuqori o‘tuvchanligi tufayli aktiv zonadan chiqib ketib, bo‘linish reaksiyalarida qatnashmaydi. Bo‘linuvchi yadrolar soni, demak sust neytronlar soni ham kamayadi. Ikkinchidan,

ko'pchilik neytronlar ${}_{92}\text{U}^{238}$ tomonidan yutilib bo'linish hosil qilmaydi. Bundan tashqari neytronlarning ko'payishiga yo'l qo'ymaydigan reaksiyalar ham vujudga kelishi mumkin.

Neytronlarning ko'payish koeffitsienti bo'linuvchi izotop tabiati va miqdoriga, shuningdek, aktiv zonaning shakli va o'lchamiga bog'liq. Zanjir reaksiyalarini vujudga keltiradigan bo'linuvchi yadrolar massasining eng kam miqdori kritik massa, u egallagan hajm esa aktiv zona deb yuritiladi.

Zanjir reaksiyasini amalga oshirish uchun:

1. Tabiiy uranni ${}_{92}\text{U}^{235}$ izotopga boyitish lozim. Tabiiy uran tarkibida ${}_{92}\text{U}^{235}$ 0,72foiz, ${}_{92}\text{U}^{234}$ 0,01foiz va ${}_{92}\text{U}^{239}$ 99,27foiz ni tashkil etadi. Bitta neytronga 140 ta neytron yutib, bo'linmaydigan ${}_{92}\text{U}^{239}$ izotop mos keladi;

2. Aktiv zonadagi ${}_{92}\text{U}^{235}$ yoki ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ ning massasi kritik massadan ortiq bo'lishi lozim.

Zanjir reaksiyasining tezligini hisoblaymiz. Agar biror avlod N ta neytronlarning yashash vaqtini t deb, undan keyingi avlod neytronlarining sonini kN deb belgilasak, bir avlodda neytronlar sonining o'sishi

$$dN = kN - N = (k-1)N \quad (12.21)$$

bilan aniqlanadi.

Reaksiyaning borish tezligi esa,

$$\frac{dN}{N} = \frac{N(k-1)}{\tau} \quad (12.22)$$

(12.2) ni integrallab,

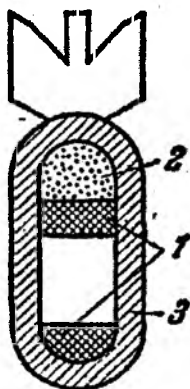
$$N = N_0 e^{(k-1/T)} \quad (12.23)$$

Bu yerda, N_0 dastlabki neytronlar soni

N – t vaqtdagi neytronlar soni.

$k > 1$ bo'lsa, reaksiya quyun tarzda rivojlanib portlash bilan tugaydi.

Bunday reaksiyalardan harbiy maqsadlarda foydalaniladi (12. 8 - rasm).



12.8-rasm

1) Yadro zaryadi (sof toza ${}_{92}\text{U}^{235}$, ${}_{94}\text{Pu}^{239}$) ikki yoki uch qismga bo'linib, qalin metall idish ichiga 2 zapal bilan qo'shib o'rnatiladi. Snaryad tushib yerga urilganda, zapal portlab yadro zaryadini qo'shadi. Unda zaryadning massasi kritik massadan ortib ketib, atmosfera tarkibidagi neytronlarni portlash reaksiyasiga olib keladi. Atom bombasining ishlash prinsipi $k \geq 1$ shart bajarilganda, yadro massasining kritik massasidan katta bo'lishiga asoslangan;

2) $k=1$ bo'lsa, N barqaror bo'lib, reaksiya boshqariladi;

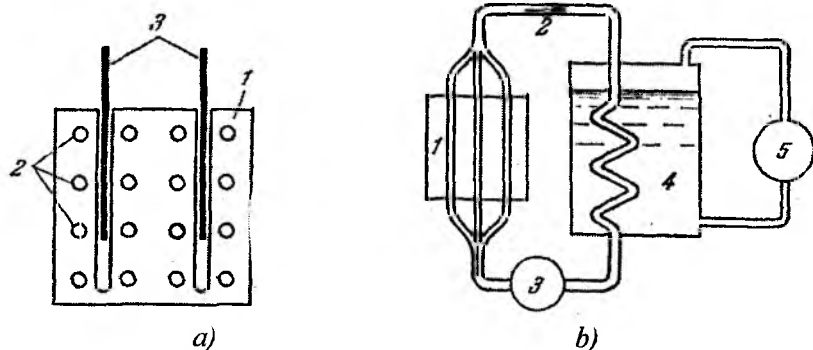
3) $k < 1$ bo'lsa reaksiya so'nadi.

12.6. Boshqariladigan yadro reaksiyalari

Boshqariladigan yadro reaksiyalaridan energiya ishlab chiqarish maqsadlarida foydalaniladi. Boshqariladigan yadro reaksiyalarini vujudga keltirishga moslashtirilgan qurilma yadro reaktori deb yuritiladi. Reaktorlarda yadro yoqilg'isi sifatida ${}_{92}\text{U}^{235}$ izotopidan foydalaniladi. Tabiiy uran tarkibida ${}_{92}\text{U}^{235}$ juda kam (0,72 foiz), shu tufayli tabiiy uranni tashkil etgan ${}_{92}\text{U}^{238}$ va ${}_{90}\text{Th}^{232}$ dan issiqlik

neytronlari $0n^1$ bilan parchalaniladigan yadro yoqilg'isi ${}_{92}\text{U}^{233}$, ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ ni hosil qilishda xom ashyo sifatida ishlatiladi.

Birinchi marta uran yadro reaktori AQShning Chikago shtatida I. Erniko Fermi (1942-y.), Rossiyada Kurchatov (1943-y.) boshchiligida ishga tushirilgan. Uran grafitli reaktor sxemasi (12.9 – rasm) da ko'rsatilgan.



12.9 - rasm.

1. Grafit susaytirgich 2–yadro yoqilg'isi, 3–kadmiy yoki borli o'zak, kadmiy-bor neytronlarni intensiv yutadi. Shu tufayli bu o'zaklarni reaktor ichiga kiritish yoki chiqarish yo'li bilan reaksiyani boshqarish mumkin bo'ladi. Atom elektr stansiyalarining ishlash prinsipini 12.9 b - rasmdan foydalanib, sodda tushuntirish mumkin. 1–reaktorning aktiv zonasida ajralib chiqqan energiya, 2–issiqlik uzatkich (suv yoki erish temperaturasi past $T=90^{\circ}\text{C}$ bo'lgan metall ishchi modda) yordamida 3–nasos orqali bug'ni qozonga haydaydi. 4 bug' qozonida hosil bo'lgan yuqori bosimli bug' 5–turbinaga uzatiladi.

Yadro reaksiyalari reaktorning aktiv qismida ishlatiladigan yadro yoqilg'isi- susaytirgich va ishchi moddaning turiga ko'ra, ishlashiga ko'ra bir- birlaridan farq qiladi

Yadro yoqilg'isi sifatida ${}_{92}\text{U}^{238}$, ${}_{94}\text{Pu}^{239}$, ${}_{92}\text{U}^{235}$, xomashyo sifatida ${}_{92}\text{U}^{238}$, ${}_{90}\text{Th}^{232}$, susaytirgich sifatida og'ir suv, grafit, berilliy va ishchi modda sifatida H_2O , He, CO_2 ishlatiladigan reaktorlar mavjud bo'lib:

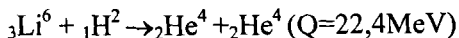
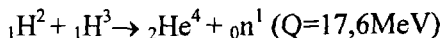
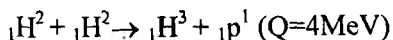
- susaytirgich va yadro yoqilg'isining joylashtirilishiga ko'ra, ikkala modda o'zgarmas zichlikka ega bo'lgan aralashmadan iborat bo'lib, gomogen yoki har ikkala modda alohida zichlikka ega bo'lgan bloklar tarzida joylashtirilgan geterogen reaktorlarga;

- yadro reaksiyalarini vujudga keltirgan neytronlar energiyasiga ko'ra issiqlik neytronlari yoki tez neytronlar bilan ishlaydigan reaktorlarga;

- ish rejasiga ko'ra uzluksiz ishlaydigan yoki impulsli, energetik, eksperimental va radioaktiv izotoplar reaktorlariga bo'linadi.

12.7. Termoyadro reaksiyalari

Engil yadrolar deyteriy (${}_1\text{H}^2$), tritiy (${}_1\text{H}^3$) va litiy (${}_3\text{Li}^6$) xususan geliyning ${}_2\text{He}^4$ solishtirma bog'lanish energiyasi yuqori bo'lishi, ularning birikib, og'ir yadrolarni vujudga keltirishiga juda katta energiya ajratib chiqishidan darak beradi. Xaqiqatdan ham hisoblashlar ko'rsatishicha,



Yadro sintez reaksiyalari og'ir yadrolarni bo'linishidan shu bilan farq qiladiki, yadro sintez reaksiyalarida solishtirma bog'lanish energiyasi og'ir yadrolarning bo'linish reaksiyalarinikiga qaraganda

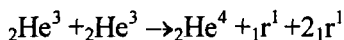
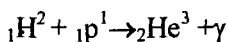
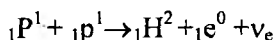
3-4 marta ortiq.

Masalan, ${}_{92}\text{U}^{238}$ yadrosining bo'linishida 200 MeV energiya ajralib chiqib, har bir elektronga $\delta E=0,87$ MeV energiya mos kelsa, sintez reaksiyalarida har bir nuklonga $\delta E=3,5$ MeV energiya to'g'ri keladi.

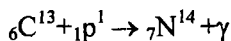
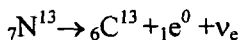
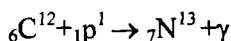
Yadro sintez reaksiyalarini qanday temperaturada amalga oshirilishini ${}^1_1\text{H}^2$ deyteriyning hosil bo'lishi orqali hisoblaymiz.

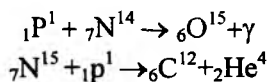
Protonlarning yadro ta'sir kuchi sferasigacha $2 \cdot 10^{-15}$ m yaqinlashtirish uchun Kulon itarish kuchini yengib, $(e^2/4\pi\epsilon_0 r)=0,7\text{MeV}$ ish bajarish lozim, bunda har bir nuklonga $0,35\text{MeV}$ energiya mos keladi. Bunday energiyaga ega bo'lish uchun nuklon $2,6 \cdot 10^9\text{K}$ temperaturagacha qizdirilgan bo'lishi lozim.

O'ta yuqori temperaturalarda yengil yadrolardan og'irroq yadrolarning sintezlanishi termoyadro reaksiyalari deb yuritiladi. Termoyadro reaksiyalarining manbasi quyosh va yulduzlar bo'lib hisoblanadi, chunki osmon jismlarining temperaturasi 10^7K bo'lib, yadro sintez reaksiyalarini amalga oshirish uchun yetarlidir. Masalan, proton-proton sikli,



yoki uglerod sikli:





Bunday sikl davomida to'rtta proton birikib, ${}_2\text{He}^4$ yadrosini hosil qilishida 26,7 MeV energiya ajralib chiqadi. Uglerod atomi yadrosi esa sikl davomida o'zgarmsdan qolib, katalizator vazifasini o'taydi. Termoyadro reaksiyalari Rossiyada 1953-yilda, yarim yildan keyin esa AQSh da vodorod (termoyadro) bomba sifatida amalga oshirildi. Boshqariladigan termoyadro reaksiyalarini amalga oshirish hozirgi zamon fanining muhim masalalaridan biridir, chunki o'ta yuqori temperatura (10^8) hosil qilish va uni tutib turish kabi muammolar hali hal qilinmagan.

XIII bob. ELEMENTAR ZARRACHALAR

13.1. Elementar zarrachalarning dunyosi haqida dastlabki tushunchalar

XX asr boshlari fizika fani uchun dunyoda buyuk inqilobiy o'zgarishlar davri bo'ldi. O'z nomiga monand ravishda koinotni tashkil etgan materiyaning bo'linmas eng kichik "g'ishtchalari" atom deb nomlanganda, Demokrit hamma narsani prinsip jihatdan bunchalik murakkab bo'ladi deb tasavvur qilmagan bo'lsa kerak.

Bu davrga kelib, Tomson katod nurlarini o'rganish jarayonida elektronni kashf etdi. Rentgen (1895-y.) X nurlarini, Eynshteyn tomonidan ta'riflagan elektromagnit maydon kvanti-foton, vodorod atomi yadrosi-proton ma'lum bo'ldi. Bulardan tashqari, yigirmanchi yillarning oxirida ingliz fizigi P. Dirak elektron harakati tenglamasining simmetriyasiga asoslanib, massasi elektronning massasiga teng, lekin musbat zaryadli pozitronning tabiatda mavjudligini nazariy yo'l bilan isbotladi va uni Anderson (1932-y.) kosmik nurlarni tadqiq qilishda tasdiqladi. J.Chadvekning olib borgan tajribalari natijasida massasi proton massasiga teng bo'lgan, og'ir neytral zarra neytron kashf qilindi.

Yapon fizigi Yukava (1936-y.) neytron va protonlarni yadroda bog'lab turuvchi kuch, uchinchi zarracha mezonlarni almashinib turishidir degan nazariyani o'rta tashladi. Oradan 11 yil o'tgandan so'ng, musbat, manfiy va neytral π mezonlarning mavjudligi tajribada tasdiqlandi. Dastlab bu zarrachalarga ham Demokrit atomga qanday nuqtai nazardan qaragan bo'lsa, shunday qaraldi. Ular bo'linmaydigan va o'zgarmaydigan birlamchi mohiyat olam tuzilishining asosiy g'ishtchalari deb hisoblandi.

Mikrodunyo tuzilishining elementar zarrachalar ustidagi hozirgi zamon tadqiqotlari ularning yuqoridagi ma'noda elementar emasligini ko'rsatdi. Ma'lum bo'lishicha, o'zgarmaydigan zarralar mutlaqo bo'lmas ekan. Hozir qaysi zarrani elementar deb aytishga loyiq ekani ma'lum emas, biror zarrani elementar yoki elementar emas deb ajrata oladigan mezon yo'q.

Umuman elementar degan so'zning o'zida ikki ma'no bor. Birinchidan, elementar o'z-o'zidan ma'lum bo'lgan, sodda, oddiy degan ma'noni aniqlasa, ikkinchi tomondan barcha narsalarning asosida yetuvchi qandaydir asosiy fundamental narsa tushuniladi.

Fundamental zarralar xuddi shu ma'noda elementar zarralar deb ataladi.

Hozirgi vaqtda ma'lum bo'lgan elementar zarralarning o'zgarmas atomga o'xshatishga quyidagi oddiy fakt halal beradi. Zarralarning hech biri ham abadiy emas, ularning ko'pchiligi $2 \cdot 10^{-6}$ sekund davomida o'zaro to'qnashishlarda yo'q bo'lib ketadi va yangilari paydo bo'ladi. Natijada ular tarkibiy qism deb atash mumkin bo'lgan ulushlarga bo'linmaydi, balki ular hosil qilgan yangi zarrachalar hozirda elementar zarralar jadvalida mavjud bo'lgan zarralardan birortasiga aylanadi. To'qnashayotgan zarralarning energiyalari qanchalik katta bo'lsa, shunchalik ko'p miqdorda va shu bilan birga yanada og'irroq zarrachalar paydo bo'ladi.

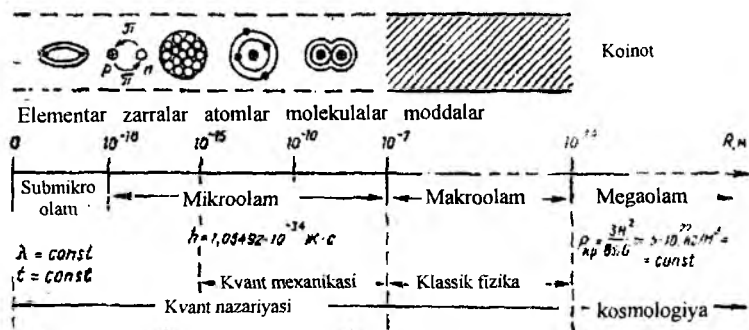
Shunday qilib, o'zgaruvchan olamda o'zgarmas narsalarni izlashda olimlar "mustahkam granit asos" da emas, balki "sochiluvchan qumtepa" da turgan bo'lib chiqdi.

Barcha elementar zarrachalar bir-birlariga aylanib turadilar va bu o'zaro aylanishlar ular mavjudligining asosiy dalilidir.

Chamasi biz materiya tuzilishining zaminiga yetdik, biroq bu zamin abadiy o'zgarmas qotib qolgan narsa emas, balki qiyofasini o'zgartirib turuvchi juda murakkab, xossalari jihatidan bepoyon zarralardir.

Hozirgi davrda elementar zarralar soni o'ttizdan ortiq bo'lib, rezonanslar deb nom olgan bir guruh zarrachalarni ham hisobga olsak, ularning umumiy soni bir necha yuz (400) dan oshib ketadi.

Materiya tuzilishining yanada subzarrachalari mavjudmi yoki yo'q ekanligi haqidagi masala hali aniq o'z yechimini topgani yo'q. Lekin shunga qaramay, ilmiy axborotlarda bu masala ko'plab muhokama qilinmoqda va ularni subkvarklar, prsonlar, rishonlar va shunga o'xshash zarrachalardan tarkib topganligi haqidagi nazariya ishlab chiqilmoqda. Yuqoridagilarni hisobga olib, bir butun olamni o'rganishda uning ko'lami va xususiyatlariga qarab quyidagi to'rt sohaga shartli ravishda ajratish mumkin (13.1 - rasm).



13.1-rasm.

- I – soha $0 \leq R \leq 10^{-18}$ m submikroolam ;
- II – soha $10^{-8} \leq R \leq 10^{-7}$ m mikroolam ;
- III – soha $10^{-7} \leq R \leq 10^{24}$ makroolam ;
- IV – soha $10^{24} \leq R \leq \infty$ megoolam.

Har qaysi olam o'zining fundamental doimiysiga ega bo'lib, bu kattalik mazkur olamdagi fizik kattaliklarning o'lchov birligi hisoblanadi. Shu bilan birga bu fundamental doimiylik bir olamdan ikkinchisiga o'tish chegarasini ko'rsatadi.

Mikroolam elektron o'ldamidan boshlab, molekula o'ldamigacha bo'lgan sohani o'z ichiga oladi. O'ldami shu oraliqqa mos kelgan barcha zarracha (elementar zarracha, yadro, atom, molekula va hokazo)lar mikrozarachalar deyiladi.

Bu sohaning boshqa sohalardan farq qiluvchi xususiyatlari bor:

- Mikroolam zarachalari bir vaqtning o'zida ham to'ldin, ham korpuskulyar xususiyatga ega bo'ldi;

- Mikroolam strukturasi makroolamnikiga o'xshash yaxlit bo'ldmay balki, diskretidir;

- Mikroolam Plank doimiysi deb ataluvchi fundamental doimiylikka ega. Ko'pgina fizik kattaliklar h - Plank doimiysi birligida o'ldhanadi;

- Mikroolamda makroolamga xos bo'lgan trayektoriya tushunchasi yo'q. Buning o'rniga mikroolamda zarachaning fazoni biror elementida ma'lum vaqt momentida bo'lish ehtimolligi ishlatiladi.

- Mikroolamda zarracha holatini o'rganish ehtimollik nazariyasiga asoslanganligi tufayli u statistik tabiatga ega.

13.2. Elementar zarachalarni kuzatish va qayd qilish usullari

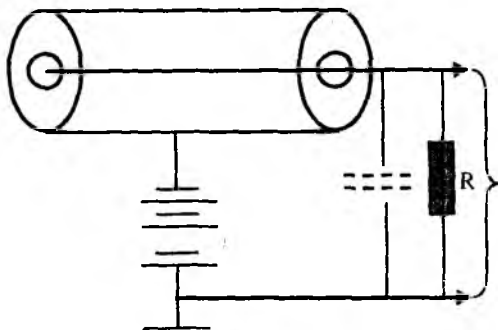
Elementar zarachalarni kuzatish va qayd qiluvchi qurilmalar ishlash prinsipi beqaror holatda bo'lgan, biror sistemaning zarracha uchib o'tishi natijasida yangi barqaror holatga o'tishida ionlashtirish va fotoplastinkani qoraytirish qobiliyatiga asoslangan. Bunday asboblarda asosan, samaradorlik, qayd qilishga ketgan minimal vaqt, zarachaning energiyasi, zaryadi va massasini o'ldhash aniqligi bilan tavsiflanadi.

Elementar zarachalarni qayd qiluvchi asboblarda tajribaning maqsad va vazifalarini hisobga olgan holda ikki turga bo'ldinadi:

- qayd qiluvchi asboblarda; stsintilyatsion, gaz razryadli, ionizatsion va yarimo'tkazgichli sanagich asboblarda;

- kuzatish va suratga oluvchi asboblari: Vilson kamerasi, pufakchali kamera va qalin qatlamli fotoemulsion kameralari.

Gaz razryadli schyotchik. Geyger schyotchigi zarrachalarni avtomatik ravishda sanaydigan eng muhim asbobdir. Yaxshi schyotchiklar sekundiga o'n ming (10000) va undan ortiq zarrachalarni qayd qilishga imkon beradi. Schyotchik ichki tomoni metall qatlam (katod) bilan qoplangan shisha nay va nayning o'qi bo'ylab qoplangan tola (anod) dan iborat (13.2-rasm).



13.2-rasm.

Nayga gaz (odatda argon) to'ldiriladi zaryadli zarrachalar (elektron, α zarracha...) gazdan uchib o'tib, atomlardan elektronni uzib chiqarib, ion va elektron hosil qiladi. Zanjirdagi tok, R qarshilikda kuchlanish impulsini vujudga keltiradi va qayd qiluvchi qurilmaga uzatiladi. Qarshilikda kuchlanishning vujudga kelishi razryadni yo'qotadi va schyotchik qaytadan ishga tayyor holga keladi.

Yarimo'tkazgichli schyotchiklar asosan diodning taqiqlovchi qatlami orqali radioaktiv nurlanish o'tishi, o'tkazuvchan zonada elektron valent zonada teshiklar hosil qilib, tok vujudga keltirishiga asoslangan. Ma'lumki, tok impulsi tok tashuvchi zaryadli zarrachalar juftlari soniga proporsionaldir.

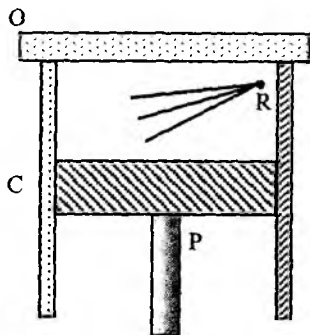
Cherenkov schyotchigi. Cherenkov (1934-y.) γ nurlar tarqalayotgan suyuqliklar o'ziga xos g'alati nurlanish chiqarishini

aniqladi. Uning g'alati xususiyati shundan iboratki, u barcha yo'nalishlarda tarqalmasdan, o'qi zarracha tezligi bilan mos tushuvchi konusni yasovchilari yo'nalishida tarqaladi:

$$\cos\alpha = \frac{c/n}{v} = \frac{c}{v \cdot n}. \quad (13.1)$$

Zaryadli zarrachalar tufayli vujudga kelgan bu chaqnashlar fotokuchaytirgich orqali tok impulsiga aylantirilib, sanash mexanizmiga uzatiladi. Cherenkov schyotchigi ishlashi uchun zarracha energiyasi tezligi $v=s/n$ bilan aniqlangan chegaraviy qiymatdan katta bo'lishi lozim. Shu tufayli Cherenkov schyotchigi nafaqat zarrachalarni qayd qilib qolmasdan, ularning energiyasini ham aniqlash imkoniyatiga egadir.

Vilson kamerasi. Vilson kamerasining ish prinsipi kameraning ishchi hajmida zaryadli zarrachalarning trayektoriyasi bo'ylab, hosil bo'lgan ionlarda o'ta to'yingan bug'ning kondensatsiyalanishiga asoslangan (13.3- rasm).



13.3-rasm.

Porshen keskin pastga tushganda kameradagi bug' adiabatik ravishda kengayadi, natijada bug' sovib o'ta to'yingan beqaror

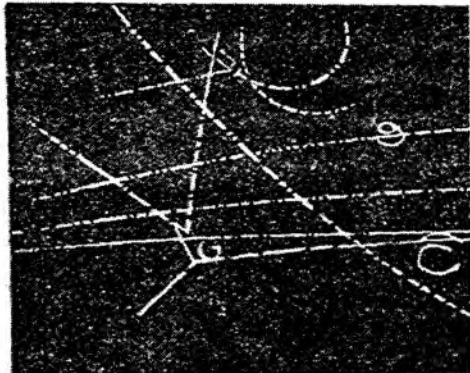
holatda bo'ladi. Kameraga kirgan zarracha hosil qilgan ionlar kondensatsiya markazlari bo'lib hisoblanadi. Ana shu markazlarda suv tomchilari uchib o'tgan zarraning izi – treklarini hosil qiladi (13.4-rasm).



×
13.4-rasm.

Treklar fotosuratidan olingan informatsiyadan zarracha energiyasi aniqlansa, uzunlik birligidagi tomchilar soniga qarab zarracha tezligini baholash mumkin.

Pufakchali kamera. Glezer (1952-y.) zarrachalarning treklarini qayd qilish uchun o'ta isitilgan (qizdirilgan) suyuqlikdan foydalanishni tavsiya etdi. Dastlabki holatda kameradagi suyuqlik yuqori bosim ostida bo'ladi va bu bosim, garchi suyuqlik temperaturasi, atmosfera bosimidagi qaynash temperaturasidan yuqori bo'lsada, uni qaynab ketishdan saqlab turadi. Bosim keskin pasayganda, suyuqlik o'ta qizdirilgan metastabil holatda bo'ladi. Uchib o'tgan zaryadli zarrachalar izidagi ionlarda buf pufakchalaridan iborat treklar hosil bo'ladi. Ishchi modda sifatida asosan vodorod, ksinon, propanlar ishlatiladi. Pufakli kameraning ish muddati undagi ishchi modda zichligi kattaligi tufayli zarrachaning uchish masofasi ancha qisqa bo'lishiga asoslangan. Treklar esa zarrachaning tabiati va xossalari haqida informatsiya asosi bo'lib hisoblanadi (13.5-rasm).



13.5-rasm.

Qalin qatlamli fotoemulsion metod. Tez harakatlanadigan zaryadli zarracha fotoemulsiyadagi kumush (AgBr) atomlaridan elektronlarni uzib chiqaradi. Bunday kristallchalar zanjiri yashirin tasvir hosil qiladi. Fotoplastinka ochilganda, bu tasvir qayta tiklanadi va zarracha treklarni hosil qiladi. Treklarning uzunligi va yo'g'onligiga qarab, zarrachaning energiyasi, massasi, shuningdek, zaryadini aniqlash mumkin.

13.3. Elementar zarrachalarning umumiy xossalari

Yuqorida biz, elementar zarrachalarning soni ko'pligi haqida gap yuritgan edik. Ular turli reaksiyalar va sharoitlarda vujudga kelib, bir-birlaridan keskin farq qiladi. Elementar zarrachalarni tavsiflash maqsadida ularning xususiyatlarini aks ettiruvchi fizikaviy kattaliklar – kvant sonlar to'plamidan foydalanadilar. Ulardan ba'zilar (massa, impuls, zaryad va hokazolar) bizga oldindan tanish bo'lsa, ba'zilarini (izospin, g'alatilik, barion, lipton zaryadi kabilar) zarrachalarni tavsiflash davomida ko'rib o'tamiz.

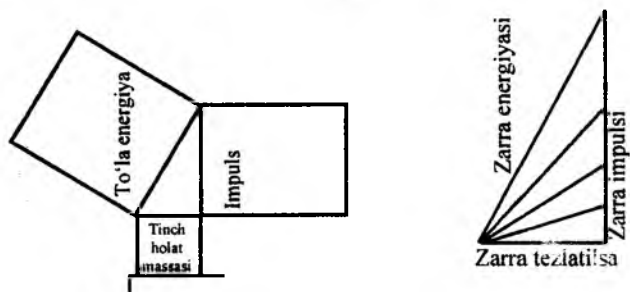
Nisbiylik nazariyasiga ko'ra, tezlik ortishi bilan jism massasi ortadi, ya'ni qo'shimcha harakat massasiga ega bo'ladi.

Eynshteyn munosabatidan, agar $s=1$ deb hisoblansa, Pifagor

teoremasining matematik ifodasini eslatadi:

$$E^2 - P^2 = m_0^2 c^4 \quad (13.1)$$

Katta tezlikdagi harakatlar uchun impuls va energiya (zarracha massasi) orasidagi farq cheksiz kamayadi, lekin hech qachon nolga teng bo'lmaydi va (13.1) ga muvofiq zarrachaning tinch holatdagi massasini ifodalaydi (13.6-rasm).



13.6-rasm.

Elementar zarrachalarning massasi deganda, ularning tinch holatdagi massasi tushuniladi va energiya o'lchovi MeV, GeV larda hisoblanadi. (shunday qilganda energiya balansini ifodalash qulay bo'ladi). Misol tariqasida, bizga ma'lum zarrachalar massalarining energiya o'lchovini keltiramiz:

$$m_\gamma=0; m_\nu=0; m_e=0,51 \text{ MeV}, \\ m_p=938,3 \text{ MeV}; m_n=939,6 \text{ MeV}.$$

Elementar zarrachalar, barqarorligining o'lchovi «o'rtacha yashash vaqti» τ - bilan tavsiflanadi.

Elektron, proton, neytron va γ kvantlar kabi barqaror ($\tau=\infty$) zarrachalar bilan bir qatorda o'rtacha yashash vaqti 10^{-6} sek, 10^{-8} sek, 10^{-10} sek va 10^{-13} sekund bo'lgan zarrachalar guruhlari mavjud. Keyingi vaqtlarda o'rtacha yashash vaqti $\tau=10^{-23} \div 10^{-24}$ sek bo'lgan zarrachalar guruhi, o'ta nostabil rezonanslar ham aniqlangan.

Spin - zarrachalarning yana bir ichki hususiyatlarini tavsiflovchi kattaliklardan biri bo'lib, u qo'zg'almas sanoq sistemaga nisbatan zarrachaning impuls momentini aniqlaydi. Odatda spin - \hbar Plank doimiysini butun yoki yarimkasr son qiymatlariga ega bo'ladi, ya'ni kvantlashgandir. Elementar zarrachalar spini (j) vektor kattalik bo'lib, boshqa vektor kattaliklardan farqli ravishda har qanday yo'nalishda proyeksiyasi doim $(2j+1)$ ta qiymat qabul qiladi.

Elektron, proton, neytron va neytrinolarning spini biror yo'nalishga, masalan, tashqi magnit maydoniga proyeksiyasi $j_z = -1/2$ va $j_z = +1/2$ qiymatlar qabul qilib, o'ng yoki chap vint hosil qiladi. Bundan tashqari, spin zarrachalarning qaysi statistik qonunga bo'ysunishini ham bildiradi. Spini \hbar ga butun son karrali bo'lgan zarrachalar bozonlar hisoblanadi va Boze-Eynshteyn statistikasiga bo'ysunadi. Spini butunning yarmiga teng zarrachalar fermionlar hisoblanib, Fermi-Dirak statistikasi qonunlariga bo'ysunadi. Ko'pchilik mezonlar, mezon-rezonanslar bunga misol bo'ladi.

Elektr zaryadi - Elementar zarrachalarning elektromagnit o'zaro ta'sir vositasi bo'lib, u elektron zaryadi birligida o'lchanadi - ($e=1,6 \cdot 10^{-19}$ kl) ga kvantlashgandir

Materiyaning tarkibiy qismlardan hisoblangan va $1/2$ spinga ega fundamental fermionlar deb ataluvchi $+\frac{2}{3}e$ yoki $-\frac{1}{2}e$ ga teng kasr qiymatli zaryadga teng zarracha - «kvarklar» ham mavjud.

Elementar zarrachalar bilan bo'ladigan jarayonlar energiyaning barcha saqlanish qonunlari (energiya, zaryad miqdori va hokazo)ga bo'ysunadi va tashqi magnit maydoni bilan o'zaro ta'siri, ularning r_m

magnet momenti, Bor $\mu = \frac{e\hbar}{2m_e}$ yoki yadro magnetonlari

$\mu_p = \frac{e\hbar}{2m_p}$ da o'lchanadi.

Masalan, foton neytrinolarning magnetoni $\mu_v=0$, elektron, proton va neytronlarni magnetoni mos holda,

$$\mu_e = \mu_e, \mu_p = +2,79\mu_x, \mu_n = 1,91\mu_x \text{ ga teng.}$$

Yaqinlargacha (1947-y.) $\mu_e = \mu_v$ teng deb hisoblanib kelindi. Lekin hozirgi zamon kvant elektrodinamikasi qonunlari ko'rsatadiki, ular orasida oz bo'lsada farq bor bo'lib, u quyidagicha ifodalanadi,

$$\mu_e = \mu_x \left[1 + \frac{\alpha}{2\pi} \right]$$

Bu yerda $\alpha = e^2 / (4\pi\epsilon_0\hbar c) = 1/137,04$ ga teng bo'lib, nozik struktura doimiysi deb yuritiladi. Mukammallashgan nazariy malumotlarning amaliy o'lchov natijalari bilan mos tushishi hozirgi zamon kvant elektrodinamikasi qonunlarining nihoyatda to'g'ri ekanligidan darak beradi.

Har bir zarrachaning yo'ldoshi-anti zarrachasi mavjud bo'lishligini Dirak (1930-y.) tomonidan aytib o'tilgan edi. Dastlabki antizarracha (elektronning yo'ldoshi) pozitron e^+ 1932-yilda kosmik nurlar tarkibida qayd etildi. Hozirgi vaqtda malum bo'lgan elementar zarrachalarning barchasini antizarrachalari aniqlangan (1955-y. - antiproton, 1956-y. antineytron aniqlangan). Zarracha va antizarracha massasi spini va yashash vaqti aynan teng bo'lib, faqat zaryadining va magnit momentining ishorasi qarama-qarshi bo'lishi bilan bir biridan farq qiladi. Ular shu zarracha belgisi bilan belgilanadi va ustiga «tald» qo'yiladi

Masalan, elektron va antizarra pozitron $e^+ \equiv \bar{e}$; proton p va antiproton \bar{p} , neytron n va antiproton \bar{n} , neytrino ν_e va antineytrino $\bar{\nu}$.

Yapon olimi X. Yukava yadro kuchlarini o'rganib, elektron massasidan 200-300 marta ortiq, proton massasidan 10 martacha yengil yadroviy o'zaro ta'sirga ega zarrachalar mavjudligi haqidagi

gepotezani ilgari surdi. Kosmik nurlar tarkibida haqiqatdan ham shunday zarracha $m=207m_e$ mavjudligi Anderson va Nedderman (1937-y.) tomonidan qayd etildi.

Bu zarracha keyinchalik mezon (yunoncha – «mesos» – oraliq, oʻrta maʼnosini anglatadi) myuon deb yuritila boshladi. Myuonlar nostabl zarracha boʻlib, $\tau = 10^{-6}$ sek quyidagicha parchalanadi,

$$\mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu; \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu$$

bu yerda ν_μ , $\tilde{\nu}_\mu$ myuon neytrinosi (antineytrino) yadroviy zarra oʻzaro taʼsir vositachisi hisoblangan π mezonlar kosmik nurlar tarkibida 1940 - yillarda aniqlandi, (π^+ , π^0 va π^- mezonlar mavjud) π^0 mezon massasi $m=264,1m_e$ ($\tau=2,6 \cdot 10^{-8}s \div 0,8 \cdot 10^{-6}s$) boʻlib, quyidagicha parchalanadi $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_e$; $\pi^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu$

50-yillarda kosmik nurlar tarkibida, shuningdek, tezlatgichlarda juda koʻp oʻta ogʻir zarrachalar va ularning antizarrachalari geperon («hyper» – oʻta ogʻir) boʻlib, ular kaonlar yoki kamezonlar deb yuritiladi. κ^+ , κ^0 , λ^0 , Σ^+ , Σ^0 , Ω - giperonlar massasi proton massasidan katta ($4183 \div 3273$) m_e .

Giperonlar juft – juft boʻlib, $\tau=10^{-23}$ s davomida hosil boʻladi va yana yangi zarrachalarga ($\tau=10^{-10} \div 10^{-8}$ s) sekin parchalanadi. Shu tufayli ular «ajoyib» zarrachalar deb yuritiladi.

60-yillarda erkin chopish masofasi 10^{-15} m ga teng boʻlgan oʻta qisqa yashovchi $\tau=10^{-23} \div 10^{-24}$ s barcha elementar zarrachalar xususiyatiga (massa, elektr zaryadi, spini va hokazo) ega boʻlgan rezonanslar aniqlandi.

Barcha ogʻir zarrachalar–adronlar, kuchli oʻzaro taʼsirlarga nisbatan bir xil boʻlsalarda, elektromagnit kuchsiz oʻzaro taʼsirga nisbatan bir nechta oilalarga – *izomultplitlar* (oddiy, gʻalati, maftun va goʻzal) ga boʻlinadi. Izomultplitlarni bir biridan farq qilish maqsadida izotopik spin (T) qabul qilingan. «Izos» teng, birday, «topos» oʻrin, joy maʼnosini

anglatib, ma'lum bir multipletga taalluqliligini bildiradi. Izotopik spin, multiplet tarkibiga kirgan zarrachalar sonini ko'rsatib, minus T dan, plus T gacha qiymat qabul qiladi.

$$N=(2T+1)$$

Masalan, nuklon uchun $N=2$, $T=1/2$ ($T_n=-1/2$, $T_p=+1/2$) – ga teng. Chunki u proton va neytrondan tashkil topgan. Pion uchun $N=3$, $T=1$ ga teng, chunki pion π^- mezon ($T=-1$), π^0 – mezon ($T=0$) va π^+ mezon ($T=+1$) dan tashkil topgan.

50-yillarda kashf etilgan g'alati zarrachalarni tavsiflash maqsadida falatilik- zaryad soni s – kiritilgan. Faqat, g'alati zarrachalar uchun g'alatilik noldan farqli bo'lib, $s=\pm 1$, $s=\pm 2$, $s=\pm 3$ ga teng bo'ladi. Odatda g'alatilik s bilan bir qatorda barion zaryadi V (zarrachalarning og'irlik xususiyatining saqlanish qonunini ifodalovchi kattalik $B=\pm 1$) yig'indisidan iborat gepper zaryad kattalikdan foydalanadi,

$$V=S+B$$

Keyingi yillarda aniqlangan multipletlari bilan farq qiladigan zarrachalarni tavsiflashda ham maftunlik S (inglizcha – «charim» – maftun) «go'zal» b (inglizcha «beautj» – go'zal) va hokazo «xahihat» (inglizcha – «truth» – haqiqiy) hisobga olib, zarrachalarning elektr zaryadini hisoblashda Gell – Mann – Nishijama munosabati quyidagicha ifodalashi mumkin.

$$q = T + \frac{1}{2}(B + S + C - b)$$

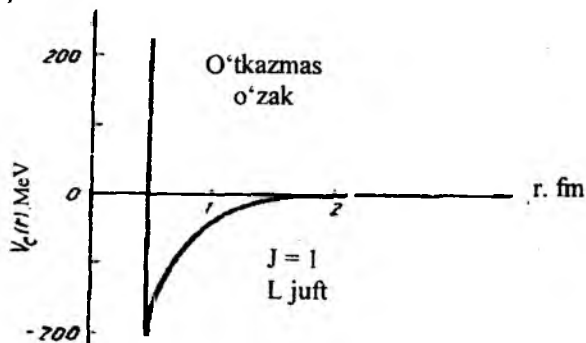
13.4. Fundamental o'zaro ta'sir

Fundamental o'zaro ta'sirlar deganda boshqa tur o'zaro ta'sirlardan kelib chiqmaydigan va birlamchi deb qaraladigan o'zaro ta'sirlarni tushunamiz.

Elementar zarrachalar har doim o'zaro ta'sir jarayonida vujudga keladi, bir-birlari bilan to'qnashib, boshqa zarralarga aylanadi.

Elektron zarralar bilan kechadigan jarayonlarda asosan, kuchli elektromagnit, kuchsiz va gravitatsion o'zaro ta'sirning ushbu to'rt turi o'zining xossalari bilan bir-birlariga ajablanarli darajada o'xshamaydi va ta'sir sohasi hamda ta'sir qiymati bilan keskin farq qiladi.

Kuchli o'zaro ta'sir. Dastavval shuni aytib o'tish kerakki, yadro va yadro reaksiyalarning amalga oshishiga asosan xuddi shu kuchli o'zaro ta'sir javobgardir. Kuchli o'zaro ta'sir proton va neytronlarni bog'lab, yadroning yaxlit bir butunligini va barqarorligini ta'minlaydi. U elektromagnit ta'sir kuchiga nisbatan yuz marta, kuchsiz o'zaro ta'sirga nisbatan 10^{14} marta kuchli bo'lib, 10^{-15} ta'sir sferasiga ega. Bunday o'zaro ta'sirni grafikda zarrachalar orasidagi masofaning funksiyasi potensial energiya (U) ko'rinishda tasvirlash mumkin (13.7-rasm).

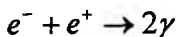


13.7-rasm.

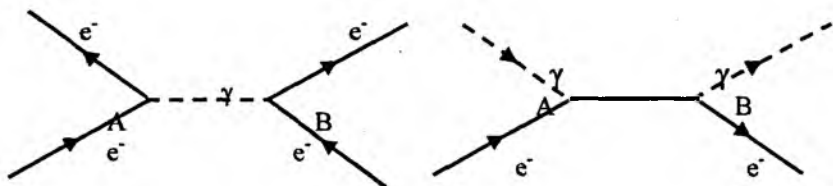
Agar ikki zarra bir – biridan 1,5 fermi masofa uzoqlikda bo'lsa, ularning o'zaro potensial energiyasi $U=0$, ya'ni ular o'rtasida o'zaro

bog'lovchi kuch yo'q. Zarralar bir – birlariga yaqinlashishi bilan ular o'rtasidagi tortishish kuchi orta boshlaydi va natijada o'zaro potensial energiyasining algebraik qiymati kamayadi, 0,5 fermiga yaqin masofadan boshlab yana o'zaro itarishish kuchi vujudga keladi.

Elektromagnit o'zaro ta'sir kuchlari. Zarralarning o'zaro ta'sir kuchi, kuchli o'zaro ta'sirga qaraganda ancha zaif, boshqa kuchlarga nisbatan esa o'ta kuchlidir. Elektromagnit kuchlarning ta'sir doirasi 10^{-14} m dan, kosmik masofalargacha davom etadi. Ko'pchilik hodisalar, atom va molekulalar tuzilishi, kristallar, kimyoviy reaksiyalar, jismlarning termik va mexanik xususiyatlari, radioto'lqinlar, quyosh va yulduzlarning nurlanishi kabi hodisalar elektromagnit kuchlar doirasiga kiradi. Elektromagnit o'zaro ta'sir zarralarning o'zidan foton chiqarib *annigilyatsiyalanish* jarayonida ham hosil bo'ladi. Zarra – antizarra to'qnashuvlarida bu ikkala zarralarning yo'q bo'lib boshqa bir guruh begona zarralarning tug'ilishi o'zaro bir – birlariga aylanishlari annigilyatsiya deb yuritiladi. Masalan: elektron va pozitronlar o'zaro annigilyatsiyalanib, ikkita, ba'zan uchta foton vujudga keladi,



Elektromagnit o'zaro ta'sir jarayonini Feynman diagrammasi orqali grafik ravishda tasvirlash mumkin. Diagrammaning A tugunidagi elektron foton chiqarib, yangi holatga o'tadi. B uchida esa shu foton ikkinchi elektronda yutilib, uchinchi holatga o'zgaradi (13.8 - rasm).



13.8-rasm.

Kuchsiz va gravitatsion o‘zaro ta’sir. Mikroduyo zarrachalar olamida u yoki bu hodisalarning davomiyligi asosiy ko‘rsatkich hisoblanadi. Zarrachalarda bo‘ladigan xarakterli jarayonlar kuchli o‘zaro ta’sir ostida $10^{-23} \div 10^{-24}$ sek vaqt davom etsa, elektromagnit o‘zaro ta’sirlar $10^{-16} \div 10^{-17}$ sek ichida yuz beradi.

Bundan ham sekinroq (10^{-10} s dan bir necha o‘nlab minutgacha) kechadigan jarayonlar zarrachalarning kuchsiz o‘zaro ta’siri ostida sodir bo‘ladi. Kuchsiz o‘zaro ta’sir kuchli o‘zaro ta’sirga nisbatan 10^{14} marta zaifroqdir. Lekin shunga qaramay, oxirgi o‘n yilliklardagi muhim kashfiyotlar ana shu kuchsiz o‘zaro ta’sir bilan bog‘liq ekanligi ma’lum, masalan, atom-yadrolarning betta parchalanishi ba’zi nostabil zarrachalar (zarrachalar neytron, neytrino π va μ mezonlar) parchalanishlari va sochilishlariga javobgardir. Kuchsiz o‘zaro ta’sirni yaqqol ko‘z oldimizga keltirish uchun kuchli elektromagnit va kuchsiz o‘zaro tasirlarni tabiatda yo‘q deb faraz qilaylik. Agar kuchli o‘zaro ta’sir bo‘lmaganda edi, π – mezonlar, yengil zarrachalar va ular bilan bog‘liq bo‘lgan fizik hodisalarda aytarli o‘zgarishlar bo‘lmasdi. Lekin og‘ir zarralar butunlay bo‘lmas yoki olam mutlaqo boshqa zarralardan iborat bo‘lar edi, real dunyo yaxlit holda butunlay boshqacha ko‘rinishni olardi. Elektromagnit o‘zaro ta’sir bo‘lmaganda esa tabiatda π - mezonlardan og‘ir zarrachalar qolar edi. Massasi deyarli bir xil, lekin faqat zaryadlari bilan farq qiladigan zarrachalarni bir-biridan ajratib bo‘lmasdi. Masalan: protonni neytrondan, uchala π -mezonlarni bir –biridan va

hokazo. Atom va undan ham katta o'lchamlarda (10^{10} m) dunyo o'zgarib ketardi, atom ham, molekula ham, yorug'lik ham, jism ham bo'lmas edi. Biroq, kuchsiz o'zaro ta'sir bo'lmasa zarralardan faqat neytrino (ν) bo'lmasdi xolos. Atom va molekular jismlar tuzilishi nuqtai nazaridan deyarli o'zgarishlarga olib kelmasdi. Shunday qilib, kuchsiz o'zaro ta'sir ba'zi zarralar jismlar tuzilishi formalarini barqaror qiladi, parchalanish bo'yicha «mutaxassisdir». Uning ta'sir doirasi eng qisqa, taqriban 10^{-19} ga teng bo'lib, mezonlar almashinuvi natijasida vujudga keladi.

Gravitatsion o'zaro ta'sir biz bilgan o'zaro ta'sirlar ichida eng zaifidir. Uning ta'sirini tavsiflovchi vaqt kattaligi (10^{17} s) va ta'sir kuchining kichikligi (10^{-40}) sababli deyarli hozirgacha elementar zarrachalar nazariyasida e'tiborga olinmaydi. Gravitatsion o'zaro ta'sir o'zining uchta xususiyatiga ko'ra, cheksiz katta ta'sir doirasiga egaligi, absolyut universalligi va har qanday ikki massa o'rtasidagi ta'sir kuchi ishorasining bir xilligiga asosan koinotda astronomik masshtabda katta rol o'ynaydi.

Gravitatsion o'zaro ta'sir kuchi shu ta'sirdagi jismlar massalari ortishi bilan tez ortadi. Ana shu tufayli gravitatsion o'zaro ta'sir katta energiyaga ega zarrachalar «hayotida» munosib o'ringa ega bo'lishi mumkin. Gravitatsion o'zaro ta'sirlar elektromagnit maydonga qiyos qilinib, hanuzgacha aniqlanmagan, lekin real «gravitonlar» deb ataluvchi zarralar vositasida vujudga keladi deb hisoblanadi. Har qanday zarralar o'zidan gravitonlar chiqarib almashinib turadilar. Graviton massasi (tinch holatdagi massasi) $10^{-39} \div 10^{-40}$ MeV, tezligi yorug'lik tezligiga yaqin spini ikkita va to'lqin uzunligi 10^{26} m bo'lgan zarracha bo'lishi lozim. Har qanday o'zaro ta'sirni uchta parametr bilan ta'sirlash mumkin, intensivlik, ta'sir radiusi va uning elementar akti amalga oshiriladigan oraliq vaqt. Ularning qiymati quyidagi jadvalda keltirilgan va qisqacha ta'riflangan.

№	O'zaro ta'siri	Mexanizm	Intensivlik	Ta'sir radiusi	Xarakterli vaqt
1	Kuchli	Glyuonlar bilan almashish	$10^{-1}-10^1$	10^{-15}	10^{-23}
2	Elektromagnit	Fotonlar bilan almashish	1/137	∞	$\sim 10^{-20}$
3	Kuchsiz	O'rtacha bozonlar bilan almashish	$\sim 10^{-10}$	$\sim 10^{-18}$	$\sim 10^{-13}$
4	Gravitatsion	Gravitonlar bilan almashish	$\sim 10^{-38}$		

13.5. Elementar zarrachalar klassifikatsiyasi

Odatda elementar zarrachalar, ularni tavsiflovchi kattaliklar va o'zaro ta'sir kuchining xususiyatlariga ko'ra klassifikatsiyalanadi.

Fotonlar-elektromagnit o'zaro ta'sir vositasi bo'lib, unga faqat bitta zarracha, γ - kvantlar kiradi.

Leyptonlar- kuchli o'zaro ta'sirdan tashqari barcha tabiatdagi kuchlarga ega bo'lgan, spinli yengil zarrachalar *leptonlar* deb yuritiladi, lepton «leypos» yengil ma'nosini anglatadi. Leyptonlarning umumiy soni uncha katta bo'lmay, atigi uchta bo'lib, ular elektron e^- , myuon μ^- va taon τ deb yuritiladi. Har bir leyptonga bittadan neytrino, elektron neytrinosi ν_e , myuon neytrinosi ν_μ va taon neytrinosi ν_τ mos keladi. Boshqacha aytganda, leptonlarning uchta oilasi – avlodi mavjud, ular elektron duplit $E = (e^-, \nu_e)$, myuon duplit $M = (\mu^-, \nu_\mu)$ va taon duplit $T = (\tau, \nu_\tau)$ deb yuritiladi. Har bir leypton dublitiga ularning antilepton dupliti mos keladi: $\tilde{E} = (e^+, \tilde{\nu}_e)$, $\tilde{M} = (\mu^+, \tilde{\nu}_\mu)$ va $\tilde{T} = (\tau, \tilde{\nu}_\tau)$.

Leyptonlarni boshqa elementar zarachalardan, shuningdek, antileptonlardan farq qilish maqsadida leypton zaryadi degan fizikaviy kattalik kiritilgan va u L – bilan belgilanadi. Barcha leyptonlar (E, μ, τ va ν_e, ν_μ, ν_τ) ning Leypton zaryadi $L=+1$ - chi, antileptonlarning ($e^+, \mu^+, \tau^+, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$) – ning leypton zaryadi $L=-1$ chi va boshqa elementar zarrachalarning Leypton zaryadi $L=0$ ga teng.

Barcha saqlanish qonunlari singari, Leypton zaryadi uchun saqlanish qonuni ham bajariladi (o‘rinlidir). Elementar zarrachalarning barcha o‘zgarish va almashinishlarida Leypton zaryad miqdorining algebraik yig‘indisi o‘zgarimas kattalikdir.

Adronlar. Kuchli, shuningdek, barcha turdagi (elektromagnit, kuchsiz va gravitatsion) o‘zaro ta’sir qobiliyatiga ega og‘ir zarrachalar *adronlar* deb yuritiladi. (yunoncha «adros» – og‘ir, kuchli ma’nosini anglatadi). Adronlar (ularni antizarralar va rezonanslar bilan qo‘shib hisoblaganda) 300 dan ortiq zarrachalarni tashkil etadi. Shu tufayli, ularning o‘zaro ta’sir kuchi tabiati, spini, qaysi statistik qonunga buysinishiga ko‘ra, mezonlar va barionlar deb ataluvchi gruppaga bo‘linadi. Spini kasr son ($1/2$) bo‘lgan adronlar – *bazonlar* deb yuritiladi.

Mezonlar - spini nol, barion zaryadiga ega bo‘lmagan kuchli o‘zaro ta’sirlashuvchi bazonlar bo‘lib, ularga pionlar (π^+, π^-, π^0) kaonlar ($\kappa^+, \kappa^-, \kappa^0$ va $\bar{\kappa}^0$) va etamezonlar η kiradi.

Barionlar – nuklonlar (r, n) va massasi nuklon massasidan ortiq zarrachalar – gepironlar ($\Lambda, \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$ va xokazolar) ni o‘z ichiga oladi. Barcha bazonlar kasr son qiymatli spinga ega bo‘lib fermionlar hisoblanadi.

Barharor – stabil mezonlar barionlari metastabil zarrachalar, shuningdek rezonanslardan farq qilish maqsadida barion zaryadi tushunchasi B – kattalik kiritilgan. Barcha barionlar, barion zaryadi $B=+1$ antibarionlar, barion zaryadi $B=-1$; boshqa zarrachalar, shuningdek, mezonlarning barion zaryadi ($B=0$) ga teng. Elementar zarrachalarni yuqoridagi xossalari ko‘ra klassifikatsiyalanishi quyidagi jadvalda keltirilgan.

Zarralar guruhlari	Tarqib №	Zarraning nomi	Belgisi	Massasi (MeB)	O'rtacha yashash davri (s)	Q	B	I_c	I_μ	S	T	Jp	Yemirilish yo'li va nisbiy ehtimolligi (%)
Foton	1	Foton	γ	0	ibarqaror	0	-	-	-	-	-	1	-
Leptonlar	2	Elektron neytrinosi	ν_e	0	\leftrightarrow	0	-	+1	0	-	-	1/2	-
	3	Elektron antineytrinosi	$\bar{\nu}_e$	0	\leftrightarrow	0	-	-1	0	-	-	1/2	-
	4	Myuon neytrinosi	ν_μ	0	\leftrightarrow	0	-	0	+1	-	-	1/2	-
	5	Myuon antineytrinosi	$\bar{\nu}_\mu$	0	\leftrightarrow	0	-	0	+1	-	-	1/2	-
	6	Elektron	e^-	0,511	\leftrightarrow	-1	-	+1	0	-	-	1/2 ⁺	$e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ (100)
	7	Pozitron	e^+	0,511	\leftrightarrow	+1	-	-1	0	-	-	1/2 ⁻	$e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$ (100)
	8	Myuon (myuon mezon)	μ^-	106	$2,2 \cdot 10^{-6}$	-1	-	0	+1	-	-	1/2 ⁺	$e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ (100)
	9	Musbat myuon	μ^+	106	$2,2 \cdot 10^{-6}$	+1	-	0	-1	-	-	1/2 ⁻	$e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$ (100)
	10	Musbat pion	π^+	140	$2,6 \cdot 10^{-8}$	-	-	-	-	-	-	1	0 ⁻
11	Manfiy pion	π^-	140	$2,6 \cdot 10^{-8}$	-	-	-	-	-	-	1	0 ⁻	$\bar{\mu}^- + \nu_\mu$ (100)
12	Neytral pion	π^0	135	$0,76 \cdot 10^{-16}$	-	-	-	-	-	-	1	0 ⁻	$\gamma + \gamma$ (99) $\gamma + e^+ + e^-$ (1)
13	Musbat kaon	K^+	494	$1,2 \cdot 10^{-8}$	+1	-	-	-	-	+1	1/2	0 ⁻	$\mu^+ + \nu_\mu$ (63)

Zarralar guruhini	Tartib №	Zarraning nomi	Bejgisi	Mas-sasi (MeB)	O'rtacha yashash davri (s)	Q	B	L_c	L_μ	S	T	J_p	Yemirilish yo'li va nisbiy ehtimoligi (%)
Mezon-lar	14	Manfiy kaon	K^-	494	$1,2 \cdot 10^{-8}$	-1	-	-	-	-1	1/2	0-	$\pi^+ + \pi^0$ (21) ... $\mu^- + \bar{\nu}_\mu$ (63), $\pi^- + \pi^0$ (21)
	15	Neytral kaon	K^0	498	$K_1^0 0,86 \cdot 10^{-10}$	0	-	-	-	+1	1/2	0-	$K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ (69) $\pi^0 + \pi^0$ (31)
	16	Neytral antikaon	\bar{K}^0	498	$K_2^0 5,4 \cdot 10^{-8}$	0	-	-	-	-1	1/2	0-	$K_2^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$ (61), $\pi^\pm e^\mp \nu_e$ (39), $\pi^\pm + \mu^\mp + \nu_\mu$ (27), $\pi^+ + \pi^- + \pi^0$ (13), 2γ (37), 3 π (23), 3 π^0 (30) ...
	17	Eta-mezon	η^0	549	$2,4 \cdot 10^{-19}$	0	-	-	-	0	0	0	0-
	18	Proton	p	938,2	barqaror	+1	+1	-	-	0	1/2	1/2+	-
	19	Antiproton	\bar{p}	938,2	— ← —	-1	-1	-	-	0	1/2	1/2-	-
	20	Neytron	n	939,6	$0,93 \cdot 10^3$	0	+1	-	-	9	1/2	1/2+	$p + e^- + \nu_e$ (100)
	21	Antineytron	\bar{n}	939,6	$2,5 \cdot 10^{-10}$	0	-1	-	-	0	1/2	1/2-	$\bar{p} + e^- + \bar{\nu}_e$ (100)
	22	Lambda-giperon	Λ^0	1116	$2,5 \cdot 10^{-10}$	0	+1	-	-	+1	0	1/2+	$p + \pi^-$ (65) $n + \pi^0$ (35)

13.6. Kvarklar

XX asrning 60–70-yillarda o‘tkazilgan elektronlarning adronlardan noelastik sochilishiga oid tajribalar adronlarni ham strukturaviy tuzilishga ega ekanligini ko‘rsatadi. Ana shu strukturaviy elementlar fundamental zarrachalar – kvarklardir degan gipotezani Gell- Mann – Tsveyg (1967-y.) tomonidan ilgari surildi.

Kvarklar kasr son qiymat elektr zaryadli izotopik spinga ega zarrachalardir. Kvarklar u , d va s ramzlar bilan belgilanadi. u – kvark

(up –yuqoriga) elektr zaryadi $+\frac{2}{3}e$, izospini $T = +\frac{1}{2}$ ga teng

zarracha.

d – kvark (inglizcha «down» – pastga) elektr zaryadi;

$-\frac{1}{3}e$, izospini $-1/2$ ga teng zarrachadir;

s – kvark (inglizcha «tronge» – falati) elektr zaryadi;

$-\frac{1}{3}e$, izospini nol ($T=0$) g‘alatilik $s=-1$ ga teng zarrachadir.

Endi e‘tiborni Ω^- - giperonga qaratamiz Ω^- - giperonga Pauli prinsipiga nomuvofiq holda uchta sss – kvark birikkan. Ma‘lumki, bir sistemada nafaqat uchta, balki kvant sonlari bir xil bo‘lgan ikkita kvarkning bo‘lishi ham mumkin emas (taqiqlanadi). Bu nomuvofqlikni bartaraf etish (Pauli prinsipi) uchun kvarklarning «rangi» kattaligi kiritildi. Kvarkni, ma‘lum tartibda qo‘shganda oq rang beradigan, masalan, sariq, ko‘k va qizil ranga bo‘yalgan deb e‘tirof etish kifoya. Antikvarklarni ham oq rang beradigan anti ranglarga bo‘yalgan deb e‘tirof etiladi. Sariq rangning antirangi binafsha, ko‘k rangniki zarg‘aldoq, qizilniki esa yashildir. Shunday qilib, elektromagnit o‘zaro ta’sirdagi elektr zaryadi, kuchli o‘zaro ta’sirdagi mezonlar kabi, kvarklarni biriktiruvchi vosita sanalib, glyuonlar (inglizcha «glue» – kley) deb yuritiladi.

1974-yilda AQSH ning ikki laboratoriyasida deyarli bir vaqtda massasi uch nuklon massasiga teng ($3 \cdot 10$ GeV) bo'lgan zarracha kashf etildi. Laboratoriyalardan biri unga j – jey, ikkinchisi Ψ - psi deb nom qo'ydi. Shu tufayli yangi zarracha j/Ψ - (jey –psi) zarra deb yuritiladi. Keyinchalik j/Ψ - ga o'xshash massasi 3,69, 3,77 va 4,01 GeV bo'lgan zarrachalar – multplitlari aniqlandi. J/Ψ - oilasiga mansub zarrachalarni tavsiflash maqsadida to'rtinchi s – kvark “maftunlik” kiritish lozim bo'ldi (inglizcha «charmed»– maftunkor).

1976-yilda kashf etilgan, massasi 9,40 GeV, 10,40 GeV va 10,55 GeV ga teng ipsilon zarrachalar multplitlari xossalarni tavsiflashda b – «go'zallik» (inglizcha – «eauty» – go'zal) kvarklardan foydalanadi.

Hozirgi vaqtda olimlar oltinchi t – «haqiqat» (inglizcha – «truth»– haqiqiy) kvark to'g'risidagi fikrlari bilan muzokaralar olib bormoqdalar. Biz fiziklar komil ishonch bilan aytamizki, yaqin kelajakda u (t – haqiqiy kvark) ham kashf etiladi. Shunday qilib, u , d , s , c , b va t dan iborat oltita kvarklar endi bitta atama – «xushbo'ylik» (inglizcha – «flavour»-xushbo'y) so'zi orqali aytiladi. Ko'rinib turibdiki, turli tuman zarrachalarni tavsiflash maqsadida tanlash yo'li bilan saqlanish qonunlariga bo'ysungan odatdan tashqari kattaliklar bilan ish ko'rishga to'g'ri keldi. Ehtimol, hali bunday kattaliklardan hanchasini keltirish mumkin bo'lar, ammo ularning barchasi ham saqlanish qonunlariga bo'ysunishi lozim.

«Atom va yadro fizikasi» bo'limiga oid

test savollari

1. Orbitadagi elektronlarning to'la energiyasi ifodasini ko'rsating.

a) $E = -\frac{Ze^2}{2r}$; b) $E = \frac{2e^2}{2r}$; v) $E = \frac{m\mathcal{G}^2}{2}$;

d) $E = \frac{h^2}{4\pi^2 l^2}$; e) $E = \frac{nh}{2\pi m^2}$.

2. Atomning qaysi modeli haqiqatga yaqin?

a) Tomson, b) Rezerford, v) Bor, d) Tomson, e) Zommerfeld.

3. Statsionar holat uchun qaysi ifoda o'rinli?

a) $m\mathcal{G}r = \pm(2k+1)\hbar$; b) $m\mathcal{G}r = \pm h\nu$;

v) $m\mathcal{G}r = \pm nh$; d) $m\mathcal{G}r = \pm n\hbar$; e) $m\mathcal{G}r = \pm(1+p)h$.

4. Borning I-postulatini ko'rsating:

a) $m\mathcal{G}r = \pm(2k+1)\hbar$; b) $m\mathcal{G}r = \pm h\nu$; v) $m\mathcal{G}r = \pm nh$;

d) $m\mathcal{G}r = \pm n\hbar$; e) $h\nu = p - \frac{c}{\lambda}$.

5. Nurlanish energiyasining diskret – kvantlashganligini qaysi tajriba isbotlaydi?

a) Gers tajribasi;

- b) Lebedev tajribasi;
- v) Stoletov tajribasi;
- d) Frank – Gerts tajribasi;
- e) Ersted tajribasi.

6. Birinchi Bor radiusining to'g'ri ifodasini ko'rsating.

a) $R = \left(\frac{e^2}{m g^2} \right)^{1/3}$ b) $R = \frac{mc^2}{2\hbar^3}$; v) $R = R_o A^{1/3}$

d) $R = \frac{n\hbar}{m g}$ e) $R = \frac{\hbar^2}{mc^2}$.

7. Qo'yidagi ifoda qaysi seriya uchun yozilgan?

$$v = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right), n = 2, 3, 4, \dots$$

- a) Balmer seriyasi; b) Pashin seriyasi;
- v) Layman seriyasi; d) Pfund seriyasi;
- e) Breket seriyasi.

8. Quyidagi ifoda qaysi seriya uchun yozilgan?

$$v = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right), n = 6, 7, \dots$$

- a) Balmer seriyasi; b) Pashin seriyasi; v) Layman seriyasi;
- d) Pfund seriyasi; e) Breket seriyasi.

9. Quyidagi ifoda qaysi seriya uchun yozilgan?

$$\nu = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 5, 6, 7, \dots$$

- a) Balmer seriyasi; b) Pashin seriyasi;
v) Layman seriyasi; d) Pfund seriyasi;
e) Breket seriyasi.

10. Redberg doimiysining to'g'ri ifodasini ko'rsating?

a) $R = \left(\frac{c^2}{m g^2} \right)^{\frac{1}{3}}$; b) $R = \frac{me^u}{2\hbar^3}$; v) $R = R_o A^{\frac{1}{3}}$;

d) $R = \frac{n\hbar}{m g}$; e) $R = \frac{\hbar^2}{me^2}$.

11. Kvant sonlari n , l , m , m_s bo'lganda, n belgi qaysi kvant soniga mos va u nimani anglatadi?

a) Bosh kvant soni. Orbitadagi elektronning energiyasini bildiradi 1,2,3...

b) Azimutal kvant soni. Orbitaning shaklini belgilaydi. 0 dan, 1, 2 ...n- 1 ta qiymat kabul qiladi;

v) Magnit kvant soni. (0,1,2...n-1) Magnit momentining tashqi maydondagi yo'nalishini belgilaydi;

d) Spin kvant soni-xususiy momentni belgilaydi. +1/2;

e) Javoblar ichida to'g'risi yo'q.

12. Kvant sonlari n, l, m, m_s bo'lganda, m -belgi qaysi kvant soniga mos va u nimani anglatadi?

- a) Bosh kvant soni 1,2,3, ... elektronning energiyasini;
- b) Azimutal kvant soni 0, 1, 2, ... $n-1$ magnit momentini;
- v) Magnit kvant soni. $0, \pm 1 \dots \pm l$ impuls momentini ;
- d) Spin kvant soni $\pm 1/2 \dots$ xususiy magnit momentini;
- e) Javoblar ichida to'g'risi yo'q.

13. Kvant sonlari n, l, m, m_s bo'lganda, l -belgi qaysi kvant soniga mos va u nimani anglatadi?

- a) Bosh kvant soni 1,2,3, ... elektronning energiyasini;
- b) Azimutal kvant soni 0, 1, 2, ... $n-1$ magnit momentini;
- v) Magnit kvant soni. $0, \pm 1 \dots \pm l$ impuls momentini;
- d) Spin kvant soni $\pm 1/2$ xususiy magnit momentini;
- e) Javoblar ichida to'g'risi yo'q.

14. Kvant sonlari n, l, m, m_s bo'lganda m_s - belgi kaysi kvant soniga mos va u nimani anglatadi?

- a) bosh kvant soni 1,2,3, ... elektronning energiyasini;
- b) azimutal kvant soni 0, 1, 2, ... $n-1$;
- v) magnit kvant soni. $0, \pm 1 \dots \pm l$;
- d) spin kvant soni $\pm 1/2$;
- e) javoblar ichida to'g'risi yo'q.

15. Pauli prinsipini atomdagi elektronlarga qo'llaganda

ta'kidlanadiki, ...

a) atomda to'rtala kvant soni bir xil bo'lgan ikkita elektron bo'lishi mumkin emas;

b) atomda to'rtala kvant soni bir xil bo'lgan elektronlar ikkita bo'lishi mumkin;

v) atomdagi ikkita elektron to'rtala kvant sonlarini bittadan olishi mumkin;

d) barcha elektronlar kvant sonlari bir xil;

e) javoblar ichida to'g'risi yo'q.

16. Atomdagi elektron qobig'ining joylashish tartibini ko'rsating.

a) L, M, N, O, K, P; b) K,L,N,M,O,P; v) K,L,M,N,O,P

d) K,L,M,N,P,O; e) O,P,N,M,L,K.

17. Bu konfiguratsiya nimani bildiradi? $1s^2 2s^2 2p^6$

a) K-qobiqda 2 ta elektron, L-qobiqda 8 ta elektron;

b) K-qobiqda 1 ta elektron, L-qobiqda 2 ta elektron, M-qobiqda 1 ta elektron;

v) K-qobiqda 3 ta elektron, L-qobiqda 7 ta elektron;

d) K-2 elektron, L-4 elektron, M- 4 elektron;

e) K-8 elektron, L- 2 elektron.

18. Mozeliy qonuniga binoan $Z \sim \sqrt{\frac{1}{\lambda}}$ nima uchun ishlatilishi

mumkin?

- a) yorug'lik to'liq uzunligini aniqlashda;
- b) foton to'liq uzunligini aniqlashda;
- v) rentgen nurlari to'liq uzunligini aniqlashda;
- d) atom massasi sonini aniqlashda;
- e) atomning davriy sistemadagi o'rnini aniqlashda.

19. Qaysi yadro nurlari magnit maydonida buraladi (og'adi)?

Nima uchun?

- a) faqat α zarrachalar, musbat zaryadlangan;
- b) faqat β zarrachalar, manfiy zaryadlangan;
- v) faqat γ - zarrachalar, zaryadlanmagan;
- d) faqat neytronlar, zaryadlanmagan;
- e) faqat α va β zarrachalar, zaryadlangan.

20. α - zarra qanday zarrachalardan tuzilgan?

- a) proton, neytron; b) 2ta proton, neytron;
- v) 2 ta proton, 2 ta neytron; d) 2 ta proton, 2ta elektron;
- e) 2 ta proton, 2 ta pozitron.

21. Kvant sonlari ... holatini topishga yordam beradi.

- a) atomning;
- b) yadroning;
- v) valent elektronning;
- d) atom atrofidagi bo'sh (erkin) elektronning;
- e) atomning va ixtiyoriy elektronning.

22. Spektral qurilmaning qayerida difraksiya hodisasi kuzatiladi?

- a) difraksion panjaradan o'tishda; b) ekranda;
- v) panjara bilan elektron oralig'ida; d) panjara oldida;
- e) yorug'lik manbai bilan difraksion panjara oralig'ida.

23. Atomning sathi deb aytilgan savolga qaysi bir javob to'g'ri kelmaydi?

- a) energiyaning ixtiyoriy kattaligi;
- b) elektronning kinetik va potensial energiyasi yig'indisi;
- v) elektronning statsionar orbitadagi energiyasi;
- d) elektronning statsionar orbitadagi to'liq energiyasi;
- e) atomning to'liq energiyasi.

24. Vodorod atomining birinchi Bor orbitasi radiusi topilsin.

- a) 53 mm; b) $0,53 \cdot 10^5$ m; v) $0,53 \cdot 10^{-7}$ m;
- d) $0,53 \cdot 10^{-9}$ m; e) $0,53 \cdot 10^{-10}$ m.

25. Elektronning birinchi Bor orbitasi uchun kinetik energiya topilsin.

- a) 1,36 eV; b) 1,5 eV; v) 1,8 eV;
- d) 1,2 eV; e) 13,6 eV.

26. Geyzenbergning noaniqliklar munosabati bo'yicha, bir vaqtda katta aniqlikda zarraning aniqlab bo'lmaydi.

- a) impuls va koordinatasini; b) massa va tezligini;
- v) tezlik va koordinatasini; d) impuls va massasini;
- e) mos koordinatalar o'qi bo'yicha proeksiyasini.

27. Shredinger tenglamasi mikrozaralarning... aniqlashga imkon beradi.

- a) holatini; b) koordinatasini; v) impulsini;
- d) massasini; e) tezligini.

28. Lazerlar... diapazonida nur chiqaruvchi kvant generatorlaridir.

- a) ko'rinadigan va infraqizil; b) faqat ko'rish;
- v) faqat infraqizil ; d) mikroto'lqin; e) rentgen nurlari.

29. Mazerlar... diapazonida nur chiqaruvchi kvant generatorlaridir.

- a) ko'rish va infraqizil; b) faqat ko'rish;
- v) faqat infraqobiq; d) mikroto'lqin;
- e) rentgen nurlari.

30. De-Broil to'lqin uzunligi qaysi zarralarga taalluqli?

- a) elektronga; b) protonga; v) neytronga;
- d) barcha mikrozaralarga; e) molekularlarga.

31. De-Broil to'lqin uzunligi ifodasini ko'rsating.

$$\text{a) } \lambda = \frac{h}{m\mathcal{G}}; \quad \text{b) } \lambda = \frac{h}{m_0c}; \quad \text{v) } \lambda = \frac{c}{\nu};$$

$$\text{d) } \lambda = \frac{l}{T}; \quad \text{e) } \lambda = \frac{\lambda_0}{n}.$$

32. Potensiallar farqi 100 V bo'lgan maydondan o'tgan elektron uchun De-Broyl to'liq uzunligi topilsin.

- a) 1,8 A°; b) 1,9 A°; v) 1,5 A°;
 d) 1,4 A°; e) 1,23 A°.

33. Kinetik energiyasi 1 MeV bo'lgan elektron uchun De – Broyl to'liq uzunligini hisoblang.

- a) 0,05 A°; b) 1 A°; v) 10⁻³ A°;
 d) 10⁻⁵ A°; e) 8,7 · 10⁻³ A°.

34. Yadro qaysi zarralardan tuzilgan?

- a) proton, neytron; b) neytron, pozitron;
 v) giperon, mezon; d) proton, neytrion;
 e) proton, pozitron.

35. Tritiy yadrosi qanday zarralardan iborat?

- a) 1 ta proton, 2 ta neytron; b) 1ta proton, 1ta neytron;
 v) 1ta proton; d) 1 ta proton, 3 ta neytron; e) 3 ta neytron.

36. Quyidagi ko'rsatilgan mikrozarralardan qaysi biri yadroga

taalluqli?

- a) elektron, neytron; b) proton, neytron;
v) neytron, proton; d) elektron, pozitron;
e) neytron γ -kvant.

37. Izotoplar qaysi zarralarga qarab ajratiladi?

- a) proton; b) neytron; v) elektron; d) nuklon;
e) kvark.

38. Berilgan tenglamalardan qaysi biri radioaktiv parchalanishdagi α - yemirilishga taalluqli?

- a) $UI \rightarrow ux_1 + \alpha_2^4$; b) $ux_1 \rightarrow ux_2 + e_{-1}^0$;
v) $ux_2 \rightarrow uII + \beta$; d) $X_Z^A \rightarrow Y_{Z-2}^{A-4} + d_2^4$;
e) $X_Z^A \rightarrow Y_{Z+1}^A + e_{-1}^0$;

39. u_{92}^{235} da nechta neytron bor?

- a) 92; b) 235; v) 143; d) 327; e) 51.

40. Yadroning o'lchami qaysi ifoda bilan aniqlanadi?

- a) $R = \left(\frac{c^2}{m\mathcal{G}^2} \right)^{1/3}$; b) $R = \frac{me^4}{2\hbar^3}$; v) $R = R_o A^{1/3}$;
d) $R = \left(\frac{n\hbar}{m\mathcal{G}} \right)^{1/3}$; e) $R = \frac{\hbar^2}{me^2}$.

41. Solishtirma bog'lanish energiyasining to'g'ri ifodasini ko'rsating.

a) $\delta E = \frac{h\nu}{c}$; b) $\delta E = \frac{E}{A}$; v) $\delta E = mc^2$;

d) $\delta E = \frac{3}{e}kT$; e) $\delta E = \frac{m g^2}{2kT}$.

42. Quyidagi tenglamalardan qaysi biri radioaktiv yemirilishga mos?

a) $N = N_0 e^{-\lambda t}$ b) $N = N_0 e^{\lambda T}$; v) $N = N_0 e^{-\frac{t}{q}}$;

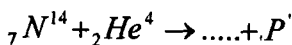
d) $N = N_0 e^{-kx}$; e) $N = N_0 e^{\lambda t}$.

43. Keltirilgan tenglamalardan qaysi biri radioaktiv yemirilish qonunining yarimyemirilish davriga bog'liqligini ko'rsatadi?

a) $N = N_0 e^{-\lambda t}$ b) $N = N_0 e^{\lambda T}$; v) $N = N_0 e^{-\frac{t}{q}}$;

d) $N = N_0 e^{-kx}$; e) $N = N_0 e^{\lambda t}$.

44. Azotni α - zarralar bilan bombardimon qilganda proton va yana qaysi mahsulot ajralib chiqadi? ${}_Z X^A$



a) ${}_Z X^A = {}_8 O^{16}$; b) ${}_Z N^{13} = {}_Z X^A$; v) ${}_8 O^{17} = {}_Z X^A$;

d) ${}_Z X^A = {}_9 F^{19}$; e) ${}_Z A^A = {}_6 C^{12}$.

45. Og'ir protonning geliy yadrolarini tezlashtirish uchun qanday qurilma kerak?

- a) fazotron; b) sinxrofazotron; v) tsiklotron;
d) sinxrotron; e) betatron.

46. Sun'iy yo'l bilan olingan elementlarni ko'rsating.

- a) neptun, pluton, kaliforniy, ferlemniy;
b) uran, neptun, eynshteyniy, Nobeli;
v) radiy, kurchatov, ameritsi, Berkli;
d) kyuri, radiy, uran;
e) radon, radiy, uran.

47. Yadro kuchlarini to'la ifodalovchi javobni ko'rsating.

- a) kuchli, yadroviy, elektrik, neytral;
b) zaryadga bog'liq bo'lmagan, qisqa ta'sirli kuchli, markaziy bo'lmagan;
v) kuchsiz, markaziy qisqa ta'sirli;
d) markaziy, qisqa ta'sirli, zaryad qutbiga bog'liq;
e) javoblar ichida to'g'risi yo'q.

48. Yadroning bog'lanish energiyasi nimalarga bog'liq?

- a) zarralar tezligiga;
b) zarralar massasiga;

v) yadro va atom massasi farqiga ;

d) yadro massasi farqi va zarralarni tashkil qiluvchi massalar yig'indisiga;

e) yorug'lik tezligi kvadratiga.

49. Radioaktiv yemirilish tufayli yadro o'zgarishlari qachon sodir bo'ladi?

a) tinch holdagi yadro massasi mahsulotning tinch holdagi massasidan oshib ketganda;

b) boshlang'ich tinch holdagi yadro massasi mahsulot massasi yig'indisidan kichik bo'lganda;

v) boshlang'ich tinch holdagi yadro massasi mahsulot massasi yig'indisiga tenglashganda;

d) javoblar ichida to'g'risi yo'q.

50. Kyuri 1934-yilda quyidagi yadro reaksiyasini olib suniy radioaktivlikni yaratdi, ya'ni $Al_{13}^{27} + He_2^4 \rightarrow P_{15}^{30} + \dots?$ noma'lum zarrani toping.

a) elektron;

b) pozitron;

v) neytron ;

d) proton;

e) α - kvant.

51. Sun'iy olingan fosfor izotopi $P_{13}^{30} \rightarrow Si_{14}^{30} + \dots + \nu_0^0$ qanday parchalanadi va ν_0^0 nimani anglatadi?

- a) proton, neytron; b) pozitron, neytron;
v) neytron, pozitron; d) neytron, proton, e) β - yemirilishi.

52. ${}_{92}U^{235}$ zanjir reaksiyasi natijasida ikkita yadroga ajraladi.

Shuni oldindan aytish mumkinmi?

- a) Da, cd_{48}^{112} va $6aXl_{54}^{131}$; b) $XaTe_{152}^{127}$ va Sn_{50}^{112} ;
v) Xal_{53}^{126} va In_{49}^{114} ; d) $Xalr_{40}^{91}$ va MO_{40}^{95} ; e) yo'q.

53. Energetik yadro reaktorlarini qurishdan maqsad nima?

- a) neytron oqimlarini olish;
b) γ - kvantlar oqimini olish;
v) yangi elementlar olish;
d) turlicha yadroviy reaksiyalar olish;
e) issiqlik olish

54. Yadroviy o'zgarishlarda zanjir reaksiyasi.....

- a) boshqariladi;
b) boshqarilmaydi;
v) qisman boshqariladi;
d) noma'lum;
e) portlashga olib keladi.

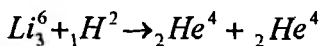
55. 1 gramm radiyning aktivligi topilsin.

- a) $3,7 \cdot 10^{-10}$ BK; b) $3,8 \cdot 10^{12}$ BK; v) $3,7 \cdot 10^{12}$ BK;
d) $3,7 \cdot 10^{15}$ BK; e) $3,7 \cdot 10^8$ BK.

56. Geliy atomi yadrosining ${}_2\text{He}^4$ bog‘lanish energiyasi topilsin.

- a) 22,5 MeV; b) 2 MeV; v) 20 MeV; d) 28,3 MeV;
e) 5 MeV.

57. Quyidagi reaksiyada ajralib chiqqan energiya topilsin.



- a) 22,4 MeV; b) 2,24 MeV; v) 224 MeV; d) 2240 MeV;
e) 224 BMeV.

58. Barcha zarralar o‘zlarining antizarralariga egami?

- a) faqat elektron; b) faqat mezon va giperon;
v) faqat barion; d) barcha zarrachalar; e) pozitron.

59. Boshlang‘ich kosmik nurlar manbasini ko‘rsating.

- a) quyosh; b) yulduzlar; v) kosmik bo‘shliq;
d) qo‘shaloq yulduzlar; e) qora tuynuklar

60. Zarralardan antizarralar nimasi bilan farq qiladi?

- a) zaryad miqdori bilan; b) zaryad ishorasi bilan;
v) massa soni bilan; d) kvant soni bilan;
e) to‘g‘ri javob yo‘q

«Atom va yadro fizikasi» bo'limidan tayanch iboralarga asoslangan nazorat savollari

1. Spektral seriyalar qonuniyatlari.

Spektr, spektral seriyalar, Balmer, Layman, Pashen, Breket, Pfund seriyalari, Redberg doimiysi.

2. Atom tuzilishi nazariyasi haqida.

Tomson modeli, yadro modeli, α - zarrachalar sochilishi, α - zarrachani tavsiflovchi kattaliklar (massa tarkibi, zaryadi, energiyasi), atomning o'lchami.

3. Atom. Yadro modeli va uning kamchiliklari. Bor nazariyasi.

Bor postulatlarini, statsionar holat energiyasi, statsionar holatning tanlanishi, birinchi Bor radiusi, energiyasi.

4. Kvant mexanikasi elementlari.

De-Broil to'lqinlari, mikrozzarrachalar, mikrozzarrachalar difraksiyasi, noaniqlik munosabati, to'lqin tenglamasi, to'lqin tenglamasining fizik ma'nosi, Shredinger tenglamasi (statsionar holat uchun).

5. Atomda elektronlarning energiya bo'yicha taqsimlanishi.

Pauli prinsipi, bosh kvant soni, azimutal kvant soni, magnit

kvant soni, spin, spin kvant soni, elementlar davriy sistemasi, elektron qobiqlar.

6. Atom yadrosi. Yadro tarkibi.

Atom yadrosi, yadroning o'rtacha zichligi, zaryad soni, massa soni, neytron, proton, nuklon, neytronlar soni.

7. Protonlar.

Protonlar, izobarlar, izotoplar, izomerlar.

8. Yadro bog'lanish energiyasining deffekti.

Yadro bog'lanish energiyasi, solishtirma bog'lanish energiyasi grafigi, massa deffekti, yadro kuchi, yadro kuchining xossalari.

9. Radioaktiv yemirilish qonuni.

Radioaktiv yemirilish qonuni, yemirilish doimiysi, yarim-yemirilish davri, radioaktiv yadrolarning «umri uzoqligi».

10. Radioaktiv yemirilish reaksiyalari.

α - yemirilish, elektron minus yemirilish (β^-) (K-zaxvat) yemirilish, pozitron (β^+) yemirilish. Elektron «qamrash» reaksiyasi. Aktivlik birligi.

11. Yadro reaksiyalari. Og'ir yadrolarning bo'linishi.

Yadro reaksiyalarining tenglamasi, kompond yadro, reaksiya

energiyasi, sochilish reaksiyasi, yadro «vaqti», urib chiqarish, «qamrab olish» reaksiyasi, uran yadrosining bo‘linishi, kritik massa, yadro reaktori.

12. Elementar zarrachalar va ularning o‘zaro ta’siri.

Kuchli o‘zaro ta’sir, elektromagnit o‘zaro ta’sir, sust o‘zaro ta’sir, gravitatsion o‘zaro ta’sir, foton, rentgen, mezonlar va barionlar.

13. Kosmik nurlar.

Birlamchi kosmik nurlar, ikkilamchi kosmik nurlar, antizarrachalar, ajoyib zarrachalar, kvarklar.

**Bilimni mustaqil rivojlantirish uchun
quyidagi o'quv va ilmiy adabiyotlar tavsiya etiladi**

1. Детлаф А.А, Яворский В.М. Курс физики. М.: Высшая школа, 2002.
2. Bekjanov G. Atom yadrosi va elementar zarrachalar fizikasi. T.: O'qituvchi, 1994.
3. Toshimov G.X va boshqalar. Kvant mexanikasi asoslari. T.: O'qituvchi, 1995.
4. Грибов Л.А, Прокофьева И.И. Основы физики. М.:Гардарика, 1999.
5. Ismoilov M, Xabubullayev P, Xaliulin M. Fizika kursi. T.: O'zbekiston, 2000.
6. Шерклиф И. Физика. М: Мир, 1999.
7. Чертов А.Г, Воробев А.А. Fizikadan masalalar to'plami. T.: O'zbekiston, 1997.
8. Делюфе Д. Занимательная физика. М.: Мир, 1998.
9. Савелев И.В. Курс общий физики. М. Наука. 1982.
10. Трофимова Т.И. Курс физики. М.: Высшая школа, 1999.
11. Жоки В. Эксперимент. Австрия, 2000.
12. Fridman L.F. Generalisation tables in forming physics notions. Weinna, 1999.
13. Шерклинг К. Физика для одаренных. Новосибирск, 2002.

MUNDARIJA

I bob. YoRUG'LIK TABIATIGA BO'LGAN DUNYOQARASHLAR

- | | |
|---|----|
| 1. 1. Yorug'likning qaytish va sinish qonunlari | 7 |
| 1. 2. Yorug'lik- elektromagnit to'lqin | 16 |

II bob. YORUG'LIK INTERFERENSIYASI

- | | |
|---|----|
| 2.1. Interferensiya hodisasi. | 19 |
| 2.2. Yorug'lik interferensiyasini kuzatish usullari | 23 |
| 2.3. Interferensiyaning qo'llanilishi | 28 |

III bob. YORUG'LIK DIFRAKSIYASI

- | | |
|--|----|
| 3.1. Gyuygens-Frenel prinsipi | 32 |
| 3.2. Frenel zonalar usuli | 33 |
| 3.3. Yakka tirqish difraksiyasi | 39 |
| 3.4. Difraksion panjara | 41 |
| 3.5. Rentgent nurlari difraksiyasi | 43 |
| 3.6. Optik asboblarni xarakterlovchi kattaliklar | 47 |

IV bob. YORUG'LIK DISPERSIYASI

- | | |
|--|----|
| 4.1. Yorug'likning modda bilan o'zaro ta'siri | 49 |
| 4.2. Yorug'lik dispersiyasining klassik nazariyasi | 53 |
| 4.3. Yorug'likning yutilishi | 55 |
| 4.4. Yorug'likning xira moddalardan o'tishi | 58 |

V bob. YORUG'LIKNING QUTBLANISHI

- | | |
|---|----|
| 5.1. Malyus qonuni | 62 |
| 5.2. Yorug'likning qaytishda va sochilishda qutblanishi | 66 |
| 5.3. Yorug'likning qo'sh sinish hodisasi | 67 |
| 5.4. Yorug'likni qutblantiruvchi asboblar | 69 |
| 5.5. Sun'iy anizotropiya | 70 |
| 5.6. Qutblanish tekisligining aylanishi | 73 |

VI bob. ISSIQLIK NURLANISHI

- | | |
|--|----|
| 6.1. Issiqlik nurlanishi va uni xarakterlovchi kattaliklar | 78 |
| 6.2. Absolyut kora jismning nurlanish qonunlari | 83 |
| 6.3. Optik pirometriya | 90 |

VII bob. KVANT OPTIKASI ELEMENTLARI

7.1. Fotoeffekt hodisasi va fotoeffekt qonunlari	92
7.2. Fotoeffekt nazariyasi	95
7.3. Fotoelementlarning ishlatilishi	98
7.4. Fotonlar. Boti tajribasi. Yorug'likning bosimi	101
7.5. Kompton effekti	104

VIII bob. ATOM TUZILISHINING YADRO MODELI

8.1. Atom tuzilishining modellari	124
8.2. Atom spektri qonunlari	128
8.3. Bor postulatlar	131
8.4. Frank va Gerts tajribasi	132
8.5. Vodorod va vodorodsimon atomlar uchun Bor nazariyasi	134

IX bob. ZARRACHALARNING KVANTOMEXANIK XOSSALARI

9.1. Kvant mexanikasi elementlari (Elementar zarralarning to'liq xususiyatlari)	139
9.2. To'liq funksiyasi. Shredinger tenglamasi	142
9.3. «Psi-funksiya»ning fizik ma'nosi	144
9.4. Mikrozarrachalar xossalari (de-Broil to'liq xossalari noaniqlik munosabati)	146
9.5. Mikrozarrachalarning erkin harakati	152
9.6. Zarrachalarning potentsial o'ra ichidagi harakati	153
9.7. Zarrachalarning eni cheklangan potentsial to'siq orqali o'tishi (tunnel effekti)	157

X bob. ATOM TUZILISHINING HOZIRGI ZAMON TASAVVURI

10.1. Atom va molekularlarning kvantomexanik tasavvuri	160
10.2. Elektronning spini. Spin kvant soni	165
10.3. Pauli prinsipi. Atomda elektron qobiqlarning to'ldirilishi	167
10.4. Elementlarning davriy sistemasi	169
10.5. Rentgen nurlari spektri	172

10.6. Molekula va kimyoviy bog'lanishlar	175
10.7. Molekulyar spektrlar. Kombinatsion sochilish	178
10.8. O'z –o'zidan va majburiy nurlanishlar	179
10.9. Yorug'likning kvant generatorlari – lazerlar	181
XI bob ATOM YADROSI	
11.1. Atom yadrosi va uni xarakterlovchi kattaliklar	185
11.2. Yadro bog'lanish energiyasi	190
11.3. Yadro kuchlari	193
11.4. Yadrolarning barqarorligi (Yadro qobiq modeli)	196
XII bob. YADRONING ASOSIY XOSSALARI	
12.1. Radioaktivlik	200
12.2. Radioaktiv yemirilish qonunlari	202
12.3. Yadro reaksiyalari	214
12.4. Og'ir yadrolarning bo'linishi	217
12.5. Zanjir yadro reaksiyalari	220
12.6. Boshqariladigan yadro reaksiyalar	222
12.7. Termoyadro reaksiyalari	224
XIII bob. ELEMENTAR ZARRACHALAR	
13.1. Elementar zarrachalarning dunyosi haqida dastlabki tushunchalar	227
13.2. Elementar zarrachalarni kuzatish va qayd qilish usullari	230
13.3. Elementar zarrachalarning umumiy xossalari	234
13.4. Fundamental o'zaro ta'sir	240
13.5. Elementar zarrachalar klassifikatsiyasi	244
13.6. Kvarklar	248

Saodat Bozorova, Ne'mat Kamolov

FIZIKA
(Optika. Atom va yadro fizikasi)

Toshkent – «Aloqachi» – 2007.

Muharrir: R.Toirova
Tex. muharrir: A.Moydinov
Musahhih: M.Hayitova
Sahifalovchi: Sh.Mirqosimova

Bosishga ruhsat etildi 5.09.07. Bichimi 60x84 $\frac{1}{16}$.
«Times New Roman» garniturasida. Ofset usulida bosildi.
Shartli bosma tabog'i 17,5. Nashr bosma tabog'i 17,0.
Adadi 1000. Buyurtma № 10.

«Aloqachi matbaa Markazi» bosmaxonasida chop etildi.
700000, Toshkent sh., A.Temur.ko'chasi, 108-uy.



ISBN 978-9943-326-14-9



9 789943 326149