

O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O‘RTA MAXSUS
TA‘LIM VAZIRLIGI

O‘RTA MAXSUS, KASB-HUNAR
TA‘LIMI MARKAZI

FIZIKA

III qism

MA‘RUZALAR MATNI

*Akademik litsey va kasb-hunar kollejlari uchun o‘quv
qo‘llanma sifatida tavsiya etilgan*

2- nashri

„O‘QITUVCHI“ NASHRIYOT-MATBAA IJODIY UYI
TOSHKENT — 2005

Mualliflar guruhi:

No‘monxo‘jayev A.S. (guruh rahbari); **Fattohov M. A.,**
Normatov B., Nurmatov N. A., Tursunmetov K. A.,
Xudoyberganov A. M.

Taqrizchilar:

1. **Qurbonov S.** — fizika-matematika fanlari doktori, professor.
2. **Isayev X.I.** — fizika-matematika fanlari nomzodi, dotsent.

Mazkur o‘quv qo‘llanma Toshkent arxitektura qurilish instituti Fizika-kafedrası va shu institut qoshidagi litsey, Toshkent to‘qimachilik va yengil sanoat instituti qoshidagi akademik litsey hamda O‘zbekiston Milliy universiteti fizika fakulteti o‘qituvchilarining hamkorligida yaratilgan. Qo‘llanmada fizikaning „Optika va nisbiylik nazariyasi, atom, yadro hamda elementar zarralar fizikasi“ bo‘limlari bo‘yicha ma‘ruzalar matni keltirilgan. Qo‘llanma fizika fani chuqur o‘rgatiladigan akademik litseylar hamda kasb-hunar kollejlari uchun mo‘ljallangan.

N 1604030000–35
353(04)–2005 Qat‘iy buyur. — 2005

SBN 5–645-04297-2

© „O‘qituvchi“ nashriyoti, 2001

© „O‘qituvchi“ NMIU, 2005

SO‘Z BOSHI

Qo‘lingizdagi o‘quv qo‘llanma O‘zbekiston Respublikasi Oliy va o‘rta maxsus ta‘lim vazirligining O‘rta maxsus, kasb-hunar ta‘limi markazi tomonidan tasdiqlangan aniq va tabiiy fanlar yo‘nalishidagi akademik litseylar uchun fizikadan o‘quv dasturi asosida yozilgan.

Fizika kursining ushbu III qismi geometrik va to‘lqin optikasi, nisbiylik nazariyasi, kvant fizikasi, atom, yadro va elementar zarralar fizikasi bo‘limlari bo‘yicha yozilgan 46 ta ma‘ruzalar matnini o‘z ichiga oladi. Ma‘ruzalar matnini yaratishda mualliflar quyidagi vazifalarni bajardilar: A. S. No‘monxo‘jayev – umumiy rahbarlik va ma‘ruzalar matnini tahrir qildi hamda ayrim ma‘ruzalar matnini qisman qayta yozdi; M. A. Fattohov 1–9 va 18–20- ma‘ruzalar; B. Normatov, N. A. Nurmatov 10–17- ma‘ruzalar; N. A. Nurmatov, B. Normatov, K. A. Tursunmetov 21–23- ma‘ruzalar hamda A. M. Xudayberganov, K. A. Tursunmetov 24–46- ma‘ruzalar.

Har bir ma‘ruza matnida o‘tilishi lozim bo‘lgan mavzular ketma-ket berilgan. Mavzularning oxirida esa olgan bilimlaringizni yanada chuqurlashtirishingiz va mustahkamlashingiz uchun qo‘shimcha adabiyotlar keltirilgan. Nihoyat, nazorat uchun savollar ham berilgan bo‘lib, ular mavzu yuzasidan olgan bilimlaringizni tekshirib ko‘rishga xizmat qiladi.

Qo‘llanmaning oxirida mualliflar foydalangan adabiyotlar va o‘quvchilar uchun qo‘shimcha adabiyotlar ro‘yxati keltirilgan.

Ushbu qo‘llanma to‘g‘risidagi fikr-mulohazalarni mualliflar mamnuniyat bilan qabul qiladilar. Fikr-mulohazalaringizni yozma ravishda quyidagi manzilga yuborishingizni so‘raymiz: Toshkent shahar, Navoiy ko‘chasi, 13- uy, Toshkent arxitektura va qurilish instituti, „Fizika“ kafedrası.

Mualliflar

1- ma'ruza

Optika. Yorug'likning tabiati to'g'risidagi tasavvurlarning rivojlanishi. Yorug'lik manbalari. Geometrik optika

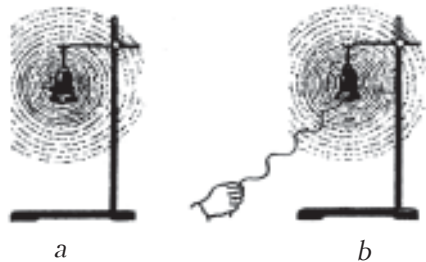
Optika bo'limida yorug'lik hodisalari va qonunlari, yorug'likning tabiati hamda uning modda bilan o'zaro ta'siri o'rganiladi.

Qadimgi olimlarning, yorug'lik o'zi nima, degan masala to'g'risidagi dastlabki tasavvurlari nihoyatda sodda edi. Ular ko'zdan juda ingichka maxsus paypaslagichlar chiqib, ular narsalarni paypaslaganda ko'rish tuyg'usi hosil bo'ladi, deb hisoblar edilar. Bunday qarashlar to'g'risida batafsil to'xtalib o'tishga hozir zarurat bo'lmasa kerak, albatta. Biz yorug'likning o'zi nima, degan masala to'g'risidagi ilmiy tasavvurlarning rivojlanishini qisqacha ko'rib chiqamiz.

Yorug'lik manbayidan, masalan, elektr lampadan yorug'lik hamma tomonga tarqaladi va atrofdagi narsalarga tushib, ularni isitadi. Yorug'lik ko'zimizga tushib, ko'rish tuyg'usi hosil qiladi. Yorug'lik tarqalishida ta'sir bir jismdan (manbadan) boshqa jismga (qabul qilgichga) uzatiladi deyish mumkin.

Umuman olganda, bir jism boshqa jismga ikki xil usulda: yo manbadan qabul qilgichga moddaning ko'chirilishi vositasida yoki jismlar orasidagi muhit holatining o'zgarishi vositasida (modda ko'chirilmasdan) ta'sir qilishi mumkin. Masalan, bizdan biror masofada turgan qo'ng'iroq mo'ljalga olinib, unga shar otilsa-yu, bu shar qo'ng'iroqqa borib tegsa, qo'ng'iroq jiringlaydi (1- a rasm). Bunda moddani ko'chiramiz. Ammo qo'ng'iroqni boshqacha yo'l bilan: qo'ng'iroq tiliga kanop bog'lash va shu kanop bo'ylab qo'ng'iroq tilini tebratuvchi to'lqinlar yuborish yo'li bilan ham jiringlatsa bo'ladi (1- b rasm). Bu holda modda ko'chmaydi. Bunda kanop bo'ylab to'lqin tarqaladi, ya'ni kanopning holati (shakli) o'zgaradi.

Shunday qilib, ta'sir bir jismdan boshqa bir jismga to'lqinlar vositasida uzatilishi ham mumkin ekan.



1- rasm.

Manbadan qabul qilgichga ta'sir uzatishning mumkin bo'lgan ikki usuliga muvofiq ravishda, yorug'likning o'zi nima, uning tabiati qanday, degan masalaga oid mutlaqo har xil ikki nazariya paydo bo'ldi va rivojlana boshladi. Bu nazariyalar XVII asrda qariyb bir vaqtda paydo bo'ldi.

Bu nazariyalardan biri Nyuton nomi bilan, ikkinchisi esa Gyuygens nomi bilan bog'liq.

Nyuton **yorug'likning korpuskular¹ nazariyasi** ijodchisi edi. Bu nazariyaga ko'ra, yorug'lik — manbadan har tarafga tarqaluvchi **zarrachalar oqimidan** (moddaning ko'chishidan) iborat.

Gyuygensning tasavvurlariga ko'ra, **yorug'lik** alohida, faraziy muhitda — butun fazoni to'ldiruvchi va barcha jismlarning ichiga singuvchi eforda tarqaladigan to'ldiruvchi iborat.

Ikkala nazariya ham alohida-alohida holda uzoq vaqt mavjud bo'lib keldi. Ularning hech biri ham ikkinchisi ustidan g'alaba qozona olmadi. Nyutonning obro'sigina ko'pchilik olimlarni korpuskular nazariyani afzal ko'rishga majbur etdi. Yorug'lik tarqalishining o'sha vaqtda tajribadan ma'lum bo'lgan qonunlarini ikkala nazariya ham ma'lum darajada muvaffaqiyat bilan izohlab berar edi.

Yorug'lik dastalari fazoda o'zaro kesishganda bir-biriga hech qanday ta'sir etmasligining sababini korpuskular nazariya asosida izohlab berish qiyin edi. Yorug'lik zarrachalari o'zaro to'qnashib, har tarafga sochilishi kerak-ku, axir.

To'liq nazariya buni oson izohlab bera olar edi. Masalan, suv betidagi to'liqlar bir-biri orqali bemalol o'tadi va bunda ular o'zaro ta'sir etmaydi.

Ammo yorug'likning to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalishini va buning natijasida aniq soylar hosil bo'lishi sababini to'liq nazariya asosida izohlab berish ancha qiyin edi. Korpuskular nazariyaga ko'ra esa yorug'likning to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalishi inersiya qonunining natijasi deb qaralar edi.

Yorug'likning tabiati to'g'risidagi bunday nomuqim ahvol XIX asrning boshigacha, yorug'lik difraksiyasi (yorug'likning to'siqlarni aylanib o'tishi) va yorug'lik interferensiyasi (yorug'lik dastalari bir-biri ustiga tushganda yoritilganlikning kuchayuvi yoki zaiflashuvi) hodisalari kashf etilgan vaqtgacha davom etib keldi. Bu

¹ Lotincha „korpuskula“ — „zarracha“ demakdir.

hodisalar faqat to'liqin harakatlar uchun xos. Ularning sababini korpuskular nazariya asosida izohlab bo'lmaydi. Shu sababli to'liqin nazariya uzil-kesil va to'la g'alaba qilgandek bo'ldi.

Bunday ishonch XIX asrning ikkinchi yarmida Maksvell yorug'lik elektromagnit to'liqinlarning xususiy holi ekanligini ko'rsatgandan keyin ayniqsa mustahkamlandi. Maksvellning ishlari **yorug'likning elektromagnit nazariyasiga** asos bo'ldi.

Gers elektromagnit to'liqinlarni tajribada aniqlagandan keyin **yorug'likning to'liqin kabi tarqalishiga** hech qanday shubha qolmadi. Bunga hozir ham shubha yo'q.

Ammo XX asr boshida yorug'likning tabiati to'g'risidagi tasavvurlar tubdan o'zgardi. Rad etilgan korpuskular nazariya har holda haqiqatga yaqin ekanligi to'satdan ma'lum bo'lib qoldi.

Yorug'lik xuddi zarrachalar oqimi kabi sochiladi va yutiladi.

Yorug'likning uzlukli ekanligi, ya'ni unda kvant xossalari borligi payqaldi.

Nuqtaviy yorug'lik manbayidan yorug'lik hamma tomonga tarqaladi va atrofdagi jismlarga tushib, ularni isitadi. Yorug'lik ko'zimizga tushib, ko'rish tuyg'usi hosil qiladi va biz ko'ramiz.

XX asrning boshlariga kelib, yorug'likning elektromagnit to'liqin nazariyasi asosida tushuntirish mumkin bo'lmagan hodisalardan fotoeffekt va jismlar nurlanishi kashf qilindi. 1900- yilda nemis fizigi Plank tomonidan **yorug'likning kvant nazariyasi** yaratildi. Yorug'likning kvant nazariyasi Eynshteyn tomonidan rivojlantirilib, **yorug'likning fotonlar nazariyasi** yaratildi.

Yorug'lik ma'lum diapazondagi elektromagnit to'liqinlardan iboratdir. Inson ko'zi butun nurlanish tarkibidan faqat to'liqin uzunligi $3,8 \cdot 10^{-7}$ m dan $7,7 \cdot 10^{-7}$ m gacha bo'lgan nurlarnigina ko'ra oladi. To'liqin uzunligi $3,8 \cdot 10^{-7}$ m dan qisqa bo'lgan nurlar **ultrabinafsha** nurlar, to'liqin uzunligi $7,7 \cdot 10^{-7}$ m dan katta bo'lgan nurlar esa **infraqizil** nurlar deb ataladi. Ultrabinafsha va infraqizil nurlar ko'zga ko'rinmaydi.

Jismlardan yorug'lik qaytib ko'zimizga tushgandagina biz ularni ko'ramiz. Ba'zi jismlar o'zidan yorug'lik sochganligi uchun yorug'lik manbalaridan iborat bo'lib, ular to'g'ridan to'g'ri ko'rinadi.

Yorug'lik manbalari deb, molekulari va atomlari ko'rinadigan nurlanish hosil qiladigan barcha jismlarga aytiladi.

Yorug'lik manbalari ikki guruhga: tabiiy va sun'iy manbalarga bo'linadi. Tabiiy yorug'lik manbalariga Quyoshni, yulduzlarni va

ba'zi nurlanuvchi tirik organizmlar (baliqlar, hasharotlar, ayrim mikroblar) ni misol qilib keltirish mumkin. Tabiiy yorug'lik manbalaridan quyosh nuri o'simlik, hayvon va insonlarning hayot manbayidir.

Yorug'likning sun'iy manbalari jumlasiga cho'g'langan jismlar, tok o'tganda nurlanuvchi gazlar, luminessensiyalanuvchi (energiya yutish hisobiga shu'lalanuvchi) qattiq jismlar va suyuqliklar kiradi.

Odatda yorug'lik manbalari ma'lum o'lchamli jismlar bo'ladi, lekin ular ko'pincha nuqtaviy yorug'lik manbayi deb qabul qilinadi. Agar yorug'lik manbayining chiziqli o'lchami shu manbadan uning ta'siri o'rganilayotgan joygacha bo'lgan masofaga nisbatan juda kichik bo'lsa, bunday yorug'lik manbayi **nuqtaviy yorug'lik manbayi** deb ataladi.

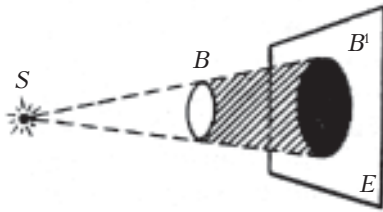
Yorug'lik vakuumda $c = 300000$ km/s tezlik bilan, boshqa muhitlarda esa bundan kichik tezlik bilan tarqaladi.

Muayyan to'lqin uzunlikdagi yorug'lik, masalan, qizil, yashil, binafsha va shu kabi rangli yorug'liklar monoxromatik yorug'likdir. Yorug'lik turli to'lqin uzunlikdagi to'lqinlardan iborat bo'lsa, bunday yorug'lik **murakkab yorug'lik** deyiladi. Masalan, quyoshdan keladigan yorug'lik murakkab yorug'likdir.

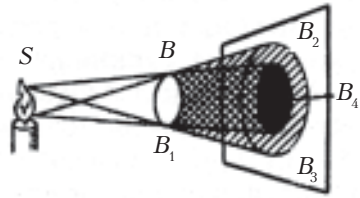
Yorug'likning tarqalish qonunlari. Yorug'likning tarqalish qonunlari geometrik optika yoki nurlar optikasining mazmunini tashkil qiladi.

Har qanday to'lqinlarning, shu jumladan, yorug'lik to'lqinlarining ham tarqalish yo'nalishi nurlar, ya'ni to'lqin sirtlariga perpendikular bo'lgan chiziqlar yordamida aniqlanadi: nurlar to'lqin energiyasining tarqalish yo'nalishini ko'rsatadi. Yorug'likning tarqalishi yorug'lik to'lqinlari energiyasining ko'chishidan iboratdir. Agar quyosh nurini darchadagi kichik dumaloq teshik orqali o'tkazib, chetdan turib qarasak, havoda ingichka yorug'lik dastasini ko'ramiz — bu yorug'lik shu'lasidir. Yorug'lik nuri geometrik tushunchadir. Shunday qilib, yo'nalishlari fazoning ixtiyoriy nuqtasida yorug'lik energiyasining ko'chish yo'nalishi bilan ustma-ust tushgan geometrik chiziq **yorug'lik nuri** deyiladi.

Kuzatishlar, bir jinsli muhitda yorug'likning to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalishini ko'rsatadi. Yorug'likning to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalishiga nuqtaviy manbadan kelayotgan yorug'lik yo'liga qo'yilgan buyumlar soyasining hosil bo'lishi yoki nuqtaviy bo'lmagan manbadan kelayotgan yorug'lik yo'liga qo'yilgan buyumlarning soya va yarim soyalarining hosil bo'lishi dalil bo'la



2- rasm.



3- rasm.

oladi. Masalan, S nuqtaviy manbadan kelayotgan yorug'lik nuri yo'liga B jismni qo'yaylik. Yorug'lik to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalgani uchun B jism yorug'lik nurini to'sib qoladi. Natijada bu jism orqasida kesik konus shaklida soya hosil bo'ladi. Bu konus ichidagi biror nuqtaga ham S manbadan kelayotgan yorug'lik tushmaydi. Shuning uchun bunday konus o'qiga tik qilib qo'yilgan E ekranda B jismning aniq B' soyasi hosil bo'ladi (2- rasm).

Agar S yorug'lik manbayi nuqtaviy bo'lmasa, manbaning har bir nuqtasidan jismga tushgan yorug'lik uning orqasida ayrim konus shaklidagi soyalarni hosil qiladi. Natijada ekranda B_4 to'liq soya va uning chetlarida B_2 B_3 ochroq soha hosil bo'ladi. Bu soha **yarim soya** deyiladi. To'liq soya sohasidan uzoqlashgan sari yarim soya tobora och bo'la boradi (3- rasm).

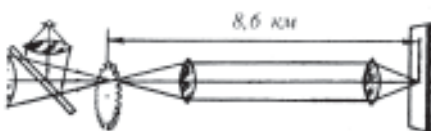
Noshaffof jismga yorug'lik manbayidan nurlar tushganda soyaning hosil bo'lishidan foydalanib, Quyosh va Oy tutilishi hodisalarini izohlash mumkin.

Yorug'lik nurlarining **mustaqillik prinsipiga** asosan, yorug'lik nurlari o'zaro kesishganda bir-biriga hech qanday ta'sir ko'rsatmaydi, ya'ni nurlarning kesishishi har bir nurning mustaqil ravishda tarqalishiga xalaqit bermaydi.

Elektromagnit to'lqinlarning tarqalish tezligi juda katta bo'lganligi tufayli uni bevosita kuzatish orqali baholash mumkin emas. Masalan, kechasi projektorni yoqib, undan chiqayotgan yorug'lik nurini uzoqda turgan biror buyumga yo'naltirsak, yorug'lik bir onda tarqalganga o'xshab tuyuladi. Shu sababli yorug'likning tarqalishi uchun vaqt talab qilinmaydi, ya'ni uning tarqalish tezligi juda katta degan fikr saqlanib kelgan edi. Lekin fanning rivojlanishi natijasida yorug'lik tezligining chekli ekanligi ayon bo'ldi va nihoyat yorug'lik tezligi aniqlandi.

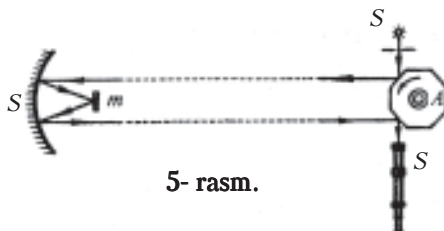
Yorug'lik tezligini birinchi marta 1676- yilda daniyalik astronom Ryomer Yupiter planetasi yo'ldoshlarining tutilishi ustida

o'tkazgan astronomik kuza-tishlar asosida aniqladi. Ryomerning hisobi bo'yicha yorug'lik tezligining qiymati $c = 2,15 \cdot 10^8$ m/s chiqdi.



4- rasm.

Yorug'lik tezligini aniqlashning laboratoriya usullaridan birini 1849- yilda fransuz olimi I. Fizo qo'l-lagan. Fizo yorug'likni aylalanib turgan g'ildirak tishlari orasidan o'tkazdi. Shundan keyin yorug'lik g'ildirakdan



5- rasm.

bir necha kilometr masofada turgan ko'zguga tushirildi. Yorug'lik ko'zgudan qaytib, yana g'ildirak tishlari orasidan o'tishi kerak edi. G'ildirak sekin aylanganda ko'zgudan qaytgan yorug'lik ko'rinar edi. G'ildirakning aylanish tezligi oshirilganda yorug'lik sekin-asta ko'rinmaydigan bo'lib qoldi. O'zi nima gap? G'ildirakning ikki tishi orasidan o'tgan yorug'lik ko'zguga borib, undan qaytib kelguncha g'ildirak aylanib, kesiklari o'rniga tishlari to'g'ri kelishga ulgurdi va shuning uchun yorug'lik ko'rinmay qoldi (4- rasm).

G'ildirakning aylanish tezligi yanada orttirilganda yorug'lik yana ko'rinadigan bo'ladi. Ravshanki, yorug'lik ko'zguga borib, undan qaytib kelguncha g'ildirak aylanib, bundan oldin kesik turgan joyga boshqa kesik to'g'ri kelib qoldi. Bu vaqtni va ko'zgu bilan g'ildirak orasidagi masofani bilgan holda yorug'lik tezligini aniqlash mumkin bo'ladi. Fizo tajribasida ko'zgu bilan g'ildirak orasidagi masofa 8,6 km edi va yorug'lik tezligining qiymati 31 3000 km/s bo'lib chiqdi.

Yorug'lik tezligining aniq qiymatini 1926–1929- yillarda amerikalik olim Maykelson ishlab chiqqan. Maykelson tishli g'ildirak o'rniga aylanuvchi ko'zgulardan foydalandi. Maykelson tajriba o'tkazish uchun Kaliforniyadagi ikkita tog' cho'qqisidan foydalandi, bu cho'qqilar orasi 35,426 km bo'lib, bu masofa juda aniq o'lchangan (5- rasm). Cho'qqilardan biriga S yorug'lik manbayi o'rnatilgan, bu manbadan kelayotgan yorug'lik kichik tirqishdan o'tib, sakkiz yoqli A ko'zgu prizmagaga tushadi. Prizmadan qaytgan yorug'lik ikkinchi cho'qqiga o'rnatilgan B botiq ko'zguga tushib, undan m yassi ko'zguga, so'ngra yana B ko'zguning boshqa nuqtasiga tushadi, shundan so'ng A prizmaning ikkinchi tomoniga tushib,

undan qaytgan yorug‘lik S ko‘rish trubasi orqali kuzatuvchining ko‘ziga tushadi. Yorug‘likning o‘tgan yo‘lini, uning harakat vaqtini bilgan holda yorug‘lik tezligini osongina hisoblash mumkin.

Bu tajribadan, yorug‘likning havodagi tezligi 299711 km/s ga teng ekanligi aniqlanib, vakuumdagi tezlik esa 299796 km/s ga teng ekanligi hisoblangan. Shuning uchun yorug‘likning vakuumdagi tezligi taxminan $c = 300\,000 \text{ km/s} = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ ga teng deb olinadi.

Har xil muhitlardagi yorug‘lik tezliklarini o‘lchash, har qanday shaffof muhitda yorug‘likning, umuman, elektromagnit to‘lqinlarning tezligi uning vakuumdagi tezligidan kichik bo‘lishini tasdiqlaydi.

Muhitdan o‘tayotgan yorug‘lik tezligining uning bo‘shliqdagi tezligiga nisbatan kamayishini xarakterlaydigan kattalik shu muhitning optik zichligi deyiladi. Muhitdagi yorug‘lik tezligi uning bo‘shliqdagi tezligiga nisbatan qancha kichik bo‘lsa, muhitning optik zichligi vakuum zichligidan shuncha katta hisoblanadi.

Qo‘shimcha adabiyotlar

- [2] – 116–20- betlar, [3] – 89–97- betlar,
[5] – 343–44- betlar, [7] – 610–13- betlar.
[8] – 389–92- betlar,

Nazorat uchun savollar

1. Yorug‘lik nuri nima?
2. Tabiiy va sun‘iy yorug‘lik manbalarini tushuntiring.
3. Yorug‘likning to‘g‘ri chiziq bo‘ylab tarqalishini tushuntiring.
4. Soya va yarim soyalar qanday hosil bo‘ladi?
5. Yorug‘likning mustaqillik prinsipi nima?
6. Yorug‘lik tezligini o‘lchashning Fizo va Maykelson usullarini tushuntiring.

2- ma’ruza

Fotometriya. Yorug‘lik oqimi, yorug‘lik kuchi.

Yoritilganlik.

Yoritilganlik qonunlari. Fotometrlar

Yorug‘lik to‘lqinlari yorug‘lik manbayidan atrofidagi fazoga energiya eltadi. Optikaning yorug‘lik energiyasini o‘lchash usullarini o‘rgatuvchi bo‘limi **fotometriya** deb ataladi.

Yorug‘lik o‘zi eltadigan energiya nuqtayi nazaridan bir qator kattaliklar bilan xarakterlanadi. Bu kattaliklardan eng muhimi **yorug‘lik oqimidir**.

Yorug‘lik energiyasini sezish uchun, tabiiyki, ko‘z alohida ahamiyatga ega. Shu sababli bizni birinchi navbatda, yorug‘lik to‘lqinlari bilan o‘tadigan to‘liq energiya emas, balki uning bevosita ko‘zga ta’sir etadigan qismi qiziqtiradi.

Ko‘z yashil nurlarni eng yaxshi sezadi. Shu sababli yorug‘lik energiyasining tegishli o‘lchash asboblari bilan qayd etiladigan miqdorini emas, balki bu energiyaning bevosita ko‘zimizga seziladigan, ya’ni ko‘zimiz bilan baholaydigan miqdorini bilish katta amaliy ahamiyatga ega. Yorug‘lik energiyasini bunday baholash uchun kiritilgan fizik kattalik yorug‘lik oqimidir. Agar biror yuzaga vaqt davomida energiyasi W bo‘lgan yorug‘lik tushayotgan bo‘lsa, bu **nurlanishning quvvati** W/t ga teng bo‘ladi.

Ma’lum bir yuzaga tushayotgan nurlanish quvvati bilan o‘lchanadigan kattalik Φ **yorug‘lik oqimi** deyiladi:

$$\Phi = \frac{W}{t}. \quad (2.1)$$

Yorug‘lik manbalarining ko‘pchiligi yorug‘likni hamma yo‘nalishlarda tarqatadi, shuning uchun to‘liq yorug‘lik oqimi tushunchasi kiritiladi.

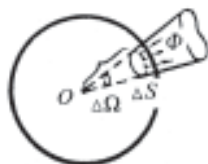
Barcha yo‘nalishlardagi nurlanish quvvati bilan o‘lchanadigan Φ_0 yorug‘lik manbaning to‘liq **yorug‘lik oqimi** deyiladi.

Yorug‘lik manbanini xarakterlash uchun fotometriyada **yorug‘lik kuchi** deb ataluvchi kattalik qo‘llaniladi.

Q nuqtada turuvchi nuqtaviy yorug‘lik manbayining atrofida markazi shu nuqtada bo‘lgan r radiusli shar chizamiz. Unda fikran shunday shar sektori (uchi shar markazida bo‘lgan konus) qirqib olaylikki, uning asosi shar sirtida ΔS yuzni hosil qilsin. Bu konus sirti bilan chegaralangan fazo **fazoviy burchak** $\Delta\Omega$ deb ataladi (6-rasm) va u quyidagicha topiladi:

$$\Delta\Omega = \frac{\Delta S}{r^2}. \quad (2.2)$$

Fazoviy burchak tayanib turgan shar sirtining yuzi kattalik jihatidan shar radiusining kvadratiga teng bo‘lsa, ya’ni $\Delta S = r^2$ bo‘lsa, fazoviy burchak 1 ga teng bo‘ladi



6- rasm.

va bu burchak **steradian** (sr) deb ataladi. Sharning to'liq sirti $S = 4\pi r^2$ bo'lgani uchun nuqta atrofidagi butun fazoni qamrab oluvchi Ω to'liq fazoviy burchak quyidagicha ifodalanadi:

$$\Omega = \frac{S}{r^2} = \frac{4\pi r^2}{r^2} = 4\pi \text{ sr}. \quad (2.3)$$

Demak, nuqta atrofidagi to'la fazoviy burchak 4π steradianga teng bo'lar ekan.

Yorug'lik oqimining bu oqim tarqalayotgan fazoviy burchak kattaligiga nisbati bilan o'lchanadigan kattalikka manbaning **yorug'lik kuchi** deb ataladi:

$$I = \frac{\Delta\Phi}{\Delta\Omega}. \quad (2.4)$$

Demak, yorug'lik kuchi 1 steradian fazoviy burchak ichida tarqaladigan yorug'lik oqimi bilan o'lchanadi.

Yorug'lik jismga tushib, ularni yoritadi. Yorug'likni baholash uchun **yoritilganlik** deb ataladigan kattalik kiritilgan.

Yorug'lik oqimining o'zi tushayotgan sirt yuziga nisbati bilan o'lchanadigan kattalik **yoritilganlik** deyiladi.

Agar E — yoritilganlik, $\Delta\Phi$ — yorug'lik oqimi, ΔS — yoritilayotgan sirt yuzi bo'lsa, u holda ular orasidagi bog'lanish quyidagicha ifodalanadi:

$$E = \frac{\Delta\Phi}{\Delta S}. \quad (2.5)$$

Bundan, yorug'lik oqimi sirt bo'yicha bir tekis taqsimlanganda yoritilganlik son qiymati jihatidan yuza birligiga tushayotgan yorug'lik oqimiga teng ekan.

Mehnat unumini orttirish va ko'zning ko'rish qobiliyatini saqlash uchun ish joyining yaxshi yoritilgan bo'lishi katta ahamiyatga ega. Quyidagi jadvalda har xil ishlar uchun yoritilganlikni turli mezonlari belgilangan.

O'qish uchun zarur bo'lgan yoritilganlik	30—50 lk
Nozikishlar stolini yoritilganligi	100—200 lk
Suratxonada suratga olishdagi yoritilganlik	10000 lk va undan ortiq
Ekrandagi yoritilganlik	20—80 lk
Havo bulut bo'lganda ochiq joydagi yoritilganlik	10000 lk va undan ortiq
Bulutsiz tush vaqtidagi oftobdan hosil bulgan yoritilganlik	100000 lk
To'lin oydan hosil bo'lgan yoritilganlik	0,2 lk

Shu vaqtgacha biz nuqtaviy yorug'lik manbalari haqida gapirdik. Biroq ko'p hollarda yorug'lik manbalari biror o'lchamga ega bo'ladi, ya'ni yoyilgan bo'ladi. Bunday manbalarning shakli va o'lchamlari ko'z bilan ko'rib farq qilinadi.

Yoyilgan yorug'lik manbalari uchun yorug'lik kuchi yetarli xarakteristika bo'la olmaydi. Shuning uchun qo'shimcha xarakteristikalar — yorqinlik va ravshanlik tushunchalari kiritiladi.

Yorug'lik manbayining yuza birligidan barcha yo'nalishlar bo'yicha nurlanayotgan yorug'lik oqimiga son jihatdan teng bo'lgan kattalik **yorqinlik** deyiladi:

$$R = \frac{\Delta F}{\Delta S}, \quad (2.6)$$

bu yerda ΔS — manbaning yorug'lik sochayotgan yuzi.

Yorug'lik manbalari katta o'lchamli bo'lganda ko'z manba sirti alohida qismlarining ma'lum yo'nalishdagi nurlanish kuchini ajratadi.

Manba sirtining yuza birligidan ma'lum yo'nalishda yuzaga normal ravishda chiqayotgan yorug'lik kuchiga son jihatdan teng bo'lgan kattalik **ravshanlik** deyiladi:

$$B = \frac{I}{\Delta S}. \quad (2.7)$$

Agar yorug'lik ixtiyoriy yo'nalishda chiqayotgan bo'lsa, ravshanlik quyidagicha ifodalanadi:

$$B = \frac{I}{\Delta S \cos \varphi}, \quad (2.8)$$

bu yerda φ — nurlanayotgan sirtga o'tkazilgan normal bilan kuzatish yo'nalishi orasidagi burchak.

Endi yuqorida ko'rib o'tilgan fotometrik kattaliklarning o'lchov birliklari bilan tanishib chiqaylik. Xalqaro birliklar sistemasi (SI) da fotometrik kattaliklarning asosiy birligi qilib yorug'lik kuchi birligi **kandela** (lotincha sham) — **kd** qabul qilingan. Kandela temperaturasi platinaning normal bosimdagi qotish temperaturasi (1769 °C) ga teng bo'lgan to'la nurlagich kesimining $1/600000$ m² yuzidan bu kesimga perpendikular yo'nalishda chiqargan yorug'lik kuchidir.

Yorug'lik oqimining birligi qilib **lumen (lm)** qabul qilingan. (2.4) formulaga binoan $1 \text{ lm} = 1 \text{ kd} \cdot 1 \text{ sr}$, ya'ni yorug'lik kuchi 1 kandela bo'lgan nuqtaviy manbaning bir steradian fazoviy burchak ichida chiqargan yorug'lik oqimi bir **lumen** deyiladi.

Agar nuqtaviy manba yorug'likni hamma yo'nalishlar bo'yicha tekis tarqatayotgan bo'lsa, uning to'liq yorug'lik oqimi

$$\Phi_0 = 4\pi I \quad (2.9)$$

ga teng bo'ladi. Yoritilganlik birligi qilib **luks (lk)** qabul qilingan. (2.5) formulaga asosan, 1 m^2 sirtga 1 lumen yorug'lik oqimi normal tushib, tekis taqsimlanganda hosil bo'lgan yoritilganlik 1 luks deb ataladi.

Yorqinlik ham yoritilganlik o'lchanadigan birliklarda, ya'ni lukslarda o'lchanadi.

Ravshanlik birligi qilib **nit** (nt) qabul qilingan. (2.7) formulaga asosan u quyidagiga teng:

$$1 \text{ nit} = 1 \text{ kd} / 1 \text{ m}^2.$$

Buyumlarning yoritilganligi manbaning yorug'lik kuchiga va manbadan yoritilayotgan sirtgacha bo'lgan masofaga bog'liq holda o'zgarar ekan. Yoritilayotgan r radiusli shar bo'lib, uning markazida yorug'lik kuchi I bo'lgan nuqtaviy manba turgan bo'lsin. Bu holda nurlar yoritilayotgan sirtning har qanday elementiga perpendikular bo'ladi (7- rasm). Yorug'lik kuchi I bo'lgan manbaning barcha yo'nalishlar bo'ylab sochayotgan to'liq yorug'lik oqimi $\Phi_0 = 4\pi I$ bo'ladi. Butun shar sirtining yuzi $S = 4\pi r^2$, bu sirtning yoritilganligi quyidagicha bo'ladi:

$$E_0 = \frac{\Phi_0}{S} = \frac{4\pi I}{4\pi r^2} = \frac{I}{r^2}. \quad (2.10)$$

Bu bog'lanish yoritilganlikning birinchi qonunini ifodalaydi. Nuqtaviy yorug'lik manbayidan chiqayotgan nurlar sirtga perpendikular tushganda sirtning yoritilganligi manbaning yorug'lik kuchiga to'g'ri proporsional va undan yoritilayotgan sirtgacha bo'lgan masofa kvadratiga teskari proporsionaldir.

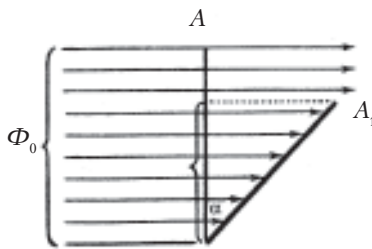


7- rasm.

Yoritilganlik yuqorida ko'rsatilgan omillardan tashqari, nurning yorituvchi sirtga qanday burchak ostida tushishiga ham bog'liqdir. Bu bog'likni aniqlaylik. Perpendikular nurlarning Φ_0 oqimi yuzi S va uzunligi AB bo'lgan to'g'ri to'rt-burchak sirtiga tushayotgan bo'lsin (8- rasm). Bu holda sirtning yoritilganligi $E_0 = \Phi_0 / S$ ga teng.

Yuzani biror α burchakka og'iradimiz, unda sirt A_1B vaziyatni oladi va kamroq Φ yorug'lik oqimi tushadi, chunki nurlarning bir qismi sirtga tushmay o'tib ketadi.

Bu holda sirt yuzi o'zgarmaganligi sababli sirtning yoritilganligi kamayadi va $E = \Phi/S$ ga teng bo'lib qoladi. Bu hosil bo'lgan tenglik-



8- rasm.

larning ikkinchisini birinчисiga bo'lsak, $\frac{E}{E_0} = \frac{\Phi}{\Phi_0}$ hosil bo'ladi.

Chizmadan $\frac{\Phi}{\Phi_0} = \frac{BC}{BA} = \frac{BC}{BA_1}$ ekanligi ko'rinib turibdi. Keyingi ikki tenglikni solishtirib, quyidagini hosil qilamiz:

$$\frac{E}{E_0} = \frac{BC}{BA_1}$$

To'g'ri burchakli CBA_1 uchburchakdan $\frac{BC}{BA_1} = \cos\alpha$ deb yozish mumkin, u holda yuqoridagi tenglik

$$\frac{E}{E_0} = \cos\alpha \text{ yoki } E = E_0 \cos\alpha \quad (2.11)$$

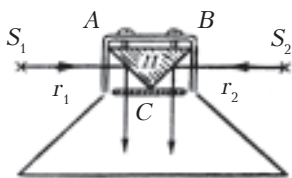
ko'rinishga keladi. Bu bog'lanish yoritilganlikning 2- qonunini ifodalaydi. *Yorituvchi sirtga yorug'lik kuchi burchak ostida tushsa, sirtning yoritilganligi nurning tushish burchagi kosinusiga to'g'ri proporsionaldir.*

Yoritilganlikning ikkala qonunini birlashtirib, quyidagicha yozish mumkin:

$$E = \frac{I}{r^2} \cos\alpha. \quad (2.12)$$

Nuqtaviy yorug'lik manbayining biror sirtida hosil qilgan yoritilganligi manbaning yorug'lik kuchiga va nurlarning tushish burchagi kosinusiga to'g'ri proporsional va manbadan sirtgacha bo'lgan masofaning kvadratiga teskari proporsionaldir.

Sirtlarning yoritilganligini tenglashtirish yo'li bilan ikki manbaning yorug'lik kuchi taqqoslanadi. Shu maqsadda ishlatiladigan asboblari **fotometrlar** deb ataladi. Eng sodda fotometr-



9- rasm.

lardan birining ishlash prinsipi bilan tanishib chiqamiz (9- rasm). Uchbur-chakli ABC prizmaning oq rangga bo'yalgan AC va BC yoqlariga S_1 va S_2 manbalardan yorug'lik tushadi. Yoritilganlik C tomondan ko'z bilan kuza-tiladi. Fotometrni manbalar orasida u yoki bu tomonga siljitib, prizmaning

BC va AC yoqlari bir xil yoritilishiga erishiladi va shundan so'ng quyidagi mulohazalarga muvofiq manbaning yorug'lik kuchi hisoblanadi: yorug'lik kuchi I_1 va I_2 bo'lgan S_1 va S_2 manbalar prizmadan r_1 va r_2 masofada turib

$$E_1 = \frac{I_1}{r_1^2} \cos \alpha \quad \text{ba} \quad E_2 = \frac{I_2}{r_2^2} \cos \alpha$$

yoritilganlik hosil qiladi. Fotometrni $E_1 = E_2$ bo'ladigan qilib joylashtirganimiz uchun quyidagini yoza olamiz:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{r_1^2}{r_2^2}. \quad (2.13)$$

(2.13) ifoda bir manbaning yorug'lik kuchi ma'lum bo'lganda ikkinchi manbaning yorug'lik kuchini topishga imkon beradi.

Yoritilganlikni o'lchash uchun esa alohida asboblarda — luksmetrlar ishlatiladi. Fotograflar suratga olishda foydalanadigan fotoeksponometr asbobining ishlashi ham yoritilganlikni o'lchashga asoslangan.

Qo'shimcha adabiyotlar

[5] — 356—58- betlar,

[7] — 605—10- betlar,

[8] — 420—23- betlar.

Nazorat uchun savollar

1. Yorug'lik nimadan iborat?
2. Fotometrik kattaliklarga ta'rif bering va ularning o'lchov birliklarini ayting.
3. Yoritilganlikning I va II qonunini ta'riflang.
4. Fotometrning tuzilishi va ishlash prinsipini tushuntiring.

5. Luksmetrlar yordamida qanday fotometrik kattalik o'lanadi?
6. Fotoeksponometrda foydalanib, suratga olinayotgan predmetning yoritilganligi qanday o'lanadi?

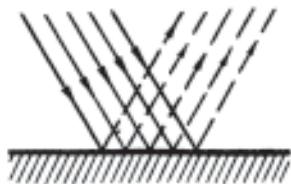
3- ma'ruza

Yorug'likning qaytish qonuni. Yassi ko'zgular

Tajriba va nazariyaning ko'rsatishicha, yorug'lik nuri shaffof muhitlarda yorug'likning tezligidan kichik bo'lgan tezliklar bilan tarqalar ekan. Turli shaffof muhitlarda yorug'likning tarqalish tezligi turlicha bo'ladi. Barcha nuqtalarda yorug'likning tarqalish tezligi bir xil bo'lgan muhit **bir jinsli muhit** deb ataladi. Yorug'lik bir jinsli muhitda to'g'ri chiziqli tarqaladi. Ikki xil muhit chegarasida nur o'zining yo'nalishini o'zgartirib, bir qismi birinchi muhitga qaytadi. Bu hodisa **yorug'likning qaytishi** deb ataladi. Yorug'likning qolgan qismi esa ikkinchi muhitga o'tib, uning ichida tarqalishini davom ettiradi.

Ikki muhit orasidagi chegaraning xossalari qanday bo'lishiga qarab, qaytishning xarakteri turlicha bo'lishi mumkin. Agar chegara notekisliklarining o'lchami yorug'lik to'liqining uzunligidan kichik bo'lsa, bunday sirt **ko'zgusimon sirt** deb ataladi. Ana shunday sirt (masalan, silliq shisha sirti, yaxshilab jilolangan metall sirti, simob tomchisining sirti va boshqalar)ga ingichka parallel yorug'lik dastasi tushsa, yorug'lik nurlari sirdan qaytgandan keyin ham parallel nurlar dastasi ko'rinishida qoladi. Yorug'likning bunday qaytishi **tekis qaytish** deyiladi (10- rasm).

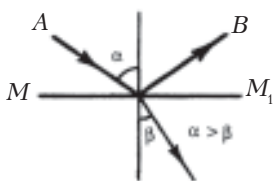
Agar sirdagi notekisliklarning o'lchami yorug'lik to'liqini uzunligidan katta bo'lsa, ingichka shu'la chegarada sochiladi. Yorug'lik nurlari qaytgandan keyin turli yo'nalishlarda tarqaladi. Bunday qaytish **tarqoq qaytish** yoki **diffuz qaytish** deb ataladi (11- rasm).



10- rasm.



11- rasm.



12- rasm.

O‘zi yorug‘lik tarqatmaydigan buyumlarni ulardan yorug‘likning xuddi shu tarqoq qaytishi tufayligina ko‘ramiz. Tushayotgan A nur bilan ikki shaffof muhit orasidagi chegaraga — MM_1 sirtning nur tushayotgan nuqtasiga o‘tkazilgan perpendikular (normal) orasidagi α burchak yorug‘likning **tushish burchagi** deyiladi. Qaytgan B nur bilan perpendikular orasidagi γ burchak yorug‘likning **qaytish burchagi** deyiladi (12- rasm).

Singan nur bilan perpendikular orasidagi β burchak **sinish burchagi** deyiladi. Ayrim hollarda tushgan nurning hammasi shu muhitda qaytishi mumkin, unda ikkinchi muhitga hech qanday yorug‘lik o‘tmaydi. Yorug‘likning qaytishi quyidagi qonunga asosan sodir bo‘ladi:

1. Tushuvchi A nur va ikki muhit chegarasida nurning tushish nuqtasiga o‘tkazilgan perpendikular qaysi tekislikda yotsa, qaytgan nur B ham shu tekislikda yotadi.

2. Qaytish burchagi tushish burchagiga teng: $\alpha = \gamma$.

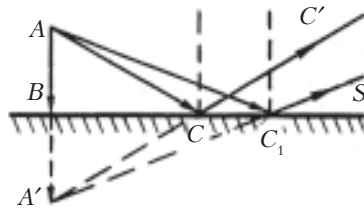
Yorug‘likni yaxshi qaytaruvchi ideal silliq sirtga **ko‘zgu** deyiladi. Agar ko‘zgu sirti yassi bo‘lsa, unga **yassi ko‘zgu** deyiladi. Parallel nurlar dastasi yassi ko‘zgudan qaytgandan keyin yana parallelligicha qolib, o‘z tarqalish yo‘nalishini o‘zgartiradi.

Yorug‘likning qaytish qonuniga binoan ko‘zguda tasvir qanday hosil bo‘lishini qarab chiqaylik. Har qanday nuqtaning tasvirini eng kamida ikkita nur yordamida hosil qilish mumkin. Agar tasvir ko‘zgudan qaytgan nurlarning kesishishidan hosil bo‘lsa, unga **haqiqiy tasvir** deyilib, nurlarning davomi kesishishidan hosil bo‘lgan tasvirga **mavhum tasvir** deyiladi.

Faraz qilaylik, A nuqta yassi ko‘zgu yaqiniga joylashgan bo‘lsin (13- rasm). Bu nuqtaning tasvirini yasash uchun AC va AC_1 nurlarini olamiz. Bu nurlar ko‘zgu sirtidan qaytib, CC' va $C_1C'_1$ nurlarni hosil qiladi. Ko‘zgudan qaytgan bu nurlar davomining kesishidan hosil bo‘lgan A' nuqta A nuqtaning mavhum tasviridan iborat bo‘ladi. 13- rasmdagi chizmadan ABC va $A'BC$ uchburchaklarning o‘zaro teng bo‘lganligi uchun $AB = A'B$ ekanligi kelib chiqadi. Bundan ko‘rinadiki, nuqta yassi ko‘zgudan qancha masofada bo‘lsa, uning mavhum tasviri ham ko‘zguning orqa tomonida shuncha masofa hosil bo‘lib, u ko‘zguna nisbatan simmetrik joylashgan bo‘ladi.

Buyumning yassi ko'zgodagi tasvirini nuqtalar to'plami sifatida yasash mumkin. Buning uchun buyumning har bir nuqtasining ko'zga simmetrik bo'lgan tasvir nuqtalarini topish kerak.

Buyumning yassi ko'zgodagi tasviri hamma vaqt mavhum, to'g'ri, buyumga teng va ko'zgu tekisligiga simmetrik bo'ladi.



13- rasm.

Qo'shimcha adabiyotlar

- [2] – 120–22- betlar, [3] – 100–03- betlar,
 [5] – 344–47- betlar, [7] – 613–17- betlar.
 [8] – 393–94- betlar,

Nazorat uchun savollar

1. Yorug'likning tekis va diffuz qaytishini tushuntiring.
2. Yorug'likning qaytish qonunini ta'riflab bering.
3. Ko'zgu deb nimaga aytiladi?
4. Ko'zguda qachon haqiqiy tasvir hosil bo'ladi?
5. Ko'zguda qachon mavhum tasvir hosil bo'ladi?
6. Yassi ko'zguda qanday tasvir yuzaga keladi?

4- ma'ruza

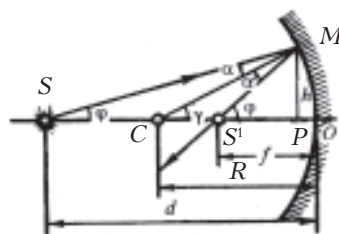
Sferik ko'zgulalar. Sferik ko'zgularda tasvir yasash.

Sferik ko'zgu formulasi.

Sferik ko'zguning kattalashtirishi

Sferik ko'zgulalar deb, sirti silliqlangan shar segmentidan iborat bo'lgan ko'zgularga aytiladi. Yorug'lik nurining sferik sirtning ichki va tashqi sirtidan qaytishiga qarab sferik ko'zgulalar, mos ravishda, botiq va qavariq ko'zgularga bo'linadi. 14- rasmda botiq sferik ko'zgu tasvirlangan. Shar sirtining C markazi ko'zguning **optik markazi**, shar segmentining O uchi esa ko'zguning **qutbi** deyiladi.

Ko'zguning C optik markazidan o'tadigan har qanday nur ko'zguning



14- rasm.

optik o'qi, sfera markazi C dan va ko'zgu qutbi O dan o'tadigan CO optik o'q ko'zguning **bosh optik o'qi** deyiladi. Faqat bosh optik o'q yaqinida va optik o'qqa kichik burchak ostida kelayotgan nurlar **markaziy nurlar** yoki **paraksial nurlar** deb ataladi.

Yorug'lik chiqaruvchi S nuqtadan ko'zgugacha bo'lgan $OS=d$, shu nuqta tasviri S' dan ko'zgugacha bo'lgan $OS'=f$ oraliq va sferik ko'zgu radiusi $OC=R$ orasidagi bog'lanishni topaylik. Ravshanki, α — tushish burchagi bo'ladi, chunki bu burchak tushayotgan nur va shar sirtiga perpendikular bo'lgan $MC=R$ radius orasida hosil bo'ladi, α' — qaytish burchagi. Uchburchakning tashqi burchagi to'g'risidagi teorema muvofiq SMC uchburchak uchun quyidagini yozish mumkin:

$$\gamma = \alpha + \varphi.$$

Xuddi shuningdek, $S'MC$ uchburchak uchun $\varphi' = \alpha' + \gamma$ bo'ladi $\alpha = \alpha'$ ekanligini nazarga olib, quyidagi tenglikni hosil qilamiz:

$$2\gamma = \varphi + \varphi'. \quad (4.1)$$

Paraksial nurlar bilan ish ko'rilayotgani uchun bu burchaklarning hammasi juda kichik bo'ladi va ular uchun quyidagi taqribiy tengliklarni yozish mumkin:

$$\varphi' = \operatorname{tg} \varphi' = \frac{h}{S'P} = \frac{h}{f}$$

$$\varphi = \operatorname{tg} \varphi = \frac{h}{SP} = \frac{h}{d},$$

$$\gamma = \operatorname{tg} \gamma = \frac{h}{CP} = \frac{h}{R}.$$

Burchaklarning bu qiymatlarini (4.1) ifodaga qo'yib, h ga qisqartirib, quyidagi formulani hosil qilamiz:

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{2}{R}. \quad (4.2)$$

Bu formula S nuqtadan chiqayotgan boshqa nurlar uchun ham o'rinlidir, shuning uchun barcha qaytgan nurlar S' nuqtada kesishadi, ya'ni S' nuqta S nuqtaning tasviri bo'ladi. Agar $d \rightarrow \infty$ bo'lsa, u holda $f = \frac{R}{2}$ bo'ladi, biroq $d \rightarrow \infty$ bo'lganda ko'zguga tushayotgan nurlar optik o'qqa parallel, binobarin, bu nurlar

ko'zgdan qaytgandan keyin bu o'qni qutbdan $\frac{R}{2}$ masofadagi nuqtada kesib o'tadi (15- rasm).

Bu nuqta **ko'zguning fokusi** deyiladi. Ko'zguning qutbidan fokusigacha bo'lgan masofa **fokus masofasi** deyiladi. Ko'zguning fokusi orqali o'tgan va optik o'qqa perpendikular bo'lgan tekislik ko'zguning **fokal tekisligi** deyiladi.

Fokus masofasi F harfi bilan belgilanadi. Shunday qilib, sferik ko'zguning F fokus masofasi ko'zgu sferik radiusining yarmiga teng. Ko'zguning fokus masofasi tushunchasidan foydalanib, (4.2) formulani quyidagicha yozish mumkin:

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{f} + \frac{1}{d}. \quad (4.3)$$

Qavariq ko'zgu bo'lgan holda, optik o'qqa parallel nurlar qaytgandan keyin sochiladi, bu nurlarning davomi ko'zguning orqa tomonida optik o'qni bir nuqtada kesib o'tadi. Bu nuqta ko'zguning **mavhum fokusi** deyiladi (16- rasm).

Yuqoridagi (4.3) formula sferik ko'zgu formulasi deb yuritiladi. Sferik ko'zgu formulasi tasvir va ko'zguning fokusi haqiqiy bo'lgan

hol uchun ko'rsatiladi. Agar tasvir mavhum bo'lsa, $\frac{1}{f}$ had, ko'zgu

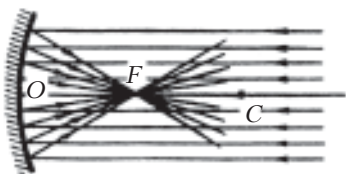
fokusi mavhum bo'lsa, $\frac{1}{f}$ had oldilariga minus ishorasi qo'yiladi.

Bunda F va f kattaliklarning o'zi musbat deb hisoblanadi.

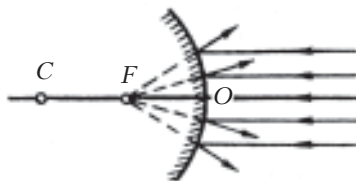
$$D = \frac{1}{F} = \frac{2}{R} \quad (4.4)$$

kattalik ko'zguning **optik kuchi** deb ataladi va fokus masofasi metr (m) hisobida o'lchanganda optik kuchi **dioptriya** (dptr) degan maxsus birlik bilan ifodalanadi:

$$[D] = \frac{1}{[F]} = \frac{1}{1\text{m}} = 1\text{D (dptr)}.$$



15- rasm.



16- rasm.

Sferik ko'zguda tasvir yasash uchun ko'zguga tushayotgan nurlar dastasi ichidan quyidagi nurlardan foydalanish qulay:

1) ko'zguning bosh optik o'qiga parallel nurlar bo'lgan nur, u ko'zgudan qaytgandan keyin fokusdan o'tadi;

2) fokusdan o'tib ko'zguga tushayotgan nur, u ko'zgudan qaytgandan keyin optik o'qqa parallel ravishda ketadi;

3) optik markazdan o'tib ko'zguga tushayotgan nur, u ko'zgudan qaytishda datslabki yo'nalishda orqaga ketadi;

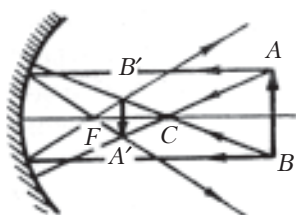
4) ko'zguning qutbiga tushgan nurlar, ular optik o'qqa nisbatan simmetrik yo'nalishda qaytadi.

Odatda, biror nuqtaning tasvirini yasash uchun shu nurlarning ixtiyoriy ikkitasini olish kifoya. Shu nurlardan foydalanib, sferik ko'zguda buyumning tasvirini yasashning ba'zi hollarini ko'rib chiqaylik.

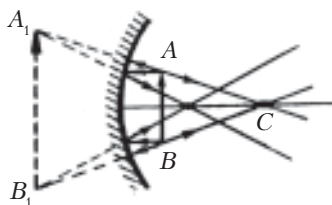
1. AB buyum ko'zguning optik markazi orqasida turgan bo'lsin, $d > R$ (17- rasm). Buyumning A va B chekka nuqtalarining tasvirini yasab, hosil bo'lgan nuqtalarini to'g'ri chiziq bilan tutashtirsak, buyumning $A'B'$ tasviri hosil bo'ladi. Tasvir haqiqiy, teskari va kichiklashgan bo'ladi.

2. Buyum $d < F$ masofada, ya'ni fokus va ko'zgu orasida turibdi (18- rasm). Bu holda nurlar qaytgandan keyin tarqaluvchi dasta tarzida ketadi. Tasvir ko'zgu orqasida hosil bo'ladi; u mavhum, to'g'ri va kattalashgan bo'ladi.

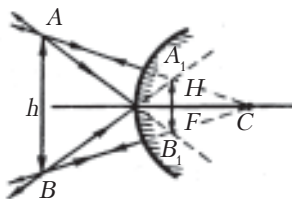
Qavariq ko'zguda buyumning tasviri (19- rasm) hamma vaqt mavhum, to'g'ri va kichiklashgan bo'ladi.



17- rasm.



18- rasm.



19- rasm.

Tasvir o'lchamining buyum o'lchamiga nisbati yoki tasvirning o'lchami buyum o'lchamining qanday qismini tashkil qilishini ko'rsatuvchi kattalik **ko'zguning chiziqli kattalashtirishi** deyiladi.

Ya'ni $K = \frac{A_1 B_1}{AB} = \frac{H}{h}$, bunda $h=AB$ — buyumning o'lchami, $H = A_1 B_1$ — tasvirning o'lchami.

Ko'zguning chiziqli kattalashtirishi K ning ko'zgodan tasvirgacha bo'lgan f masofa va buyumdan ko'zguna bo'lgan d masofa orqali ifodasi quyidagicha bo'ladi:

$$K = \frac{H}{h} = \frac{f}{d}.$$

Botiq ko'zgular fan va texnikada ko'p ishlatiladi. Masalan, g'uj nurlar dastasi biror joyga yuborilishi kerak bo'lganda botiq ko'zgulardan foydalaniladi. Proyeksion fonar, proyektor, avtomobil farasi va boshqalar bunga misol bo'la oladi.

Qo'shimcha adabiyotlar

- [2] — 120—22- betlar, [3] — 100—03- betlar,
[8] — 393—402- betlar,
[5] — 349—52- betlar, [7] — 628—30- betlar.

Nazorat uchun savollar

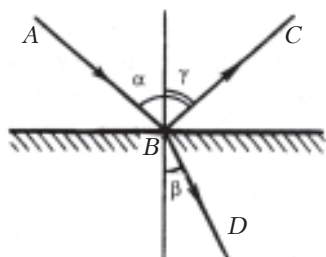
1. Sferik ko'zguning qutbi, optik markazi, bosh optik o'qi va fokusini ta'riflang.
2. Sferik ko'zguning formulasini keltirib chiqaring.
3. Yassi ko'zguda va sferik ko'zguda nuqtaning tasvirini hosil qiling.
4. Chiziqli kattalashtirish deb nimaga aytiladi?

5- ma'ruza

Yorug'likning sinishi. Yorug'likning yassi-parallel plastinkalar va uchburchakli prizmadan o'tishi

Yorug'lik nuri bir shaffof muhitdan ikkinchi shaffof muhitga o'tish chegarasida o'zining yo'nalishini o'zgartiradi. Bu hodisa **yorug'likning sinishi** deb ataladi. Yorug'likning sinishiga sabab turli muhitlarda yorug'lik tezligining turlicha bo'lishidir.

Birinchi muhitda tarqaluvchi va chegaragacha borib yetuvchi nur **tushuvchi nur** deb ataladi. U chegaraga tushish nuqtasi orqali



20- rasm.

o'tkazilgan perpendikular (normal) bilan biror a burchak hosil qiladi, bu burchak **tushish burchagi** deb ataladi. Ikkinchi muhitga o'tgan nur **singan nur** deyiladi. Singan nurning o'sha perpendikular (normal) bilan hosil qilgan β burchagi **sinish burchagi** deb ataladi (20- rasm).

Ikki muhit chegarasida yorug'likning sinishi quyidagi qonunga bo'y-sunadi: 1. Tushuvchi A nur va ikki muhit chegarasida nurning tushish nuqtasiga o'tkazilgan normal qaysi tekislikda yotsa, singan nur D ham shu tekislikda yotadi. 2. Tushish burchagi sinusining sinish burchagi sinusiga nisbati berilgan ikki muhit uchun o'z-garmas kattalik bo'lib, ikkinchi muhitning birinchi muhitga nisbatan **nisbiy sindirish ko'rsatkichi** deyiladi:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n_{21}, \quad (5.1)$$

bunda α — tushish burchagi, β — sinish burchagi.

Biror muhitning vakuumga nisbatan sindirish ko'rsatkichi shu muhitning **absolut sindirish ko'rsatkichi** deyiladi. Vakuumning absolut sindirish ko'rsatkichi birga teng deb olinadi.

Nisbiy sindirish ko'rsatkichi n_{21} bilan, ikkinchi muhitning absolut sindirish ko'rsatkichi n_2 va birinchi muhitning absolut sindirish ko'rsatkichi n_1 quyidagicha bog'langan:

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (5.2)$$

Demak, *ikkinchi muhitning birinchi muhitga nisbatan nisbiy sindirish ko'rsatkichi ikkinchi muhit absolut sindirish ko'rsatkichning birinchi muhit absolut sindirish ko'rsatkichiga nisbatiga teng ekan.*

Absolut sindirish ko'rsatkichi muhitning muhim optik xarakteristikasidir: u yorug'likning vakuumda tarqalish tezligi c ning muhitda tarqalish tezligi v dan necha marta katta ekanligini ko'rsatadi:

$$n = \frac{c}{v}.$$

Bu munosabatdan foydalanib, yorug‘likning sinish qonunini quyidagicha yozish mumkin:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n_{21} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{c/v_2}{c/v_1} = \frac{v_1}{v_2}. \quad (5.3)$$

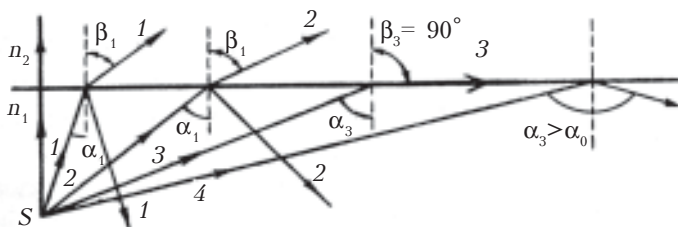
Demak, ikki muhit sindirish ko‘rsatkichlarining nisbati yorug‘likning shu muhitlarda tarqalish tezliklarining nisbatiga teskari ekan.

Absolut sindirish ko‘rsatkichi kichik bo‘lgan muhitni *optik zichligi kichik*, sindirish ko‘rsatkichi katta bo‘lganini esa *optik zichligi katta muhit* deyiladi.

(5.3) formulaga asoslanib quyidagi munosabatni yozamiz.

$$n_1 \cdot \sin \alpha = n_2 \cdot \sin \beta \quad (5.4)$$

Agar yorug‘lik nuri optik zichligi kattaroq muhitdan optik zichligi kichikroq muhitga o‘tsa ($n_1 > n_2$), u holda (5.4) munosabatdan ko‘rinadiki, tushish burchagi α sinish burchagi β dan kichik bo‘lar ekan. Tushish burchaklari kattalashgan sari sinish burchaklari ham kattalashadi (21- rasm) va biror α_0 tushish burchagida sinish burchagi 90° ga teng bo‘ladi. Tushgan nur energiyasi qaytgan va singan nurlar orasida taqsimlanadi. Tushish burchagi kattalashgan sari, qaytgan nur intensivligi ortadi, singan nurning intensivligi esa kamayib borib, α_0 tushish burchagida nolga aylanadi. α_0 burchakka yorug‘lik tushishining **limit burchagi** deyiladi. Tushish burchagi α_0 va undan katta bo‘lgan hollarda nur ikkinchi muhitga o‘tmay, ikkala muhitning ajralish chegarasidan birinchi muhitga to‘la qaytadi. Bunday hodisa yorug‘likning **to‘la ichki qaytishi** deyiladi. Shuning uchun α_0 burchak **to‘la ichki qaytishning chegaraviy** yoki **limit burchagi** deb ham ataladi. Shunday qilib, to‘la ichki qaytish nurning optik zichligi kattaroq muhitdan optik zichligi kichikroq muhitga o‘tishida (masalan, suv



21- rasm.

– havo, shisha – havo chegarasida) va shu bilan birga, tushish burchagi limit burchagiga teng va undan katta bo‘lgan hollarda sodir bo‘ladi.

Tushishning chegaraviy yoki limit burchagi yorug‘likning sinish qonunidan quyidagicha aniqlanadi:

$$\frac{\sin \alpha_0}{\sin 90^\circ} = \frac{n_2}{n_1}.$$

Bundan

$$\sin \alpha_0 = \frac{n_2}{n_1} = n_{21} \quad (5.4)$$

ekanligi kelib chiqadi.

Agar ikkinchi muhit vakuum bo‘lsa (bunda $n_2=1$), u holda

$$\sin \alpha_0 = \frac{1}{n}, \quad (5.5)$$

bu yerda n – muhitning absolut sindirish ko‘rsatkichi.

Suv uchun ($n = 1,33$) to‘la qaytishning α_0 chegaraviy burchagining qiymati $48^\circ 35'$, shisha uchun ($n = 1,5$) – $41^\circ 50'$, olmos uchun ($n = 2,4$) – $24^\circ 40'$ ga teng. Hamma hollarda ikkinchi muhit havodir.

To‘la qaytish hodisasini oddiy tajribalarda kuzatish oson. Stakanga suv quyib, uni ko‘zimiz sathidan biroz baland ko‘taramiz. Suv sirti stakan devori orqali pastdan qaralsa, yorug‘likning to‘la qaytishi natijasida xuddi kumush yuritilgan kabi yaltirab ko‘rinadi.

To‘la qaytish hodisasi **tolalar optikasida** yorug‘likni va tasvirni egiluvchan shaffof tolalar dastasi – nur tola (svetovodlar) orqali uzatishda foydalaniladi.

Nur tola – svetovodlar silindr shaklidagi shisha tola bo‘lib, unga sindirish ko‘rsatkichi shu tolanikidan kichik bo‘lgan shaffof material qobig‘i qoplangan. Yorug‘lik ko‘p marta to‘la qaytish hisobiga istalgan (to‘g‘ri yoki egri) yo‘l bo‘ylab yuborilishi mumkin. Tolalardan eshib, o‘ramlar tayyorlanadi. Bunda tolalarning har biri bo‘ylab tasvirning biror elementi uzatiladi.

Uzun tolalar dastasi – nur tolalardan hozirgi paytda yorug‘lik nurlari yordamida aloqa, televizion ko‘rsatishlarni uzatish yo‘lga qo‘yilgan. Masalan, Pekin – Parij shaharlari orasida O‘zbekiston hududi orqali o‘tgan optik tolalar yordamida aloqa o‘rnatilgan.

Ko'pincha yorug'lik nuri har xil muhitlarning yondashish chegaralarini bir marta emas, balki bir necha marta kesib o'tadi. Masalan, yorug'lik nuri ma'lum shaffof modda ichiga joylashgan biror shaffof moddadan yasalgan yassi parallel plastinka orqali o'tganda ana shunday bo'ladi.

Nurlarning plastinkadagi yo'li 22- rasmda ko'rsatilgan. Plastinkaga tushayotgan yorug'lik shu'lasining AB nuri ikki marta singandan keyin AV ga parallel bo'lgan CD yo'nalishda plastinkadan tashqariga chiqadi. MN va M_1N_1 tekisliklar o'zaro parallel bo'lganligi uchun $\angle\beta = \angle\alpha_1$ bo'ladi. Yorug'likning sinishi qonunidan esa $\angle\beta_1 = \angle\alpha$ ekanligi kelib chiqadi. Demak, yorug'lik nuri yassi parallel plastinkadan o'tayotganda o'z yo'nalishini o'zgartirmaydi, faqat biror x masofaga siljiydi, xolos.

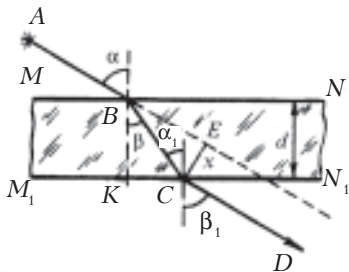
22- rasmdagi CBE uchburchakdan $x = CB \sin(\alpha - \beta)$ va KBC uchburchakdan $CB = \frac{d}{\cos\beta}$ ekanligini ko'rish mumkin, bu yerda d – plastinkaning qalinligi. Binobarin,

$$x = d \frac{\sin(\alpha - \beta)}{\cos\beta} = d(\sin\alpha - \cos\alpha \cdot \operatorname{tg}\beta) \quad (5.6)$$

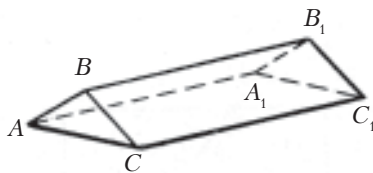
bo'ladi. Bu munosabatlardan va shakldan ko'rinadiki, plastinka qancha qalin, plastinkaning sindirish ko'rsatkichi va yorug'lik nurining tushish burchagi qancha katta bo'lsa, nur shuncha ko'p siljiydi.

Ko'pincha optik asboblarda shishadan yoki boshqa shaffof moddadan tayyorlangan uchburchakli prizma ko'p qo'llaniladi (23- rasm). Prizmaning kesimi ABC uchburchakdan iborat.

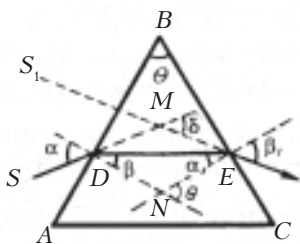
Bunda AB va BC tomonlar (ya'ni $AB B_1 A_1$ va $BB_1 C_1 C$ sirtlar) prizmaning **sindiruvchi yoqlari**, BB_1 esa **sindiruvchi qirrasi** deb ataladi.



22- rasm.



23- rasm.



24- rasm.

Prizmaning sindiruvchi yoqlari orasidagi θ burchak (24- rasm) prizmaning **sindirish burchagi** deyiladi. Tushayotgan nur ikki marta singandan (prizmaning AB va BC yoqlarida) keyin avvalgi yo'nalishida ma'lum burchakka og'adi, bu δ burchakka nurning og'ish burchagi deyiladi. Tushish burchagi θ kichik bo'lganda, sindirish burchagi q kichik bo'lgan prizma (yupqa prizma)

uchun bu munosabatni topish oson. $DMEN$ to'rtburchakdagi $\angle DME = 180^\circ - \delta$, $\angle DNE = 180^\circ - \theta$ ekanligi (to'rtburchak ichki burchaklarining yig'indisi 360° ga tengligi)dan $(180^\circ - \delta) + (180^\circ - \theta) + \alpha + \beta_1 = 360^\circ$ deb yozish mumkin. Bundan

$$\delta = \alpha + \beta_1 - \theta \quad (5.7)$$

bo'ladi. Uchburchakning tashqi burchagi haqidagi teorema asosan $\triangle DNE$ dan quyidagi tenglikni yozamiz:

$$\theta = \beta + \alpha_1. \quad (5.8)$$

Yorug'likning sinish qonuniga asosan:

$$\sin \alpha = n \cdot \sin \beta \quad \text{va} \quad n \cdot \sin \alpha_1 = \sin \beta_1$$

(bu yerda havoning sindirish ko'rsatkichi 1 ga teng deb olinadi). α va θ burchaklar kichik bo'lganda α_1 , β va β_1 burchaklar ham kichik bo'ladi. Shuning uchun oxirgi tengliklarda burchaklarning sinusini burchaklarning o'zi bilan almashtirish mumkin:

$$\alpha = n\beta \quad \text{va} \quad n\alpha_1 = \beta_1. \quad (5.9)$$

(5.9) formuladan α_1 va β_1 larning ifodalarini (5.7) formulaga qo'yamiz va (5.8) formulani nazarga olib quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\delta = n\beta + n\beta + n\alpha_1 - \theta = n(\beta + \alpha_1) - \theta = n\theta - \theta = (n - 1)\theta$$

yoki

$$\delta = (n - 1)\theta. \quad (5.10)$$

Optik asboblar (masalan, periskop, durbin)da asosi to'g'ri burchakli teng yonli uchburchak shisha prizmalar ishlatiladi. Ular yordamida yorug'lik nurini 90° , 180° burish yoki biror optik asbobda hosil qilingan tasvirni ag'darish mumkin.

Qo‘shimcha adabiyotlar

[2] – 122 – 30- betlar,

[3] – 103 – 11-betlar,

[5] – 344 – 49- betlar,

[7] – 613 – 19-betlar.

[8] – 402 – 04-betlar,

Nazorat uchun savollar

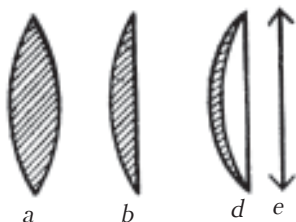
1. Yorug‘likning sinish qonunlarini ta’riflab bering.
2. Nisbiy va absolut sindirish ko‘rsatkichlarning fizik ma’nosi qanday?
3. To‘la ichki qaytish hodisasini tushuntiring.
4. Nurning yassi-parallel shaffof plastinka orqali o‘tish yo‘lini chizib bering.
5. Nurning og‘ish burchagini tushuntiring.

6-ma’ruza

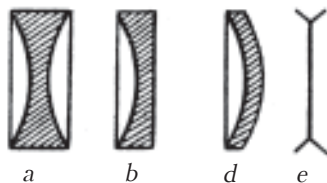
Linzalar

Shu vaqtgacha biz yorug‘lik ikki muhitning tekis chegarasida sinishini ko‘rib chiqdik. Amalda yorug‘lik nurining sferik sirtlarda sinishidan keng ko‘lamda foydalaniladi. Ikkala tomoni sferik sirtlar bilan chegaralangan shaffof jismlar **linzalar** deb ataladi. Odatda, linzalar shishadan qilinadi. Linza ikki qavariq sferik sirt bilan chegaralangan bo‘lishi mumkin. Masalan, ikki yoqlama qavariq linza (25- a rasm). Qavariq sferik sirt va tekislik bilan chegaralangan linza, masalan, yassi-qavariq linza (25- b rasm), botiq-qavariq linza (25- d rasm). Ularning simvollarini 25- e rasmda ko‘rsatilgan. Bu linzalarning o‘rtasi chekkasiga nisbatan yo‘g‘onroq bo‘ladi va ularning hammasi **qavariq linzalar** deb ataladi.

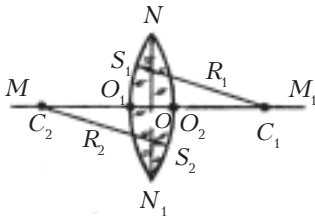
O‘rtalari chekkalariga nisbatan ingichka bo‘lgan linzalar **botiq linzalar** deb ataladi (26- a rasm – ikki tomonlama botiq, 26- b rasm – yassi-botiq, 26- d rasm – qavariq-botiq linzalar, 26- e rasm – ularning chizmalardagi simboli ko‘rsatilgan).



25- rasm.



26- rasm.



27- rasm.

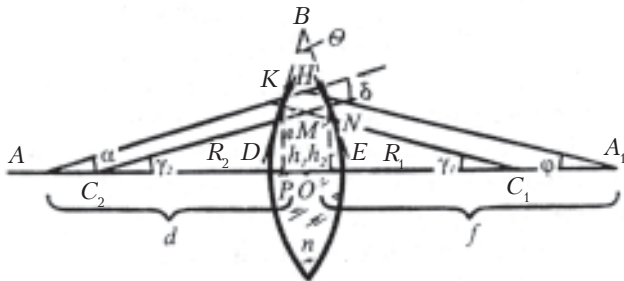


28- rasm.

Sferik sirtlarning S_1 va S_2 markazlari orqali o'tgan MM_1 to'g'ri chiziq **linzaning bosh optik o'qi** deyiladi (27- rasm). Biz faqat O_1O_2 qalinliklari linzani hosil qilgan sferik sirtlarning R_1 va R_2 **egrilik radiuslariga** nisbatan nazarga olmasa bo'ladigan darajada kichik bo'lgan **yupqa linzalarni** ko'rib chiqamiz. Linza juda yupqa bo'lganligi uchun ikkita S_1 va S_2 sferik segment uchlari, ya'ni linza sirtlarining O_1 va O_2 uchlari O nuqtada birlashgandek tuyuladi. Bu O nuqta **linzaning optik markazi** deb ataladi.

Linzaning optik markazi orqali o'tuvchi har qanday to'g'ri chiziq **linzaning qo'shimcha optik o'qi** deyiladi. Linzani ko'plab prizmalarning yig'indisi deb tasavvur qilish mumkin (28- rasm). Bunda nurlarning qavariq linzada optik o'qqa tomon, botiq linzada esa optik o'qdan og'ishi ko'rinib turibdi. Qavariq linzalar o'ziga tushayotgan parallel nurlar dastasini yig'ib beradi. Shuning uchun bunday linzalar **yig'uvchi linzalar** deb ataladi. Botiq linzalar esa o'ziga tushayotgan nurlarni har tomonga tarqatib yuboradi. Shuning uchun ularni **tarqatuvchi yoki sochuvchi linzalar** deb ataladi.

Optik o'qda yotgan biror A nuqtadan bu o'qqa kichik α burchak ostida chiquvchi nurlarni linza yana optik o'qda yotgan A_1 nuqtaga to'playdi, bu A_1 nuqta A nuqtaning tasviri deb ataladi (29- rasm).



29- rasm.

AK nur yo'lini ko'rib chiqamiz. Linza sirtlarida olingan K va N nuqtalarga (ya'ni, AK nurning linzaga tushish va undan chiqish joylarida) DB va BE urinma tekisliklar o'tkazamiz va bu nuqtalarga linzaning R_1 va R_2 egrilik radiuslarini o'tkazamiz. Bunda $AKNA_1$ nurni sindirish burchagi θ bo'lgan yupqa prizmada **singan nur** deb qarash mumkin. α , φ , γ_1 , γ_2 burchaklarning kichikligi va linza yupqa bo'lganligi sababli quyidagi taxminiy tengliklarni yozish mumkin:

$$\begin{cases} KP = h_1; \quad NL = h_2; \quad h_1 \approx h_2 = h, \\ AP \approx AO = d; \quad A_1L \approx A_1O = f, \\ C_1P \approx C_1O = R_1; \quad C_2L \approx C_2O = R_2. \end{cases} \quad (6.1)$$

$$\Delta AKP \text{ dan } \alpha \approx \operatorname{tg} \alpha = \frac{KP}{AP} \approx \frac{h}{d}.$$

$$\Delta A_1NL \text{ dan } \varphi \approx \operatorname{tg} \varphi = \frac{NL}{A_1L} \approx \frac{h}{f},$$

$$\Delta CNL \text{ dan } \gamma \approx \operatorname{tg} \gamma = \frac{NL}{C_2L} \approx \frac{h}{R_2},$$

$$\Delta C_1KP \text{ dan } \gamma \approx \operatorname{tg} \gamma_1 = \frac{KP}{C_1L} \approx \frac{h}{R_1},$$

bu yerda h_1 — nurning linzaga tushish nuqtasi (K)ning optik o'qdan balandligi, h_2 — nurning linzadan chiqish nuqtasi (N) ning optik o'qdan balandligi, d va f mos ravishda, yorug'lik manbayi (A) va uning tasviri (A_1) dan linzaning optik markazigacha bo'lgan masofalar. Uchburchakning tashqi burchagi o'ziga qo'shni bo'lmagan ikki ichki burchaklarning yig'indisiga teng ekanligiga asoslanib, AHA_1 va C_1MC_2 uchburchaklardan:

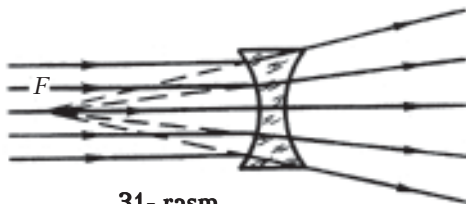
$$\delta = \alpha + \varphi \quad \text{va} \quad \theta = \gamma_1 + \gamma_2 \quad (6.2)$$

deb yozish mumkin. Biroq prizma uchun $\delta = (n-1)\theta$ formula o'rinli edi, bu yerda n — linzaning sindirish ko'rsatkichi. Shuning uchun (6.1) va (6.2) formulalarga asoslanib quyidagi formulaga ega bo'lamiz:

$$1/F = 1/d + 1/f = (n-1)(1/R_1 + 1/R_2) \quad (6.3)$$



30- rasm.



31- rasm.

bu formuladan n – linza tayyorlangan moddaning sindirish ko‘rsatkichi, R_1 va R_2 – linza sirtlarining egrilik radiuslari. Qavariq sirtlarning radiuslari musbat, botiq sirtlarning radiuslari manfiy deb qabul qilinadi.

Bu (6.3) munosabat **linza formulasi** deb ataladi.

Agar yig‘uvchi linza orqali uning bosh optik o‘qiga parallel yo‘nalgan nurlar o‘tkazsak, bu nurlar optik o‘q ustida yotgan bir nuqtada kesishishini ko‘ramiz (30- rasm). Ana shu yig‘uvchi nuqta **linzaning bosh fokusi** deyiladi. Sochuvchi linzadan o‘tgan nurlarning teskari tomonga davomi optik o‘qda yotgan bir nuqtada uchrashadi (31- rasm). Ana shu nuqta linzaning **mavhum fokusi** deyiladi.

Linzalar ikkita fokusga ega bo‘lib, bir jinsli muhitda bu fokuslar linzaning ikki tomonida, uning markazidan bir xil masofada yotadi.

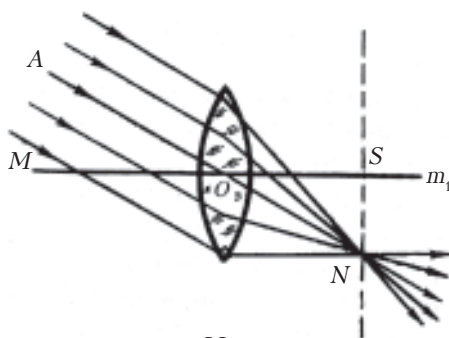
Optik markazdan fokusgacha bo‘lgan masofa F linzaning **fokus masofasi** deyiladi. Ana shu fokus orqali optik o‘qqa perpendikular o‘tgan tekislik linzaning **fokal tekisligi** deyiladi. Fokus masofaga teskari kattalik D **linzaning optik kuchi** deyiladi:

$$D = \frac{1}{F}. \quad (6.4)$$

Optik kuchining SI-dagi birligi **dioptriya** deyilib, u fokus masofasi 1 m bo‘lgan linzaning optik kuchidir:

$$1\text{dptr} = \frac{1}{\text{m}}.$$

Yig'uvchi linzalarda optik kuchi musbat, sochuvchi linzalarda esa manfiy bo'ladi. Linzaga qo'shimcha optik o'qqa parallel tushgan nurlar linzada singandan so'ng fokal tekislikda yotgan N nuqtada kesishadi. Bu nuqta AN markaziy nurning fokal tekislik bilan kesishgan nuqtasida bo'ladi (32- rasm).



32- rasm.

Qo'shimcha adabiyotlar

[5] — 352 — 56- betlar,

[8] — 405 — 10- betlar.

Nazorat uchun savollar

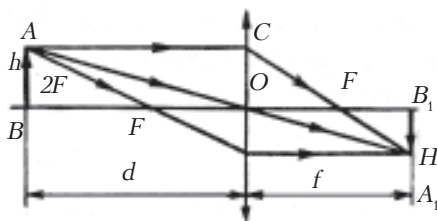
1. Linza deb nimaga aytiladi?
2. Linzaning qanday turlari bor?
3. Linzaning bosh optik o'qi deb nimaga aytiladi?
4. (6.3) ifodani tushuntiring.
5. Linzaning fokusi nima?
6. Linzaning optik kuchi nima?

7- ma'ruza

Yupqa linza formulasi. Linzaning kattalashtirishi. Linzalarda tasvir yasash

Linza formulasi uchta kattalik — buyumdan linzagacha bo'lgan d masofa, linzadan tasvirgacha bo'lgan f masofa va linzaning F bosh fokus masofasi o'rtasidagi bog'lanishni ifodalaydi. Linza formulasini 33- rasmda tasvirlangan buyumning tasviri asosida osongina chiqarish mumkin.

Rasmdagi ABO va A_1B_1O , COF va FA_1B_1 uchburchaklar o'xshash bo'lganligi uchun quyidagi ifodalar o'rinli bo'ladi:



33- rasm.

$$\frac{BO}{OB_1} = \frac{AB}{A_1B_1},$$

$$\frac{CO}{A_1B_1} = \frac{OF}{FB_1}.$$

$AB = CO$ ekanligini hisobga olgan holda

$$\frac{AB}{A_1B_1} = \frac{OF}{FB_1}, \quad \frac{BO}{OB_1} = \frac{OF}{FB_1}$$

deb yozish mumkin $BO = d$, $OB_1 = f$, $OF = F$, $FB_1 = f - F$ bo'lganligi uchun quyidagi formulani hosil qilamiz:

$$\frac{d}{f} = \frac{F}{f - F}.$$

Sodda shakl almashtirishlardan so'ng u quyidagiga teng bo'ladi:

$$fF + Fd = fd.$$

Hosil bo'lgan ifodaning barcha hadlarini fFd ko'paytmaga bo'lsak, quyidagi munosabat chiqadi:

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f} \quad (7.1)$$

yoki

$$D = \frac{1}{d} + \frac{1}{f}. \quad (7.2)$$

(7.1) yoki (7.2) formulani **yupqa linza formulasi** deb atash qabul qilingan. Yig'uvchi linzalar uchun d , f , F kattaliklar, asosan, musbat bo'lib, tasvir mavhum ($d < F$) bo'lganda f masofa manfiy ishora bilan olinadi. Sochuvchi linzalarda tasvir va fokus mavhum bo'lganligi uchun f va F lar manfiy bo'ladi. Binobarin, sochuvchi linzaning formulasi quyidagi ko'rinishga keladi:

$$-\frac{1}{F} = \frac{1}{d} - \frac{1}{f}. \quad (7.3)$$

(7.1) formula (6,3) formula bilan taqqoslanadigan bo'lsa, yupqa linzaning fokus masofasi va optik kuchi quyidagilarga teng ekanligini ko'rish mumkin:

$$F = \frac{1}{(n-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)}, \quad (7.4)$$

$$D = (n-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right). \quad (7.5)$$

Linza hosil qiladigan tasvir, odatda, tasviri tushirilgan buyumdan katta-kichikligi jihatidan farq qiladi. Buyum bilan uning tasviri o'lchamlari orasidagi farq *kattalashtirish* degan tushuncha bilan karakterlanadi.

Tasvirning chiziqli o'lchamining buyumning chiziqli o'lchamiga nisbati **linzaning chiziqli kattalashtirishi** deyiladi.

33- rasmdan ko'rinadiki, AB buyumning balandligi h ga, A_1B_1 tasvirning balandligi esa H ga teng. U holda linzaning kattalashtirishi

$$K = \frac{A_1B_1}{AB} = \frac{H}{h} \quad (7.6)$$

ga teng. OAB va OA_1B_1 uchburchaklarning o'xshashligidan quyidagi munosabat kelib chiqadi:

$$\frac{H}{h} = \frac{|f|}{|d|}, \quad (7.7)$$

binobarin, linzaning kattalashtirishi tasvirdan linzagacha bo'lgan masofaning linzadan buyumgacha bo'lgan masofaga nisbatiga teng:

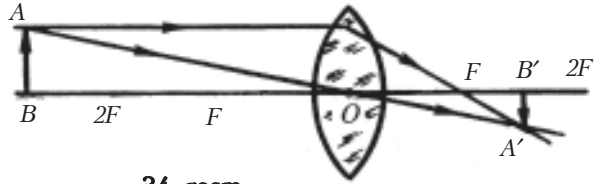
$$K = \frac{|f|}{|d|}. \quad (7.8)$$

$K > 1$ da kattalashgan tasvir, $K < 1$ da kichiklashgan tasvir hosil bo'ladi; $K > 0$ da tasvir haqiqiy, $K < 0$ da esa mavhum bo'ladi.

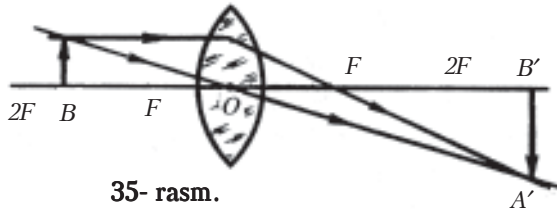
Linzada buyumning tasvirini yasashda buyumning bir nechta nuqtalarining tasvirini topish va so'ngra ulardan buyumning tasvirini hosil qilish kerak. Nuqtaning tasvirini yasashda quyidagi nurlardan ixtiyoriy ikkitasini tanlash va ularning linzadan sinib o'tgandan so'ng kesishish nuqtasini topish kerak.

1. Optik o'qqa parallel nur, u linzadan singandan keyin fokusdan o'tadi.

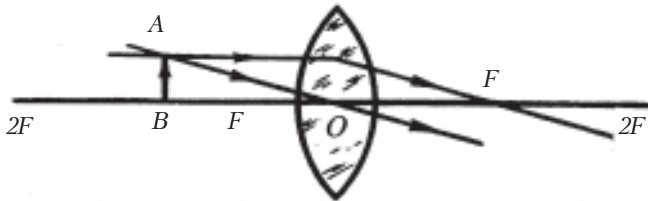
2. Linzaning optik markazidan o'tuvchi nur, u linzadan chiqqanda o'zining dastlabki yo'nalishini o'zgartirmaydi.



34- rasm.



35- rasm.



36- rasm.

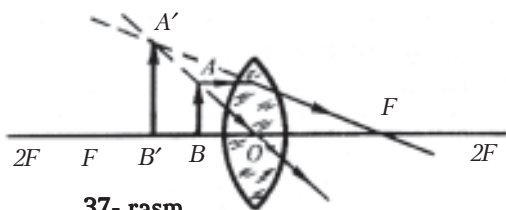
3. Linzaning fokusi orqali o'tuvchi nur, u linzada singandan keyin optik o'qqa parallel ravishda ketadi.

Ana shu usul bilan buyumning bir nechta nuqtasining tasvirini fokal tekislikka tushirib olib, so'ngra buyumning butun tasvirini yasash mumkin. Tasvir yasashda buyum linza fokusiga nisbatan qanday masofada turganligi muhim rol o'ynaydi.

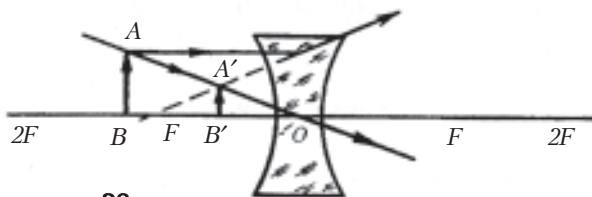
1. AB buyumdan linzagacha bo'lgan d masofa linzaning ikki F fokus masofasidan katta, ya'ni $d > 2F$ bo'lsin (34- rasm). Bu holda tasvir kichiklashgan va to'nkarilgan holda fokus bilan ikkilangan fokus oralig'ida paydo bo'ladi.

2. Buyum linzaning fokusi bilan ikkilangan fokusi oralig'ida turgan bo'lsin (35- rasm), ya'ni $F < d < 2F$, bunda tasvir to'nkarilgan va kattalashgan holda ikkilangan fokus oralig'idan nariroqda paydo bo'ladi.

3. Buyum linzaning fokusida turgan bo'lsin, ya'ni $d = F$ (36- rasm). Bu holda buyumning istalgan nuqtasidan chiqib, linzada sinuvchi qo'sh nurlar kesishmaydi va tasvir cheksizlikda paydo bo'ladi.



37- rasm.



38- rasm.

4. Buyum linza bilan fokus orasida joylashgan bo'lsin, ya'ni $d < F$ (37- rasm). Bunda tasvir mavhum, to'g'ri va kattalashgan holda hosil bo'ladi.

Endi tarqatuvchi linzaga kelsak, bunda ham linzaga nisbatan buyumning joylashishida yuqoridagidek turli hollar bo'lishi mumkin. Biroq tarqatuvchi linzalarda buyum unga nisbatan qayerda joylashsa ham tasvir mavhum, to'g'ri va kichiklashgan bo'ladi.

Buyum AB sochuvchi linzaning fokusi bilan ikkilangan fokusi orasida turgan bo'lsin, ya'ni $F < d < 2F$ (38- rasm). Bunda tasvir mavhum, to'g'ri va kichiklashgan holda fokus bilan linza orasida hosil bo'ladi.

Qo'shimcha adabiyotlar

[8] — 405 — 10- betlar,

[5] — 352 — 56- betlar,

[7] — 620 — 27- betlar

Nazorat uchun savollar

1. (7.1)ifodani tushuntirib bering.
2. (7.4) va (7.5) formulalarni tahlil qilib bering.
3. Linzaning chiziqli kattalashtirishi nimaga teng?
4. K ning qanday qiymatlarida kattalashgan tasvir hosil bo'ladi?
5. Linzada buyumning tasvirini yasashda qanday nurlardan foydalaniladi?
6. Buyum yig'uvchi linzadan qanday masofada turganida uning kattalashgan tasviri hosil bo'ladi?

8- ma'ruza

Optik asboblari

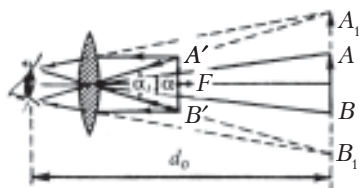
Xilma-xil optik asboblarning tuzilishi va ishlashi geometrik optika qonunlariga asoslangan. Shu optik asboblarning tuzilishi bilan tanishib chiqamiz.

Lupa — qisqa fokusli ikki yoqlama qavariq linzadir. Kichik buyumni sinchiklab ko'rish uchun uni linza bilan uning fokusi orasiga shunday joylashtirish kerakki, buyumning tasviri ko'zning eng yaxshi ko'rish masofasida hosil bo'lsin (normal ko'z uchun bu masofa 25 sm ga teng). Lupaning vazifasi eng yaxshi ko'rish masofasida buyumni katta ko'rish burchagi ostida ko'rsatib berishdir. Buyumning chekka nuqtalaridan keladigan nurlarning ko'zga tushish burchagi **ko'rish burchagi deyiladi** (39- rasm).

Eng aniq ko'rish masofasida ($d = 25$ sm) turgan AB buyum α burchak ostida ko'rinadi. Agar bu burchak juda kichik bo'lsa, buyum detallarini farq qilish qiyin bo'ladi. Ko'rish burchagini kattalashtirish uchun buyumni ko'zga yaqin $A'B'$ holatga keltirish lozim. Bu holatda buyum α burchakdan katta bo'lgan α_1 ko'rish burchagi ostida kuzatiladi. Lekin bu holatda ham buyum detallarini farq qila olmaslik mumkin, chunki buyum ko'zga juda yaqin turibdi. Buyumning shu lupada hosil bo'ladigan tasviri A_1B_1 vaziyatda bo'ladigan qilib lupani ko'z bilan AB buyum orasiga qo'yisak, buyum o'sha kattalashgan α_1 ko'rish burchagi ostida eng yaxshi ko'rish masofasida ko'rinadi.

Amalda fokus masofasi $F = 1 \div 10$ sm bo'lgan lupalar ishlatiladi. Lupaning kattalashtirishi taqriban $K = \frac{d_0}{F}$ dir. $d_0 = 25$ sm bo'lgani uchun, odatda, ishlatiladigan lupalarning kattalashtirishi 2,5 dan 25 gacha bo'ladi.

Juda mayda buyumlarni ko'rish uchun mikroskop ishlatiladi.



39- rasm.

Mikroskop yaqin joylashgan juda mayda ob'ektlarni ko'rishga mo'ljallangan. Uni optik sistemasi O_1 obyektiv va O_2 okulardan iborat bo'lib, ularning optik o'qlari bir to'g'ri chiziqda yotadi (40-rasm).

Mikroskopning chiziqli kattalashtirishi K buyumning ikkinchi

$A'' B''$ tasviri H o'lchamining shu AB buyumning h o'lchamiga bo'lgan nisbati bilan o'lchanib, u quyidagi formula bilan aniqlanadi:

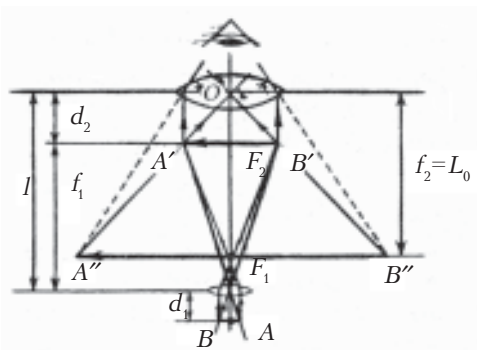
$$K = \frac{H}{h} = \frac{\delta}{F_1} \cdot \frac{D_0}{F_2}. \quad (8.1)$$

Bunda δ — mikroskop tubusining uzunligi, D_0 — ko'zning eng yaxshi ko'rish masofasi ($D_0 = sm$), F_1 va

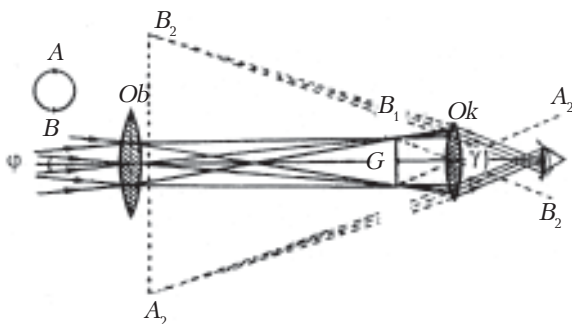
F_2 — obyektiv va okularning fokus masofalari. Amalda yorug'lik difraksiyasi sababli mikroskopning kattalashtirishi 2500 — 3000 dan ortmaydi.

Teleskop — osmon yoritkichlarini kuzatish uchun ishlatiladigan astronomik asboddir. Teleskoplar **refraktor** va **reflektorlarga** bo'linadi; refraktor o'rning kirish burchagi linzalar sistemasi yordamida kattalashtiriladi, reflektorlarning asosiy qismi parabolik ko'zgudan iborat bo'ladi.

Refraktorning optik sxemasi murakkab bo'lib, bu sistema buyumga (obyektga) qaratilgan uzun fokusli qavariq obyektiv va ko'zga yaqin qo'yilgan qisqa fokusli okulardan iborat (41- rasm). Bunday refraktor **Kepler trubasi** deb ataladi. Obyektivning vazifasi yoritkichning haqiqiy tasvirini hosil qilishdir. Yoritkich obyektivdan ancha uzoqda bo'lsa, yoritkichning har qanday nuqtasidan chiqayotgan nurlar amalda parallel bo'ladi. Shuning uchun yoritkichning haqiqiy, to'ng'ri va kichraygan tasviri



40- rasm.



41- rasm.

obyektivning fokal tekisligida yoki aniqrog'i, unga juda yaqin yerda hosil biladi.

Obyektiv A va B nuqtalardan kelayotgan nurlarni obyektivning fokal tekisligida yotgan tegishli A_1 va B_1 nuqtalarga yig'adi. Ana shu yerda yoritkichning haqiqiy tasviri hosil bo'ladi. Teleskopda okular shunday o'rnatilganki, uning oldingi fokusi obyektivning keyingi fokusi bilan ustma-ust tushadi. Demak, yoritkichning haqiqiy tasviri okularning fokal tekisligida ham bo'ladi. Okulardan chiqqan nurlar dastasi o'zaro γ burchak hosil qiladi. Nurlar dastasi kuzatuvchining ko'ziga ana shu γ burchak ostida tushadi. Teleskopning kattalashtirishi K quyidagicha bo'ladi:

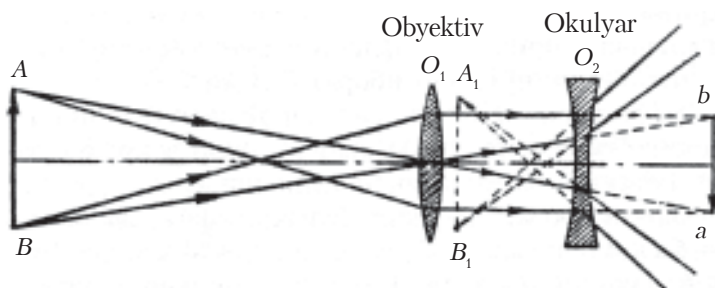
$$K = \frac{\text{tg}\gamma}{\text{tg}\varphi} = \frac{F_{ob}}{F_{ok}},$$

bu yerda: F_{ob} — obyektivning fokus masofasi, F_{ok} — okularning fokus masofasi. Teleskopda kirish birchagini kattalashtirish uchun uzun fokusli obyektiv va qisqa fokusli okular tanlab olinadi.

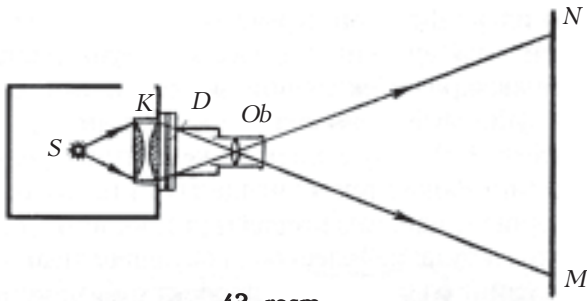
Ko'rish trubalari yer ustidagi obyektlarni kuzatish uchun ishlatiladi. 42- rasmda **Galiley trubasining** sxemasi ko'rsatilgan. Bu asbobda AB buyumning ayrim nuqtalaridan kelayotgan nurlar yig'uvchi linzalar (obyektiv O_1) dan o'tib, yig'uvchi nurlarga aylanadi. Bu nurlar to'ng'arilgan, kichiklashgan tasvir ab ni hosil qilishi mumkin edi, ammo bu nurlar tasvir hosil qilguncha, tarqatuvchi linza (okular O_2) ga tushadi va biz buyumning to'g'ri mavqum tasviri A, B ni ko'ramiz.

Salgina kattalashtirib ko'rsatadigan (teatr durbini) durbinlar Galileyning ikkita turbinasidan iborat bo'ladi.

Ancha katta qilib ko'rsatadigan durbinlar (harbiy durbinlar) Keplerning ikkita trubasidan yasaladi.



42- rasm.



43- rasm.

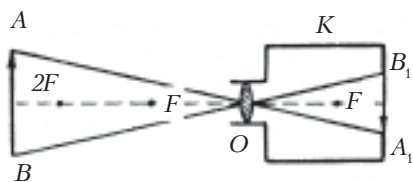
Proyeksion apparatning vazifasi ekranda buyumning kattalashgan haqiqiy tasvirini hosil qilishdir. Bunday shaffof asosga olingan rasm yoki fotosurat, diapozitiv yoki shaffof bo‘lmagan obyektlar, masalan, qog‘ozlardagi chizmalar, kitobdagi rasmlar bilishi mumkin. Shaffof obyektlarni proyeksiyalash uchun mo‘ljallangan proyeksion apparatlar **diaskoplar** (grekcha „dia“ – shaffof), shaffof bo‘lmagan obyektlarni proyeksiyalash uchun mo‘ljallangan asboblari **epidiaskoplar** (grekcha) „epa“ – shaffofmas) deb ataladi.

43- rasmda shisha plastinkadagi suratlarni (diapozitivlarni) ekranda ko‘rsatish uchun ishlatiladigan proyeksion fonarning tuzilish sxemasi berilgan. Proyeksion fonarning asosiy qismi obyektiv (Ob) bo‘lib, bu obyektiv bitta yig‘uvchi linza xizmatini o‘taydigan linzalar sistemasidan iborat. Obyektivning vazifasi – MN ekranda diapozitivning juda kattalashgan tasvirini hosil qilishdir. Shu sababli diapozitiv „fokus“ga ravshan qilib to‘g‘irlanishi uchun siljilishi mumkin bo‘lgan obyektivning fokal tekisligiga yaqin qo‘yiladi.

O‘lchamlari, odatda, obyektiv o‘lchamlaridan katta bo‘ladigan diapozitivdan kelayotgan hamma yorug‘likni obyektivga yuborish uchun **kondensor** (K) ishlatiladi. Kondensor kata o‘lchamga ega bo‘lgan qisqa fokusli linzalar sistemasidan iborat. Kondensor shunday o‘rnatiladiki, undan kelayotgan yorug‘lik obyektivning o‘rtasida yig‘iladi.

Fonarda yorug‘lik manbai sifatida elektr yoy lampalari yoki 300, 500 va 1000 W li maxsus cho‘g‘lanma proyeksion lampalar ishlatiladi.

Amalda proyeksion fonarning chiziqli kattalashtirishi $K = \frac{f}{F}$ ga teng deb olish mumkin, bu yerda f – obyektivdan tasvirgacha



44- rasm.

(ya'ni, ekrangacha) bo'lgan masofa; F — obyektivning fokus oralig'i. Shu sababdan, katta tasvir hosil qilish uchun, ekranni fonardan uzoq qiyish yoki fokusi mumkin qadar

qisqa bo'lgan obyektivdan foydalanish mumkin. Lekin shuni nazarda tutish kerakki, tasvir kattalasha borgan sari, uning ravshanligi tobora pasaya boradi.

Fotopparatning asosiy qismi O obyektiv va yorug'lik o'tmaydigan K kameradan iborat bo'lib (44- rasm), kameraning orqa devorida fotoplastinka yoki fotoplyonka joylashtirilgan bo'ladi. Eng oddiy obyektiv bitta yig'uvchi linzadir. Obyektiv kameraning orqa devorida AB buyumining haqiqiy, kichiklashgan va teskari A_1B_1 tasvirini hosil qiladi. Ko'pchilik hollarda suratga olinadigan buyumlar linzaning ikkilangan fokus masofasidan katta masofada turadi. Shuning uchun tasvir kichraygan holda bo'ladi.

Suratga olinadigan buyum fotoapparatdan turlicha oraliqda turishi mumkin. Shunga yarasha obyektiv bilan plyonka oralig'ini ham o'zgartirish lozim bo'ladi. Buning uchun kamera cho'ziladi yoki qisqartiriladi yoki obyektiv vintli rezba vositasida tegishli tomonga siljiriladi.

Hozirgi zamon fotoapparatlarida yuqorida ko'rsatilgan qismlardan tashqari suratga olish vaqtini belgilovchi zatvor, obyektivning ishlovchi qismini o'zgartirib beruvchi diafragma, obyektivdan suratga olinayotgan buyumgacha bo'lgan oraliq masofani aniqlovchi uzoqlik o'lchagichlar ham bor. Buyumning fotosurati aniq bo'lishi uchun obyektiv — linzalar sistemasidan foydalaniladi.

Zamonaviy fotoapparatlarda suratga olishni osonlashtirish uchun yuqorida aytilgan zatvor, diafragma uzoqlik o'lchagichlarni avtomatlashtirish hamda yorug'lik nurini bir xil qilish uchun fotochaqnagich o'rnatilgan.

Qo'shimcha adabiyotlar

[8]—414—20- betlar

[5]—358—64- betlar,

[7]—648—59- betlar.

Nazorat uchun savollar

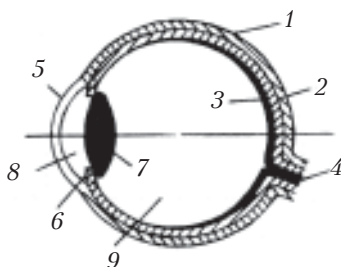
1. Optik asboblarning qanday turlarini bilasiz va ular qanday maqsadlarda ishlatiladi?
2. Ko'rish burchagi deb nimaga aytiladi?
3. Lupaning karttashtirishini qanday aniqlash mumkin?
4. Mikroskopning kattalashtirishini qanday aniqlash mumkin?
5. Fotoapparatda buyumning tasviri qanday hosil bo'ladi?

9-ma'ruza

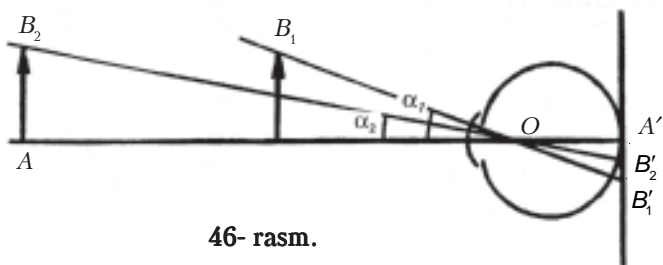
Ko'z - optic sistema. Ko'zning kamchiliklari. Ko'zoyinak

Ko'z optik sistema bo'lib, buyumning tasviri ko'z soqqasining yorug'likka sezgir bo'lgan to'rsimon pardasida hosil bo'ladi. Odam ko'zining shakli shar shakliga yaqin bo'ladi. Ko'zning diametiri 2,5 sm chamasida bo'ladi. Ko'z tashqi tomondan uchta narsa bilan o'ralgan (45- rasm).

Tashqi parda **sklera** yoki **oqsil parda** (1) deyiladi. Bu zich parda ko'zni tashqi ta'sirdan saqlaydi. Oqsil pardaga **sertomirli parda** (2) va o'lchamlari 0,001 sm dan kichik bo'lgan juda kichik yorug'lik sezgir elementlardan tuzilgan **to'rsimon parda** yoki **to'rparda** (3) kelib tutashgan. Bu elementlar ko'zni bosh miya bilan bog'lovchi **ko'rish nervi** (4) tolalarining uchlaridir. Ko'zning oldingi qismida oqsil parda shaffof **muguz (shoh) pardaga** (5), tomirli parda esa **kamalak pardaga** (6) aylanadi. Kamalak pardaning o'rtasida **ko'z qorachig'i** (7) joylashgan. Ko'zning qorachig'i **diafragma rolini** o'ynaydi; uning diametiri ko'zga tushayotgan yorug'lik miqdoriga qarab o'zgarib turadi. Qorachig'ning ortida ikki yoqlama qavariq linza shaklidagi shaffof elastik jism **xrustalcha (ko'z gavhari)** (8) joylashgan. Shoxparda bilan kamalak parda oralig'ida suvga o'xshash **suyuqlik** (9) bo'ladi. Butun ko'z bo'shlig'ining ko'z gavharidan ko'zning orqa devorigacha bo'lgan qismi quyuqroq shaffof (shishasimon) jism bilan to'lgan. Ko'z suyuqligining sindirish ko'rsatkishi 1,33 ga, shoxpardaniki 1,38 ga va ko'z gavhariniki o'rtacha 1,48 ga teng.



45- rasm.



46- rasm.

Ko'zga tushadigan nurlar shoxparda sirtida eng ko'p sinadi. Gavhar ham nurni qo'shimcha ravishda ozroq sindiradi. Biz ko'z bilan ko'rayotgan buyumning tasviri to'rpardaga joylashadi: u haqiqiy, kichiklashgan va teskari tasvir bo'ladi. Biz miyamizni korrektlash ta'siri ostida buyumning joylashishi to'g'risida to'g'ri taassurot olamiz.

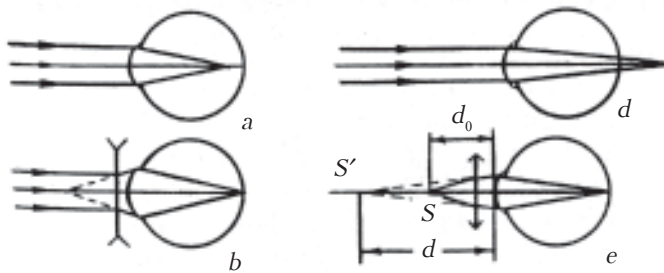
Buyumning ko'zdan uzoqligi o'zgarishiga qaramay, uning to'rpardadagi tasviri aniqligicha qolaveradi (46- rasm). Buning sababi shuki, ko'z gavhari o'z egriligining va shu bilan birga, o'z optik kuchini o'zgartira oladi.

Ko'zimizga ancha yaqin turgan buyumga qaraganimizda ko'z muskullari gavharning qavariqligini oshiradi va gavhar o'zidan o'tayotgan nurlarni kuchliroq sindiradi. Uzoqda turgan buyumlarga qaraganda esa gavhar yassiroq bo'lib qoladi va uning sindirish qobiliyati kuchsizlanadi. Demak, ko'z gavharining fokus masofasi o'zgarib turadi. Ko'z gavharining fokus masofasini kuzatilayotgan buyumgacha bo'lgan masofaga moslash qobilayati **akkomodatsiya** deyiladi. Lekin ko'z akkomodatsiyasining ma'lum bir chegarasi bo'ladi: biz juda yaqin turgan buyumlarni aniq ko'ra olmaymiz, chunki ko'zning to'rpardasida bu buyumning aniq tasviri hosil bo'lmaydi.

Buyumdan ko'zgacha shu buyumning mayda qismlarini (ko'zni haddan tashqari zo'riqtirmay) ko'rish mumkin bo'lgan masofa **eng yaxshi ko'rish masofasi** deb ataladi. Normal ko'z uchun eng yaxshi ko'rish masofasi 25 sm ga teng deb hisoblanadi.

Normal ko'z akkomodatsiyasining eng uzoq nuqtasi cheksiz uzoqlashgan nuqtadir. Bu nuqta ko'zning zo'riqmagan holatiga muvofiq keladi.

Ko'z akkomodatsiya qobiliyati buyumlarni to'rparda sirtida proeksiyalanishini ta'minlaydi. Normal ko'z hech qanday zo'riqishsiz har qanday masofadagi buyumlarni eng kichik masofaga



47- rasm.

akkomodatsiya qila oladi. Eng kichik akkomodatsiya masofasi 10 sm dan 22 sm gacha o'zgarib turadi. Kishining yoshi ortgan sari bu masofa 30 sm gacha ortishi mumkin. Biroq ba'zi kishilarning ko'zi zo'riqmagan holatda uzoqdagi buyum tasvirini to'r pardada emas, balki uning oldida hosil qiladi (47- a rasm). Ko'zning bu nuqsioni **yaqindan ko'rarlik** deb ataladi, chunki kishi bunda uzoqdagi buyumlarni ravshan ko'ra olmaydi. Bunday ko'z akkomodatsiyasining eng uzoq nuqtasi cheksiz uzoqlikda bo'lmaydi. Shunga yarasha eng yaxshi ko'rish masofasi ham kichik bo'ladi. Uzoqdagi buyumning har bir nuqtasidan kelayotgan nurlar (ya'ni deyarli parallel dastalar) to'rpardada to'planishi uchun ularni tarqaluvchi qilish kerak. Buning uchun sochuvchi linzalar o'rnatilgan ko'zoynak taqiladi (47- b rasm). Parallel nurlar bunday linza orqali o'tar ekan, ko'z akkomodatsiyasining eng uzoq nuqtasidan kelayotgandek ko

Uzoqdagi buyumning tasviri ko'zning to'rparda orqasiga tushishi bilan bog'liq bo'lgan nuqson **uzoqdan ko'rarlik** deb ataladi (47- d rasm). Bunda uzoqdagi narsani ko'rishda ko'z zo'riqadi, yaqindagi narsalarni ko'rishda esa akkomodatsiya imkoniyati qaralayotgan narsagacha bo'lgan masofa $d_0=25$ sm dan ortgandayoq tugaydi. Buyum tasvirini to'rpardaga keltirish uchun gavharga tushayotgan parallel nurlar dastasini yaqinlashtiruvchi (kesishuvchi) dastaga aylantirish kerak, buning uchun yig'uvchi linzalar o'rnatilgan ko'zoynak taqiladi. (47- e rasm) $d_0=25$ sm masofada turgan S buyumdan kelayotgan nurlar linzadan o'tib, bir-biridan kamroq uzoqlashuvchi bo'lib qoladi va akkomodatsiya chegarasiga muvofiq keladigan d masofadagi S' nuqtasidan chiqayotgandek ko'rinadi. Shunday qilib, ko'zning nuqsunlarini yig'uvchi va sochuvchi linzalar o'rnatilgan ko'zoynaklardan foydalanib yo'qotish mumkin, bunda eng yaxshi ko'rish masofasi benuqson ko'znikidek bo'lib qoladi.

Qo‘shimcha adabiyotlar

[5] — 358—64- betlar,

[7] - 642 — 47- betlar.

Nazorat uchun savollar

1. Ko‘zning tuzilishi tasvirlab bering.
2. Eng yaxshi ko‘rish masofasi deb nimaga aytiladi?
3. Akkomodatsiya deb nimaga aytiladi?
4. Ko‘zning qanday nuqsonlari bor va ular qanday bartaraf qilinadi?

10- ma’ruza

Yorug‘likning to‘lqin asoslari. Yoruqg‘lik interferensiyasi. Frenel biprizmasi

Yorug‘likning tabiati haqidagi birinchi ilmiy gipoteza XVII asrda aytilgan.

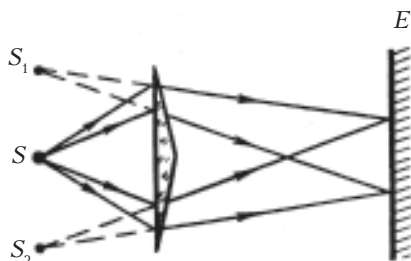
1672- yilda I. Nyuton yorug‘likni zarrachalar oqimidan iborat degan bo‘lsa, R.Guk va X.Guygens shu davrda yorug‘likning to‘lqin nazariyasini ishlab chiqishdi. Yorug‘likning to‘lqin tabiatini tushuntirishda murakkab masala ko‘ndalang turardi. Yorug‘lik tarqalishida qanday zarracha tebranadi va ular qanday muhitda tarqaladi? Mana shu savolga Maksvell o‘zining nazariy mulohazalari asosida javob berdi. Maksvell yorug‘likni elektromagnit to‘lqinlar deb faraz etdi. Bu esa ko‘p o‘tmay qator eksperimental dalillar asosida to‘la tasdiqlandi.

Yorug‘lik bilan o‘tkazilgan ko‘pgina tajribalarni tushuntirishda yorug‘likning korpuskular nazariyasi olingan natijalarni aniq izohlab bermaydi. Masalan, yorug‘lik interferensiyasi, difraksiyasi va qutblanishini faqat yorug‘likni to‘lqin deb qarab tushuntirish mumkin.

Ilmiy tekshirish shuni ko‘rsatadiki, **yorug‘lik** — to‘lqin uzunligi 400 nm dan 780 nmgacha bo‘lgan elektromagnit tebranishlarning fazodagi tarqalishidir.

Yorug‘lik interferensiyasini tushuntirish uchun kongerent yorug‘lik manbalari tushunchasini kiritish lozim. Kogerent yorug‘lik manbalari deb bir xil chastotali va fazalar farqi o‘zgarmas bo‘lgan tebranishlarni yuzaga keltiruvchi to‘lqin manbayiga aytiladi. Odatda, bitta yorug‘lik manbayidan chiqayotgan to‘lqinni biror usul bilan ikki kogerent to‘lqinga ajratiladi.

Yorug'lik interferensiyasini kuzatish uchun kogerent manbalardan foydalanish lozim. Odatda, kogerent manbalar: Frenel biprizmasi, Yung usuli, yupqa plastinkada, ponada, Nyuton halqalarida, Loyd ko'zgusida va boshqa ko'pgina usullar yordamida hosil qilinadi. Yorug'lik interferensiyasini kuzatishning



48- rasm.

ikkinchi asosiy sharti — kogerent to'lqinlar qo'shilishidan oldin yo'llar farqini hosil qilishi kerak, ya'ni ikki kogerent to'lqin bosadigan optik yo'llar farqi butun yoki yarim to'lqin uzunligiga teng bo'lishi kerak. Yuqorida qayd qilingan ikki shart bajarilganda yorug'lik interferensiyasi kuzatiladi. **Yorug'lik interferensiyasi** deb, ikki kogerent to'lqinning fazoda qo'shib, ular energiyasi (intensivligi)ning qayta taqsimlanishiga, ya'ni o'zaro kuchayishiga yoki susayishiga aytiladi.

Frenel biprizmasi. Yorug'lik interferensiyasini kuzatishda Frenel ko'zgu va ikki prizmadan foydalandi. 48- rasmda Frenel biprizmasining tuzilish sxemasi keltirilgan. α_1 va α_2 juda kichik bo'lgan ikkita bir xil shisha prizma bir-biriga eng kichik sirtlari bilan siqilib yelimlanadi. Agar prizmaning bir tomoniga S yorug'lik manbai joylashsa, uning S_1 va S_2 mavhum tasvirlari yuzaga keladi. Demak, 2 ta kogerent manba hosil qilamiz. Ekran E da ikki — S_1 va S_2 manbalardan kelayotgan kogerent to'lqinlar, qo'shib, interferensiya hosil qiladi. Agar S manba tabiiy yorug'lik bo'lsa, ekranda turli rangli polosalar hosil bo'ladi, agar aniq to'lqin uzunlikka ega monoxromatik yorug'lik bo'lsa, ekranda faqat shu rangli polosalar ma'lum masofada birin-ketin joylashadi. Yorug' polosalar orasi qorong'i bo'ladi. Odatda, ushbu polosalar (yo'llar) S manba yo'lga tor tirqish qo'yilganda kuzatiladi. Tirqishning to'g'risida yorug' polosa hosil bo'ladi. Markaziy yorug' polosaning chap va o'ng tomonida simmetrik ravishda: agar optik yo'llar farqi $\frac{\lambda}{2}$ toq to'lqin soniga teng bo'lsa, qorong'i yo'l; juft to'lqin soni λ ga teng bo'lsa, yorug' yo'l hosil bo'ladi va h.k. Ekrandagi yorug' va qorong'i yo'llar orasidagi masofa deyarli bir xil bo'ladi. λ o'zgarishi bilan ekrandagi yo'llar soni (zichligi) o'zgaradi, λ kamaysa ekranda ko'proq polosalar kuzatiladi va aksincha λ ortsa, polosalar soni kamayadi.

Tajribalar shuni ko'rsatdiki, har bir to'lqin uzunlikka ma'lum bir rangli nurlanish mos kelar ekan, ya'ni yorug'lik rangi tebranishlar chastotasi bilan aniqlanadi. Ikkinchidan bir necha ranglarning qo'shilishidan oq yorug'lik hosil bo'lar ekan. Agar biprizma oq yorug'lik bilan yoritilsa, tirqish to'g'risida oq yorug'likdagi polosa hosil bo'ladi.

Ikki kogerent to'lqinlar qo'shilishining anlyetik ko'rinishini yozaylik. Biror nuqtaga yetib kelayotgan monoxromatik to'lqin garmonik tebranishlar tenglamasi bilan aniqlanadi:

$$y_1 = A_1 \cos \varphi = A_1 \cos(\omega t + \varphi_0). \quad (10.1)$$

Agar vaqtning biror momentida M nuqtaga ikkita kogerent to'lqin kelib qo'shilsa, superpozitsiya prinsipiga asosan

$$y = y_1 + y_2 \quad (10.2)$$

bo'ladi va uning ko'rinishini quyidagi

$$y = A \cos(\omega t + \varphi)$$

ko'rinishda izlaymiz.

Natijada to'lqin amplitudasini vektorlarni qo'shish tamoyiliga yoki kosinuslar teoremasiga binoan

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (10.3)$$

deb yozish mumkin.

(10.2) ifodada:

$$\begin{aligned} y_1 &= A_1 \cos(\omega t + \varphi_1), \\ y_2 &= A_2 \cos(\omega t + \varphi_2). \end{aligned}$$

Agar (10.2) da ω tebranishlar chastotasi bir xil va $\Delta\varphi = (\varphi_1 - \varphi_2)$ – fazalar farqi o'zgarmasligini etiborga olsak, (10.3) ifoda kogerent to'lqinlar uchun interferensiya tenglamasini beradi. Agar yorug'lik intensivligi tebranishlar amplitudasining kvadratiga proporsional deb olsak,

$$I \propto A^2 \quad (10.3)$$

ifodani

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta\varphi \quad (10.4)$$

ko‘rinishda yozish mumkin. $2\sqrt{I_1 I_2}$ ifoda interferension had deladi.

Agar manba kogerent bo‘lmasa, $\cos\Delta\varphi=0$ bo‘ladi va interferensiya kuzatilmaydi, chunki $\Delta\varphi=\varphi_1-\varphi_2$ vaqt o‘tishi bilan uzluksiz o‘zgaradi va uning o‘rtacha qiymati nolga teng bo‘ladi. Shuning uchun nokogerent manbalar nurlanishi qo‘shilganda natijaviy intensivlik ayrim-ayrim manbalar intensivligi yig‘indisiga teng bo‘ladi, ya’ni yorug‘likning keskin kuchayishi yoki susayishi kuzatilmaydi:

$$I=I_1+I_2 .$$

Agar manbalar kogerent bo‘lsa, $\cos\Delta\varphi$ ning qiymatiga qarab kuzatilayotgan nuqtada yorug‘lik interferensiyalashadi.

Xususiyl hollarni qaraylik.

Tebranish amplitudalari bir xil bo‘lsin, ya’ni $A_1=A_2$, u holda $\cos\Delta\varphi=1$ ga teng bo‘lgan joylarda

$$\left. \begin{aligned} I &= 2I_1+2I_2 = 4I_2, \\ I &= 2I_1 - 2I_1 = 0. \end{aligned} \right\} \quad (10.5)$$

$\cos\Delta\varphi=1$ shart faqat qo‘shiluvchi to‘lqinlar fazalari bir xil (fazalar ayirmasi nolga teng) bo‘lganda bajariladi. Buning uchun nurlar o‘tgan optik yo‘llar farqi Δ to‘lqin uzunligi λ dan $m=0, 1, 2, 3$ s, ya’ni butun son marta katta bo‘lishi zarur.

$\cos\Delta\varphi=0$ sharti qo‘shiluvchi tebranishlar fazalarining farqi π ga teng bo‘lganda bajariladi. Buning uchun kogerent manbalardan chiqqan to‘lqinlar bosib o‘tgan optik yo‘llar farqi Δ yarim to‘lqin uzunligi $\lambda/2$ dan toq son marta katta bo‘lishi shart. Shunday qilib, maksimum kuzatilish shartini $\Delta = m\lambda$ (10,6)

va minimum kuzatilish shartini

$$\Delta = (2m+1) \frac{\lambda}{2} \quad (10.7)$$

ko‘rinishda yozish mumkin.

Demak, bir xil amplitudali ikki kogerent to‘lqinning o‘zaro qo‘shilishi natijasida fazoning (10.6) shart bajariladigan joylarida ular bir-birlarini kuchaytiradilar va natijaviy intensivlik to‘rt marta ortib ketar ekan, (10.7) shart bajariladigan joylarda esa qo‘shiluvchi kogerent to‘lqinlar bir-birlarini susaytiradilar va natijaviy intensivlik nolga teng bo‘lib qolar ekan.

Qo'shimcha adabiyotlar

- [9] – 63–73- betlar, [1] – 400–02- betlar,
[10] – 275- betlar, [3] – 117–20- betlar.

Nazorat uchun savollar

1. Kogerent to'lqin nima?
2. Kogerent manbalar qanday hosil qilinadi?
3. Yorug'lik interferensiyasi nima?
4. To'lqinlarning o'zaro qo'shilib interferensiya hosil qilish shartlarini yozing.
5. Nima sababdan nokogerent yorug'lik manbalari interferensiya lashmaydi?
6. Kogerentlik darajasi deganda nimani tushunasiz?

11 -ma'ruza

Ponada interferensiya. Nyuton halqalari. Interferensiyaning texnikada qo'llanishi

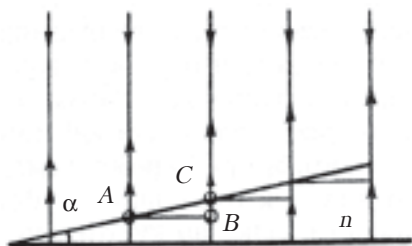
Yorug'lik to'lqini juda kichik burchakli (burchagi bir necha minutlar) pona shaklidagi shaffof jisimlarga tushganda ham yorug'lik interferensiyasi kuzatiladi. Masalan, sovun eritmasiga botirib olingan ramka vertikal ushlansa, ponasimon shaklidagi modda hosil bo'ladi. Agar yorug'lik ponaga tushsa, turli qalinlikdagi qaytgan to'lqinlar interferensiyalashadi va pona qirrasiga parallel bo'lgan yorug' va qorong'i polosalar ko'rinadi. Bu polosalar qanday hosil bo'ladi? 49- rasmda yorug'likning biror ponasimon moddaga tushishi ko'rsatilgan.

Agar A nuqtada yorug'likning maksimal kuchayishi kuzatilsa, shu nuqtadan biror masofa uzoqlikda, ya'ni C nuqtada yorug'likning ikkinchi marta kuchayganligini kuzatish mumkin.

Buning uchun A va C nuqtalarda uchrashayotgan nurlar yo'llari farqining ayirmasi

$$\begin{aligned}\Delta &= \Delta_2 - \Delta_1 = (2h - 2BC) - 2h = \\ &= 2BC\end{aligned}\quad (11.1)$$

bo'lishi kerak, bunda h – ponaning A nuqtadagi qalinligi.



49- rasm.

Maksimumlik shartidan $2BC=\lambda$ bo'lishi talab qilinadi. Agar ponaning sindirish ko'rsatkichini n desak, $\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$ bo'ladi. λ_0 – vakuumdagi yorug'lik to'lqin uzunligi. Agar A va B nuqtalar orasini X desak,

$$BC = x \cdot \operatorname{tg}\alpha \text{ yoki } 2x\operatorname{tg}\alpha = \frac{\lambda_0}{n} \quad (11.2)$$

va α burchakning kichikligini e'tiborga olsak, ya'ni

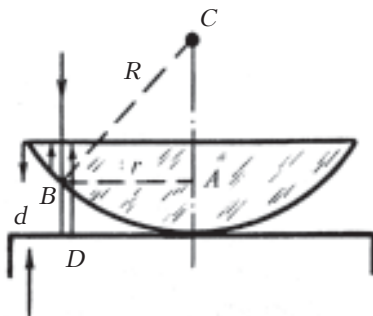
$$\operatorname{tg}\alpha = \alpha \text{ desak, } x = \frac{\lambda_0}{2n\alpha} \quad (11.3)$$

kelib chiqadi.

Shuningdek, navbatdagi yorug' dog' C nutdadan xuddi shunday X masofalarda kuzatilishini fahmlash qiyin emas. Demak, polasalar bir-biridan bir xil masofalarda kuzatilar ekan.

(11.3) ifodadan quyidagi mulohazalar kelib chiqadi: α burchakning ortishi bilan polosalar orasidagi masofa kamayadi, aksincha, α burchakning kamayishi bilan interferensiyon polosalar surilib yo'qola boshlaydi. α burchak kattalashtirilib $\sim 1^0$ ga yetganda, polosalar bir-birini yopadi va interferensiyon manzara yo'qoladi. Ponasimon parda yana aniq rangda yorug'lik bilan yoritilsa, polosalar ham xuddi shu rangda takrorlanadi. Aksincha, oq yorug'lik holida polosalar turli ranglarda bo'ladi

Ponasimon pardada interferensiya kuzatilishiga yana bir yaqqol misol Nyuton halqalarini kuzatishidir. Nyuton halqalarini kuzatish uchun quyidagi optik qurilmadan foydalaniladi. Yassi parallel shisha plastinka ustiga egrilik radiusi yetarlicha katta bo'lgan yassi qavariq linza joylashtiriladi. Agar biror yorug'lik manbayidan parallel nurlar linzasining yassi sirtiga tik tushirilsa, linza va shisha plastinka orasidagi havo qatlamidan qaytgan va o'tgan nurlar o'zaro koherent bo'lib, bir-biri bilan interferensiyalashadi. Yorug'lik tik tushgani tufayli konsentrik yorug' va qorong'i halqalar kuzatiladi. Hosil bo'lgan halqalar radiusini aniqlaylik. 50- rasmdan ko'rinadiki,



50- rasm.

$$r^2 = R^2 - (R - d)^2 = R^2 - R^2 + 2Rd - d^2 = 2Rd, \quad (11.4)$$

bunda d juda kichik bo'lganligi uchun $2Rd$ ga nisbatan d^2 kattalikni e'tiborga olmadik.

Bu formuladan:

$$d \approx \frac{r^2}{2R}. \quad (11.5)$$

Linzaning yassi sirtiga tushayotgan yorug'lik B va D nuqtalardan qaytib kogerent to'liqlarni hosil qiladi va ular qo'shilib interferensiyalashadi. B va D nuqtalardan qaytgan kogerent to'liqlar orasidagi yo'llar farqi:

$$\Delta = 2d + \frac{\lambda_0}{2}. \quad (11.6)$$

Yorug'lik nuri D nuqtadan qaytganda fazasi π ga o'zgaradi va qo'shimcha $\frac{\lambda_0}{2}$ to'lqin uzunligini yo'qotadi. Nur optik zichligi katta bo'lgan muhitlardan qaytganda shunday hodisa kuzatiladi va buning isboti oliy o'quv yurti dasturlarida ko'riladi.

(11.5) ni e'tiborga olib, (11.6) ifodadan:

$$\Delta = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2}. \quad (11.7)$$

Interferensiyaning minimumlik shartidan

$$\frac{r^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2} = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}$$

yoki

$$r = \sqrt{2mR \frac{\lambda_0}{2}}. \quad (11.8)$$

ifodani hosil qilamiz. (11.8) ifodadan qorong'i Nyuton halqalari radiusini aniqlash mumkin. (11.8) tenglamada havo qatlamining absolut sindirish ko'rsatkichi $n=1$ bo'lgani uchun, n formulada ishtirok etmagan. Agar linza plastinka oralig'i biror suyuqlik bilan to'ldirilsa ($n>1$), (11.8) ifoda

$$r = \sqrt{\frac{2mR\lambda_0}{2n}} \quad (11.9)$$

ko'rinishiga keladi. Bu ifodada $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ — butun sonlar. Markazda esa qorong'i halqa hosil bo'ladi.

Yorug‘ halqalar $m=1$ dan boshlanadi va quyidagicha aniqlanadi:

$$\Delta = 2m \frac{\lambda_0}{2} = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2} \quad (11.10)$$

yoki

$$r = \sqrt{(2m-1) \frac{R\lambda_0}{2n}}. \quad (11.11)$$

(11.9) va (11.11) ifodalardan ko‘rinib turibdiki, Nyuton halqalarining radiusi $r \propto \sqrt{m}$ ravishda o‘sib boradi, boshqacha aytganda, markazdan uzoqlashgan sari halqalar bir-biriga zichlashib boradi.

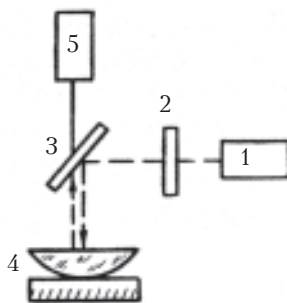
Agar Nyuton halqalarining kuzatuvchi qurilma oq yorug‘lik bilan yoritilsa, halqalar turli ranglarda tovlanadi. Odatda, tajribalarda oq yorug‘lik yo‘liga maxsus yorug‘lik filtri o‘rnatilib, tajribalarda halqa radiusi aniqlanadi.

Agar linzaning egrilik radiusi ma‘lum bo‘lsa, yorug‘likning to‘lqin uzunligi o‘lchanadi. Aksincha ma‘lum to‘lqin uzunlik bilan yoritilib, Halqalar radiusini bilgan holda linzaning egrilik radiusi aniqlanadi. 51- rasmda Nyuton halqalarining kuzatuvchi eng sodda optik qurilmaning sxematik ko‘rinishi keltirilgan.

1- yorug‘lik manbai. Manba sifatida PRK-2 turdagi simob lampalaridan foydalaniladi. 2- yorug‘lik filtri. 3- yarim shaffof plastinka. 4- yarim qavariq linza va shisha plastinka. 5- mikroskop.

Odatda, 4 elementdagi shisha plastinkaning orqa tomoni qoraytiriladi, 2 filtr yorug‘likning yashil spektrini o‘tkazishga mo‘ljallanadi, 5 mikroskop mikrometr bilan ta‘minlanadi.

Yuqorida qayd qilganimizdek, interferensiya hodisalari yorug‘likning to‘lqin tabiatini xarakterlaydi va uning miqdoriy qonuniyatlari yorug‘lik to‘lqin uzunligi bilan aniqlanadi. Frenel tajribalarida polosalar orasidagi masofalarni yoki Nyuton halqalari radiusini o‘lchab, yorug‘lik nurining to‘lqin uzunligini aniqlash mumkin. Bu esa prinsipial ahamiyatga ega, chunki bu yerda interferensiya hodisidan foydalanilgan. Shuningdek, bu hodisa yana bir bor yorug‘lik to‘lqin tabiatga ega ekanligini isbotlaydi.



51- rasm.

Interferensiya hodisasini amalda qo'llashning ikkinchi yo'nalishi „Yorishtirilgan optika“ deb nomlanadi.

Deyarli barcha optik asboblarda o'nlab linza, prizmalardan tashkil topgan bo'ladi va yorug'lik ko'plab qaytishi hisobiga kuzatilayotgan obyektning aniq tasviri yo'qola boradi. „Yorishtirilgan optika“ ning maqsadi yorug'likning iloji boricha intensivligini deyarli yo'qotmay kuzatilishini amalga oshirishdir. Yorug'lik qaytishini kamaytirish usullaridan biri I.B.Grebenshikov va uning xodimlari tomonidan yaratildi. Buning uchun linzaning yorug'lik tushadigan tomoni maxsus yupqa shaffof qatlam (planka) bilan qoplanadi. Demak, tushayotgan yorug'lik planka sirtidan ikki marta qaytadi: havo — planka va planka — linza sirt chegaralaridan. Qatlam qalinligi va sindirish ko'rsatkichi shunday tanlanadiki, ikki sirt chegarasidan qaytgan to'lqinlar qarama-qarshi fazada bo'lishiga erishiladi. Natijada ikki to'lqin bir-birini so'ndiradi. Ushbu holda qatlamning sindirish ko'rsatkichi $1 < n < n_1$ etib tanlanganda yoki optik yo'llar farqi $\Delta = 2dn$ yarim to'lqin uzunligiga teng bo'lganda erishiladi, ya'ni $2dn = \frac{\lambda_0}{2}$. Demak, qatlam qalinligi $d = \frac{\lambda_0}{4n} = \frac{\lambda}{4}$ munosabatdan aniqlanadi. Yuqoridagi ifodalarda n_1 — linza materialining sindirish ko'rsatkichi, $\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$ — yorug'likning qatlamdagi to'lqin uzunligi. Tajribalar shuni ko'rsatadiki, qaytgan nurlarning deyarli to'liq so'nishi quyidagi munosabat bajarilganda kuzatilar ekan:

$$n = \sqrt{n_1}.$$

Oxirgi ifoda shuni ko'rsatadiki, oq yorug'lik spektridagi barcha nurlarni bir vaqtning o'zida so'ndirish mumkin emas. Shuning uchun oxirgi munosabat inson ko'zi yaxshi sezuvchi to'lqin uzunligi ($\lambda_0 = 555 \text{ nm}$) uchun bajarilishi kerak.

Interferensiya hodisasidan texnikada foydalanishning uchinchi yo'nalishi — bular aniq o'lchashlarni amalga oshiruvchi asboblardir, ya'ni interferometrlardir. Bu asboblarda yordamida juda katta aniqlikda (7–8 qiymatdor raqamgacha) sirt sayqalligi, yorug'lik to'lqin uzunligi, turli gazlar sindirish ko'rsatkichlari va h.k.ni aniqlash mumkin. Masalan, Maykelson interferometri yordamida yorug'lik to'lqin uzunligi katta aniqlikda o'lchandi va uzunlik o'lchov birligi 1 m aniqlandi. Shunga asosan SI da 1 m uzunlikka Kr-86 atom nurlanishidagi to'lqin uzunlikdan 1650763, 73 tasi joylashar ekan.

Qo‘shimcha adabiyotlar

[3] – 117 – 20- betlar,

[1] – 402 – 07- betlar,

[9] – 68 – 74- betlar.

Nazorat uchun savollar

1. Ponasimon parda burchagi nima uchun kichik bo‘lishi talab qilinadi?
2. Ponasimon pardada kogerent nurlar qanday hosil bo‘ladi?
3. Qaytgan nur uchun Nyuton halqalari radiusini aniqlovchi formulani keltirib chiqaring.
4. Nyuton halqalariga yorug‘lik biror burchak ostida tushsa, manzara qanday o‘zgaradi? Havо qatlami suyuqlik bilan to‘ldirilsa-chi?
5. Nyuton halqalarini nima uchun markazdan uzoqlashgan sari ajratish qiyinlashadi?
6. Qaytgan yorug‘likda markazda qanday dog‘ hosil bo‘ladi?
7. Interferensiya hodisasidan texnikada qo‘llanishga misollar keltiring va tushuntiring.

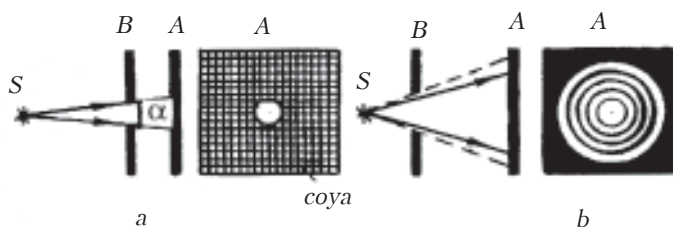
12- ma’ruza

Yorug‘likning difraksiyasi. Guygens – Frenel prinsipi. Parallel nurlarning bir tirqishdan bo‘ladigan difraksiyasi.

Difraksion panjara. Difraksion spektr

Yorug‘likning to‘lqin tabiatiga ega ekanligini tavsiflovchi hodisalardan biri yorug‘likning difraksiyasidir. **Yorug‘lik to‘lqinlarining to‘siqlarni aylanib o‘tishi va geometrik soya sohasi tomoniga og‘ishi difraksiya** deb ataladi. Yorug‘lik to‘lqinlarining difraksiyasini kuzatish uchun ma’lum bir shart-sharoit yaratish kerak. Xususan, yorug‘likning to‘lqin uzunligi (λ) ekrandagi to‘siq (tirqish) o‘lchami bilan o‘lchovdosh bo‘lgandagina juda aniq difraksiya kuzatiladi. Yorug‘likning difraksiyalanishini quyidagi tajribalarda yaqqol kuzatish mumkin: dumaloq teshikning diametri d bo‘lgan tiniqmas B to‘siqqa yorug‘lik nuri S manbadan tushayotgan bo‘lsin. To‘siq orqasida joylashtirilgan A ekranda aniq soya bilan chegaralangan **yorug‘ dog‘** paydo bo‘ladi (52- a rasm).

Bu yorug‘lik nurining to‘g‘ri chiziq bo‘ylab tarqalishining buzilmaganligini ko‘rsatadi. Shundan so‘ng teshik diametrini kamaytirib borsak, soyaning chegarasi buziladi, ya‘ni aniq bo‘lmasligi namoyon bo‘la boshlaydi. A ekrandagi dog‘ navbatlashib



52- rasm.

boruvchi yorug‘ va qorong‘i **konsentrik aylanalar** (halqalar) ko‘rinishiga ega bo‘lib, asta-sekin geometrik soyani egallab boradi (52- b rasm).

Agar ekran (*B*)ga tushayotgan yorug‘lik to‘lqini **monoxromatik** bo‘lsa ($\lambda = \text{const}$), **halqalar** almashinib boruvchi yorug‘ va qorong‘i aylanalar ko‘rinishiga ega bo‘ladi. Agar ekranga tushayotgan yorug‘lik **nomonoxromatik** to‘lqin ($\lambda \neq \text{const}$) bo‘lsa, ekranda kamalak rangdagi manzara kuzatiladi. Bu **difraksion manzara** deyiladi. Difraksion manzarani tabiiy sharoitlarda ham kuzatish mumkin: tuman (muzlagan) yoki terlagan deraza oynasi orqali qaralsa, kuzatilayotgan yorug‘lik manbayi atrofida **rangli halqalarni** ko‘rish mumkin. Bu yorug‘likning juda kichik to‘siq vazifasini bajaruvchi tomchilardagi difraksiyasidir.

Yorug‘likning difraksiyasini tajribalar asosida chuqur o‘rgan-gan va uning nazariyasini yaratgan fransiyalik Frenel dumaloq diskdan, dumaloq teshikdan va ingichka sim toladan bo‘ladigan difraksiyalarni kuzatadi. 1818- yili yorug‘likning korpuskular nazariyasi tarafdorlari bilan to‘lqin tabiati nazariyasi tarafdorlari o‘rtasida Parij Fanlar akademiyasidagi tortishuvda Frenel tarafdorlari g‘olib chiqadi va oliy mukofotga sazovor bo‘lishadi. Bunda quyidagi e‘tiroz bildirilgan edi: agar yorug‘lik to‘lqin tabiatiga ega bo‘lsa, dumaloq diskda kuzatilayotgan difraksiya markazida yorug‘ dog‘ paydo bo‘lishi kerak. Shu zahotiy oq qorong‘i joyda tajriba o‘tkazilib, haqiqatdan ham, diskning qoq markaziga to‘g‘ri kelgan ekranda yorug‘ dog‘ paydo bo‘lganligi kuzatiladi.

To‘lqinlar difraksiyasi hodisasini Guygens prinsipi yordamida sifat jihatdan tushuntirish mumkin.

Ammo turli yo‘nalishlarda tarqalayotgan to‘lqinlarning intensivligi ($I \sim A^2$) haqida Guygens prinsipi hech qanday ma‘lumot bermaydi. Bu kamchilikni Frenel tuzatdi va u Guygens prinsipini ikkilamchi to‘lqinlar interferensiyasi haqidagi g‘oya

bilan to'ldirdi hamda bu prinsipga fizik ma'no berdi. Shu tariqa Frenel – Guygens prinsipi vujudga keldi va u to'liqin optikaning asosiy prinsipi bo'lib qoldi: **yorug'lik to'liqini yetib borgan har bir nuqta ikkilamchi yorug'lik manbayi bo'lishi bilan birga, ular kogerent yorug'lik manbalariga aylanadi va ulardan chiqqan nurlar kelib tushgan har bir nuqtada interferensiya hodisasi yuzaga keladi.**

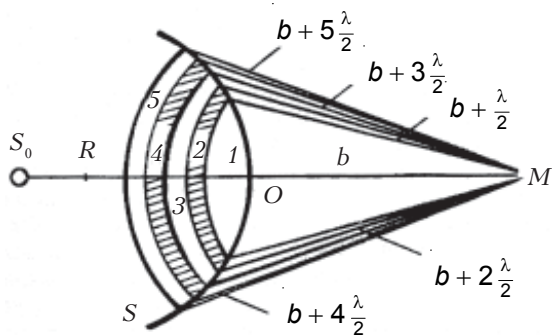
Shu asosda S_0 manba tomonidan ixtiyoriy M nuqtada uyg'otilayotgan yorug'lik tebranishlarining intensivligini hisoblash maqsadida Frenel o'zining **zonalar usulini** tavsiya qildi. Buning uchun to'liqin sirtini shunday halqasimon zonalariga ajratiladiki, bunda har bir zonaning chetidan nuqttagacha bo'lgan masofalar bir-biridan $\lambda / 2$ ga farq qiladi. Ixtiyoriy n - zonaning tashqi chetidan M nuqttagacha bo'lgan b_m masofa quyidagicha ifodalanadi:

$$b_m = b + n \frac{\lambda}{2},$$

bu yerda b - to'liqin sirtining O uchidan M nuqttagacha bo'lgan masofa (53- rasm).

Bu zonalaridan M nuqtaga kelib tushayotgan nurlar fazalar farqiga qarab interferensiyaning maksimumini yoki minimumini vujudga keltiradi. Agar teshikda joylashgan zonalar soni juft bo'lsa, M nuqtada qorong'i dog', agar toq zonalar joylashsa, yorug' dog' hosil bo'ladi. Teshik kengligiga bitta zona joylashsa, M nuqtada maksimum intensivlik hosil bo'ladi.

Parallel nurlar dastasining tor tirqishida yoki tirqishlar sistemasi kuzatiladigan difraksion manzaralari amaliy ahamiyatga



53- rasm.

egadir. Avvalo, bir tirqishdan bo‘ladigan difraksiyani ko‘rib o‘taylik. Faraz qilaylik, tor tirqishli noshaffof E to‘siqqa parallel monoxromatik nurlar dastasi tushayotgan bo‘lsin (54- rasm). Bunda b – uzun tor tirqishning kengligi ($b=BC$), l esa E to‘siqdan difraksiyon manzara kuzatilayotgan E ekrangacha bo‘lgan masofa. E va E_1 ekranlar oralig‘iga L yig‘uvchi linza joylashtirilgan. Tirqishdan dastlabki yo‘nalishda o‘tayotgan barcha nurlar ekranning F_0 nuqtasida yig‘iladi. Bu nuqtaga kelayotgan barcha nurlar orasidagi yo‘l farqi nolga teng bo‘ladi. Shuning uchun ham F_0 nuqtada ravshan yoritilgan bosh maksimum kuzatiladi. Bosh maksimumda $\varphi=0$ bo‘lgani uchun ham bu **nolinchi tartibli bosh maksimum** deyiladi.

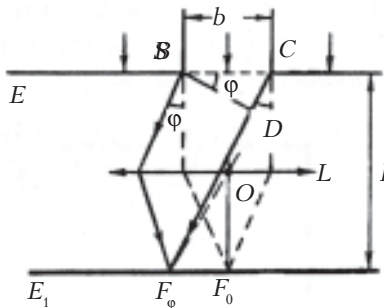
Tirqishdagi ikkilamchi manbalar barcha yo‘nalishlarda tarqaluvchi yorug‘lik to‘lqinlarini hosil qiladi. Dastlabki yo‘nalishga nisbatan φ burchak bilan tarqaluvchi to‘lqinlarni ko‘rib chiqaylik (54- rasm). Agar tirqishning chetlarida φ burchak yo‘nalish bo‘yicha hosil bo‘layotgan nurlarning ekrangacha bosib o‘tgan optik yo‘llar farqi $\lambda/2$ dan toq son marta katta bo‘lsa, ular bir-birlarini kuchaytiradilar va intensivlikning maksimumi kuzatiladi. Xuddi shu kabi ekranning o‘ng tomonida ham unga simmetrik joylashgan difraksiyon manzarani ko‘rish mumkin.

Agar tirqishning chetlarida φ burchak yo‘nalishi bo‘yicha hosil bo‘layotgan nurlarning yo‘llar farqi λ dan butun son marta katta bo‘lsa, ular bir-birini so‘ndiradi va bu yo‘nalishda intensivlikning minimumi kuzatiladi, ya‘ni

$$b \cdot \sin \varphi = m \lambda . \quad (12.1)$$

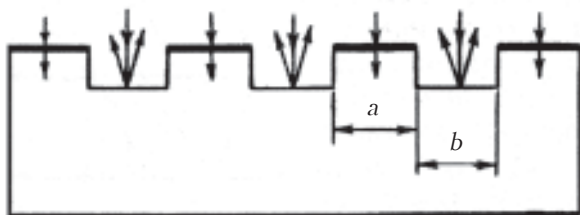
Bunda $v=1,2,3s$ – difraksiya tartibi.

Agar tor tirqish parallel oq nurlar bilan yoritilayotgan bo‘lsa, ekrandagi difraksiyon manzara **kamalak** rangga bo‘yalgan bo‘ladi.



54- rasm.

Difraksiya manzarasining ravshanligini oshirish maqsadida ikki va undan ortiq tirqishli ekrandan yoki ajoyib optik asbob – difraksiyon panjaradan foydalaniladi. Shaffofmas to‘siqlar bilan ajratilgan juda ko‘p tor va parallel tirqishlardan iborat optik asbob **difraksiyon panjara** deyiladi. Difraksiyon panjara (55- rasm) shisha plastinkaga parallel shtrixlar

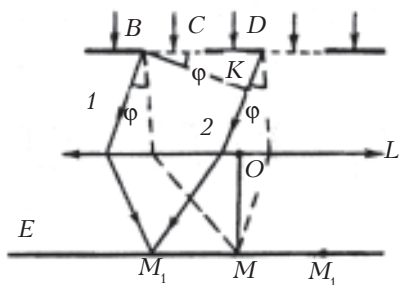


55- rasm.

tortuvchi maxsus bo'lish mashinasi yordamida tayyorlanadi. Bunday usulda tayyorlangan panjaralar **shaffof panjaralar** deyiladi.

Eng yaxshi difraksiyon panjarada 1 mm da shtrixlar soni bir necha mingga yetadi. Tirnalgan joylar chuqurchalarga o'xshaydi va uning kengligi b bilan belgilanadi. Bu joyga yorug'lik dastalari kelib tushganida nur sochiladi va yorug'lik o'tmaydi. Shuning uchun ham tirnalgan joylar to'siqlar vazifasini bajaradi. Tirnalmagan joylar yorug'likka nisbatan shaffof bo'ladi va yorug'lik nurining dastasi o'tadi. Bu joylar tirqishlar vazifasini o'taydi. Tirqishning kengligi a bilan to'siq kengligi b ning yig'indisini d bilan belgilaymiz: $d=a+b$. Bu kattalik **difraksiyon panjara davri yoki doimiysi** deyiladi.

Shu difraksiyon panjaraga monoxromatik nurlar dastasi tushayotgan bo'lsin (56- rasm). Tirqishlardagi ikkilamchi manbalar barcha yo'nalishlarda tarqaluvchi yorug'lik to'lqinlarini hosil qiladi. Bu nurlar kogerent bo'lganligi sababli linza yordamida ekranga yig'ilsa, u yerda interferensiyon manzara vujudga keladi. Markazda (M nuqtada) optik yo'l farqiga ega bo'lmagan nurlar yig'ilib, interferensiyon maksimumni (F_0) hosil qiladi, qolgan nuqtalarda nurlarning yo'l farqi yarim to'lqin uzunliklarining toq yoki juft sonlariga to'g'ri kelgan almashinib boruvchi **minimumlar** va **maksimumlar** (qorong'i va yorug' yo'llar) hosil bo'ladi. Biror φ



56- rasm.

burchak bilan aniqlanadigan yo'nalishda tarqalayotgan nurlarni ko'rib chiqaylik. 1 va 2 nurlarning optik yo'l farqi Δ bo'lsin va u chizmada $DK=\Delta$ oraliq bo'ladi. Chizmadan (BDK uchburchakdan) nurlarning yo'l farqi

$$\Delta = d \sin \varphi \quad (12.2)$$

ga teng. Agar $\Delta = 2m \frac{\lambda}{2} (m = 0, 1, 2, 3s)$ shart bajarilsa, j burchakka og'ishgan to'lqinlar qo'shilayotgan nuqtada **difraksion maksimum** kuzatiladi. U holda

$$d \sin \varphi = 2m \frac{\lambda}{2} m\lambda \quad (12.3)$$

formulani yozish mumkin. Bu formula difraksion panjaraning asosiy formulasi bo'lib, u **maksimum sharti** ham deyiladi. Agar

$$d \sin \varphi = (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (12.4)$$

shart bajarilsa, α burchakka og'ayotgan to'lqinlar qo'shib, **difraksiyaning munimumini** beradi. Bu yerda m – difraksiyaning maksimum yoki minimum tartibi deyiladi. (12.3) – (12.4) formuladan yorug'likning to'lqin uzunligini aniq o'lchash mumkin:

$$\lambda = \frac{d \sin \varphi}{m} \quad (12.5)$$

Agar difraksion panjaraga yorug'lik tarkibiga kiruvchi barcha rangdagi to'lqinlari bo'lgan oq yorug'lik tushayotgan bo'lsa, har biri o'zining difraksion maksimumlarini hosil qiladi. Har bir difraksion maksimumlarning holati to'lqin uzunligiga bog'liq. Bundan markaziy maksimumdan tashqari, bir-biridan qorong'i yo'llar bilan ajralgan har bir maksimum kamalak rangda (bunda qizil nurdan boshlab to'binafsha nurgacha bo'ladi) bo'lishi va uning ichki chekkasi binafsharang, tashqi chekkasi esa qizilrangda bo'lishi kelib chiqadi. Chunki binafsharanga eng qisqa to'lqinlar, qizilrangga – eng uzun to'lqinlar mos keladi. Kuzatiladigan difraksiya maksimumlari **difraksion spektr** deyiladi.

Nolinchi (markaziy) tartibli spektr oqligicha qoladi, (12.4) formulaga asosan $k = 0$ bo'lganda barcha to'lqin uzunliklari uchun difraksiya burchagi $\varphi = 0$ bo'ladi. Shuni ham eslatib o'tishga to'g'ri keladiki, difraksiya spektrlari bir-biriga qo'shib ketadi. Masalan, ya'ni 2- tartibli spektrning uzun to'lqinli sohasi 3- tartibli apektarning qisqa to'lqini sohasi bilan qo'shib ketadi. **Yorug'likning to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalish qonuni va geometrik optikaning boshqa qonunlari yorug'likning tarqalish yo'lidagi to'siqlarning o'lchamlari yorug'lik to'lqinining uzunligidan ko'p marta katta bo'lgan hollardagina yetarli darajada aniq bajariladi.**

Qo‘shimcha adabiyotlar

- [1] — 120 — 127- betlar, [3] — 150 — 156- betlar,
[2] — 415 — 418- betlar, [5] — 408 — 412- betlar.

Nazorat uchun savollar

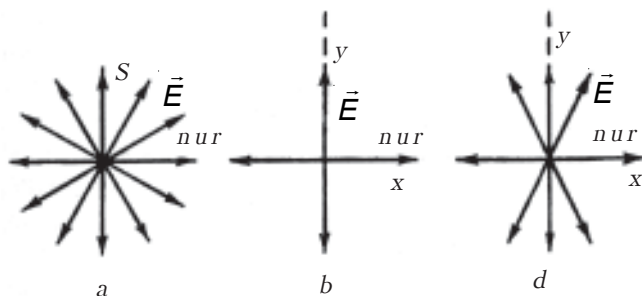
1. Yorug‘likning difraksiyasi deb nimaga aytiladi? Qanday shartlar bajarilganda u kuzatiladi?
2. To‘lqin nazariyani takomillashtirishdagi Frenel xizmatlari nimalardan iborat?
3. Bir tirqishdan bo‘ladigan difraksiya nimadan iborat? Difraksiyaning minimum sharti formulasini yozing.
4. Difraksion panjara nima va u qanday hosil qilinadi? Panjara doimiysi deb nimaga aytiladi? Maksimum sharti formulasini isbotlang.
5. Ko‘zga ko‘rinadigan oq yorug‘likning difraksion spektrini tushuntiring. Yorug‘likning to‘lqin uzunligi qaysi formuladan topiladi?

13- ma’ruza

Yorug‘likning qutblanishi. Malus qonuni. Yorug‘likning qaytishi va sinishidagi qutblanishi. Bruster qonuni

Interferensiya va difraksiya hodisalari yorug‘likning to‘lqin (elektromagnit to‘lqin) tabiatiga ega ekanligini tasdiqlaydi, ammo yorug‘lik bo‘ylama yoki ko‘ndalang to‘lqin xossasiga egami, bu to‘g‘risida aniq ma’lumot bermaydi. Hatto to‘lqin optikaning asoschilari bo‘lgan Yung va Frenellar ham uzoq vaqtgacha yorug‘lik to‘lqinlarini, xuddi tovush to‘lqinlari kabi, bo‘ylama to‘lqinlar deb hisoblab keladilar.

Yorug‘likning qutblanishi kashf qilingandan keyingina yorug‘lik to‘lqinlarining xarakteri haqidagi savolga javob topildi. Shu paytgacha **qutblanish** hodisasi faqat ko‘ndalang to‘lqinlarga xos ekanligi ma’lum edi. Demak, yorug‘lik **ko‘ndalang elektromagnit to‘lqindan** iborat: mexanik to‘lqinlarda elastik muhitning zararlari o‘z muvozanati atrofida to‘lqin tarqalishiga yo perpendikular tekislikda (ko‘ndalang to‘lqin), yo to‘lqin tarqalish yo‘nalishida (bo‘ylama to‘lqin) uzluksiz tebranib tursa, yorug‘lik to‘lqinida esa to‘lqin tarqalish yo‘nalishiga perpendikular tekisliklarda uzviy bog‘langan



57- rasm.

elektr vektori \vec{E} (elektr maydon kuchlanganligi) va magnit vektori \vec{B} (magnit maydon induksiyasi) tebranadi. Yorug‘lik to‘lqini faqat shu \vec{E} va \vec{B} vektorlarning tebranishlari bilan mavjuddir.

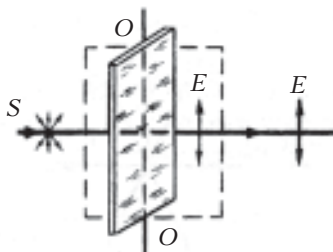
Yorug‘lik tarqatayotgan har bir real manba (nurlanayotgan jism) tartibsiz nur sochuvchi, ya‘ni **elektr** va **magnit** vektorlarining tebranishlar tekisligi turlicha bo‘lgan ko‘plab atomlardan tashkil topgan. Bu atomlardan tarqalayotgan to‘lqinlar bir-biriga qo‘shilib, **tabiiy yorug‘lik nurini** hosil qiladi. Tabiiy yorug‘lik nurida fazoning barcha tekisliklari tebranayotgan elektr \vec{E} va \vec{B} magnit vektorlari mavjuddir. **Bunday nur qutblanmagan nur yoki tabiiy nur (yorug‘lik)** deb ataladi.

57- rasmda faqat elektr vektorining tebranishlari (\vec{E}) tasvirlangan. Umuman, ko‘p hollarda faqat yorug‘lik nurining elektr vektori to‘g‘risida so‘z yuritish maqsadga muvofiq deb qabul qilingan, chunki yorug‘likning fizikavay, kimyoviy, biologik va boshqa ta‘siri, asosan, elektr vektori (tebranish) \vec{E} bilan bog‘liqdir.

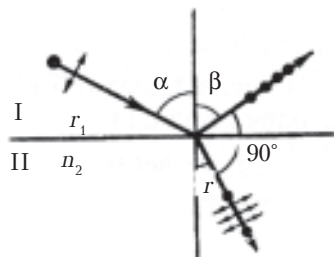
Demak, **tabiiy yorug‘likda elektr vektorining tebranishi boshqa yo‘nalishlardagi tebranishlardan ustunlikka ega bo‘lgan biron-bir yo‘nalish mavjud emas.** Bu, yorug‘lik nuridagi fazoning barcha tekisliklarda tebranayotgan elektr tebranishlari teng kuchli bo‘ladi, degan ma‘noni beradi (57- a rasmga qarang).

Agar elektr tebranishlari biron-bir yo‘l bilan **tartibga solinsa**, ya‘ni elektr tebranish vektorlari bitta tekislikda tebranadigan bo‘lsa, bunday yorug‘lik nuri **qutblangan nur (yorug‘lik)** deyiladi: elektr vektorining tebranishi faqat bitta tekislikda sodir bo‘layotgan bo‘lsa, bunday nur **yassi qutblangan** yoki **chiziqli qutblangan** nur deyiladi (57- b rasm). Biror yo‘nalishdagi tebranish boshqa yo‘nalishlardagidan afzallikka ega bo‘lgan nur esa **qisman qutblangan nur (yorug‘lik)** deb ataladi (57- d rasm).

Alohida atom tarqatgan nurni **yassi qutblangan yorug'lik** deb qarash mumkin. Bunda elektr vektori faqat bitta tekislikda tebranadi. Tabiatda shunday moddalar (kristallar) mavjudki, ular tabiiy yorug'likni qutblangan yorug'likka aylantirib beradi. Masalan, **turmalin kristalida** shunday yo'nalish mavjudki, u o'zidan o'tayotgan yorug'likning elektr vektorini bitta tekislikda tebranayotgan **yassi qutblangan yorug'likka** aylantirib beradi (58- rasm). Elektr vektori tebranayotgan tekislik **tebranish tekisligi**, magnit vektori tebranayotgan tekislik **qutblanish tekisligi** deyiladi.



58- rasm.



59- rasm.

Yorug'likning yassi qutblanishi faqat yorug'likning kristalldan o'tishidagina emas, balki ikkita izotrop

dielektrik muhitlarning chegarasidan **qaytishi** va **sinishida** ham kuzatiladi. Bunday qaytgan va singan nurlar o'zaro **perpendikular tekisliklarda qisman qutblangan** bo'ladi. Agar tushish burchagi α kattalashtirib borilsa, bunga mos ravishda qaytish va sinish burchaklari ham kattalashib boradi. Tajribalarning ko'rsatishicha, singan nur bilan qaytgan nur o'zaro perpendikular bo'lgan holda, ya'ni 90° li burchak hosil qilganida, qaytgan nur **to'la qutblangan**, singan nur esa **qisman qutblangan** bo'ladi (59- rasm).

Yorug'likning sinish qonunidan foydalanib, qaytgan nurning **to'la qutblanish** shartini chiqarish mumkin. Ma'lumki, muhitning sindirish ko'rsatkichi quyidagi formuladan topilar edi:

$$\sin \alpha / \sin r = n. \quad (13.1)$$

59- rasmga muvofiq $r = 90^\circ - \alpha$ ni yozish mumkin, chunki $\angle \alpha = \angle \beta$, u holda

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin(90 - \alpha)} \quad (13.2)$$

ifodaga ega bo'lamiz. Trigonometrik funksiyada $\cos \alpha = \sin(90 - \alpha)$ munosabat o'rinli edi. Shuning uchun (4.2) ifoda,

$$n = \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha} \quad \text{yoki} \quad n = \operatorname{tg} \alpha_B \quad (13.3)$$

ko'rinishga keladi. (13.3) ifoda *Bruster qonuni*, α_B – *Bruster burchagi* yoki *qaytgan nurning to'la qutblanish burchagi* deyiladi. Bruster qonunidan quyidagi xulosani chiqarish mumkin: ***ikki muhitning nisbiy sindirish ko'rsatkichi yorug'lik tushish burchagining tangensiga teng bo'lganida qaytgan nur to'la qutblangan bo'ladi.*** Bruster qonuni bajarilgan holda ham singan nur qisman qutblangan bo'ladi.

Tabiiy yorug'likni qutblantirib beradigan qurilmalar (asboblar) ***qutblagichlar (polarizatorlar)*** deyiladi.

Keyingi paytlarda yorug'likni qutblash uchun polaroidlar (qutblash filtrlari) keng ko'lamda qo'llanilmoqda. Polaroid (qutblagich) qalinligi 0,1 mm ga yaqin bo'lgan shaffof polimer pardadan iborat bo'lib, uning ichiga ko'plab mayda sun'iy qutblovchi kristallchalar, xususan, *gerapatit kristallchalari (yod xinin sulfati)* kiritilgan bo'ladi. Polaroidni tayyorlash jarayonida barcha yod xinini sulfati kristallarining optik o'qlari bir yo'nalishda oriyentirlanadi. Turmalin kristall bilan qanday tajribalar o'tkazilgan bo'lsa, polaroid bilan ham shunday tajribalar o'tkazish mumkin. Polaroidlarning afzalligi shundaki, ularning yordamida yorug'likni qutblantiradigan katta sirtlar hosil qilish mumkin.

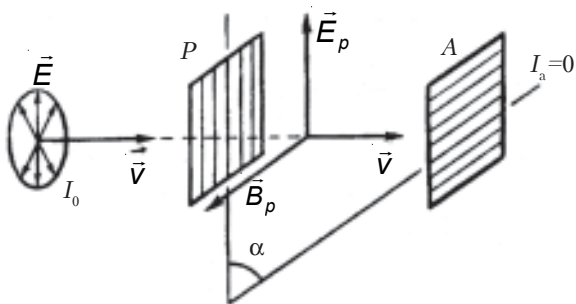
Polaroid juda elastik, yuzi katta, ko'rinuvchi yorug'lik nurining barcha to'liq uzunliklarini deyarli birday oz miqdorda yutadi.

Polaroidlar avtotransportda qarama-qarshi kelayotgan mashinalar chiroqlarining haydovchi ko'zini qamashtirishi ta'siridan muhofaza qilishda foydalaniladi.

Yorug'likning qutblanish darajasini aniqlaydigan formulani tajriba asosida Malus yaratdi. Buning uchun turmalin (yashilrangli shaffof kristali)dan tomonlarining biri kristall o'qiga to'g'ri keladigan tarzda kesib olingan to'g'ri to'rtburchak shaklidagi plastinka olamiz. Agar bunday plastinkaga yorug'lik dastasi tik tushirilsa, plastinkaning yorug'lik dastasi atrofida aylantirilishi plastinkadan o'tgan yorug'likning intensivligini mutlaqo o'zgartirmaydi (60- rasm). Yorug'lik turmalinda qisman yutiladi va yashilroq tusga kiradi, xolos.

Agar yorug'lik dastasi turmalinning birinchi plastinkasiga parallel joylashtirilgan xuddi shunday ikkinchi plastinkasidan o'tkazilsa, to'liqning bu yangi xossasi payqaladi (60- rasm).

Plastinkalarning o'qlari bir-biriga parallel ($\alpha=0$) joylashtirilganda qiziqarli hech bir narsa yuz bermaydi: faqat yorug'lik



60- rasm.

dastasi ikkinchi plastinkada ham yutilganligi sababli yanada ko‘proq kuchsizlanadi. Shundan so‘ng, birinchisi qo‘zg‘atilmay, ikkinchi kristall aylantirilsa, *ajoyib hodisa kuzatiladi – yorug‘lik so‘na boshlaydi*. Kristallarning o‘qlari orasidagi burchak ortib borgan sari ***yorug‘likning intensivligi kamayadi***. Kristallarning o‘qlari bir-biriga perpendikular bo‘lganda kristallardan (plastinkalardan) yorug‘lik butunlay o‘tmay qo‘yadi. Yorug‘likni ikkinchi kristall butunlay yutadi. *Birinchi plastinka qutblagich – polarizator, ikkinchi plastinka analizator* deyiladi. Qutblagich va analizator optik o‘qlari orasidagi α burchak qiymatiga qarab, butun sistema orqali o‘tayotgan qutblangan yorug‘lik intensivligining o‘zgarish qonuniyatini 60-rasmdan foydalanib chiqarish mumkin. Bu yerda P – qutblagich, A – analizator. Qutblagichdan o‘tayotgan yorug‘lik intensivligi I_0 , analizatoridan o‘tayotgan qutblangan yorug‘likning intensivligini I deylik. I_0 bilan I orasidagi bog‘lanishni fransuz fizigi Malus quyidagi fomula ko‘rinishida aniqlagan:

$$I = I_0 \cos^2 \alpha. \quad (13.4)$$

Bu ***Malus qonuni*** deyiladi.

Ko‘rib o‘tilayotgan yorug‘lik qutblanish hodisasining mexanik modelini quyidagi misolda ko‘rib o‘tishimiz mumkin. Tebranishlar fazoda o‘z yo‘nalishini tez o‘zgartiradigan qilib chilvirda ko‘ndalang to‘lqin vujudga keltirish mumkin (61- rasm). Bu to‘lqinni qutblanmagan yorug‘lik nurining ***analogi (o‘xshashi)*** deb qarash mumkin. Endi chilvirni tor tirqishi bo‘lgan taxta yashikdan o‘tkazamiz. Yashik har xil yo‘nalishdagi tebranishlardan bitta muayyan yo‘nalishdagi tebranishlarni „ajratib beradi“ va qutblangan to‘lqin



61- rasm.

chiqadi. Agar to‘lqin yo‘lida birinchi yashikka nisbatan 90° burchakka burilgan ikkinchi xuddi shunday yashik qo‘yilgan bo‘lsa, bu yashik orqali tebranishlar o‘ta olmaydi (61- rasm). To‘lqin butunlay yutiladi.

Qo‘shimcha adabiyotlar

[1] — 139—42- betlar,

[2] — 430—33- betlar,

[5] — 414—18- betlar.

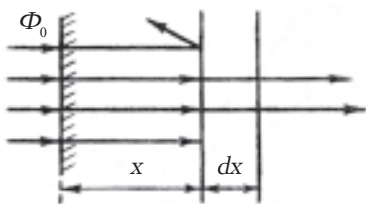
Nazorat uchun savollar

1. Yorug‘likning qutblanish hodisasi qanday hodisa? Tabiiy va qutblangan nurlar qanday nurlar?
2. Bruster qonunini tushuntiring va uning formulasini yozing.
3. Malus qonunini tushuntiring va formulasini yozing.
Polaroidlar nima?
4. Yorug‘likning qutblanishi yorug‘likning qanday xossasini isbotlaydi? Qutblanishning mexanik modelini tushuntiring.
5. Yorug‘likning qutblanishida nima uchun faqat elektr vektori haqida gapiriladi?

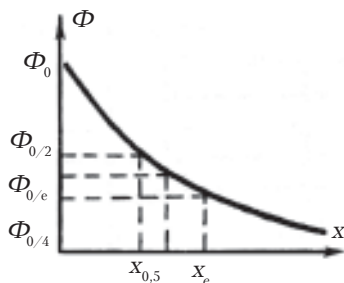
14- ma’ruza

Yorug‘likning yutilishi. Buger — Lamberg qonuni. Yorug‘lik dispersiyasi. Dispersiya spektri

Elektromagnit to‘lqin ma’lum energiyani o‘zi bilan birga olib yuradi va biror muhit (modda)dan o‘tayotganda o‘z energiyasini turli darajada yo‘qotadi. Agar modda metall bo‘lsa, energiya erkin elektronlarga uzatiladi, ular o‘z navbatida, kristall panjara tugunida joylashgan musbat ionlar bilan ta’sirlashib, bir qism energiyani yo‘qotadi. Natijada metall qiziydi.



62- rasm.



63- rasm.

Faraz etaylik, yorug‘lik biror yutuvchi moddaga tushayotgan bo‘lsin. Agar modda sirtiga tushayotgan yorug‘lik oqimi Φ_0 desak, yorug‘lik modda ichida biror x masofani o‘tguncha yutiladi va sochiladi (62- rasm).

Modda ichida dx qatlam ajrataylik. Shu qatlamga mos keluvchi yorug‘lik oqimi

$$d\Phi = -k\Phi dx \quad (14.1)$$

ifodadan aniqlanadi. Bu ifodada k – nur energiyasining susayish koeffitsiyenti deyiladi. k – koeffitsiyent haqiqiy yutilish va sochilishni e‘tiborga oluvchi koeffitsiyentlar yig‘indisiga teng. (14.2) ifodada Φdx qatlamga yetib kelgan yorug‘lik oqimini ko‘rsatsa, tenglamaning o‘ng tomonidagi minus ishora yorug‘lik oqimi kamayishini ko‘rsatadi. (14.2) ifodada o‘zgaruvchilarni bir tomonga o‘tkazib, integrallash amalini bajarsak:

$$\int_{\Phi_0}^{\Phi} \frac{d\Phi}{\Phi} = - \int_0^x k dx, \quad (14.2)$$

x qalinlikdan o‘tgan yorug‘lik intensivligini hisoblovchi ifodaga kelimiz:

$$\Phi(x) = \Phi_0 e^{-kx} \quad (14.3)$$

tenglama Buger – Lambert nomi bilan ataladi. (14.3) bog‘lanishning grafik ko‘rinishi 63- rasmda keltirilgan. (14.4) ifodadagi k

koeffitsiyent $\frac{1}{m}$ yoki $\frac{1}{sm}$ o‘lchamlikka ega va yorug‘lik oqimining

chiziqli kamayish koeffitsiyenti deyiladi. Agar $k = \frac{1}{x}$ desak, (14.3)

ga asosan $\Phi(x) = \frac{\Phi_0}{e}$ kelib chiqadi, ya'ni x masofada yorug'lik oqimi e ($e = 2,71$) marta kamayishini ko'rsatadi. Odatda, ρ koefitsiyent berilgan modda zichligi k ga proporsional bo'ladi:

$$k = k_p \cdot \rho. \quad (14.4)$$

Bu ifodadagi k_p – yutilishning massaviy koefitsiyenti deyiladi. (14.5) ifodani (14.4) tenglamaga qo'ysak,

$$\Phi = \Phi_0 e^{-k_p \rho x} \quad (14.5)$$

tenglamaga kelamiz.

Yorug'lik biror eritmadan o'tayotganda erituvchi yorug'likni deyarli yutmasa (masalan, shakarning suvdagi eritmasi) yutilish koefitsiyenti eritma konsentratsiyasiga proporsional bo'ladi:

$$k = k_c \cdot C = \text{const} \quad (14.6)$$

Bunda C kattalik eritma konsentratsiyasini aniqlaydi va bu ifoda **Ber qonuni** deyiladi. Demak, eritmalar uchun Buger – Lambert – Ber qonunini quyidagi ifoda

$$\Phi = \Phi_0 e^{-k_c C x} \quad (14.7)$$

orqali aniqlash mumkin. (14.7) formuladan eritma konsentraTsiyasini aniqlash mumkin. Tajribalarda Φ , Φ_0 , x va k_c ni bilgan holda C aniqlanadi.

Buger – Lambert qonuni amalda chegaralangan holda ishlatiladi, ya'ni barcha elektromagnit to'lqinlar uchun qo'llab bo'lmaydi. Bu qonun tushayotgan to'lqin aniq monoxromatik, sochilishi kam, eritmalarda esa konsentraTsiyalar kichik bo'lganda o'rinlidir va bunda modda qatlamining bir jinsliliigi katta rol o'ynaydi.

Bizga ma'lumki barcha elektromagnit to'lqinlar vakuumda bir xil c tezlik bilan tarqaladi: $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$. Har bir elektromagnit

tebranish chastotasiga $\lambda_0 = \frac{c}{\nu}$ to'lqin uzunligi mos keladi. Bir xil chastotaga mos keluvchi to'lqin **monoxromatik** (bir xil rangli) to'lqin deyiladi. Agar monoxromatik to'lqin biror moddaga tushsa, unda ikkilamchi to'lqinlarni hosil qiladi. Hosil bo'lgan elektromagnit to'lqin chastotasi tushayotgan to'lqin chastotasi bilan bir xil bo'ladi. Natijada ikkala to'lqin qo'shilib, natijaviy to'lqin hosil qiladi. Biroq yangi to'lqinning tezligi, fazasi va amplitudasi boshqacha bo'ladi. Moddadagi atomlarning xususiy tebranish chastotasi ν_0 tashqi

to‘lqin chastotasi ν ga bog‘liq bo‘ladi, ya’ni moddaga tushayotgan har bir ν chastotali to‘lqin mos ravishdagi ν_0 chastotali tebranihlarni modda atomlarida hosil qiladi. Demak, moddadan chiqayotgan ikkilamchi to‘lqinlar amplitudasi va fazasi turlicha bo‘ladi. Shuning uchun har bir to‘lqinning tarqalish tezligi to‘lqin chastotasiga bog‘liq:

$$v = f(\nu).$$

Ikkinchi tomondan, Maksvell nazariyasidan $v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$ ekanligi ma’lum. Bu degani, muhitning dielektrik singdiruvchanligi chastotaga bog‘liq ekan. Demak, tashqi elektromagnit to‘lqin chastotasi o‘zgarishi bilan moddaning dielektrik singdiruvchanligi ham o‘zgarar ekan.

Yorug‘likning faza tezligi $v = \frac{c}{n}$ ni e’tiborga olsak, $n = \sqrt{\epsilon\mu}$ ifoda kelib chiqadi.

Undan $v = f(\nu)$ yoki $v = f(n)$ munosabatni hosil qilish mumkin. Agar $\lambda_0 = \frac{c}{\nu}$ bo‘lsa $\lambda = \frac{v}{\nu} = \frac{v}{c} \cdot \frac{c}{\nu} = \frac{\lambda_0}{n}$ bo‘ladi. Demak, elektromagnit to‘lqin biror muhitga kirganda uning to‘lqin uzunligi vakuumdagiga nisbatan n marta kamayar ekan. Yuqorida bayon etilgan fikrlardan 2 ta asosiy xulosa chiqarish mumkin.

Birinchidan, elektromagnit to‘lqin bir muhitdan ikkinchi muhitga o‘tganda uning chastotasi o‘zgarmaydi, demak, rangi saqlanadi.

Ikkinchidan, yorug‘lik vakuumdan biror muhitga o‘tganda uning tezligi va to‘lqin uzunligi n marta kamayadi.

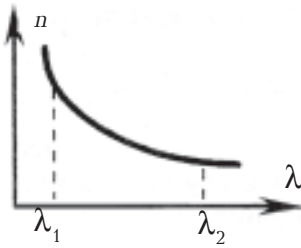
Muhitning sindirish ko‘rsatkichining moddaga tushayotgan yorug‘lik chastotasiga bog‘liqligi **yorug‘lik dispersiyasi** deyiladi.

Dispersiya hodisasini tajribada birinchi bo‘lib Nyuton 1666-yilda kuzatgan. Nyuton tajribalarida oq yorug‘lik prizma orqali o‘tkazilganda yetti xil rangga ajralishi ekranda kuzatilgan (64- rasm).

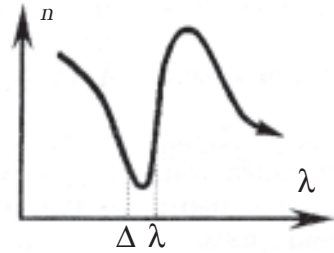
Tajribalar shuni ko‘rsatadiki, oq yorug‘lik kichik tirqish S orqali prizmagga tushirilsa, shisha prizmada to‘lqin uzunligi katta nurlar kichik burchakka og‘sa, qisqa to‘lqin uzunlikdagi yorug‘lik prizmada katta



64- rasm.



65- rasm.



66- rasm.

burchakka og‘ar ekan. Prizma materialining sindirish ko‘rsatkichi va har bir rang to‘lqin uzunligi orasidagi bog‘lanishni chizsak, 65- rasmda keltirilgan grafik hosil bo‘ladi. Bu grafikda λ_1 – binafsha rangga mos tushadi. λ_2 – qizilrangli to‘lqin uzunligiga to‘g‘ri keladi.

65- rasmdagi bog‘lanish **normal dispersiya** hodisasini ifodalovchi grafikdir. Normal dispersiya hodisasi elektromagnit to‘lqinning ko‘rish diapazonida kuzatiladi. $\lambda < 400$ nm va $\lambda > 780$ nm sohada $n = f(\lambda)$ bog‘lanishning monotonligi buziladi va **anomal dispersiya** mavjud bo‘ladi (66- rasm). $\Delta\lambda$ soha anomal dispersiyaga mos keladi. Tashqi elektromagnit to‘lqinning biror v_s chastotasida modda ichidagi zarra tebranishlarida rezonans ro‘y beradi, natijada kuchli yutilish sodir bo‘ladi. Yutilish sohasida, ya‘ni $\Delta\nu$ chastota intervali kichik bo‘ladi va shu sohadagina anomal dispersiya hodisasi kuzatiladi.

Qo‘shimcha adabiyotlar

[9] – 35–43- betlar,

[1] – 427–28- betlar,

[10] – 275- bet,

[3] – 130–36- betlar,

[7] – 682–84- betlar.

Nazorat uchun savolllar

1. Shaffof jismlarda yorug‘lik yutilishi qanday sodir bo‘ladi?
2. Buger – Lambert qonuni nima? Bu qonunning aniqlik chegarasi qanday?
3. Ber qonuni nima?
4. Yorug‘lik dispersiyasi nima?
5. Nima uchun to‘lqinning tarqalish tezligi muhitga kirganda o‘zgaradi, chastotasi o‘zgarmaydi?
6. Anomal dispersiya nima?

15- ma'ruza

Nurlanish turlari: issiqlikdan nurlanish va uning qonunlari. Luminessensiya. Spektr turlari

Jismlarga elektromagnit to'liqin tushganda to'liqinning yutilishi yoki qaytishi hisobiga jism nurlanishi mumkin. Amalda deyarli barcha jismlar tashqaridan nurlar kelmasa ham o'zlaridan elektromagnit to'liqin chiqarish xossasiga ega. Bunday nurlanish sabablari turlicha bo'lishi mumkin. Qand bo'lagi qizdirilsa, kuchsiz nurlana boshlaydi. Qorong'i xonada sochimizni tarasak uchqunlar paydo bo'ladi va chirsillash ovozi eshitiladi. Gaz to'ldirilgan shisha naydan tok o'tkazilsa, nay devorlari yashil nur bilan tovlanadi, sababi: naydagi elektronlar oqimining shisha devor bilan to'qnashishidir. Fosfor bo'lagi havoda oksidlanishi hisobiga nurlana boshlaydi va h.k. Tashqi ta'sir hisobiga bo'ladigan nurlanishlarni umumiy nomlab, **luminessensiya** deyiladi. Jismlarning qizishi hisobiga nurlanish esa **issiqlikdan nurlanish** deyiladi. Moddani tashkil etgan zarralarning xaotik-issiqlik harakatlari sekin-asta elektromagnit to'liqin energiyasiga o'ta boshlaydi. Issiqlik nurlanishining asosiy miqdoriy o'lchovi **nurlanish qobiliyatidir** va u E_T harfi bilan belgilanadi. Bu kattalik birlik yuzadan vaqt birligida chiqayotgan issiqlik nurlanishi energiyasidir. O'lchov birligi:

$$[E_T] = \frac{\text{erg}}{\text{sm}^2 \cdot \text{s}} = \frac{J}{\text{m}^2 \cdot \text{s}} = \frac{W}{\text{m}^2}.$$

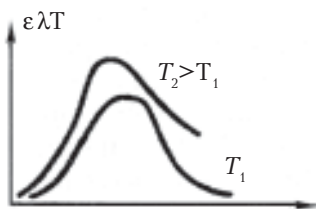
E_T energiyani turli to'liqin uzunlikdagi ($0 \leq \lambda \leq \infty$) elektromagnit tebranishlar jism sirtidan olib ketadi.

To'liqin uzunligi λ va $\lambda + d\lambda$ oraliqda yotgan elektromagnit tebranishlarning nurlanish energiyasini

$$dE_T = E_{\lambda, T} d\lambda \quad (15.1)$$

munosabatdan aniqlash mumkin. (15.1) ifodada $E_{\lambda, T}$ proporsionallik koeffitsiyenti nurlanish qobiliyatining o'zidir. Faqat ma'lum to'liqin uzunligi va modda temperaturasi uchun yaxlit jismning to'liq issiqlikdan nurlanishni hisoblashda ayrim dE_T larni yig'ib chiqishimiz, ya'ni integrallashimiz kerak:

$$E_T = \int dE_T = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} E_{\lambda, T} d\lambda \quad (15.2)$$



67- rasm.

Bu ifodada integral chegarasi barcha to‘lqin uzunlikdagi nurlanishlarni o‘z ichiga oladi. Ushbu ifodaning taxminiy grafik ko‘rinishi 67-rasmda keltirilgan. 67- rasmdagi egri chiziq ostidagi yuza to‘liq nurlanish energiyasini aniqlaydi.

Temperatura ko‘tarilishi bilan 67-rasmdagi egri chiziq bilan chegaralangan yuza kattalashib, maksimum holati chap tomonga surila boshlaydi. Agar temperatura pasayib ($T = 0 \text{ K}$) nolga yaqinlashsa, issiqlik nurlanishi to‘xtaydi. Har bir jism berilgan temperaturada o‘zining nurlanish spektri bilan xarakterlanadi. Suyuqlik va qattiq jismlarning nurlanishida 67- rasmdagiga o‘xshash tutash spektr hosil bo‘ladi. Qizdirilgan gaz va bug‘lar nurlanishi chiziqli va yo‘l-yo‘l spektrlarda tashkil topadi.

Nurlanish qonunlari Kirgof tomonidan o‘rganildi. U o‘zining bu qonunini 1860- yili nazariy yo‘l bilan keltirib chiqargan.

Hamma jism o‘ziga tushayotgan nurlanishni ozmi-ko‘pmi yutadi, ya’ni yutish qobiliyati bilan xarakterlanadi. Uni a harfi bilan belgilanadi. ***Yutish qobiliyati jism o‘ziga tushayotgan nurlanishning qanday ulushini yutishini ko‘rsatadi.***

Yutish qobiliyati jismning turiga, sirtining holatiga, shu nurlanishning to‘lqin uzunligiga bog‘liq. Agar jism o‘ziga tushayotgan nurlanishni butunlay yutsa, ***absolut qora jism*** deyiladi. Absolut qora jism uchun $a = 1$. Boshqa jismlarda $a < 1$. Ideal ko‘zguda $a = 0$ bo‘ladi. Spektrning ko‘rinadigan qismi uchun qorakuya absolut qora jismga yaqindir.

Kirxgofning issiqlik nurlanish qonuni:

Har qanday jismning nurlanish va yutish qobiliyatlarining nisbati berilgan temperaturada jismning tabiatiga bog‘liq bo‘lmaydi va u absolyut qora jismning nurlantirish qobiliyatiga teng.

Berilgan temperaturada absolut qora jismning nurlanish qobiliyati eng katta bo‘ladi. Shunday qilib, jismning yutish qobiliyati qanchalik katta bo‘lsa, uning nurlanish qobiliyati ham shunchalik katta bo‘ladi. Yuqorida bayon qilinganlardan yana bir muhim xulosa kelib chiqadi:

Muvozanatli nurlanishda har qanday jism sirtining birlik yuzalari vaqt birligi ichida qancha energiya nurlasa, absolut qora jismdan ham shuncha energiya nurlanadi.

Yuqoridagi xulosani analitik ko‘rinishda yozish quyidagi mulohazadan kelib chiqadi. Faraz qilaylik, jismga tushayotgan to‘liq energiyani E desak, uning aE qismi yutiladi. $(1 - a)E$ ulushi qaytadi va unga jism nurlantirayotgan E_0 energiya qo‘shiladi. Bu energiya yutilgan aE energiyaga teng. U holda



68- rasm.

$$(1 - a)E + E_0 = (1 - a)E + aE = E = E_q. \quad (15.3)$$

Demak, absolut qora jismdan qanday nurlanish chiqsa, bo‘shliq ichida hamma joydan shunday nurlanish chiqadi. Tekis qizdirilgan bo‘shliqdagi tirqish absolut qora jismning yaxshi modeli bo‘la oladi. Agar biror shardagi kichik tirqishga nurlanish kirs, u absolut qora jism kabi nurlarni to‘liq yutadi.

68- rasmda absolut qora jism modeli keltirilgan. Nurlanish kichik tirqish orqali shar ichiga kirib, uning ichida ko‘plab sinib-qaytishi hisobiga sharda to‘liq yutiladi.

Kirxgof nazariyasida ana shu xulosa kelib chiqadiki, agar biror jism spektrning biror qismidagi nurlanishni kuchli yutsa, unda bu jism spektrning mana shu qismidagi nurlanishni yuzaga keltiradi. **Har qanday jism o‘zi chiqarishi mumkin bo‘lgan nurlarni ko‘proq yutadi va yutish hamda chiqarish spektrlarida tegishli chiziqlarning vaziyati mos tushadi.**

Ko‘pincha absolut qora jismdan standart nurlantirgich sifatida foydalaniladi. Shuni ta’kidlash zarurki, absolut qora jismning nurlanish qobiliyati faqat o‘zining temperaturasi bilan aniqlanadi. Bu bog‘lanish Stefan — Bolsman qonunida keltirilgan.

Absolut qora jismning nurlanish qobiliyati uning temperaturasining to‘rtinchi darajasiga to‘g‘ri proporsional:

$$E_q = \sigma T^4. \quad (15.4)$$

bu yerdagi $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{W} / \text{m}^2 \cdot \text{K}^2$ koeffitsiyent **Stefan — Bolsman doimiysi** deyiladi.

Tajribalar shuni ko‘rsatadiki, chastota ortishi bilan nurlanish energiyasi dastlab ortadi. Lekin ma’lum chastotalardan keyin nurlanish energiyasi kamaya boradi va qora chastotalarda nolga intiladi. 1900- yilda M. Plank tajriba va nazariya orasidagi bu tafovutni

nurlanishning kvant tabiatini kiritish orqali hal qildi. Plank nazariyasiga ko'ra nurlanish uzluksiz bo'lmay, ma'lum *porsiyalar (kvantlar)* ko'rinishida sodir bo'ladi.

Siyraklashtirilgan gazlar atom holatda chiziqli nurlanish spektrlarini hosil qiladi. Masalan, vodorod, geliy, kripton gazlarining nurlari chiziqli spektrlardan tashkil topgan. Har bir spektr ma'lum intensivlikka ega bo'ladi va bir-biridan ajralgan holda kuzatiladi.

Nurlanayotgan molekulalar esa yo'l-yo'l spektrlarni hosil qiladi. Bu spektrlar bir-biridan qorong'i polosalar bilan ajralgan bo'ladi.

Yuqorida qayd qilganimizdek, qizdirilgan jismlar o'zidan tutash spektrlarni chiqaradi. Nurlanish spektri (yoki yutilish)ga qarab spektral analiz usullari bo'yicha murakkab moddalardagi begona atom miqdoriy baholanadi.

Qo'shimcha adabiyotlar

- [9] — 191 — 98, 255 — 57- betlar, [1] — 437 — 40- betlar,
[7] — 771 — 74- betlar.

Nazorat uchun savollar

1. Nurlanishning qanday turlarini bilasiz?
2. Qanday qilib issiqlik nurlanishi yuzaga keladi?
3. Luminessensiya hodisasi nima?
4. Kirxgof qonunini tushuntiring.
5. Qanday jismlarga absolut qora jism deyiladi?
6. Termos kolbasining sirti nima uchun ko'zgusimon qilib tayyorlanadi?
7. Stefan — Bolsman qonunini ta'riflang.

16- ma'ruza

Spektral asboblari. Spektral analiz va uning fan va texnikada qo'llanishi. Infraqizil va ultrabinafsha nurlari

Yorug'lik spektrlarini o'rganishda ishlatiladigan asboblari umumiy nom bilan **spektral asboblari** deyiladi. Turli shakldagi prizmalar, linzalar, ko'zgular, panjaralar spektral asboblarning asosiy elementlari hisoblanadi. Eng sodda spektral asbob **spektroskopdir**. Spektroskop parallel nurlari dastasini hosil qiluvchi

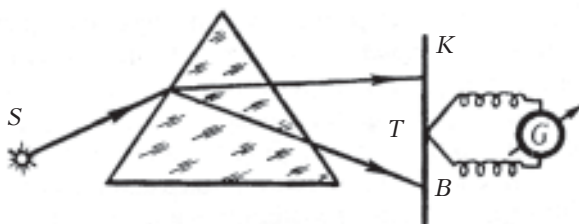
kollimator, harkatlanuvchi va og‘diruvchi prizmalardan tashkil topgan bo‘ladi. O‘rganilayotgan gaz yoki bug‘ spektrlari spektroskopning kirish qismiga to‘g‘rilanib, chiqishda ko‘rish trubasida ayrim-ayrim spektrlarning holati spektroskop barabanining ko‘rsatishiga asosan yozib boriladi. Odatda, spektroskop barabanining ko‘rsatishi aniq to‘lqin uzunlikka ega bo‘lgan yorug‘likka nisbatan darajalangan bo‘ladi. Spektroskop yordamida turli manbalardan chiqayotgan yorug‘lik spektrlarining to‘lqin uzunligini aniqlash mumkin. Bu esa faqat maxsus yo‘nalishni ochib beradi. Ushbu yo‘nalishni **spektral analiz** deb yuritiladi. Hozirgacha davriy sistemadagi deyarli barcha elementlarning nurlanish spektrlari o‘rganilgan va **spektral atlaslar** kitobi mavjud. Demak, moddaning kimyoviy tarkibini aniqlash uchun spektral analizlardan foydalanish mumkin ekan. Bu usul yordamida turli kimyoviy birikmalarning tarkibini tez va aniq katta sezgirlikda baholash mumkin.

Spektral analiz ixtiyoriy uzoq masofada bo‘lgan bug‘ va gazlar tarkibini aniqlash imkoniga ega, faqat nurlar spektral asbobga tushsa bas. Bu usuldan astronomiyada Quyosh va yulduzlarning kimyoviy tarkibini, ularning temperaturasini aniqlashda keng foydalaniladi.

Spektral analiz yordamida dastlabki ishqoriy metallar – rubidiy va seziiy G. Kirxgof va R. Bunzenlar tomonidan kashf etildi. Dastlab 1868- yilda Quyosh tarkibida geliy borligi uning spektriga qarab aniqlandi (grekcha „gelios“ – quyosh). Yer atmosferasida esa 1905- yilga kelib juda oz miqdorda geliy olindi. Odatda, spektral analizlarni yutilish spektrlariga qarab ham olib borish mumkin. Masalan, natriy bug‘lari to‘ldirilgan idish orqali o‘tganda tarkibida natriy elementi bo‘lgan manbadan chiqqan nurlar yutiladi va h.k.

Hozirgi vaqtda **miqdoriy spektral analiz** usuli ishlab chiqilgan. Bu usulda kimyoviy element nurlanish spektrining intensivligiga qarab, tekshirilayotgan namunada shu elementning protsent ifodasidagi tarkibi aniqlanadi. Spektral analizdan metallurgiya va mashinasozlikda, kimyo va ayniqsa geologiyada, meditsina va shuningdek, fan va texnikaning ko‘pgina boshqa sohalarida keng foydalaniladi.

Yorug‘lik spektrlari bilan o‘tkaziladigan tajribalar shuni ko‘rsatadiki, spektrning katta to‘lqin uzunlikka ega qismidagi nurlanish o‘zi bilan ko‘proq energiya olib yurar ekan. Uchlari sezgir galva-



69- rasm.

nometrnga ulangan termojuft (69- rasm) ekranda qizil rang tomon harakatlansa, *G* galvanometr ko'rsatishi ortadi. Aksincha, pastga harakatanganda kichik EYK hosil bo'lar ekan.

Termojuft uchlarini sezilarli (ko'proq) qizishi qizil to'lqin uzunlikdan yana yuqoriga ko'tarilishida yaxshi seziladi. Bu esa qizil-nurdan yuqorida ko'zga ko'rinmaydigan sohada nurlar mavjudligini ko'rsatadi. Bu nurlarning to'lqin uzunligi qizil nurlarnikiga qaraganda ancha kattaroqdir.

Spektrda qizil nurlardan keyin joylashadigan, ko'rinmaydigan nurlar **infraqizil nurlar** deb ataladi.

Ular issiqlik ta'siriga ega. Shuning uchun ularni ko'pincha **issiq-lik nurlari** deb ham ataladi. Ular 0,76 dan 1 mm gacha to'lqin uzunlikka ega va qizil nurlarga nisbatan kuchsizroq sinadi. Tajribalar shisha spektrning qisqa to'lqinli qismini kuchli yutishini ko'rsatadi. Shuning uchun uni tekshirayotganda shaffof bo'lgan kvarts prizma va linzalardan foydalanishga to'g'ri keladi. Shu narsa ayon bo'ladiki, qisqa to'lqinlar **kimyoviy ta'sirga** ega ekan. Masalan, yorug'likka sezgir qog'oz (fotosurat qog'ozi) u nur ta'sirida tezda qorayar ekan. Spektrning binafsha qismining chetiga joylashgan, ko'zga ko'rinmaydigan nurlar **ultrabinafsha** nurlar deb ataladi. Ultrabinafsha nurlarning to'lqin uzunligi 0,4 dan 0,01 mkm gacha bo'lib, binafsha nurlarga nisbatan kuchliroq sinadi.

Qattiq jism qiziganda infraqizil nurlar chiqaradi. Umuman, atom va molekullardan tashkil torgan barcha jismlar o'zidan infraqizil nurlarni chiqarishi mumkin.

Quyosh nurlanishi juda ko'p infraqizil va ultrabinafsha nurlarga boy. Yerning infraqizil nurlanishi katta energiyani o'zi bilan atmosferaga olib ketadi va Yer sirtining sovishiga olib keladi. Xuddi mana shuning uchun tunda havo ochiq bo'lsa ham, kunduz kuni Yer sirti qattiq qizigan bo'lsa ham tunda sovuq bo'ladi. Agar havoda bulut bo'lsa, Yerdan chiqayotgan infraqizil nurlar bulutlardan qaytib atmosfera sovishini kamaytirar ekan. Masalan, qishda bulut quyuk bo'lganda Yer yuzi ancha issiq bo'ladi.

Quyoshdan kelayotgan ultrabinafsha nurlar atmosferada kuchli yutiladi. Shuning uchun Yer sirtida ultrabinafsha nurlar baland tog'lardagiga nisbatan ancha kam bo'ladi.

Ultrabinafsha nurlar bakteriyalarni o'ldiradi, ya'ni yaxshi dizenfektor bo'ladi. Uncha katta bo'lmagan dozalar odam uchun foydalidir.

Infraqizil nurlar texnikada turli xil materiallarni quritishda, qorong'ida fotosurat olishda, planetaning turli sirtlarini temperaturalari farqini aniqlashda va h.k. da foydalaniladi.

Ultrabinafsha nurlar fotografiyada ko'zga ko'rinmaydigan yoki o'chib ketgan yozuvlarni qayta tiklashda ishlatiladi. Ko'pgina moddalar ultrabinafsha nurlar yutganda ko'zga ko'rinadigan yorug'lik chiqara boshlaydi. Fanda ultrabinafsha nurlar qattiq jism sirtini o'rganishda ham ishlatiladi.

Qo'shimcha adabiyotlar

- [1] — 431—35- betlar, [10] — 278, 287- betlar,
[3] — 157—61- betlar, [7] — 684—85- betlar.

Nazorat uchun savollar

1. Spektral asboblari qanday vazifani bajaradi?
2. Spektral asboblarning qanday turini bilasiz? Ular qanday elementlardan tashkil topgan?
3. Ultrabinafsha nurlari qanday xossalarga ega?
4. Infraqizil nurlari qanday afzalliklarga ega?
5. Spektral asboblarning fan va texnikada qo'llanishiga misollar keltiring.

17- ma'ruza

Rentgen nurlanishi, turlari, spektrlari. Rentgen trubkasi. Gamma-nurlanishlar haqida tushuncha. Elektromagnit to'lqinlar shkalasi

1883- yilda T.A. Edison tomonidan termoelektron emissiya hodisasining kashf etilishi bo'shliqda elektr toki bilan o'tkazilgan ko'plab tajribalarga asos soldi. Qattiq jismlarni qizdirish natijasida elektronlar ajralib chiqishi va katod nurlari bilan o'tkazilgan tajribalar asosida nemis fizigi V. Rentgen o'zining yangi kashfiyatini 1895 yilda e'lon qildi. Katodda ajralayotgan elektronlar katta tezlik

bilan harakatlanib, anodda keskin tormozlanishi noma'lum nurlarni paydo qildi. Bu nurlar „X“ nurlar, keyinchalik rentgen nurlari deb ataldi.

Rentgen nurlari bilan o'tkazilgan tajribalar shuni ko'rsatadiki, bu nurlar bir qator xossalarga ega ekan:

1. Ular to'liqin xarakterga ega va ultrabinafsha nurlardan ham kichik to'liqin uzunlikka ega.

2. Ko'pgina moddalarni shu'lalantiradigan va fotosezgir materiallarga kuchli ta'sir etadi.

3. Turli moddalardan deyarli yutilmay o'tib ketadi.

4. Modda zichligi ortishi bilan rentgen nurlarining yutilishi sezilarli darajada orta boradi.

5. Rentgen nurlariga elektr va magnit maydonlari ta'sir etmaydi.

Rentgen nurlari tez uchib borayotgan elektronlarning tormozlanishida hosil bo'lib, u elektronlar energiyasining bir qismi ko'rinishida namoyon bo'ladi. Hosil bo'layotgan rentgen nurlarining energiyasi elektronlar energiyasiga bog'liq bo'ladi, ya'ni elektronlar oqimiga qanchalik katta tezlik berilsa, anoddan shuncha kichik to'liqin uzunlikdagi nurlar uchib chiqadi. Demak, rentgen nurlarining to'liqin uzunligi ma'lum sohada joylashar ekan. Tajribalar shuni ko'rsatdiki, nurlanishlar 2 xil bo'lar ekan.

1. *Tormozlanish nurlanishi.*

2. Anod materialining tabiatiga bog'liq bo'lgan *xarakteristik nurlanish.*

Tormozlanish nurlanishi anodga kelib uriladigan elektronlar energiyasining juda oz ulushi (0,1% chamasi) dan hosil bo'ladi va nurlar turli to'liqin uzunliklarni o'z ichiga oladi.

Tormozlanish nurlanishi *tutash spektr* hosil qiladi. Tormozlanish nurlanishi anod moddasining turiga deyarli bog'liq bo'lmaydi.

Bu nurlanish qattiq jismlar va suyuqliklar hosil qiladigan tutash spektrlardan keskin farq qiladi. Birinchidan, u uzoq qisqa to'liqin sohasiga joylashgan. Ikkinchidan, qisqa to'liqin chegarasiga aniq λ_q mos keladi. λ_q – tutash rentgen spektrining **qisqa to'liqin chegarasi** deyiladi.

Agar katod va anod orasida elektronlar oladigan energiya $E = eU$ desak, hosil bo'layotgan rentgen nurlarining energiyasi shu E energiyadan katta bo'lolmaydi (energiyaning saqlanish qonuniga asosan. λ_q ni yorug'likning kvant tushunchalari asosida tushuntirish mumkin. Rentgen nurlanishiga mos keluvchi energiya kvant

tasavvurlarga ko'ra $E_0 = hv$ orqali ifodalanadi. Bu yerda v – rentgen nurlari chastotasi, h – Plank doimiysi. U holda $E = E_0$ shartdan, $eU = hv_{\max}$ hosil bo'ladi va chastotadan to'liqin uzunlikka o'tsak,
$$eU = \frac{hc}{\lambda_{\min}} = \frac{hc}{\lambda_q}$$
 yuzaga keladi, u holda $\lambda_{\min} = \lambda_q$ qisqa to'liqin (eng kichik to'liqin uzunlik) uchun

$$\lambda_q = \frac{hc}{eU} \quad (17.1)$$

ifodaga kelimiz. $c = 3 \cdot 10^8 \text{m/s}$ – yorug'likning vakuumdagi tezligi. Ushbu ifodadan aytish mumkinki, kuchlanish ortishi bilan qisqa to'liqinning chegaraviy qiymati kamaya boradi.

(17.1) ifodaning to'g'riligini tekshirish uchun tajribalardan λ_q va U ni bilgan holda, Plank doimiysi h hisoblanadi. Haqiqatan ham, (17.1) ifoda bo'yicha aniqlangan Plank doimiysi eng aniq va ishonchli ekan.

(17.1) ifodaga c , h va elektron zaryadi e ning son qiymatlarini tegishli birlikda qo'ysak,

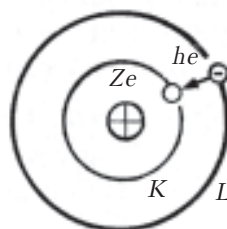
$$\lambda_q(\text{nm}) = \frac{1,23}{U(\text{kV})} \quad (17.2)$$

formulaga kelimiz.

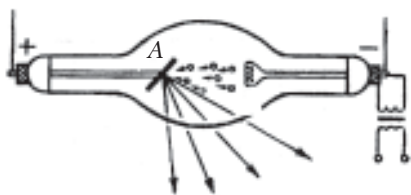
Xarakteristik rentgen nurlanishi ikki bosqichdan iborat.

Dastavval katta energiyali elektron anodga urilib, undagi atomlar bilan ta'sirlashadi. Natijada biror atom qobig'idagi (tashqi valent qobiqdagi) elektronni urib chiqaradi. Ikkinchi bosqichda bo'sh qolgan o'ringa yuqori qobiqdagi elektronlardan birortasi o'tadi (joylashadi). Natijada atom nurlanadi va elektromagnit to'liqin (rentgen nuri) chiqaradi. Nurlanish esa aniq chastota bilan kuzatiladi. Demak, xarakteristik nurlanish har bir atomga xos bo'ladi va chiziqli spektrni hosil qiladi (70- rasm).

Xarakteristik nurlanish spektri tutash spektr sohasida yotadi. Atom zaryadi ortib borishi bilan rentgen spektri qisqa to'liqin uzunlik tomon siljiydi. Rentgen nurlarini **qattiqligiga** qarab farq qilish qabul qilingan. Rentgen nurlari qancha qisqa to'liqin uzunlikda bo'lsa, ular shuncha „**qattiq**“ bo'ladi. Demak, og'ir atomlar eng qattiq rentgen nurlari chiqaradi. Rentgen nurlari qancha „qattiq“



70- rasm.



71- rasm.

bo'lsa, ular moddalarda shuncha kuchsiz yutiladi. Aksincha, modda og'ir elementlardan tashkil topgan bo'lsa, ular rentgen nurlarini shuncha yaxshi yutadi.

Rentgen trubkasi yordamida rentgen nurlari hosil qilinadi. Havosi so'rib olingan

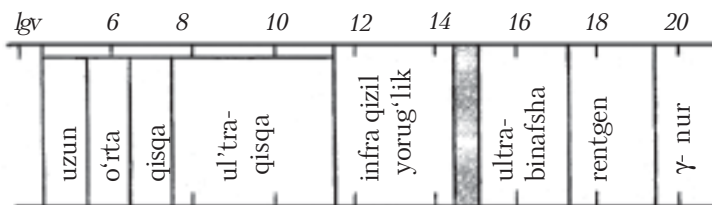
lampa ichidagi bosim 10^{-8} – 10^{-9} mm simob ustunini tashkil etadi. Odatda, katod volfram toladan, anod esa (antikatod deb ham nomlanadi) qiyin eruvchan metallardan tayyorlanadi. Bu lampalarga 50–150 kW tartibida yuqori kuchlanish beriladi. Antikatod elektronlar oqimiga nisbatan 45° burchak ostida o'rnatiladi. Hosil bo'layotgan nurlanishni trubkaning yon tomoniga yo'naltiriladi va maxsus shaffof shishadan o'tkazib, tashqariga chiqariladi. Anod qattiq qizib ketmasligi uchun havo yoki suv orqali sovutiladi. Quyidagi 71- rasmda eng sodda rentgen trubkasining chizmasi keltirilgan.

Radioaktiv hodisalarni o'rganish to'lqin uzunligi 10^{-10} sm dan ham kichik bo'lgan nurlanishlar mavjudligini aniqladi. Bu nurlanishlarni **gamma-nurlanish** deb atala boshlandi.

Gamma-nurlanishlar ham rentgen nurlanishiga o'xshab moddalarda deyarli yutilmaydi, zaryadga ega emas, modda atomlarini ionlashtirish va elektron-pozitron juftlarini hosil qilish xossasiga ega ekan.

Gamma-kvant hosil bo'lishi uchun dastavval atom biror tashqi ta'sirda g'alayon holatga kelishi kerak, so'ngra o'zining (turg'un) normal holatiga qaytishi **gamma-nurlanish** hisobiga sodir bo'ladi. Demak, λ - nurlanish manbayi g'alayonlangan atom ekan. O'z navbatida gamma-nurlanish yana bir ajoyib xossaga ega: bu nurlanish ma'lum sharoitda yangi zarralarga aylanib qoishi mumkin.

Yuqorida qayd qilganimizdek, rentgen nurlari elektromagnit to'lqinlar bo'lib, xilma-xil uzunlikka ega bo'lishi mumkin. Ular ichida to'lqin uzunliklari ancha katta bo'lgan „**yumshoq**“ rentgen nurlari ham bo'lishi mumkin. Ularni kuzatish qiyin, chunki ularni hamma jismlar oson yutadi, bu jihatdan yumshoq rentgen nurlari qisqa ultrabinafsha nurlarga o'xshaydi.



72- rasm.

Radioto'lqinlar (Gamma nurlari) bilan infraqizil nurlar orasidagi soha to'ldirilganiga o'xshash ultrabinafsha nurlar orasidagi soha ham rentgen nurlari bilan to'ldirilgan. Juda qisqa to'lqinlar sohasi rentgen nurlari bilan tugamasdan, radioaktiv moddalar chiqaradigan gamma-nurlar bilan tugaydi. Bular poloniy atomlari chiqariladigan α - nurlardan (yumshoq) eng qattiq rentgen nurlari to'lqin uzunligidan yuzlab marta qisqa bo'lgan toriy chiqaradigan α - nurlargacha davom etadi.

Shunday qilib, elektromagnit to'lqinlar shkalasi uzun radioto'lqinlardan tortib, to'lqin uzunligi juda qisqa bo'lgan α - nurlargacha uzluksiz to'ldirib borilgan.

72- rasmda elektromagnit to'lqinlar shkalasi logarifmik mashtabda keltirilgan.

Ushbu rasmdan yorug'lik to'lqinlari elektromagnit to'lqin shkalasida juda tor sohani o'z ichiga olar ekan, degan ajoyib xulosa chiqarish mumkin.

Qo'shimcha adabiyotlar

- [9] — 13—16- betlar, [1] — 446—50- betlar,
 [10] — 287- bet,
 [3] — 161- bet, [7] — 744—48- betlar.

Nazorat uchun savollar

1. Rentgen nurlari nima?
2. Xarakteristik rentgen nurlanishi nima?
3. Yumshoq rentgen nurlari qanday spektrga ega?
4. Gamma-nurlanish nima?
5. Gamma-nurlar qanday xususiyatlarga ega?
6. Elektromagnit to'lqinlar shkalasi qanday tuzilgan?

18- ma'ruza

Nisbiylik nazariyasi elementlari. Elektrodinamika qonunlari va nisbiylik prinsipi

Elektrodinamikaning rivojlanishi fazo hamda vaqt (makon va zamon) to'g'risidagi tasavvurlarni qayta ko'rib chiqishga olib keldi.

Fazo hamda vaqt to'g'risidagi asrlar davomida o'zgaray kelgan klassik tasavvurlarga muvofiq, harakat vaqtning o'tishiga hech qanday ta'sir etmaydi (vaqt absolut), har qanday jismning chiziqli o'lchamlari esa uning tinch turganligi yoki biror tezlik bilan harakatlanayotganligiga bog'liq bo'lmaydi (uzunlik absolut).

Eynshteynning maxsus nisbiylik nazariyasi fazo hamda vaqt to'g'risidagi eski (klassik) tasavvurlar o'rniga kelgan yangi ta'limotdir.

XIX asrning ikkinchi yarmida Maksvell elektrodinamikaning asosiy qonunlarini ta'riflab bergandan keyin nisbiylik prinsipi mexanik hodisalar uchun ham o'rinlimi, elektromagnit hodisalarga ham tatbiq etiladimi, boshqacha aytganda, elektromagnit jaryonlar (zaryadlarning va toklarning o'zaro ta'siri, elektromagnit to'lqinlarning tarqalishi va boshqalar) barcha inersial sanoq sistemalarida bir xilda boradimi yoki to'g'ri chiziqli tekis harakat mexanik hodisalarga ta'sir qilmagan holda, elektromagnit jaryonlarga bir qadar ta'sir etarmikan, degan savollar tug'ildi.

Ikkinchi inersial sistemaga o'tilganda elektrodinamikaning asosiy qonunlari o'zgaradimi yoki Nyuton qonunlari kabi o'zgaray qoladimi, degan masalani aniqlab olish zarur edi.

Elektrodinamika qonunlari murakkab bo'lib, bu masalani aniq hal etish oson ish emas. Ammo oddiy mulohazalarning o'ziyoq to'g'ri javob topishga imkon beradigandek ko'rinadi. Elektrodinamika qonunlariga binoan, vakuumda elektromagnit to'lqinlarning tarqalish tezligi barcha yo'nalishlarda bir xil bo'lib, $c = 3 \cdot 10^{10} \text{sm/s}$ ga teng. Lekin ikkinchi tomondan, Nyuton mexanikasida tezliklarni qo'shish qonuniga muvofiq, tezlik tanlab olingan bitta sanoq sistemasidagina c ga teng bo'lishi mumkin. Tanlab olingan ana shu sistemaga nisbatan v tezlik bilan harakatlanyotgan har qanday boshqa sanoq sistemasida yorug'lik tezligi $c - v$ ga teng bo'ladi. Bu esa tezliklarni qo'shishning odatdagi qonuni to'g'ri bo'lgan holda bir inersial sistemadan boshqa inersial sistemaga o'tilganda elektrodinamika qonunlari shunday o'zgarishi kerakki, bu yangi

sanoq sistemasida yorug‘lik tezligi c ga emas, balki $c - v$ ga teng bo‘lishi lozim, degan so‘zdir.

Shunday qilib, elektrodinamika bilan Nyuton mexanikasi orasida bir qadar ziddiyat borligi aniqlandi; ma’lumki, Nyuton qonunlari nisbiylik prinsipiga zid emas edi. Bu qiyinchiliklarni turlicha bo‘lgan uch usul bilan bartaraf qilish mumkin edi.

Birinchi imkoniyat (usul) nisbiylik prinsipini elektromagnit hodisalarga tatbiq qilib bo‘lmaydi, deb e’lon qilishdan iborat. Ulug‘ golland fizigi, elektronlar nazariyasining asoschisi G. Lorens ana shu nuqtayi nazar tarafdori bo‘ldi. Faradey zamonidanoq elektromagnit hodisalar hamma joyga kiraveradigan, butun fazoni to‘ldiradigan alohida muhitdagi — „olam efiridagi“ jarayonlar deb qaralar edi.

Ikkinchi imkoniyat (usul) quyidagilardan iborat: Maksvell tenglamalarini noto‘g‘ri deb hisoblab, ularni shunday o‘zgartirish kerakki, bir inersial sistemadan ikkinchi inersial sistemaga o‘tilganda (fazo hamda vaqt to‘g‘risidagi odatdagi, klassik tasavvurlarga muvofiq) ular o‘zgarmay qolsin.

Nihoyat, yuqorida ko‘rsatib o‘tilgan qiyinchiliklarni bartaraf qilishning **uchinchi imkoniyati** (usuli) nisbiylik prinsipini ham, Maksvell tenglamalarini ham saqlab qolish maqsadida, fazo hamda vaqt to‘g‘risidagi klassik tasavvurlardan voz kechishdir. Bu yo‘l eng revolutsion yo‘ldir, chunki u fizikada ko‘p asrlar davomida mutlaqo ravshan deb hisoblab kelingan eng chuqur, eng asosiy tasavvurlarni qayta ko‘rib chiqishni bildiradi.

Birdan-bir to‘g‘ri imkoniyat ana shu uchinchi imkoniyat bo‘lib chiqdi. Eynshteyn uni izchillik bilan rivojlantira borib, fazo hamda vaqtni yangicha tasavvur etdi. Birinchi ikki usul, ma’lum bo‘lishicha, tajribada rad etildi.

Lorensning, absolut tinch turuvchi olam efiri bilan bog‘liq bo‘lgan tanlangan sanoq sistemasi mavjud, deb da’vo qilishdan iborat nuqtayi nazari ham bevosita tajribalar bilan rad etildi.

Bordi-yu, yorug‘lik tezligi efir bilan bog‘liq bo‘lgan sanoq sistemasidagina $300\,000\text{ km/s}$ ga teng bo‘lsa, u holda yorug‘likning tezligini ixtiyoriy inersial sistemada o‘lchash yo‘li bilan bu sistema-ni efirga nisbatan harakatlanishini payqash va bu harakatning tezligini aniqlash mumkin bo‘lar edi. Havoga nisbatan harakatlanayotgan sanoq sistemasida shamol paydo bo‘lgani kabi, efirga nisbatan harakatlanishda ham (agar efir mavjud bo‘lsa, albatta) „efir shamoli“ payqalishi kerak edi. „Efir shamoli“ni payqashga

bag'ishlangan tajribani 1881- yilda amerikalik olimlardan A. Maykelson bilan E. Morli 12- yil muqaddam Maksvell maydonga tashlagan g'oya asosida o'tkazdilar. Bu tajribada yorug'likning Yer harakati yo'nalishidagi va unga perpendikular yo'nalishdagi tezliklari taqqoslandi. O'lchash maxsus asbob, ya'ni Maykelson interferometri yordamida o'tkazildi. Tajribalar sutkaning har xil vaqtlarida va yilning har xil fasllarida o'tkazildi, ammo hamma vaqt ham natija salbiy chiqaverdi: Yerning efirga nisbatan harkatini payqash mumkin bo'lmadi. Bularning hammasi 100 km/soat tezlik bilan kelayotgan avtomobilning darchasidan kallangizni chiqariganingizda qarshi esayotgan shamolni payqamaganingizga o'xshab ketadi.

Shunday qilib, imtiyozli sanoq sistemasi mavjud, degan fikr hech qanday tajribada tasdiqlanmadi. Bu esa sanoq sistemasini bog'lash mumkin bo'ladigan alohida muhit – „yorug'lik eltuvchi efir“ mavjud emasligidan darak beradi.

Klassik mexanika va tajriba orasidagi chetlanishning kelib chiqish sabablarini aniqlash maqsadida Eynshteyn klassik mexanikadagi fazo va vaqt (makon va zamon) tushunchalarini qayta ko'rib chiqdi va shu asosda 1905- yilda **maxsus nisbiylik nazariyasini** yaratdi. Bu nazariya yorug'lik tezligidan kichik, lekin unga yaqin bo'lgan har qanday tezlik bilan harakatlanayotgan jismlarning harkat qonunlarini o'z ichiga oluvchi mexanika qonunlarining umumlashmasidan iborat bo'lib, unga **relativistik mexanika** („katta tezliklar mexanikasi“) deb nom berildi. Shunday qilib, relativistik mexanika klassik mexanikani inkor etmaydi, balki uni tatbiq qilish chegarasini belgilaydi, xolos.

Relativistik mexanikaning maxsus nisbiylik nazariyasi asosida Eynshteynning quyidagi ikki postulati yotadi:

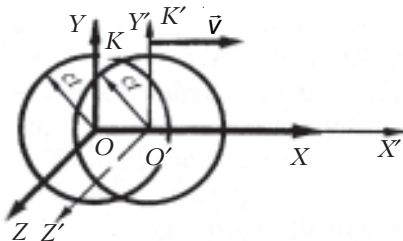
1. yorug'lik tezligining doimiylik prinsipi: *yorug'likning vakuumdagi tezligi (c) barcha inersial sanoq sistemalarida o'zgarmas bo'lib, manbalarning va qayd qiluvchi asboblarning harkatiga bog'liq bo'lmaydi.*

2. nisbiylik prinsipi: *biror inersial sanoq sistemasida o'tkazilgan har qanday fizik (mexanik, elektrik, optik) tajribalar bilan shu sistema tinch yoki harakatda ekanligini aniqlash mumkin emas, ya'ni fizika qonunlari barcha inersial sanoq sistemalarida bir xil sodir bo'ladi.*

Maxsus nisbiylik nazariyasining birinchi postulati bilan ma'lum bo'ladiki, tabiatda yuz beradigan o'zaro ta'sir uzatilishining

maksimal tezligi yorug'likning vakuumdagi tarqalish tezligi $c = 3 \cdot 10^8$ m/s ga teng ekan. Bu prinsip klassik mexanikadagi tezliklarni qo'shish qonuniga mutlaqo ziddir.

Eynshteynning maxsus nisbiylik prinsipi barcha inersial sanoq sistemalarining teng kuchli ekanligini va ulardan imtiyozlisini ajratish mumkin emasligini ifodalaydi.

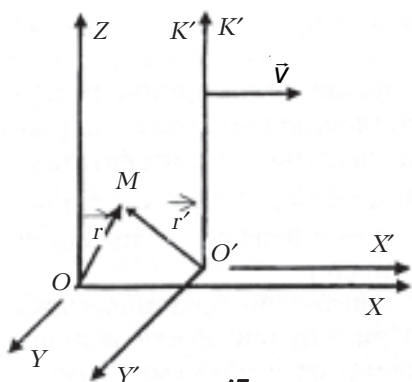


73- rasm.

Darhaqiqat, bir-biriga nisbatan v tezlik bilan harakatlanayotgan K va K' inersial sanoq sistemalarining koordinata o'qlari boshi bir joyda bo'lgan paytda koordinatalar boshida yorug'lik qisqa muddat chaqnadi, deb faraz qilaylik. t vaqt ichida sistemalar bir-biriga nisbatan ct masofaga suriladi, sferik to'lqin sirt esa ct radiusga ega bo'lib qoladi. K va K' sistemalar bir xil, yorug'lik tezligi esa ikkala sistemada ham teng (73- rasm). Binobarin, K' sanoq sistemasi bilan bog'liq kuzatuvchi nuqtayi nazaridan sferaning markazi O nuqtada, K sanoq sistemasi bilan bog'liq bo'lgan kuzatuvchi nuqtayi nazaridan sferaning markazi O_1 nuqtada bo'ladi. Ammo bir sferik sirtining o'zi O va O_1 markazlarga ega bo'la olmaydi-ku, axir! Aqlga sig'maydigan bu ziddiyat nisbiylik nazariyasi postulatlariga asoslangan mulohazalardan kelib chiqadi.

Haqiqatan ham, bu yerda ziddiyat bor. Biroq bu ziddiyat nisbiylik nazariyasining o'zidagi ziddiyat emas. Fazo hamda vaqt to'g'risidagi klassik tasavvurlar bilan bo'lgan ziddiyatdir, xolos; fazo hamda vaqt to'g'risidagi klassik tasavvurlar esa harakat tezliklari g'oyat katta bo'lganda noto'g'ri bo'lib qoladi.

Relativistik mexanika, maxsus nisbiylik nazariyasining postulatlarini asosida Eynshteyn o'tkazgan matematik analizdan ma'lum bo'ldiki, Galiley almashtirishlari bu postulatlariga to'g'ri kelmas ekan. Shunday qilib, Eynshteynning ko'rsatishicha, relyativistik mexanikada Lorens almashtirishlari o'rinlidir. Bu almashtirishlarni yozish uchun ikkita: $K(x, y, z, t)$ va $K'(x', y', z', t')$ inersial sanoq sistemalari berilgan bo'lib, ularning mos o'qlari o'zaro parallel va X va X' o'qlari esa ustma-ust tushsin. K' sistema tinch holatda turgan K sistemaga nisbatan X o'qining musbat yo'nalishi bo'yicha o'zgarmas v tezlik bilan harakatlansin (74- rasm).



47- rasm.

Soddalik uchun, boshlang'ich moment ($t = 0$)da sistemalarning koordinata boshlari ustma-ust tushsin. Unda biror vaqtdan keyin nuqtaning K va K' sistemalardagi koordinatalari va vaqtning o'tishini almash-tirishga imkon beradigan formulalar quyidagicha:

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{x' + vt'}{\sqrt{1 - \beta^2}}, & x' &= \frac{x + vt}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \\ y &= y', & y' &= y, \\ z &= z', & z' &= z, \\ t &= \frac{t' + v/c^2 \cdot x'}{\sqrt{1 - \beta^2}}, & t' &= \frac{t - v/c^2 \cdot x}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \end{aligned} \right\} \quad (18.1)$$

Qo'shimcha adabiyotlar

- [2] — 165—70- betlar, [3] — 168—71- betlar,
 [5] — 391—94- betlar, [7] — 698—702- betlar.
 [8] — 440—41- betlar.

Nazorat uchun savollar

1. Nisbiylik nazariyasi qanday postulatlariga asoslangan?
2. Nisbiylik nazariyasining 1- postulati mexanikadagi nisbiylik prinsipidan nima bilan farq qiladi?
3. Lorens almashtirishlarini yozing.
4. Maykelson tajribasining mohiyatini tushuntiring.

19- ma'ruza

Nisbiylik nazariyasi postulatlaridan kelib chiqadigan asosiy natijalar

Nisbiylik nazariyasi postulatlaridan fazo va vaqt xossalariга oid qator muhim natijalar kelib chiqadi. Biz bu natijalarning nisbatan murakkab asoslanishlari haqida to'xtalib o'tirmaymiz. Ularni qisqa qayd etib o'tamiz, xolos.

Masofa absolut kattalik bo'lmay, jismning berilgan sanoq sistemasiga nisbatan harakat tezligiga bog'liq.

K' sanoq sistemasiga nisbatan tinchlikdagi sterjenning shu sanoq sistemasidagi uzunligini l_0 bilan belgilaymiz. U holda K sanoq sistemasiga nisbatan v tezlik bilan harakatlanayotgan bu sterjenning shu sanoq sistemasidagi l uzunligi

$$l = l_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (19.1)$$

formula bilan aniqlanadi. Bu formulada $\frac{v}{c} < 1$ bo'lgani uchun $l < l_0$ ekanligi ko'rinib turibdi. Jismlarning harakatdagi sanoq sistemasida o'lchamlarining relativistik qisqarishi shundan iborat.

K' inersial sistemaning ayni bir nuqtasida sodir bo'layotgan ikki hodisa orasidagi vaqt oralig'i τ_0 ga teng bo'lsin. Boshqacha aytganda, τ_0 jism bilan birgalikda harakatlanayotgan soat bo'yicha aniqlangan vaqt oralig'i. Bunday hodisalar, masalan, sekundlarni hisoblovchi metronomning ikki urishi bo'lishi mumkin.

Jismning v tezlik bilan harakatlanayotganligini ko'rsatib turuvchi K sistemadagi soat bo'yicha o'lchangan vaqt oralig'i quyidagicha ifodalanadi:

$$\tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (19.2)$$

Demak, jismga nisbatan tinch turgan soat bo'yicha o'lchangan τ_0 vaqt oralig'i jismga nisbatan harakatlanayotgan soat bo'yicha o'lchangan τ vaqt oralig'iga qaraganda kichik bo'lar ekan.

Amalda $\frac{v}{c} < 1$ bo'lgani $\tau > \tau_0$ ekani ravshan.

Bu jismga nisbatan v tezlik bilan harakatlanayotgan soat bo'yicha aniqlangan vaqt oralig'i sekinlashishining relativistik effektidir.

Agar $v \ll c$ bo'lsa, (9.1) va (19.2) formulalarda $\frac{v^2}{c^2}$ ni hisobga olmasa ham bo'ladi. U holda $l = l_0$ va $\tau = \tau_0$, ya'ni harakatdagi sanoq sistemasida jismlarning relativistik qisqarishini va vaqtning sekinlashishini hisobga olmasa ham bo'ladi.

Fazo hamda vaqt to'g'risidagi relativistik tasavvurlarga tezliklarni qo'shishning yangi qonuni muvofiq keladi. Tezliklarni qo'shishning klassik qonuni to'g'ri bo'lmaydi, chunki u yorug'likning vakuumdagi tezligi o'zgarmas degan fikrga ziddir.

Agar poyezd v tezlik bilan ketayotgan, shu poyezd vagonida esa yorug'lik to'lqini poyezdning harkat yo'nalishida tarqalayotgan bo'lsa, yorug'lik to'lqinining Yerga nisbatan tezligi $v+c$ qiymatga emas, balki c ga teng bo'lishi kerak. Tezliklarni qo'shishning yangi qonuni talab etiladigan natijaga olib kelishi lozim. Biz bu yerda moddiy nuqta harakatini qarab chiqamiz. Nuqtaning holati K sistemada har bir t vaqt momentida x, y, z koordinatalar bilan belgilanadi. Nuqta tezlik vektorining K sistemaga nisbatan x, y, z o'qlarga proyeksiyasi

$$u_x = \frac{dx}{dt}, \quad u_y = \frac{dy}{dt}, \quad u_z = \frac{dz}{dt}$$

ifodalardan iborat bo'ladi. Nuqtaning holati K' sistemada har bir t' vaqt momentida x', y', z' koordinatalar bilan xarakterlanadi. Nuqta tezlik vektorining K' sistemaga nisbatan x', y', z' o'qlarga proyeksiyasi

$$u'_x = \frac{dx'}{dt'}, \quad u'_y = \frac{dy'}{dt'}, \quad u'_z = \frac{dz'}{dt'}$$

ifodalar bilan aniqlanadi.

Lorens almashtirishlari formulalaridan

$$dx = \frac{dx' + v dt'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad dy = dy', \quad dz = dz', \quad dt = \frac{dt' + \frac{v}{c^2} dx'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

kelib chiqadi. Oldingi uchta tenglikni to'rtinchi tenglikka bo'lib, tezliklar uchun bir sistemadan ikkinchi sistemaga o'tgandagi almashtirish formulasiga ega bo'lamiz:

$$\left. \begin{aligned} u_x &= \frac{u'_x + v}{1 + \frac{vu'_x}{c^2}}, \\ u_y &= \frac{u'_y \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 + \frac{vu'_x}{c^2}}, \\ u_z &= \frac{u'_z \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 + \frac{vu'_x}{c^2}}. \end{aligned} \right\} \quad (19.3)$$

$v \ll c$ bo'lgan holda (19.3) munosabat klassik mexanikaning tezliklarni qo'shish formulasiga o'tadi.

Agar jism x o'qqa parallel harakat qilayotgan bo'lsa, uning K sistemaga nisbatan u tezligi u_x bilan, K' sistemaga nisbatan u' tezligi esa u_x ga mos tushadi. Bu holda tezliklarni qo'shish qonuni quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$u = \frac{u' + v}{1 + \frac{u'v}{c^2}}. \quad (19.4)$$

u' tezlik c ga teng deb faraz qilsak, u uchun (19.4) formulaga asosan quyidagi qiymat kelib chiqadi:

$$u = \frac{u' + v}{1 + \frac{cv}{c^2}} = c. \quad (19.5)$$

Agar $v \ll c$ va $u' \ll c$ bo'lsa, kasrning maxrajidagi $u = \frac{u' + v}{c^2}$ hadni hisobga olmasa ham bo'ladi, bunda (19.3) o'rniga tezliklarni qo'shishning klassik qonuni kelib chiqadi:

$$u = u' + v.$$

$v_1 = c$ bo'lganda, nisbiylik nazariyasining ikkinchi postulatiga ko'ra, u tezlik ham c tezlikka teng. Darhaqiqat:

$$u = \frac{c+v}{1+\frac{cv}{c^2}} = c \frac{c+v}{c+v} = c.$$

Tezliklarni qo‘shishning relativistik qonunining ajoyib xossasi shuki, u' va v tezliklar har qanday bo‘lganda ham (albatta, c dan katta bo‘lmaganda) natijaviy u tezlik c tezlikdan katta bo‘lmaydi. $u' = v = c$ bo‘lgan pirovard holda quyidagicha bo‘ladi:

$$u = \frac{2c}{2} = c.$$

$v > c$ bo‘la olmaydi. Haqiqatdan, agar $v > c$ bo‘lganda (19.1) va (19.2) formulalar o‘z ma‘nosini yo‘qotadi, chunki uzunlik bilan vaqt mavhum bo‘lib qoladi.

Qo‘shimcha adabiyotlar

- [2] — 172–79- betlar, [3] — 171–74- betlar,
 [5] — 392–96- betlar, [7] — 702–14- betlar,
 [8] — 442–45- betlar.

Takrorlash uchun savollar

1. Harakatning qanday tezliklarida tezliklarni qo‘shishning relyativistik qonuni klassik qonunga aylanadi?
2. Yorug‘lik tezligi boshqa barcha jismlar harakat tezliklaridan asosan qanday farq qiladi?
3. Masofaning nisbiyligini tushuntiring.
4. Vaqt oralig‘ining nisbiyligini tushuntiring.
5. Tezliklarni qo‘shishning relyativistik qonuni formulasini keltirib chiqaring.

20- ma’ruza

Massaning tezlikka bog‘liqligi. Relativistik dinamika.

Massa bilan energiya orasidagi bog‘lanish

Fazo hamda vaqt to‘g‘risidagi yangi tasavvurlar harakat tezliklari katta bo‘lganda Nyuton mexanikasi qonunlariga to‘g‘ri kelmaydi. Faqat kichik tezliklarda, ya‘ni fazo hamda vaqt haqidagi klassik tasavvurlar o‘rinli bo‘lgandagina Nyutonning ikkinchi

$$m = \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \vec{F} \quad (20.1)$$

qonuni bir inersial sanoq sistemasidan ikkinchi inersial sanoq sistemasiga o'tilganda o'z shaklini o'zgartirmaydi (nisbiylik prinsipi buzilmaydi).

Ammo harakat tezliklari katta bo'lgan bu qonun o'zining odatdagi (klassik) shaklida to'g'ri bo'lmaydi.

Dinamikaning ikkinchi qonunini Nyutonning o'zi ishlatgan boshqa bir shaklda yozamiz:

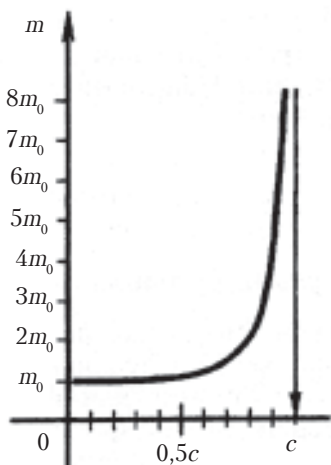
$$m = \frac{\Delta \vec{p}}{\Delta t} = \vec{F}, \quad (20.2)$$

bu yerda $\vec{p} = m\vec{v}$ – jismning impulsi. Bu tenglamada jismning massasi tezlikka bog'liq emas, deb hisoblangan. Shunisi ajoyibki, harakat tezligi juda katta bo'lganda ham (20.2) tenglama o'z shaklini o'zgartirmaydi. Jismning massasigina o'zgaradi. Jismning tezligi ortganda uning massasi o'zgarmay qolmaydi, balki jismning harakat tezligi yorug'lik tezligi c ga yaqinlashgan sari massa orta boshlaydi.

Massaning tezlikka bog'liqligini impulsning saqlanish qonuni fazo hamda vaqt to'g'risidagi yangi tasavvurlar uchun ham to'g'ri bo'ladi, degan tahmin asosida topish mumkin. Hisoblashlar juda ham murakkab. Shu sababli bu hisoblashlarning natijalarinigina keltiramiz. Agar tinch turgan jismning massasini m_0 bilan belgilasak, \vec{v} tezlik bilan harakatlanayotgan jismning massasi m quyidagi formuladan topiladi:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (20.3)$$

m massaga **jismning relativistik massasi** deyiladi. Massaning o'zgarishi jism harakat tezligining va shunga mos ravishda jism kinetik energiyasining ortib borishi tufayli vujudga keladi. Jismning relativistik massasi, $\frac{v}{c} < 1$ bo'lganligi uchun, tinchlikdagi massasidan katta bo'ladi. 75- rasmda jism massasining uning tezligiga bog'liqlik grafigi berilgan.



75- rasm.

Jismlarning tezligi yorug'lik tezligidan ancha kichik bo'lganda

$\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ ifoda 1 dan nihoyatda kam farq qiladi. Masalan, hozirgi zamon kosmik raketasining tezligi $v=10 \text{ km/s}$ da bu ifoda quyidagicha bo'ladi:

$$\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = 0,99999999944.$$

(20.3) munosabat hisobga olinganda jismning impulsi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\vec{p} = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (20.4)$$

Relativistik dinamikaning asosiy qonuni esa avvalgi shaklida yoziladi:

$$\frac{\Delta \vec{p}}{\Delta t} = \vec{F}.$$

Biroq bu yerda jismning impulsi to'g'ridan to'g'ri $m_0 \vec{v}$ ko'paytmadan emas, balki (20.4) formuladan topiladi.

Shunday qilib, Nyuton vaqtidan beri ikki yarim asr davomida o'zgarmas deb hisoblanib kelingan massa aslida tezlikka bog'liq ekan.

Endi nisbiylik nazariyasidan kelib chiqadigan juda muhim xulosa bilan tanishib chiqamiz; bu xulosa yadro fizikasi va elementar zarrachalar fizikasida eng asosiy ahamiyatga ega. Gap **energiya bilan massa orasidagi universal bog'lanish** to'g'risida boradi.

Energiya bilan massa orasidagi bog'lanish energiyaning saqlanish qonunidan va jism massasining uning harakatlanish tezligiga bog'liqlik omilidan muqarrar ravishda kelib chiqadi.

Massa bilan energiya orasidagi bog'lanishni miqdor jihatdan jismning yorug'likning c tezligidan ancha kichik v tezlik bilan harakatlanishi misolida aniqlash hammadan oson. Buning uchun massa bilan tezlik orasidagi bog'lanishning tarkibiy ifodasini $v \ll c$

bo‘lgan hol uchun topamiz. (20.6) formuladagi maxrajni, Nyuton binomi formulasiga asosan quyidagicha yozish mumkin:

$$\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \sqrt{\left(1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{v^2}{c^2} - \frac{1v^4}{4c^4}\right)}.$$

Juda kichik $\frac{1v^4}{4c^4}$ kattalikni hisobga olmay, quyidagini hosil qilamiz:

$$\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \approx 1 - \frac{1v^2}{2c^2}.$$

Shuning uchun $m \approx \frac{m_0}{1 - \frac{1v^2}{2c^2}}$ bo‘ladi.

Bu ifodaning maxrajini ham, suratini ham $1 + \frac{1v^2}{2c^2}$ ga ko‘paytirib, $\frac{1v^4}{2c^4}$ hadni hisobga olmay, quyidagi tarkibiy formulaga ega bo‘lamiz:

$$m \approx m_0 + \frac{1}{2} m_0 v \frac{1}{c^2}. \quad (20.5)$$

Bu formulada jismning kinetik energiyasi $\Delta W_k = \frac{1}{2} m_0 v^2$ qadar ortganda uning massasi $\Delta m = m - m_0$ qadar o‘zgarishi quyidagicha ifodalanishi kelib chiqadi:

$$\Delta m = \frac{\Delta W_k}{c^2}.$$

Demak, jismning tezligi ortishi bilan massasining o‘zgarishi shu jism kinetik energiyasining yorug‘lik tezligining kvadratiga bo‘lgan nisbatiga teng.

Nisbiylik nazariyasida bu xulosa keng ko‘lamda umumlashtiriladi. Bu nazariya yordamida Eynshteyn o‘zining oddiyligi va umumiyligi jihatdan ajoyib bo‘lgan formulani — energiya bilan massa orasidagi bog‘lanish formulasini topdi:

$$E = mc^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (20.6)$$

Jismning yoki jismlar sistemasining to'la energiyasi massa bilan yorug'lik tezligi kvadratining ko'paytmasiga teng.

Butun fizikada fundamental fizik kattaliklarni bir-biriga bog'laydigan ana shunday oddiy universal formulalardan atigi ikki-uchtasi uchraydi.

Agar sistemaning energiyasi o'zgarsa, uning massasi ham o'zgaradi:

$$\Delta m = \frac{\Delta E}{c^2}. \quad (20.7)$$

Jism harakatining tezligi kichik ($v \ll c$) bo'lganda (20.6) formulani quyidagicha yozish mumkin:

$$E \approx m_0 c^2 + \frac{m_0 v^2}{2}. \quad (20.8)$$

Bu yerda ikkinchi had — jismning odatdagi kinetik energiyasi. Formuladagi birinchi had diqqatga sazovordir. Bu had jismning tezligi 0 ga teng bo'lgandagi energiyasini — ***tinchlikdagi energiyasi*** E_0 ni ifodalaydi:

$$E_0 = m_0 c^2 \quad (20.9)$$

Bu juda ajoyib natijadir. ***Har qanday jism o'zining mavjudlik fakti tufayligina energiyaga ega va bu energiya jismning tinchlikdagi massasiga proporsionaldir.***

Tinch holatdagi massasi noldan farqli bo'lgan elementar zarrachalarning massasi $m_0 = 0$ bo'lgan zarrachalarga aylanishida tinchlikdagi energiyasi yangi hosil bo'lgan zarrachalarning kinetik energiyasiga batamom aylanadi.

Bu dalil tinchlikdagi energiya mavjudligining eng yaqqol eksperimental isbotidir.

Jismning to'liq relativistik energiyasi $E = mc^2$ ga teng. Nisbiylik nazariyasida jismning kinetik energiyasi esa quyidagicha bo'ladi:

$$T = E - E_0 = mc^2 - m_0c^2 = \frac{m_0c^2}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} - m_0c^2 = m_0c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right). \quad (20.10)$$

Takrorlash uchun savollar

1. Massaning nisbiyligini tushuntirib bering.
2. Massa bilan energiyaning o'zaro bog'lanish qonuni nimadan iborat?
3. Tinchlikdagi energiya nima?
4. Eynshteyn formulasini tushuntiring.
5. Nisbiylik nazariyasida jism kinetik energiyasining formulasini yozing.

21- ma'ruza

Yorug'lik kvantlari. Yorug'likning issiqlik ta'siri.

Kvant nazariyasining tug'ilishi.

Tashqi fotoeffekt. Stoletov tajribalari.

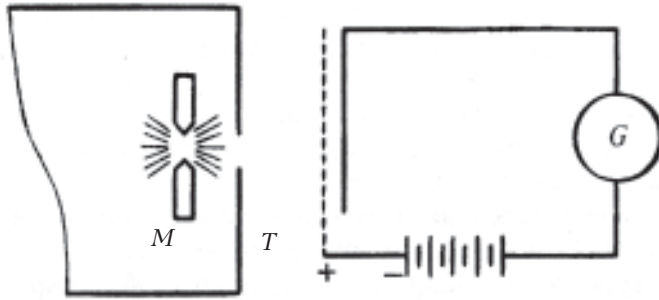
Tashqi fotoeffekt qonunlari

Yorug'lik bilan o'tkazilgan tajribalar shuni ko'rsatadiki, ayrim hollarda yorug'likning to'liq xossalari ko'proq namoyon bo'lsa, boshqa hollarda olingan natijalarni tushuntirish uchun yorug'likni zarra yoki kvant deb qarashga to'g'ri keladi. Masalan, yorug'likning bosimga ega bo'lishini yoki fotoelektrik effekt hodisasini yorug'likning kvant (zarra) tushunchasi orqali tushuntiriladi.

Yorug'lik moddaga tushganda o'z energiyasini moddaga beradi. Natijada turli effektlar yuz berishi mumkin. Eng umumiy holda yorug'likni yutgan modda qiziydi, temperaturasi ko'tariladi. Lekin ko'pincha yorug'likning bir qismi issiqlikka aylanib, qolgan qismi boshqa tur energiyalarga aylanadi.

Nurlanishning issiqlik ta'sirini tajribada payqash uchun yig'uvchi linzalardan foydalaniladi. Masalan, quyosh nurlarini biror tez alanganuvchi moddaga linza orqali fokuslab, shu moddani yondirib yuborish yoki kuydirish mumkin. Kuchli lazer nurlari yordamida olmos kabi juda qattiq materiallarda juda ham nozik teshiklar ochish mumkin. Demak, yorug'lik energiyasining ta'sirida qiyin eruvchan materiallarni eritib, bug'lantirib yuborish mumkin. Yer sirtining qizishi Quyosh nurlarining issiqlik ta'siri tufayli yuzaga kelishi hammaga ayon hodisa.

Yerga nurlanish orqali kelayotgan energiyani Yer sharida barcha sanoatda foydalanilayotgan energiyadan ham kattadir. Hisoblashlarga



76- rasm.

ko'ra Yer sirtining har kvadrat metr ko'ndalang kesimiga bir sekundda o'rtacha 1370 J energiya kelib tushar ekan. Bu kattalik **Quyosh doimiysi** deyiladi.

Yorug'lik ta'sirida moddalardan elektronlar uchib chiqish hodisasi tashqi fotoelektr effekt deyiladi. Moddadan uchib chiqayotgan elektronlarni **fotoelektronlar** deb atash qabul qilingan. Fotoelektr effekt, qisqacha fotoeffektning kashf etilishini 1887-yildan hisoblagan ma'qul, chunki o'sha yili Gers kuchlanish berilgan elektrodlar oralig'ini ultrabinafsha nurlar bilan yoritganda uchqun chiqishi osonlashganini kuzatgan. Keyinchalik Galvaks, A.G. Stoletov va boshqa bir qator tadqiqotchilarning sistematik tajribalari shuni isbotladiki (1888- yillar), Gers elektrodlaridan yorug'lik ta'sirida zaryadli zarrachalar ajralib chiqadi va gaz molekularini ionlashtirib, uchqun chiqishiga sabab bo'ladi.

A.G. Stoletov fotoeffektga doir tajribalarida birinchi bo'lib elektrodlar orasiga kichik kuchlanish berib ko'rdi va u o'yagan natija kutilgandan ham a'lo bo'lib chiqadi. U o'tkazgan tajribalarning sxematik ko'rinishi 76- rasmda keltirilgan.

Kuchli razryad nayidan chiqayotgan ultrabinafsha nurlar T to'r orqali o'tib rux plastinkaga tushadi va undan zaryadli zarralarni urib chiqaradi. Bu zarralar zanjirga ulangan to'rga tushadi. Galvanometr orqali fototok oqadi. Demak, yorug'lik ta'sirida manfiy zaryadli zarralar ajralib chiqadi. Ultrabinafsha nurlar manfiy zaryadlangan elektroskop kallagiga tushganda elektroskop yaproqchalari tezda yopilishini kuzatish mumkin bo'ladi, ya'ni elektroskop tez zaryadsizlanadi. Diqqat bilan kuzatilganda zaryadlanmagan plastinka yorug'lik ta'sirida musbat zaryadlanadi. Bu hodisani judda sezgir elektroskopdan foydalangan holda

aniqlash mumkin. Demak, yorug‘lik ta‘sirida ajralib chiqayotgan zarralar zaryadi va ishorasini tekshirish zarur bo‘lib qoldi. 1898-yilga kelib Leonard va Tomson ajralib chiqayotgan zarralarning elektr va magnit maydonda burilishiga qarab $\frac{e}{m}$ ni aniqladilar. Aniqlangan kattalik elektron degan zarraga mos ekanligi isbotlandi.

O‘tkazilgan tajribalar asosida A.G. Stoletov fotoeffekt uchun quyidagi qonunlarni yaratdi:

1. *Moddadan ajralib chiqayotgan fotoelektronlar soni modda yoritilganligiga yoki unga tushayotgan yorug‘lik oqimiga chiziqli bog‘liq, ya‘ni:*

$$N_{\phi} \sim E \quad \text{yoki} \quad N_{\phi} \sim \Phi.$$

Demak, yorug‘lik moddaga tushayotgan yorug‘lik oqimiga to‘g‘ri proporsional ekan.

2. *Moddadan uchib chiqayotgan fotoelektronlar energiyasi moddaga tashqaridan tushayotgan yorug‘lik chastotasiga to‘g‘ri proporsional, ya‘ni:*

$$E_0 \sim \nu,$$

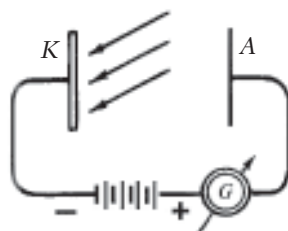
ν — yorug‘lik chastotasi.

3. *Moddadan ajralayotgan fotoelektronlar soni moddaga tashqaridan tushayotgan yorug‘lik chastotasiga bog‘liq emas.*

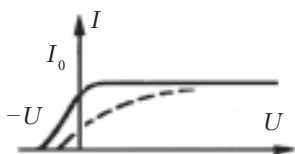
4. *Moddadan uchib chiqayotgan elektronlar energiyasi yorug‘lik oqimiga bog‘liq emas.*

Fotoeffekt (tashqi fotoeffekt) qonunlarini o‘rganishda quyidagi tajribadan foydalaniladi. Havosi so‘rib olingan shisha ballon ichiga katod (fotokatod) va anod elektrodleri o‘rnatiladi. Shisha ballonning yon tomonida maxsus o‘rnatilgan shisha kvarts darchadan yorug‘lik fotokatodga tushiriladi. Katodga manfiy, anodga musbat kuchlanish beriladi. Anod zanjiridagi sezgir galvanometr fototokni o‘lchaydi (77- rasm).

Agar elektr manbai zanjirga ulanmagan bo‘lsa, katoddan ajralayotgan elektronlarning juda oz qismi anodga yetib keladi va galvanometr kichik tokni ko‘rsatadi. Kalit ulansa, maydon ta‘sirida kichik energiyali elektronlar ham anodga yetib borishi mumkin.



77- rasm.



78- rasm.

Biroq yorug‘lik ta‘sirida katoddan uchib chiqayotgan barcha elektronlar anodga yetib borolmaydi. Katod — anod orasidagi maydonni oshirsak, barcha elektronlar anodga yetib borishiga sharoit tug‘iladi. Bu holda galvanometrda tok keskin ortib, so‘ng o‘zgarmay qoladi.

Galvanometr orqali o‘tayotgan tok **to‘yinish toki** deyiladi. Agar katod va anod orasiga berilayotgan maydon yo‘nalishini o‘zgartirsa (manba qutblarini o‘zgartiriladi) va maydonni oshirsak, fototok qiymati nolgacha pasayadi. Bu bog‘lanish 78- rasmda keltirilgan.

Agar elektrodning joylashishi, shakli o‘zgarsa va elektrodlar orasidagi bo‘shliq buzilsa, fototok xarakteristikasi o‘zgaradi. Elektrodlar uchun eng yaxshi shakl — sferik kondensatordir. Katod sfera markazidagi kichik o‘lchamli shar, anod tashqi elektrod sferasidir. I_0 to‘yinish toki katod sirtiga, materialiga va tozaligiga hamda temperaturasiga bog‘liq bo‘ladi.

Moddaga tushayotgan yorug‘lik intensivligini oshirsak, to‘yinish tokining qiymati oshishini va fototok xarakteristikasi (volt-ampere xarakteristikasi — VAX) koordinatalar o‘qiga nisbatan bir oz o‘ngga siljishini kuzatish mumkin. Bu qonun yorug‘lik intensivligini keng sohada o‘zgartirib tekshirib ko‘rilgan. Olingan natijalar yaxshi takrorlanadi.

78- rasimga nazar tashlasak, agar anodga teskari kuchlanish berilsa, fototok qiymati biror — U_0 kuchlanishda nolga teng bo‘ladi. Bunda shunday xulosa chiqarish mumkin. Teskari maydon katoddan katta tezlikda chiqayotgan fotoelektronlarni orqaga qaytaradi va anodga tushishiga to‘sqinlik qiladi.

Agar fotokatod sirtiga tushayotgan yorug‘lik chastotasini oshirsak, fototok nolga intiladigan kuchlanish qiymati yana ortar ekan. Boshqacha aytganda, dastlabki berilgan **yonuvchi potensial** — U_0 katoddan chiqayotgan elektronlarni ushlab qololmas ekan. Shunday qilib, yuqorida keltirilgan tajriba natijalaridan shunday xulosa qilish mumkin: yorug‘lik ta‘sirida chiqayotgan elektronlarning maksimal tezligini

$$\left(\frac{mv^2}{2}\right)_{\max} = eU \quad (21.1)$$

munosabatdan topish mumkin. Elektrodlarni eng qulay joylashtirganda ham fototok qiymati birdan nolga tushmasdan, balki asta-sekin nolgacha pasayishi kuzatilar ekan. Demak, elektronlar energiyasi turlicha ekan, deyish mumkin. Tezligi kichik bo'lgan elektronlar kichikroq yopuvchi potensialda ushlansa, tezliklari katta bo'lgan elektronlarni to'xtatish uchun kattaroq yopuvchi potensial berish lozim. Ushbu xulosalardan (21.1) formulaning muhim fizik ahamiyatga ega ekanligi kelib chiqadi. Birinchi navbatda, (21.1) ifoda orqali aniqlanadigan tezlik yorug'lik ta'sirida elektronlar oladigan tezlikdir. Ikkinchidan, moddadan uchib chiqayotgan elektronlar energiyasi miqdor jihatdan roppa-rosa yorug'lik energiyasiga teng deb bo'lmaydi. Chunki, yorug'lik, masalan, metall sirtiga tushganda o'z energiyasini kristalldagi erkin elektronlarga uzatadi, elektronlar o'z navbatida, sirdan chiqish uchun ma'lum energiyani yo'qotadi. Yo'qotilgan energiya metalldan elektronlarning **chiqish ishi** uchun sarf bo'ladi.

Elektronning moddadan chiqish ishini A desak, moddaga tushayotgan yorug'lik (kvant) energiyasi E ni energiyaning saqlanish qonuniga binoan quyidagi munosabatdan aniqlash mumkin:

$$E = \left(\frac{mv^2}{2} \right)_{\max} + A. \quad (21.2)$$

Fotoeffekt hodisasida elektron oladigan eng katta energiyani (21.2) ifodadan aniqlash mumkin.

Qo'shimcha adabiyotlar

- | | |
|-----------------------|-----------------------|
| [9] — 220—25- betlar, | [1] — 457—58- betlar, |
| [8] — 308- betlar, | [3] — 174—80- betlar. |

Nazorat uchun savollar

1. Yorug'likning issiqlik ta'siri deganda nimani tushunasiz?
2. Stoletov tajribalarini tushuntiring.
3. Stoletov qonunlarini ta'riflang.
4. Tashqi fotoeffekt deb nimaga aytiladi?
5. Fototok volt-ampere xarakteristikasini tushuntiring.
6. Fotoelektronlarning maksimal kinetik energiyasi va chiqish ishi nimalarga bog'liq?

22- ma'ruza

Fotoeffekt nazariyasi. Eynshteyn tenglamasi. Ichki fotoeffekt. Fan va texnikada fotoelementlardan foydalanish

Avvalgi mavzuda ko'rilgan fotoeffekt qonunlarini asrimizning boshlarida (1905- y.) Eynshteyn nazariyasi tomonidan asoslab berildi va yorug'lik ta'sirida moddadan ozod bo'lgan elektronlar oladigan energiya bilan yorug'lik chastotasi o'rtasidagi miqdoriy bog'lanishni quyidagi tenglama orqali aniqlash mumkinligi ko'rsatildi:

$$h\nu = \left(\frac{mv^2}{2} \right)_{\max} + A. \quad (22.1)$$

Eynshteyn tomonidan 1905- yilda yaratilgan (22.1) formula va undan kelib chiqadigan muhim fundamental qonunlar ko'p o'tmay A. Eynshteynni Nobel mukofotiga sazovor etdi.

(22.1) formuladagi $h = 6,6 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$ — Plank taklif etgan doimiy. Eynshteyn fikricha, elektron olgan butun energiya unga yorug'lik tomonidan ma'lum $h\nu$ porsiya — yorug'lik kvaniti sifatida keltiriladi va uni elektron butunlay „yutadi“. Yutilgan energiya kattaligi yorug'lik chastotasiga bog'liq bo'ladi. Demak, elektron energiyani tashqaridan oladi (modda atomlaridan emas) va elektron energiyasi moddaning tabiatiga deyarli bog'liq bo'lmaydi. Ikkinchidan, kvant energiyasi elektronlarning energiyasidan ko'p marta katta va shu sababli, jism temperaturasining o'zgarishi fotoelektronlar energiyasiga juda kam ta'sir ko'rsatishi kerak. Haqiqatan ham, temperaturaning fotoelektrik effektga zaif ta'siri mavjudligini oxirgi yillarda o'tkazilgan tajribalar tasdiqlaydi. Eynshteyn nazariyasidan to'yinish fototokining yorug'lik oqimiga proporsional bo'lishini tushuntirish qiyin emas. Tajribalarda shular aniqlandiki, yorug'lik oqimi ortishi bilan sirtga tushayotgan kvantlar soni ortib, ajralib chiqayotgan elektronlar soni ham ortib boradi. Biroq kvantlarning ayrim qismi o'z energiyalarini elektronlarga beradi, qolgan qismi moddaning qizishiga sarflanadi. Eynshteyn nazariyasi 1916- yilda Milliken tajribalarida, keyinroq 1928- yilda P.I. Lukirskiy tomonidan o'tkazilgan tajribalarda to'la tasdiqlandi. Bu ikkala tajriba asosida fotoelektronlar energiyasining yorug'lik chastotasiga chiziqli bog'langanligi va shu bog'lanishdan h Plank

doimiysini aniqlash yotadi. A. P. Lukirskiyning sferik kondensatorda o'tkazgan tajribalarida Plank doimiysi juda katta aniqlikda hisoblab chiqildi. Olingan natija esa boshqa usullar bilan topilgan qiymatlarni to'liq takrorladi. Eynshteyn tenglamasidan asosiy parametr — elektronlarning moddalardan chiqish ishini hisoblab topish mumkin. Masalan, (22.1) tenglamada

$$\left(\frac{mv^2}{2}\right)_{\max} = 0 \text{ desak, } hv_0 = A. \quad (22.2)$$

hosil bo'ladi. Demak, yorug'lik chastotasini tajribadan aniqlasak, chiqish ishi A ni hisoblash mumkin. Tajribalar orqali (22.2) ifodaning to'g'riligi tasdiqlandi. Shunday qilib, metallni v_0 chastotaga teng yoki undan kichik chastotali yorug'lik bilan yoritsak, elektrolar metallardan chiqmaydi. v_0 — fotoeffekt uchun chegaraviy

chastota yoki unga mos to'lqin uzunlik — $\lambda_q = \frac{c}{v_0}$ fotoeffektning

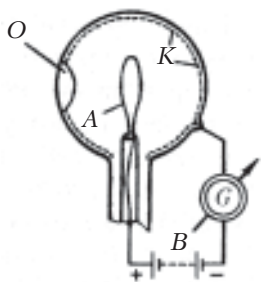
qizil chegarasi deyiladi. Metallardan elektronlarning chiqishi qanchalik yengil bo'lsa, qizil chegara shuncha katta, masalan, ishqoriy metallar (seziy, kaliy, natriy) uchun yorug'likning ko'rinuvchi diapazonida ham fotoeffektни kuzatish mumkin. Aksincha, qiyin eruvchan metallarda fotoeffektни kuzatishda yorug'likning ultrabinafsha sohasi bilan ishlashga to'g'ri keladi.

Turli jismlarda yuqorida qayd qilganimizdek, fotoeffekt hodisasi turlicha chastotalardan boshlab kuzatiladi. Fotoeffekt hodisasini osonroq kuzatish uchun, odatda, ishqoriy metallar birikmasidan tashkil topgan katodlardan foydalaniladi. Amalda tashqi fotoeffekt hodisasi asosida yorug'lik energiyasini elektr energiyasiga aylantiruvchi asboblari — **fotoelement**lardan keng foydalaniladi.

Tashqi fotoeffektga asoslanib ishlaydigan fotoelementlar quyidagicha tuzilgan.

Ichidan havosi so'rib olingan shisha balloning yorug'lik tushadigan sirti yorug'likka sezgir yupqa qatlam bilan qoplanadi. Bu qatlam, odatda, ishqoriy metallarning turli birikmasidan iborat bo'lib, katod vazifasini o'taydi.

Ballon ichiga yorug'lik o'tishi uchun maxsus shishadan uncha katta bo'lmagan shaffof O „darcha“ qoldiriladi (79- rasm). Ballon markaziga A metall halqa — anod o'rnatiladi. K yorug'lik sezgir qatlamdan va A halqadan elektr tarmoqqa ulash uchun ulash uchlari chiqariladi. Yorug'likning sezgir qatlami sifatida ko'pincha



79- rasm.

surma — seziyli qotishmalardan foydalaniladi, chunki bunday metallarning chiqish ishi kichik va ular ko‘rinuvchan yorug‘likda ham ishlayveradi.

Shuningdek, faqat ultrabinafsha yorug‘likka sezgir bo‘lgan fotoelementlar ham tayyorlanadi. Tashqi fotoeffektli fotoelementlarda nurlanish energiyasining faqat bir qismigina elektr energiyasiga aylanadi, shuning uchun ulardan elektr energiyasi manbaysi sifatida foydalanil-

maydi. Odatda, bunday fotoelementlar ko‘rinadigan va ultrabinafsha nurlar hosil qilgan signallar yordamida elektr zanjirlarni avtomatik boshqarishda ishlatiladi (masalan, avtomatik ishlovchi kalitlar). Tashqi fotoeffektli fotoelementlarning afzalliklari ularning noinersialligi ($t = 10^{-6} \div 10^{-7}$ s) va fototok kuchining nurlanish intensivligiga chiziqli bog‘lanishidir. Bu esa fotoelementlardan fotometrik kattaliklarni o‘lchashda foydalanish imkoniyatini yaratadi. O‘z navbatida, tashqi fotoeffektli fotoelementlarning kamchiligi ham mavjud. Fotoelement yordamida hosil qilinadigan toklar juda kichik to‘lqinli uzun nurlanishlarga yetarlicha sezgir bo‘lmasligi va tayyorlanish texnologiyasining murakkabligi ularning kamchiliklariga kiradi.

Fotoelementlardagi tokni kuchaytirish maqsadida ba‘zan shisha ballon biror siyraklashgan gaz bilan to‘ldiriladi. Katoddan uchib chiqayotgan elektronlar gaz atomlari bilan to‘qnashib ularni ionlashtiradi. Biroq endi bunday fotoelementlarda tok kuchi yorug‘lik intensivligiga proporsional bo‘lmaydi. Fotoelementlar sanoatda $\Phi = 1$, $\Phi = 3$ va h.k. nomlar bilan ishlab chiqariladi.

Tashqi fotoeffektidan farqli o‘laroq, ichki fotoeffektida yorug‘lik energiyasini „o‘zlashtirgan“ elektronlar endi modda (yarim o‘tkazgich)dan butunlay uchib chiqmasdan, balki uning ichida qolib ketadi. Aniqrog‘i, yorug‘lik kvanti ta‘sirida moddadagi atomga bog‘langan elektronlar ozod elektronlarga aylanadi. Hosil bo‘lgan ozod elektronlar jism ichidagi ozod elektronlar sonini ko‘paytiradi, yarim o‘tkazgichda qarshilikni sezilarli darajada kamaytiradi.

Yarim o‘tkazgichlarni nurlantirish natijasida yarim o‘tkazgichda erkin zaryad tashuvchilarning hosil bo‘lishi ichki fotoeffekt deb ataladi.

Tashqi va ichki fotoeffekt o'rtasidagi asosiy farqlardan biri — ichki fotoeffektida erkin zaryadli zarralar hosil qilishda ancha kichik energiya sarf bo'ladi. Ikkinchisi, tashqi fotoeffektga nisbatan ichki fotoeffekt nisbatan katta to'liqin uzunliklarda ham kuzatiladi. Ichki fotoeffektni bir jinsli yarim o'tkazgichlarni yoritganda ular o'tkazuvchanligining o'zgarishidan aniqlash mumkin. **Fotoo'tkazuvchanlik** deb ataladigan bu hodisa asosida yorug'lik qabul qilgichlar — **fotorezistorlarning** katta gruppasi kashf qilingan. Fotorezistorlarda, asosan, kadmiy selenid va kadmiy sulfid qo'llaniladi. Bir jinsli bo'lmagan yarim o'tkazgichlarda o'tkazuvchanlikning o'zgarishidan tashqari potentsiallar farqi — fotoelektr yurituvchi kuch paydo bo'ladi. Ushbu hodisaga **fotogalvanik effekt** deb ataladi. Bu hodisaning sababi shundaki, yarim o'tkazgichlar bir tomonlama o'tkazuvchanlikka ega bo'lgani uchun o'tkazgich hajmidagi optik jihatdan uyg'otilgan va manfiy zaryadga ega bo'lgan elektronlar o'z elektronlarini yo'qotgan atomlar yaqinida paydo bo'ladigan kovaklardan fazoviy ajratiladi. Elektron va teshiklar yarim o'tkazgichning qarama-qarshi uchlarida yig'iladi. Natijada foto EYK hosil bo'ladi. Tashqi kuchlanish berilmasa ham yoritilgan yarim o'tkazgichga parallel ulangan iste'molchi orqali elektr toki o'ta boshlaydi. Shu tarzda yorug'lik energiyasi elektr energiyasiga bevosita aylantiriladi. Demak, fotogalvanik elementlarda yorug'lik signallari qayd qilinihgina qolmay, elektr zanjiriga ulangan fotogalvanik element elektr energiyasi manbai sifatida ham ishlatiladi. Quyosh energiyasini elektr energiyasiga aylantiradigan fotogalvanik elementlar kosmik tekshirishlarda kema ichidagi kichik bir elektr stansiya bo'lib xizmat qiladi. Ularning foydali ish ko'effitsiyenti ~10% bo'lib, kosmik kemalar uchun juda qulay. Zamonaviy quyosh batareyalarida yarim o'tkazgich turiga qarab foto EYK 1 – 2 V ni, 1sm² yuzadan olinadigan tok bir necha o'n milliamperni tashkil etadi.

Hozirgi zamon fotometeriyasi, spektrometriyasi, modda spektral analizi, astrofizika, bilologiya va boshqalarni fotoelementlarsiz tasavvur qilib bo'lmaydi. Infraqizil spektrlar ko'pincha spektrning uzun to'liqinli sohasida ishlaydigan maxsus fotoelementlar yordamida qayd qilinadi. Ular texnikada ishlab chiqarish jarayonlarini boshqarish va kontrol qilish, tasvir uzatish va televideniya lazerlarga asoslangan optik aloqa va hokazolarda ishlatiladi.

Ichki fotoeffektga asoslangan birinchi fotoelement 1875- yilda, tashqi fotoeffekt asosida ishlaydigan birinchi vakuum fotoelementi 1889- yilda yasalgan. Rossiyada dastlabki fotoelementlar 1930 yilda P.F. Timofeyev boshchiligida ishlab chiqarila boshlandi.

Tashqi fotoeffektga asoslangan fotoelementlarning yana bir afzalligi – fototokning nagruzka o‘zgarganda o‘zgarasligidir. Demak, fototok qiymati qanchalik kichik bo‘lmasin qarshiligi katta bo‘lgan iste‘molchiga ulash mumkin, ikkinchi tomondan, qarshilik o‘rniga sig‘im ulash va sig‘imdagi kuchlanishni o‘lchab, bir qator muhim kattaliklarni, masalan, stabillashmagan manbadan tushayotgan yorug‘lik oqimini, fotosignallarni o‘lchash mumkin.

Qo‘shimcha adabiyotlar

- [9] – 220–34- betlar, [1] – 460–66- betlar,
[8] – 308- betlar, [7] – 775–78- betlar.

Nazorat uchun savollar

1. Eynshteyn tenglamasini yozing va uni tushuntiring.
2. Fotoeffektning kvant nazariyasi asosida tushuntiring.
3. Fotoeffektning qizil chegarasi deganda nimani tushunasiz? Nima uchun „qizil chegara“ deb nomlanadi?
4. Tashqi fotoeffekt nima?
5. Ichki va tashqi fotoeffekt orasidagi prinsipial farqlarni ko‘rsating.
6. Fotoelementning tuzilishi va ishlash prinsipini tushuntiring.
7. Fotoelementning fan va texnikada qo‘llanishiga misollar keltiring.

23- ma’ruza

Fotonlar. Yorug‘lik bosimi. Yorug‘likning kimyoviy ta’siri. Yorug‘lik tabiatini tushuntirishdagi dualizm – yorug‘likning to‘lqin va kvant xossalari

Kvant tasavvurlarga ko‘ra yorug‘lik – bu maxsus zarralar – „foton“lar oqimidir. Fotonlar yorug‘lik tezligida tarqalib, ma’lum energiya va impulsiga ega. Foton energiyasi

$$E = h\nu \quad (22.1)$$

ifoda orqali, impulsi esa

$$p = \frac{h\nu}{c} \quad (22.2)$$

ifodadan aniqlanadi. Har bir foton tinchlikdagi massaga ega emas ($m_0 = 0$) va yorug'lik tezligida

$$m = \frac{E}{c^2} \text{ yoki } m = \frac{h\nu}{c^2}$$

massaga ega bo'ladi. Ushbu mulohazalardan shunday deyish mumkin: tinchlikda foton mavjud bo'lmaydi.

Monoxromatik yorug'likda barcha fotonlar bir xil energiya, impuls va massaga ega. Fotonlar — elektromagnit nurlanish kvantlari vakuumda $3 \cdot 10^8$ m/s tezlik bilan tarqaladi. Ammo ularning biror muhitdagi tezligi shu muhitning absolut sindirish ko'rsatkichiga bog'liq bo'ladi, ya'ni $v = \frac{c}{n}$.

Fotonlar atom, molekula va ionlarning biror „g'alayonlangan“ energetik holatdan „turg'un“ holatga o'tishida hosil bo'ladi. Shuningdek, biror zaryadli zarralarning tezlanishi yoki tormozlanishida ham fotonlar yuzaga keladi va ular zaryadga ega emas.

Yorug'likning moddaga ko'rsatilgan ta'sirlarini o'rganishni davom ettiramiz. Yorug'likning yana muhim bir ta'siri uning bosimidir. Yorug'likning bosimi yorug'lik elektromagnitik nazariyasining rivojlanishida katta ahamiyatga ega. Yorug'lik o'zi yoritayotgan jismlarga bosim berishini Kepler aytgan bo'lib, u o'zining bu g'oyasini kometalar quyruqlari shaklini o'rganishi asosida ilgari surdi.

Yorug'lik bosimi haqidagi g'oyani Nyutonning yorug'likning zarralar nazariyasidan ham tushuntirish mumkin. Bu nazariyaga muvofiq, yorug'lik zarralari yorug'lik nurini qaytaradigan yoki yutadigan jism sirtiga tushganida foton impulslarining qiymati o'zgaradi, ya'ni bosim vujudga keladi. Maksvell yorug'likning elektromagnit nazariyasi asosida yorug'lik bosimi mavjudligini nazariy hisoblab chiqdi. Ushbu nazariyaga ko'ra yorug'lik ko'ndalang elektromagnit to'lqin bo'lgani uchun o'tkazgich (ko'zgu yoki yutuvchi jism) sirtiga tushganda, sirt tekisligida yotgan elektr vektori o'sha vektor yo'nalishi bo'yicha tok hosil qiladi. Yorug'likning magnit maydoni o'sha tokka Amper qonuniga asosan shunday kuch bilan ta'sir qiladiki, bu kuchning yo'nalishi yorug'likning tarqalish yo'nalishi bilan bir xil bo'ladi. Bosim kuchi yorug'lik intensivligiga proporsional bo'ladi. Maksvell yorug'lik dastasini parallel deb, yorug'lik bosimi P ni yorug'lik energiya zichligi U ga

teng deb qaradi. Bunda yorug‘lik ta’sir qilayotgan modda absolut qora jism deb qaraladi. Agar jismning qaytarish koeffitsiyenti nolga teng bo‘lmay, biror R qiymatga ega bo‘lganda, yorug‘lik bosimi

$$P=(1+R) \cdot U$$

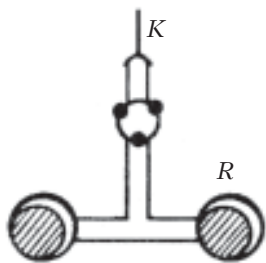
ifoda orqali hisoblanadi. Sirt ideal ko‘zgu bo‘lsa, $R=1$ bo‘lib, bosim uchun $P=2U$ ifodani olamiz.

Agar 1 sm^2 yuzaga 1 s ichida normal (tik) tushayotgan yorug‘lik energiyasi, ya’ni yoritilganlikni E orqali ifodalasak, u holda yorug‘lik energiya zichligini $\frac{E}{c}$ ifodaga almashtirsak bo‘ladi. Bu ifodada c – yorug‘likning bo‘shliqdagi tezligi. Shunday ekan yorug‘lik bosimini yana quyidagi ko‘rinishda yozsak bo‘ladi:

$$P = \frac{E}{c}(1 + R).$$

Maksvell hisoblashi bo‘yicha, yorug‘ kunda quyosh nurlari 1 m^2 qora sirtga $0,4 \text{ mkN}$ kuch bilan bosim beradi.

Yorug‘lik bosimini birinchilardan bo‘lib P.N. Lebedev o‘lchadi. 1889 – 1900- yillarda o‘tkazilgan tajribalar o‘sha davrning eng ilg‘or laboratoriyalaridan birida (Moskvada) o‘ta nozik eksperimental qurilmada o‘tkazildi. Lebedev o‘tkazgan tajribada juda ingichka ipga osma o‘rnatilgan bo‘lib, osmada bir necha juft qanotchalar mavjud. Yupqa yengil qanotchalarining biri qoraytirilgan bo‘lib, ikkinchisi esa yaltiroq holda qoldirilgan. Havosi so‘rib olingan idish ichiga joylashtirilgan K osma juda sezgir burama tarozini tashkil qiladi. Osmaning burilishi ipga biriktirilgan ko‘zgucho va truba yordamida kuzatiladi (80- rasm).



80- rasm.

Tajribalar turli shakldagi osmalar yordamida o‘tkazilgan edi. Lebedev tajribasidagi asosiy qiyinchilik gazning konveksion oqimlari va radiometrik ta’sirlarning mavjudligi edi. Bu ta’sirlar kattaligi asosiy yorug‘lik bosimidan bir necha yuz ming marta katta bo‘lishi mumkin edi. Konveksion ta’sirlar osma qanotchalar biror burchakka og‘ib turganda seziladi. Bu ta’sir yorug‘likning tushish burchagiga bog‘liq bo‘lmagani uchun Lebedev ushbu ta’sir-

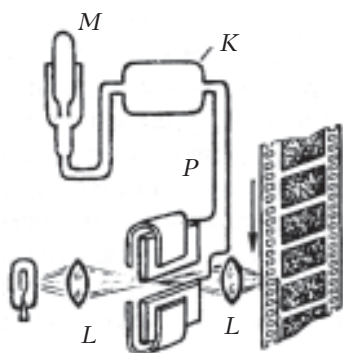
larni yorug'lik yo'nalishini o'zgartirish orqali bartaraf etdi. Endi radiometrik ta'sirlarni yo'qotish ballondagi gaz bosimini keskin kamaytirish yo'li bilan amalga oshiriladi. Radiometrik ta'sir siyraklashgan gazda qanotchanning yoritilgan va yoritilmagan tomonlari temperaturalari farqi hisobiga yuzaga keladi. Ballonda qolgan gazning molekulari qanotchanning issiqroq tomonidan katta tezlikda qaytadi, o'z navbatida osma tepki natijasida yorug'lik tushayotgan yo'nalishda burilishga majbur bo'ladi. Demak, temperaturalar farqini yo'qotish uchun juda yupqa qanotchalaridan foydalanish va ballondagi bosimni keskin kamaytirish kerak, bunda radiometrik ta'sirlarni e'tiborga olmasa ham bo'ladi. Lebedev o'lchashlari yorug'lik bosimining Maksvell hisoblagan nazariy qiymatlarini 20% aniqlik bilan tasdiqladi. Keyinroq 1923- yilda Gerlax tajribalarida olingan natijalar nazariy hisoblashlarda 2% farq borligini ko'rsatdi.

Yorug'likning kimyoviy ta'siridan fotografiyada foydalaniladi. Fotoplastinka sirtiga yorug'likka sezgir Ag Br qatlami qoplanadi. Yorug'lik tushganda qatlamni Ag va Br molekulariga parchalab, sof kumush zarralarini ajratib chiqaradi. Hosil bo'lgan sof kumush zarralari soni yorug'lik intensivligi va uning tushish vaqtiga bog'liq bo'ladi. Plastinkaning yorug'lik ko'proq tushgan joylarida kumush bromid kristallchalarining ko'pchiligida AgBr ning ba'zi molekulari sof kumushgacha tiklanadi. Natijada plastinkada fotosuratga olinayotgan predmetning ko'zga ko'rinmaydigan (yashirin) tasviri hosil bo'ladi.

Ochiltirgich ta'sirida hech bo'lmaganda bitta Ag Br molekulasini sof kumushni hosil qilgan kumush bromid kristallarining har qaysisi sof kumushga aylanadi. Ag Br molekulari bo'lgan kristallar ochiltirgich bilan reaksiyaga kirishmaydi. Demak, fotosuratga olish vaqtida plastinkaning qaysi joyiga yorug'lik ko'p tushsa, o'sha joyi kuchliroq qorayadi. Shu usul bilan **negativ** tasvir olinadi.

Fotosurat olishda negativ ostiga yorug'likka sezgir qog'oz qo'yiladi va unga yorug'lik tushiriladi. So'ngra qog'ozdagi tasvir ochiltiriladi va mustahkamlanadi. Shunday tarzda **pozitiv** tasvir olinadi.

Ko'z bilan bevosita kuzatish mumkin bo'lmagan ultrabinafsha va infraqizil nurlarni qayd qilishdan tashqari, juda qisqa muddatda o'tadigan jarayonlar (ekspozitsiya vaqti 10^{-5} — 10^{-12} s bo'lgan impulslar)ni suratga olishda yoki intensivligi juda kam bo'lgan



81- rasm.

yorug'lik chiqadigan va uzoq vaqt ekspozitsiyalashni talab qila-digan jarayonlarni suratga olishda fotografiya katta yordam beradi. Kinematografiya texnikasi butunlay fotografiya yutuqlariga asoslangandir.

Yuqorida qayd qilganimizdek, kinoda ovoz yozib olish yoki qayta eshittirish uchun yorug'likka sezgir kinolentaga elektr signallariga aylantirilgan tovush to'liqlari yozib olinadi.

Optik tovush yozib olish qurilmasining umumiy sxemasini quyidagi 81- rasmda keltiramiz.

M mikrofon tovush tebranishlarini elektr signallariga aylantirib beradi. Bu tok *K* kuchaytirgich orqali kuchaytirilib *P* „optik pichoq“ orqali o'tadi. „Optik pichoq“ magnit qutblari orasida bir-biriga juda yaqin joylashgan ikki metall plastinkadan iborat. O'zgaruvchan elektr tok hosil qilgan magnit maydon plastinkalarni harakatga keltiradi, bunda ular orasidagi tirqish goh kattalashadi, goh kichiklashadi, ya'ni kinolenta yo'liga goh ko'p, goh kam yorug'lik o'tkazib, tovushni optik usulda yozadi.

Tovushni qayta eshittirishda tovush yo'li orqali *F* fotoelementga ingichka yorug'lik dastasi yuboriladi. Tovush yo'lidagi qorong'ilik yorug'lik oqimining bir qismini yutadi. Kinolenta harakatlanayotganda tovush yo'li o'tkazayotgan yorug'lik oqimining kattaligi uzluksiz o'zgarib turadi, shuning uchun fotoelement zanjiridagi tok ham o'zgaradi. Hosil bo'layotgan elektr signallari kuchaytirilib karnayga uzatiladi va qayta tovush to'liqlariga aylanadi.

XX asrga kelib fizika fanida yorug'lik xossalari qator tajribalar orqali o'rganilib, yorug'lik o'zini bir vaqtning o'zida ham to'liq, ham zarra kabi tutishi to'liq isbotlandi. Masalan, fotoeffektni, yorug'lik bosimini tushuntirishda yorug'likni zarra deb qarash maqsadga muvofiqdir. Yorug'lik interferensiyasi, difraksiyasi va dispersiyasi kabi hodisalarni tushuntirishda yorug'likning to'liq tabiati orqali mulohazalar yuritiladi. Infraqizil nurlanishlardan boshlab, rentgen nurlanishlariga qadar yorug'likning to'liq va kvant xossalari aynan namoyon bo'lar ekan. Gamma-nurlanishlar chastotasidan boshlab va undan katta chastotalarda yorug'likning kvant xossalari ko'proq namoyon bo'ladi.

Qo‘shimcha adabiyotlar

[1] — 453—56-betlar,

[9] — 248—50- betlar,

[3] — 183—89- betlar,

[10] — 308- bet.

Nazorat uchun savollar

1. Foton nima? U qanday xususiyatlarga ega?
2. Yorug‘lik bosimini mavjudligini tushuntiruvchi tajribalarni izohlang.
3. Fotografiya jarayonini qisqacha so‘zlab bering.
4. Kinoda ovoz yozib olish va qayta eshittirish sxemasini tushuntiring.
5. Yorug‘likning to‘lqin va korpuskular xossalari namoyon bo‘luvchi hodisalarga misollar keltiring.

24- ma’ruza

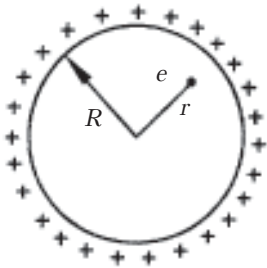
Atom fizikasi. Atomning Tomson modeli.

Rezerford tajribasi.

Atomning yadroviy planetar modeli

Hozirgi zamon **atom** fanining, texnikaning va energetikaning ulkan yutuqlari — atom va **yadro** fizikasining intensiv rivojlanishi natijasidir. Agar biz hozirgi zamon atom va yadro fizikasi modda tuzilishi haqidagi ta’limotning negizi hisoblanadi desak, mubolag‘a bo‘lmaydi. Bundan tashqari, nafaqat modda (gazlar, suyuqliklar va qattiq jismlar), balki materiyaning elektr, yorug‘lik va boshqa turlari ham atomistik tabiatga ega. Shuning bilan bir qatorda materiya harakati ham atomistik qonunlar bilan aniqlanadi. Aytilganlardan, materiya tuzilishi va harakati haqidagi atomistik ta’limot hozirgi zamon fizikasida hukmron tminotdir, degan xulosa kelib chiqadi. Atom fizikasi fizika fanining mustaqil bo‘limi bo‘lib, atom tuzilishini va xossalarni hamda atom doirasida sodir bo‘luvchi jarayonlarni o‘rganadi. Atom fizikasida kvant fizika qonunlaridan keng ko‘lamda foydalaniladi.

XIX asrning oxirlariga kelgunga qvadar grek faylasuflari Levkipp, Anaksagor, Empedokl, Demokrit, Epikur tomonlaridan ilgari surilgan atom — materiyaning so‘nggi bo‘linmas zarrasi degan ta’limot ustun bo‘lib keldi. Birinchi elementar zarra — elektron, rentgen nurlari, radioaktivlik hodisasining kashf etilishi, XX asr boshlariga kelganda atom materiyaning oxirgi bo‘linmas zarrasi emasligini ko‘rsatadi. Demak, atom murakkab tuzilishga ega ekan.



82- rasm.

Uning murakkab tuzilishini isbotlovchi birinchi **nazariy modelni** 1903 yilda elektron kashf etgan mashhur ingliz fizigi J. Tomson taklif qildi.

Ushbu modelga asosan atom musbat elektr zaryadi bilan bir tekis zaryadlangan sferadan iborat bo'lib, ichida elektron joylashgan bo'ladi (82- rasm). Sferaning yig'indi musbat zaryadi elektron zaryadiga teng bo'lib, atom bir butun holatda **elektr**

neytraldir. Bunday atomning massasi uning butun hajmi bo'ylab bir tekis taqsimlangan bo'lib, atomdagi barcha elektr zaryadlari unda kuchli elektr maydonini yuzaga keltira olmaydi.

Bu atomning radiusini baholaylik. Izolyasiyalangan atom chiqarayotgan spektr xarakterini tushuntirish uchun nurlanayotgan atomdagi elektron teboanma harakat qiladi va demak, muvozanat holat atorfida $f = -kr$ ko'rinishdagi **kvazielastik** kuch bilan tutib turiladi, deb faraz qilamiz, bunda r – elektronning muvozanat holatidan chetlashishi. Elektrodinamikada bir tekis zaryadlangan sfera ichidagi maydon kuchlanganligi quyidagicha topiladi:

$$E(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e}{R^3} r \quad (0 \leq r \leq R), \quad (24.1)$$

bunda: e – sfera zaryadi, R – uning radiusi. U holda muvozanat holatidan (sfera markazidan) r oraliqda turgan elektronga

$$f = -eE = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{R^3} r = -kr \quad (24.2)$$

kuch ta'sir qiladi. Bunday sharoitda biror yo'l bilan muvozanat holatdan chiqarilgan elektron

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}} = \sqrt{\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{mR^3}} \quad (24.3)$$

siklik chastota bilan tebranadi (m – elektron massasi). Oxirgi ifodadan

$$R = \sqrt[3]{\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{m\omega^2}} \quad (24.4)$$

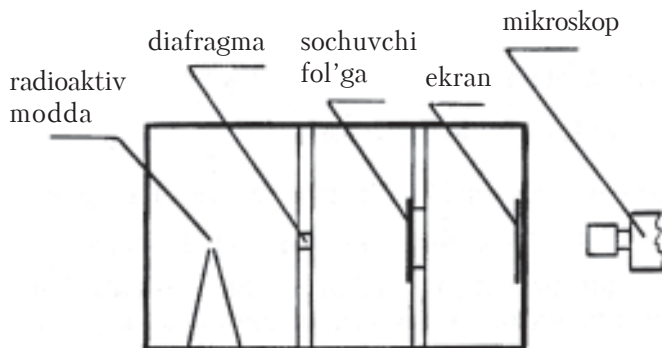
ni topish mumkin. Elektronning tebranish chastotasini $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ munosabatdan topilsa va bunda $\lambda = 0,6$ mkm (spektrning ko‘rinuvchan sohasi) deb olinsa, bu to‘lqin uzunligiga $\omega = 3 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$ chastota mos keladi.

Uni va $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$, $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{F}}{\text{m}}$, $m = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ larni (24.4)ga qo‘yib, Tomson atomining radiusi $R \approx 3 \cdot 10^{-10} \text{ m} = 3 \text{ \AA}$ ekanligini topamiz. Demak, atom radiusining tartibi 10^{-10} m yoki 10^{-8} sm tartibida bo‘lib, u atomning gazokinetik o‘lchamlari bilan mos tushar ekan.

Atomning Tomson modeli nazariy bo‘lganligi uchun uni tajribada tekshirish lozim edi. Ushbu ishni Rezerford va uning shogirdlari 1906 – 1911- yillarda **fundamental** tajribalar asosida amalga oshirishdi. Bunda ular o‘zidan α - **zarralarni** chiqaruvchi **radioaktiv moddalardan** foydalandilar va α - zarralarning boshqa moddalar bilan to‘qnashuvlarini o‘rgandilar, α - zarra butunlay ionlashgan geliy atomi bo‘lib, uning massasi elektron massasidan taxminan 8000 marta katta, musbat zaryadi esa moduli jihatidan elektron zaryadidan ikki marta kattadir. α - zarralarning tezligi juda katta – yorug‘lik tezligining $1/15$ ulushiga tengdir. Rezerford tajribasining g‘oyasi juda sodda edi. Agar atomning Tomson modeli haqiqatga to‘g‘ri kelsa, juda yupqa metall plyonka (folga)dan tez harakatlanuvchi α - zarralarning ensiz dastasi o‘tkazilganda, tajriba o‘tkazuvchilar bu zarralarning sezilarli og‘ishlarini kuzatmasliklari kerak. Rezerford bu zarralar bilan og‘ir elementlarning atomlarini bombardimon qildi. Elektronlarning zaryadi manfiy va massasi juda kichik bo‘lganligidan, ular α - zarralarning trayektoriyasini sezilarli o‘zgartira olmaydi.

Atomning musbat zaryadli qismigina α - zarralarning sochilishiga (harakat yo‘nalishining o‘zgarishiga) sabab bo‘lishi mumkin. Shunday qilib, α - zarralarning sochilishiga qarab atom ichida musbat zaryadning va massaning taqsimlanish xarakterini aniqlash mumkin.

Rezerford tajribasining sxemasi 83- rasmda ko‘rsatilgan. Rezerford moddadan chiqayotgan α - zarralar oqimi diafragma orqali o‘tgandan so‘ng tekshirilayotgan moddadan (oltin, mis va boshqa) yasalgan yupqa folgaga tushadi. Folga atrofida aylana oluvchi rux sulfid qoplangan ekranning α - zarralar tushgan joyida chaq-



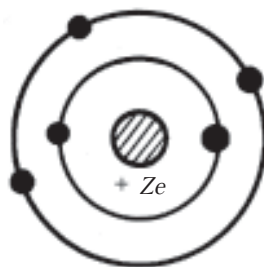
83- rasm.

nashlar paydo bo'ladi. Chaqnashlar mikroskop yordamida kuzatiladi.

Tajribalarning ko'rsatishicha, qalinligi bir necha ming atomlararo masofaga teng bo'lgan plyonkadan o'tishda α -zarralar o'z harakat yo'nalishlarini o'zgartirar, ya'ni sochilar ekan. Sochilgan α -zarralar ichida 90° va undan kattaroq burchakka, masalan 180° burchakka sochilgan α -zarralarni kuzatish mumkin. Darhaqiqat, musbat zaryad atomning butun hajmi bo'ylab taqsimlangan deb hisoblansa, bunday natijani tasavvur qilish mumkin emas edi. Bunday taqsimlanganda musbat zaryad α -zarrani orqaga itarib yuborishi uchun yetarli darajadagi kuchli elektr maydon hosil qila olmaydi. Bu natijalarni tahlil qilib, Rezerford α -zarralarning sochilishini, agar musbat zaryadlar va atom massasi folga hajmi bo'yicha bir tekis emas, balki fazoning juda kichik sohasiga yig'ilgan deyilsa, osongina tushuntirish mumkin, degan xulosaga keladi. Ana shunga ko'ra, Rezerford atom yadrosi – atomning deyarli butun massasi va butun musbat zaryadi yig'ilgan kichik o'lchamli jism ekanligi haqidagi g'oyani ilgari surdi, shu bilan birga Tomsonning nazariy atom modeli noto'g'ri ekanligini isbot qildi.

Rezerford o'z tajriba natijalariga asoslangan holda **atomning yadroviy planetar modelini** taklif qildi. Bu modelga ko'ra, atom markazida uning deyarli butun massasi yig'ilgan musbat zaryadli yadro joylashgan bo'lib, elektronlar atom ichida tinch tura olmaganligi uchun (chunki bunda ular yadroga qulab tushgan bo'lardi), ular yadro atrofida xuddi Quyosh atrofida planetalar

aylangani singari harakatlanadi (84-rasm). Elektronlar harakatining bunday xarakteri yadro tomonidan kulon kuchlarining ta'siri bilan aniqlanadi. Yadroning zaryadini $+Ze$ deb belgilaymiz, bu yerda Z — butun son bo'lib, davriy jadvaldagi kimyoviy elementlarning tartib nomeriga yoki shu elementdagi elektronlar soniga teng bo'ladi. Elektronlarning zaryadi birlik deb qabul qilinsa, yadroning zaryadi mazkur kimyoviy elementning tartib nomeriga teng ekan. Atom neytraldir, shuning uchun atom ichidagi elektronlar soni yadroning zar-yadi singari, elementning davriy sistemadagi tartib nomeriga teng.



84- rasm.

Yuqorida ko'rilgan tasavvurlar asosida Rezerford α -zarralarning sochilish nazariyasini rivojlantirdi va bu asosida o'zining mashhur formulasini keltirib chiqardi. **Rezerford formulasi** quyidagicha:

$$\frac{dN}{N} = n \left(\frac{Ze^2}{2mv^2} \right) \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}, \quad (24.5)$$

bunda n — sochuvchi yadro konsentratsiyasi, θ — sochilish burchagi, Ze — sochiluvchi zarraning zaryadi, v — zarra tezligi, N — folgaga tushayotgan zarralar soni, $dN - \theta, \theta + d\theta$ burchak oralig'ida sochilgan zarralar soni, m — zarraning massasi, $d\Omega = 2\pi \cdot \sin \theta \cdot d\theta$ — fazoviy burchak. θ burchakka sochilgan zarralarning soni sochilish burchagiga kuchli bog'liq bo'lar ekan va burchakning qiymati kamayishi bilan ularning soni ortar ekan. Shunday qilib, Rezerford atomning nazariy va amaliy planetar modelini kashf etdi, berilgan $d\Omega$ fazoviy burchak bo'yicha sochilgan α -zarralarning ulushi $\frac{dN}{N}$ ning taqsimotini va yadro o'lchamini aniqlashga erishdi.

Qo'shimcha adabiyotlar

- [1] — 515—17- betlar, [2] — 216—20- betlar,
 [3] — 191—94- betlar,
 [4] — 456—57- betlar, [5] — 436—39- betlar.

Nazorat uchun savollar

1. Atom fizikasi nimani o'rgatadi?
2. Atomning Tomson modelini ta'riflang.
3. Atom radiusining tartibi qanday?
4. Rezerford tajribasining maqsadini ayting.
5. α - zarra nima?
6. Atomning yadroviy planetar modelini ta'riflang.
7. Rezerford formulasidan qanday xulosa kelib chiqadi?

25- ma'ruza

Bor postulatları. Frank — Gers tajribalari

Klassik elektrodinamika asoschilaridan Maksvell nazariyasiga ko'ra, tezlanish bilan harakatlanuvchi har qanday zaryad uzluksiz ravishda elektromagnit to'lqinlar nurlantirishi kerak. Yadro atrofida aylanuvchi elektronlar markazga intilma tezlanish bilan harakatlanadi, binobarin, Maksvell nazariyasiga ko'ra, uzluksiz ravishda elektromagnit to'lqinlar nurlantirishi kerak. Ammo elektromagnit to'lqinlar nurlantirgani sababli, yadro atrofida aylanuvchi elektronlarning energiyasi uzluksiz ravishda kamayishi va yadroga yaqinlashib borib, oxiri unga „tushishi“ kerak edi. Hisoblashlarning ko'rsatishicha, elektronlarning yadroga „tushish“ jarayoni 10^{-8} s ichida tugashi kerak. Demak, atom yo'qolishi kerak. Aslida esa mutlaqo bunday bo'lmaydi.

Bu mushkul ahvoldan qutulish yo'lini 1913- yilda daniyalik buyuk fizik Nils Bor o'zining uchta **postulatini** yaratib topdi va klassik fizikani kvant fizikasiga qo'llab bo'lmasligini ko'rsatib berdi. Bor postulatları quyidagicha ta'riflanadi.

1. **Statsionar** (turg'un) holatda bo'lgan atom tarkibidagi elektronlar, klassik mexanika nuqtayi nazaridan mumkin bo'lgan cheksiz ko'p elektron orbitalaridan, faqat ma'lum kvant shartlarni qanoatlantiruvchi **diskret** orbitalardagina (E_1 , E_2 , s E_n energiyali) bo'lishlari mumkin. Bu orbitalardan birida turgan elektron, u tezlanish bilan harakat qilishiga qaramay, o'zidan energiya-elektromagnit to'lqinlar chiqarmaydi va yutmaydi.

2. Atom tarkibidagi elektron bir statsionar m - holatdan ikkinchi n -holatga o'tganda o'zidan biror chastotali nur chiqaradi yoki yutadi. Nurlanish yoki nur yutish chastotasi quyidagi shartdan topiladi:

$$v = \frac{E_m - E_n}{h} \quad (25.1)$$

Yuqoridagi ifodaga Borning **chastotalar sharti** deyiladi.

3. Biror-bir orbita bo'ylab yadro atrofida harakat qilayotgan elekttronning **impuls momenti (harakat miqdori momenti)** Plank doimiysiga karralidir:

$$M = mvr = nh \quad (25.2)$$

bunda: M – elektronning impuls momenti, v – uning orbita bo'yicha harakat tezligi, r – orbita radiusi, $n = 1, 2, 3, \dots$ – butun

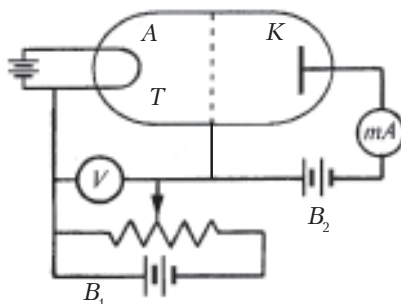
son, $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ – Plank doimiysi.

Bor postulatlarining to'g'riligini tekshirish maqsadida Frank va Gers 1913- yilda tajriba o'tkazdilar. Tajribalarning asosida atom uchun statsionar holatlarni aniqlash va uning mavjudligini tekshirish yotadi. Agar statsionar holatlar yo'q bo'lsa, ya'ni atomning ichki energiyasi har qanday qiymatlar qabul qila olsa, u holda biz atomga energiya berishda uni albatta uyg'otgan, ya'ni uning energiyasini orttirgan bo'lamiz. Agar statsionar holatlar bor bo'lsa, u holda energiyani orttirish uchun atomga uning ikki quyi statsionar holatlari energiyalarining farqidan katta bo'lgan energiya berish kerak. Bu miqdordan kam energiya berganda atom uyg'onmaydi va unga berilayotgan energiya faqat atomning kinetik energiyasini orttirishga ketadi, xolos.

Atomlarga ma'lum energiya berishning eng oson yo'li ularni elektr maydonda tezlashtirilgan elektronlar bilan bombardimon qilishdir. Elektron U potentsiallar farqini o'tganda kinetik energiya oladi:

$$\frac{mv^2}{2} = eU. \quad (25.3)$$

Frank va Gers tajriba qurilmasining sxemasi 85- rasmda ko'rsatilgan. Uchta elektrodi bo'lgan shisha idish past bosimdagi simob bug'lari bilan to'ldirilgan. B_1 batareya tezlatuvchi elektr maydon hosil qiladi. K katod va T to'r orasidagi U kuchlanishni

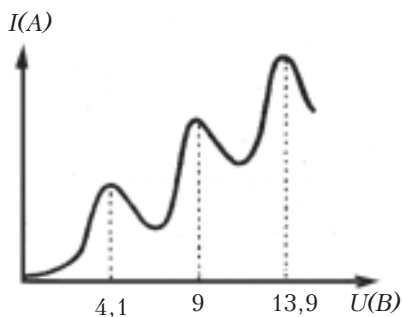


85- rasm.

potensiometr yordamida o'zgartirish mumkin. B_2 batareya yordamida to'r va anod A orasida kuchlanishi $0,5$ V ga yaqin bo'lgan tormozlovchi kuchsiz maydon hosil qilish mumkin. Bu maydon sekin elektronlarning anodga tushishiga to'sqinlik qiladi. Elektronlarni elektr toki bilan qizdiriladigan K katod chiqaradi. Katoddan uchib chiqqan elektronlar simob atomlari bilan ikki xil to'qnashadi: elastik va noelastik.

Anod zanjiridagi I tok kuchining U kuchlanishga bog'liqligi eksperimental aniqlanadi. Bu bog'lanishni ifodalovchi egri chiziq 86- rasmda tasvirlangan. Agar tezlatuvchi potensialni oshirib borsak, boshlang'ich holda tok kuchi ham asta-sekin orta boshlaydi. Bunday tok egri chizig'ining ko'rinishi oddiy termoelektron asboblarning volt-ampere xarakteristikasiga o'xshab ketadi. Tezlatuvchi potensial $4,1$ V ga yetganda, tok kuchi keskin tushib ketadi. Bundan keyin ham tezlatuvchi potensialni orttirib borsak, tok kuchi ham yana orta boshlaydi va tezlatuvchi potensial 9 V ga yetganda tok kuchi yana keskin tushib ketadi. Agar tezlatuvchi potensial yana orttirilsa, tok kuchining ortishi davom etib, tezlatuvchi potensial $13,9$ V ga yetganda uning yana keskin tushib ketishi kuzatiladi.

86- rasmda keltirilgan bog'lanish quyidagicha tushuntiriladi. Elektronlarning tezlatuvchi potensial U hisobiga oladigan energiyalari boshlang'ich holda $4,1$ eV ga yetgunga qadar, ular simob atomlari bilan elastik to'qnashadilar va tok kuchi oddiy qonuniyat bo'yicha ortib boradi. Atomlarning energiyasi o'zgarmaydi. Elektronlarning kinetik energiyasi bunda deyarli o'zgarmaydi, chunki elektronlarning massasi simob atomlari massasidan ancha kichik. Buning natijasida katod va to'r orasidagi elektr maydon tomonidan tezlashtirilgan elektronlar tormozlovchi maydonni



86- rasm.

yengib o'tadi va anodga yetib boradi. Vaqt birligi ichida anodga yetib borgan elektronlar soni kuchlanishga proporsional ravishda ortadi. Ushbu energiya $4,1$ eV ga yetganda elektronlar simob atomlari bilan noelastik to'qnashadilar va ularga energiyalarining asosiy qismini beradilar. Bunda atomlarning energiyalari sakrab ortadi,

elektron esa to‘qnashgandan keyin o‘zining deyarli butun kinetik energiyasini yo‘qotadi. Tormozlovchi maydon sekin elektronlarni anodga o‘tkazmaydi va tok kuchi keskin kamayadi. Elektronlarning bir qismi noelastik to‘qnashishlarga duch kelmay to‘rga borib yetgani uchungina tok nolga teng qiymatga tushib qolmaydi.

Noelastik urilish uchun zarur bo‘lgan energiyani elektron faqat 4,9 V potentsiallar farqini o‘tgandan keyin to‘rga borib yetgandagina oladi. Bundan, simob atomlarining enregiyasi 4,9 eV dan kichik qiymatga o‘zgarishi mumkin emas, degan xulosa chiqadi. Shunday qilib, atomning energiyasi ixtiyoriy qiymatlar qabul qila olmaydi va ixtiyoriy qiymatlarga o‘zgarishi mumkin emas: bu narsa atomda stasionar holatlarning diskret to‘plami mavjudligining tasdig‘i bo‘ladi.

Bunday xulosaning to‘g‘riligi yana shu bilan tasdiqlanadiki, 4,9 V kuchlanishda simob bug‘lari o‘zidan ultrabinafsha nurlarni chiqara boshlaydi. Nazariy jihatdan esa buni quyidagicha isbotlash mumkin:

$$E_2 - E_1 = \Delta E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}, \quad \Delta E = 4,9\text{eV};$$

$$\lambda = \frac{hc}{E_2 - E_1} = \frac{hc}{\Delta E} \approx 2520 \cdot 10^{-8}\text{sm} = 2520 \text{ \AA}$$

Bu esa simobning uyg‘ongan atomlari keyin quyi energetik holatlarga o‘tib, Borning ikkinchi postulatiga muvofiq nurlanib yorug‘lik kvantlari chiqarishini bildiradi.

13,9 V kuchlanishda elektronlar to‘r tomonga harakatlanish yo‘lida uch marta noelastik urilishga duch keladi, shu tufayli 86-rasmda keltirilgan egri chiziqda 3 ta maksimum hosil bo‘ladi. Ulardan biri 4,1 V, ikkinchisi 9 V, uchinchisi esa 13,9 V ga to‘g‘ri keladi. Bu tajribada ikki qo‘shni maksimumlar orasidagi masofa doimo 4,9 V ga teng bo‘ladi, lekin birinchi maksimum 4,1 V da bo‘ladi. Buning sababi – anod bilan katod har xil metallardan yasalgan, shuning uchun ular o‘rtasida qandaydir qo‘shimcha „**kontakt potentsiallar farqi**“ deb ataluvchi kuchlanish mavjud bo‘ladi va uni yengish uchun tezlatuvchi potensialning bir qismi sarf bo‘ladi. Agar elektronlarning tezlatuvchi potensial hisobiga oladigan energiyalari 4,9 eV ga nisbatan ancha katta bo‘lsa, bunday elektronlar noelastik to‘qnashishda o‘zlarining energiyalarining bir qismini yo‘qotadilar va qolgan energiyalari hisobiga anodga kelib tushadilar. Shu sababdan, keskin kamayib ketgan tok kuchi yana

orta boshlaydi. Atomni uyg‘otish uchun kerak bo‘ladigan minimal energiyaga **uyg‘onish potentsiali** deyiladi. Yuqoridagi tajribada simob uchun birinchi uyg‘onish potentsiali 4,1 V, ikkinchisi 9 V, uchinchisi esa 13,9 V ga teng. Ikkita qo‘shni uyg‘onish potentsiallari orasidagi farqqa **rezonans potentsiali** deyiladi. Uning bu tajribadagi qiymati 4,9 V ga teng. Atomdan elektrolarni chiqarib olish uchun kerak bo‘lgan minimal energiyaga **ionlash** yoki **ionizatsiya potentsiali** deyiladi.

Qo‘shimcha adabiyotlar

- [1] – 523–26- betlar, [2] – 220–21- betlar,
[3] – 194–95- betlar, [4] – 465–67- betlar,
[5] – 442–43- betlar, [6] – 269–71- betlar.

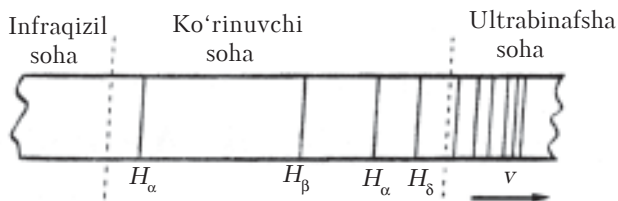
Nazorat uchun savollar

1. Bor postulatlarini ta’riflang va nima uchun ular kiritilganligini tushuntirib bering.
2. Frank – Gers tajribasining maqsadi nimadan iborat?
3. Frank – Gers tajribasida nima sababdan ultrabinafsha nurlanish hosil bo‘lganligini tushuntiring.
4. Nima sababdan keskin kamayib ketgan tok kuchi yana orta boshlaydi?
5. Atomning uyg‘onish potentsiali nima?
6. Rezonans potentsiali deb, nimaga aytiladi?
7. Ionizatsiya potentsialini ta’riflang.

26- ma’ruza

Vodorod spektridagi asosiy qonuniyatlar. Vodorod atomining spektral seriyalari. Balmerning umumlashgan formulasi. Kombinatsion prinsip

Tajribalarning ko‘rsatishicha, bir-biri bilan o‘zaro ta’sirlashmayotgan atomlarning nurlanishi alohida-alohida olingan spektral chiziqlardan iborat bo‘ladi. Shu tufayli, atomlar nurlanishida hosil bo‘lgan spektrlar **chiziqli spektrdir**. Atom – optik diapazondagi elektromagnit to‘lqinlarni chiqaruvchi manbadir. Shuning uchun bu nurlanish spektrlari asosida yoki bu nurlanish bo‘ysunadigan qonuniyatlar yordamida atom tuzilishini o‘rganish katta ahamiyatga egadir. Atom nurlanishi spektridagi chiziqlar tartibsiz joylashgan emas, ular biror-bir guruhga birlashgandir. Qandaydir matematik



87- rasm.

qonuniyatga bo'ysunuvchi **spektral chiziqlar** guruhi **spektral seriyalar** deyiladi. Eng oddiy atom bo'lgan vodorod atomining spektrlarini ko'rib chiqaylik. Bu atom chiqargan spektral chiziqlarni kuzatadigan bo'lsak, unda qandaydir oddiy qonuniyat borligini ko'rish mumkin (87- rasm).

Bu yerda qo'shni spektral chiziqlarning chastotalar farqi ularning chastotalari ortib borishi bilan kamayib boradi. Spektral chiziqlarning bunday joylashish qonuniyatini uzoq vaqt matematik yo'l bilan kashf eta olmadilar.

1885- yilda shveysariya matematigi Balmer empirik yo'l bilan vodorod atomining ko'rinuvchi sohasidagi spektral chiziqlarning quyidagi qonuniyatga bo'ysunishini aniqladi:

$$\lambda = 3645,6 \frac{n^2}{n^2 - 4} (\text{\AA}), \quad (26.1)$$

bunda n — butun son bo'lib, 3, 4, 5 va hokazo qiymatlarni qabul qiladi. (26.1) spektral chiziqlar guruhiga **Balmer seriyasi** deyiladi. Balmer seriyasi formulasini **to'lqin soni** deb ataluvchi kattalik orqali ifodalash qulaydir. **To'lqin soni** deb, 1 sm dagi to'lqinlar soniga aytiladi; u — to'lqin uzunligiga teskari bo'lgan kattalik. To'lqin soni K harfi bilan belgilanib, quyidagi formula orqali topiladi:

$$K = \frac{1}{\lambda} (\text{sm}^{-1}). \quad (26.2)$$

(26.2) ifodaga (26.1) olib kelib qo'yamiz:

$$\begin{aligned} K &= \frac{1}{3645,6} \cdot \frac{n^2 - 4}{n^2} = \frac{4}{3645,6} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) = \frac{1}{3645,6} \left(\frac{1}{4} - \frac{4}{n^2}\right) = \\ &= \frac{4}{3645,6} \cdot \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right) = R \cdot \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right). \end{aligned} \quad (26.3)$$

(26.3) ifoda to‘lqin soni orqali yozilgan Balmer seriyasi deyiladi. $R = \frac{4 \cdot 10^8}{3645,6} \text{ sm}^{-1} = 109737 \text{ sm}^{-1}$ vodorod atomi uchun Ridberg doimiysi deyiladi. $n \rightarrow \infty$ dagi to‘lqin sonining qiymati **seriya chegarasi** deyiladi. Balmer seriyasining chegarasi $K_{\text{cheg}} = \frac{R}{4}$ ga teng.

Yuqorida ko‘rdikki, Balmer seriyasi vodorod atomining ko‘rinuvchi sohasidagi spektral chiziqlarni xarakterlovchi seriya ekan. Balmer seriyasi bilan birgalikda vodorod atomining ko‘rinmaydigan sohadagi spektral chiziqlarni xarakterlovchi spektral seriyalari mavjuddir. Spektrning ultrabinafsha sohasida Layman Balmer seriyasiga juda ham o‘xshash bo‘lgan seriyani kashf qildi. Bu seriya **Layman seriyasi** deyiladi va u quyidagicha yoziladi:

$$K = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (26.4)$$

bu yerda $n = 2, 3$ va h.k.ni qabul qiladi.

Vodorod spektrining infraqizil sohasida esa Pashen, Breket, Pfund, Xemfri to‘rtta spektral seriyani kashf qildilar. Ular quyidagilar:

$$\text{Pashen seriyasi } K_1 = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) (n = 4, 5, 6s), \quad (26.5)$$

$$\text{Breket seriyasi } K = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right) (n = 5, 6, 7s), \quad (26.6)$$

$$\text{Pfund seriyasi } K = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right) (n = 6, 7, 8s), \quad (26.7)$$

$$\text{Xemfri seriyasi } K = R \left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2} \right) (n = 7, 8, 9s). \quad (26.8)$$

(26,3) – (26.8) formulalardan vodorod atomining spektral seriyalari umumiy ravishda

$$K = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (26.9)$$

qonuniyatga bo'ysunishi kelib chiqadi. Bu yerda $m=1, 2, 3, 4, 5$ qiymatlarni qabul qilsa, $n = m+1, m+2, m+3$ va hokazo qiymatlarni qabul qiladi. (26.9) ifodada quyidagicha belgilash kiritamiz:

$T(m) = \frac{R}{m^2}$, $T(n) = \frac{R}{n^2}$. (26.9) ifoda Balmerning **umumlashgan formulasi** deyiladi. $T(m)$ va $T(n)$ kattaliklarni spektral termlar yoki termlar deyiladi. Ular orqali (26.9) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$K = T(m) - T(n). \quad (26.10)$$

Undan vodorod atomi istalgan spektral chizig'ining to'lqin sonini $\frac{R}{m^2}$ va $\frac{R}{n^2}$ larning, ya'ni spektral termlarning ayirmasi sifatida ifodlash mumkin ekan. (26.10) formulaga Ridberg – Ritsning kombinatsion prinsipi ifodasi deyiladi. Bu prinsip quyidagicha ta'riflanadi: *agar bitta seriyaning ikkita spektral chizig'ining to'lqin sonlari ma'lum bo'lsa, ularning ayirmasi ham boshqa seriyaning uchinchi spektral chizig'i to'lqin sonini berib, bu to'lqin soni ana shu atomga tegishli bo'ladi.*

Kombinatsion prinsip empirik yo'l bilan kashf qilingan. Uning asl mazmuni Bor postulatlarini kashf qilindan so'ng ochildi. Undan foydalangan holda Bor atom sistemalari ma'lum bir stasionar holatda bo'lishini, bu holatlar energiyasi esa diskret energiya qatorini tashkil qilishini isbot qilib berdi. Bor postulatlarini asosida kombinatsion prinsip ifodasini hosil qilish mumkin. To'lqin soni to'lqin chastotasi bilan quyidagicha bog'langan:

$$K = \frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c}, \quad \nu = Kc. \quad (26.11)$$

Agar bu ifoda Borning chastotalar shartiga qo'yilsa,

$$h\nu = E_n - E_m, \quad hKc = E_n - E_m \quad K = \frac{E_n}{hc} - \frac{E_m}{hc}, \quad (26.12)$$

kelib chiqadi. (26.12) da

$$T(n) = -\frac{E_n}{hc}, \quad T(m) = -\frac{E_m}{hc}, \quad (26.13)$$

belgilash kiritsak, $K=T(m)-T(n)$, ya'ni kombinatsion prinsip ifodasi hosil bo'ladi. $T(n)$ va $T(m)$ ning ikkala ifodalarining o'ng tomonlarini bir-biriga tenglashtirib, atom energiyasini Ridberg doimiyi orqali aniqlash mumkin:

$$\frac{R}{n^2} = -\frac{E_n}{hc}, \quad E_n = -\frac{Rhc}{n^2}. \quad (26.14)$$

Atomning eng kichik (minimal) energiyali holati uning **asosiy** holati deyiladi. Asosiy holat $n=1$ ga mos keladi. (26.14) dan R ni topamiz va u ifodani $n=1$ holat uchun yozamiz:

$$R = -\frac{E_n n^2}{hc}, \quad R = -\frac{E_1}{hc}. \quad (26.15)$$

(26.15) ifodadan Ridberg doimiysi atomning asosiy holat energiyasini xarakterlovchi kattalik ekanligi ko'rinadi.

Qo'shimcha adabiyotlar

- | | |
|-----------------------|-----------------------|
| [1] — 523—26- betlar, | [3]— 194—95- betlar, |
| [4] — 469—70- betlar, | |
| [6] — 269- bet, | [5] — 440—42- betlar. |

Nazorat uchun savollar

1. Spektral seriyaga ta'rif bering.
2. Balmer tajribada topgan formulani yozing va unga kiruvchi kattaliklarning ahamiyatini tushuntiring.
3. Layman, Pashen, Breket, Pfund, Xemfri seriyalarining chegaralarini ko'rsating.
4. Balmerning umumlashgan formulasida m qanday qiymatlarni qabul qiladi va bu qiymatlarga qarab vodorod atomining qanday spektral seriyalarini hosil qilish mumkin?
5. Kombinatsion prinsip mazmunini va ahamiyatini tushuntiring.
6. Ridberg doimiysining fizik mazmuni nimadan iborat?

27- ma'ruza

Vodorod atomining Bor nazariyasi. Vodorod atomining energetik stahlari diagrammasi. Bor nazariyasining inqirozi

Bor o'z postulatlarini eng oddiy atom sistemasi — vodorod atomi nazariyasini yaratish uchun qo'lladi. Asosiy vazifa vodorod nurlanib chiqarayotgan elektromagnit to'lqinlarining chastotalarini

topishdan iborat edi. Ularni ikkinchi postulatdan foydalanib topish mumkin, biroq buning uchun atom energiyasining stasionar qiymatlarini aniqlash qoidasini topish kerak edi. Bor eng oddiy doiraviy orbitlarni tekshirdi. Vodorod atomidagi elektronning yadro bilan o'zaro ta'sir potensial energiyasi quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$U = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (27.1)$$

bu yerda: e – elektron zaryadining moduli, r – elektrondan yadrogacha bo'lgan masofa (88- rasm). O'zaro ta'sir etishayotgan zarralarning zaryadlari qarama-qarshi ishorali bo'lganligi uchun potensial energiya manfiy bo'ladi.

Atomning to'liq E energiyasi, Nyuton mexanikasiga muvofiq, kinetik va potensial energiyalarning yig'indisiga teng:

$$E = \frac{mv^2}{2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (27.2)$$

Kulon kuchi orbitadagi elektronga markazga intilma tezlanish beradi. Shuning uchun

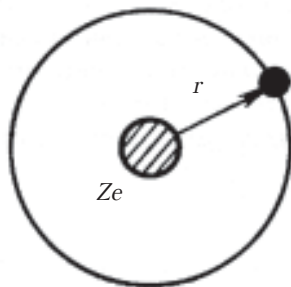
$$\frac{mv^2}{r} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \text{ yoki } mrv^2 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}. \quad (27.3)$$

Tezlikning bu munosabatdan topilgan qiymatini (27.2) formulaga qo'yib quyidagini olamiz:

$$E = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r}. \quad (27.4)$$

Klassik mexanikaga ko'ra, orbitaning radiusi ixtiyoriy qiymatlar qabul qilishi mumkin. Binobarin, energiya ham ixtiyoriy qiymatlar qabul qilishi mumkin.

Biroq, Borning birinchi postulatiga muvofiq, energiya faqat aniq E_n qiymatlarnigina qabul qilishi mumkin. Shuning uchun (27.4) formulaga muvofiq, vodorod atomida orbitalarning radiuslari ham ixtiyoriy bo'la olmaydi. Borning uchinchi postulati orbitalarning mumkin bo'lgan radiuslarini va shunga mos holda atomda energiyaning mumkin bo'lgan qiymatlarini aniqlaydi. Uning yordamida



88- rasm.

(27.3) formuladan tezlikni chiqarib tashlash va orbitalarning mumkin bo'lgan radiuslari ifodasini hosil qilish mumkin:

$$mrv^2 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}, m^2v^2r^2 = n^2\hbar^2, r_n = 4\pi\epsilon_0 \frac{\hbar^2 n^2}{me^2}. \quad (27.5)$$

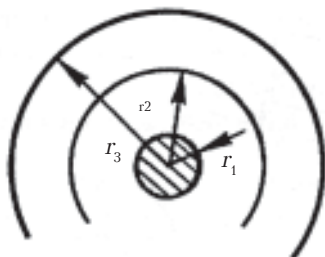
Bor orbitalarining radiuslari n son o'zgarishi bilan diskret ravishda o'zgaradi (89- rasm). Plank doimiysi, elektronning massasi va zaryadi elektron orbitalarining mumkin bo'lgan qiymatlarini belgilaydi. Elektronning massasi $m = 9,1 \cdot 10^{-31}$ kg ekanini nazarda tutib, orbitaning eng kichik radiusini ($n=1$) topamiz:

$$r_1 = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{me^2} = 5,29 \cdot 10^{-11} \text{ m}. \quad (27.6)$$

(27.6) kattalik **birinchi Bor orbitasining radiusi** deyiladi. Bu esa atom radiusining xuddi o'zidir. Bor nazariyasi uning uchun to'g'ri qiymat beradi. Atomning o'lchamlari kvant qonunlari bilan aniqlanadi (radius Plank doimiysining kvadratiga proporsionaldir). Klassik nazariya atomning o'lchamlari nima uchun 10^{-11} m tartibida bo'lishini tushuntira olmaydi. Orbitalar radiuslari ifodasini (27.4) formulaga qo'yib, atom statsionar holatlarining energiya qiymatlarini (energetik sathlarini) hosil qilamiz:

$$E_n = -\frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{me^4}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2}. \quad (27.7)$$

Bu ifoda vodorod atomining energiya formulasi deyiladi. Bu yerdagi n soniga **bosh kvant soni** deyiladi. Bosh kvant soni atomning energiyasini xarakterlovchi kattalikdir. U 1 dan N gacha (ixtiyoriy butun son) bo'lgan butun sonlarni qabul qiladi. (27.7) dagi doimiylarning o'rniga son qiymatlarini qo'yib, quyidagini hosil qilish mumkin:



89- rasm.

$$E_n = -\frac{13,53}{n^2} \text{ (eV)}. \quad (27.8)$$

Vodorod atomining asosiy holati ($n=1$) energiyasi — 13,53 eV ga teng bo'ladi. Bu holatda atom nihoyatda uzoq muddat bo'lishi mumkin. Vodorod atomini ionlash uchun unga 13,53 eV energiya berish kerak. Bu energiya **ionizatsiya energiyasi**

deyiladi. $n = 2, 3, 4, 5$ bo'lgan barcha holatlar uyg'otilgan atomlarga xosdir. Bu holatlarda atomning yashash davri 10^{-8} s tartibida bo'ladi. Bu davr ichida elektron yadro atrofida yuz millionga yaqin marta aylanishga ulguradi.

Borning chastotalar shartiga muvofiq, vodorod atomining mumkin bo'lgan nurlanish chastotalari quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$\nu = \frac{E_n - E_m}{h} = \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \cdot \frac{me^4}{4\pi\hbar^3} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (27.9)$$

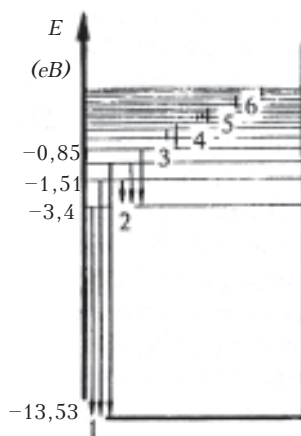
bu yerda n soni $m+1$ dan boshlanuvchi butun sonlar, to'liq soni esa

$$K = \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \cdot \frac{me^4}{4\pi\hbar^3 c} \cdot \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (27.10)$$

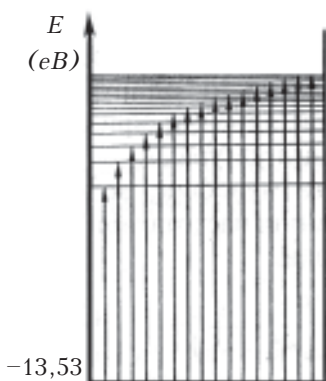
dan topiladi. Bu yerda $K = \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \cdot \frac{me^4}{4\pi\hbar^3 c}$ - vodorod atomi uchun Ridberg doimiysi bo'lib, Plank doimiysi, elektronning massasi va zaryadi, shuningdek, elektr doimiysi hamda yorug'lik tezligi orqali aniqlanadi.

(27.8) ifoda yordamida vodorod atomining energetik sathlar diagrammasini chizish mumkin (90- rasm). n ortib borishi bilan ketma-ket sathlar o'rtasidagi masofa kamayib boradi va n ning katta qiymatida (chegarada) nolga aylanadi. Strelkalar bilan esa sathlar orasidagi o'tish ko'rsatilgan va unda qanday spektral seriyalar yuzaga kelishi ham ko'rsatilgan (1- Layman, 2- Balmer, 3- Pashen, 4- Breket, 5- Pfund, 6- Xemfri seriyalari). Har bir seriya yuqori sathlardan quyi sathlarga o'tish natijasida yuzaga keladi. Yuqori energetik sathlardan quyi energetik sathlarning biriga o'tishlarda nurlanish yuzaga keladi.

Yorug'likning yutilishi uning nurlanishiga teskari jarayon. Atom yorug'lik yutib, quyi energetik holatlardan yuqori energetik holatlarga o'tadi. Bunda atom yuqori energetik holatlardan quyi holatlarga o'tishida nurlangan chastotalarning xuddi o'zini yutadi.



90- rasm.



91- rasm.

91- rasmda atomning yorug'lik yutib biror holatlardan boshqalariga o'tishlari strelkalar bilan tasvirlangan.

Bor nazariyasini vodorod atomiga tatbiq etib, uning yordamida vodorod atomi spektrining miqdoriy nazariyasini yaratish mumkin bo'ldi. Biroq vodorod atomidan keyin turgan geliy atomi uchun Bor tasavvurlari yordamida miqdoriy nazariya yaratish mumkin bo'lmadi. Geliy atomi va undan murakkabroq atomlar uchun Bor nazariyasi faqat sifat jihatdangina (biroq juda muhim

bo'lgan) xulosalar chiqarishga imkon berdi. Chunki Bor nazariyasi chala va ichki ziddiyatli nazariyadir. Bir tomondan, vodorod atomi nazariyasini tuzishda klassik mexanikaning odatdagi qonunlari va Kulon qonunidan foydalanilgan bo'lsa, ikkinchi tomondan esa Nyuton mexanikasi va Maksvell elektrodinamikasi bilan mutlaqo bog'liq bo'lmagan kvant postulatlaridan foydalanilgan. Fizikaga kvant tasavvurlarining kiritilishi mexanikada ham, elektrodinamikada ham tubdan qayta qurishni talab qiladi. Demak, Bor nazariyasida klassik va kvant fizikalari izchilligi mavjud emas. U.G. Breg hazil ma'nosida Bor nazariyasida dushanba, chorshanba, juma kunlari klassik fizika qonunlari hukmron bo'lsa, seshanba, payshanba va shanba kunlari esa kvant fizikasi qonunlari hukmron bo'ladi, degan edi. Shu tufayli Bor nazariyasi inqirozga uchradi.

Qo'shimcha adabiyotlar

- | | |
|-------------------------------|-----------------------|
| [1] — 520—23- betlar, | [2] — 223—24- betlar, |
| [3] — 195- bet, | [4] — 470—71- betlar, |
| [5] — 443—45- betlar, | |
| [6] — 266—69, 271—72- betlar. | |

Nazorat uchun savollar

1. Birinchi Bor orbitasining radiusi qanchaga teng?
2. Vodorod atomining asosiy holat energiyasi necha eV ga teng?
3. Bosh kvant soniga ta'rif bering.
4. Vodorod atomi uchun Ridberg doimiysini hisoblash formulasini ko'rsating.
5. Bor nazariyasining inqirozi nimada ekanligini tushuntiring.

28- ma'ruza

Tabiatda zarra-to'lqin dualizmi. Lui-de-Broyl gipotezasi. Noaniqlik munosabatlari. Kvant mexanikasi haqida tushuncha

Bizga ma'lumki, yorug'lik nuri dualizmga, ya'ni korpuskular va to'lqin xususiyatga egadir. 1924- yilda fransuz fizigi Lui Viktor de-Broyl barcha mikrozaralar korpuskular xususiyatga ega bo'lishi bilan birgalikda, to'lqin xususiyatga ham ega bo'ladi, gipotezani ilgari surdi. Bunda u birincha marta fotonlar uchun topilgan

$$E = h\nu, P = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} \quad (28.1)$$

munosabatlar universal xarakterga ega va zarralar uchun ham o'rinni deb hisobladi.

De-Broyl g'oyasiga ko'ra har qanday zarra va xato har qanday jism to'lqin xossalriga ega. Zarra (yoki jism)ning to'lqin uzunligi (de-Broyl to'lqin uzunligi) va chastotasi qo'yidagi

$$\lambda = \frac{h}{P} = \frac{h}{mv}, \nu = \frac{E}{h} \quad (28.2)$$

formulalar bilan aniqlanishi mumkin. (28.1) ifoda *Lui de-Broyl tenglamalari* deyiladi. Agar zarraning tezligi emas, balki kinetik energiyasi T ma'lum bo'lsa va bu zarra yorug'lik tezligidan ancha kichik bo'lgan tezlik bilan harakatlansa, u holda bunday zarraning

P impulsi $T = \frac{P^2}{2m}$ ga asosan $P = \sqrt{2mT}$ formula orqali, de-Broyl to'lqin uzunligi esa

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mT}} \quad (28.3)$$

formula orqali aniqlanadi.

Agar zarra yorug'lik tezligiga yaqin tezlik bilan harakatlansa va $T \geq m_0c^2$ ($E_0 = m_0c^2$ – zarraning tinchlikdagi energiyasi) bo'lsa, u holda zarraning de-Broyl to'lqin uzunligi

$$\lambda = \frac{hc}{\sqrt{T(2E_0 + T)}} = \frac{hc}{\sqrt{T(2m_0c^2 + T)}} \quad (28.4)$$

dan topiladi.

Zarraning de-Broyl to‘lqin uzunligi juda kichikdir, uning tartibi 10^{-10} m ni tashkil qiladi. Bu rentgen nurlar to‘lqin uzunligining tartibidir. Shu tufayli Lui de-Broyl gipotezasining to‘g‘ri ekanligini isbotlashda rentgen nurlarini o‘rganish usullaridan foydalaniladi.

Devison va Jermer de-Broyl gipotezasining to‘g‘ri ekanligini tekshirish maqsadida 1927- yilda elektronlar oqimi bilan nikel monokristalini bombardimon qildilar va uning sirtidan elektronlarning qaytishini o‘rgandilar. Ular energiyasi bir necha o‘n elektronvolt bo‘lgan elektronlar oqimining nikel monokristaliga tushish burchagini o‘zgartirgan holda qaytgan elektronlar oqimi intensivligining o‘zgarishini qayd qilib bordilar. Bu intensivlik elektronlar oqimining ma‘lum bir tushish burchagida maksimal qiymatga ega bo‘ladi. U esa nikel monokristalidan qaytgan elektronlarning de-Broyl to‘lqinlarining interferensiyasi natijasidir. Ushbu natija esa Lui de-Broyl gipotezasi to‘g‘ri ekanligini isbotidir.

Tomson va Tartakovskiy de-Broyl gipotezasining to‘g‘ri ekanligini tekshirish maqsadida elektronlar difraksiyasini rentgen nurlarini o‘rganish usullarining biridan foydalangan holda o‘rgandilar. Ular elektronlar oqimini metall plastinka orqali o‘kazdilar. Ularning fikricha, metall plastinkadan sochilgan elektronlar qurilmaga kiritilgan fotoplastinkada interferension halqalarni hosil qilishi kerak edi.

Haqiqatan ham, Tomson va Tartakovskiy tajribalarida ana shunday interferension halqalar kuzatildi. Bu natija esa de-Broyl gipotezasining yoki de-Broyl tenglamalarining to‘g‘riligini ko‘rsatuvchi natija bo‘lib hisoblanadi.

Shu narsani aytish kerakki, to‘lqin xossalar makroskopik jismlar uchun ham xos, ammo kichikligi tufayli biz ularni sezmaymiz. Misol uchun, 100 m/s tezlik bilan harakatlanayotgan 1 kg massali jismga to‘lqin uzunligi $\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{1 \cdot 100} = 6,62 \cdot 10^{-36}$ m bo‘lgan de-Broyl to‘lqin mos keladi. Bunday uzunlikni o‘lchab bo‘lmaydi.

Klassik fizikada moddiy nuqta deb qaralishi mumkin bo‘lgan jism fazoda istalgan vaqt oralg‘ida ma‘lum bir nuqtada bo‘lishi mumkin va u yerda zarra yoki jism harakatlanayotgan bo‘lsa, biror-bir $P = mv$ impulsiga ega bo‘ladi. Demak, klassik fizikada ana shu nuqtada jism yoki zarraning koordinatasini va impulsini katta aniqlik bilan o‘lchash mumkin ekan.

Kvant fizikasida bunday emas. Bu yerda zarrani quyidagi

$$\Delta x \Delta P_x \geq h, \Delta y \Delta P_y \geq h, \Delta z \Delta P_z \geq h \quad (28.5)$$

tengsizlik xarakterlaydi. Unda $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ — jismning koordinatasini aniqlashdagi xatolik, $\Delta P_x, \Delta P_y, \Delta P_z$ — zarraning impulsini aniqlashdagi xatolik. (5.5) tengsizliklarga **Geyzenberg tengsizliklari yoki noaniqlik munosabatlari** deyiladi. Agar birinchi tengsizlikda $\Delta x = 0$ bo'lsa, $\Delta P_x \rightarrow \infty$ yoki $\Delta P_x = 0$ bo'lsa, $\Delta x \rightarrow \infty$ bo'ladi. Qolgan ikki tengsizlikda ham shunday bo'ladi. Binobarin, zarra koordinatasini katta aniqlik bilan o'lchasak, uning impulsini aniqlashdagi xatolik keskin ortib ketadi yoki aksincha.

Demak, bir vaqtning o'zida zarra koordinatasini va impulsini kvant fizikasida katta aniqlik bilan o'lchab bo'lmas ekan. Bu esa Geyzenberg tengsizliklari yoki noaniqlik munosabatlarining fizik mazmunidir. Geyzenberg tengsizliklaridan esa kvant fizikasida yoki mexanikasida trayektoriya tushunchasi o'rinli emasligi kelib chiqadi. Bu esa o'z navbatida atomning yadroviy planetar modeliga tuzatma kiritishni taqozo qiladi. Ushbu tuzatmani hisobga olgan holda hozirgi zamon atom tuzilishi modeli quyidagicha: atom uning asosiy massasini tashkil etgan yadrodan va uning atrofida qandaydir trayektoriyaga ega bo'lgan orbita bo'ylab harakatlanuvchi elektronlardan iborat. Elektronlar trayektoriyalarining ichida ehtimoli katta bo'lgan trayektoriya — elliptik traektoriyadir.

Yadro atrofida doiraviy orbita bo'ylab harakat qilayotgan elektronning yadroga qulab tushmasligini Geyzenberg tengsizligi asosida quyidagicha tushuntirish mumkin. Agar elektron yadroga qulab tushsa, elektronning koordinatasi aniq va $\Delta x \rightarrow 0$ bo'ladi. U holda $\Delta P_x \rightarrow \infty$. Unda elektronning kinetik energiyasini aniq-

lashdagi xatolik $\Delta T = \frac{\Delta P^2}{2m} \rightarrow (\infty)^2$ ga teng. Kinetik energiyasini aniqlashdagi xatolik $\Delta T \rightarrow (\infty)^2$ bo'lgan elektronning kinetik energiyasi haddan tashqari katta bo'ladi. Bunday katta kinetik energiyaga ega bo'lgan elektron hech qachon yadroga qulab tushmaydi.

Mikrozarralar dunyosining o'ziga xos xususiyatlaridan biri — diskret energetik sathlarning mavjudligidir. Bunday holatlarning mavjudligi klassik mexanika uchun yot tushuncha bo'lib, uning yordamida bunday holatlarni hech qaysi yo'l bilan hosil qilib

bo'lmaydi. Mana shunday holatlarning mavjudligini **kvant mexanikasi** tushuntirib beradi. Demak, klassik fizika qonunlarini mikrozarralar dunyosiga qo'llab bo'lmas ekan, mikrozarralar dunyosini va ularning harakatlarini faqatgina kvant fizikasi asosidagina tushuntirish mumkin ekan. Kvant mexanikasi esa kvant fizikasining matematik apparatidir.

Diskert holatlarning mavjudligini kvant mexanikasining asosiy tenglamasini – Shredinger tenglamasini yechib hosil qilish mumkin. Bu tenglamani birinchi bo'lib, 1926- yilda Avstriya fizigi Ervin Shredinger (1887 – 1961) hosil qilgan. Shredinger tenglamasi $v < c$ tezliklardagi kvant hodisalarini xarakterlaydi. Yorug'lik tezligiga yaqin tezliklardagi relyativistik kvant hodisalarini Dirak tenglamasi yordamida tushuntiriladi. Kvant mexanikasining asosiy masalasi –

Shredinger yoki Dirak tenglamalarini konkret kvant sistemalari: atom, yadro va hokazolar uchun yechimini topishdan iboratdir. Kvant mexanikasida zarralarning mikroduyodagi harakati haqidagi ma'lumotlarni Shredinger tenglamasining yechimi bo'lgan ψ (psi) to'liq funktsiya yordamida olish mumkin. U mikroduyodagi zarralarning holat funktsiyasi hisoblanib, zarralarning kvant holatlari bo'yicha taqsimotini aks ettiradi.

Qo'shimcha adabiyotlar

- [1] – 556 – 61- betlar, [3] – 201 – 203- betlar,
[4] – 428 – 35- betlar, [5] – 419 – 24- betlar.

Nazorat uchun savollar

1. Lui de-Broyl gipotezasini ayting.
2. De-Broyl tenglamalarini yozing.
3. Devison – Jermer tajribasining mazmunini tushuntiring.
4. Elektronlar difraksiyasi nimani isbotlaydi?
5. Geyzenberg tengsizliklarining fizik mazmunini ayting.
6. Geyzenberg tengsizliklaridan qanday xulosa kelib chiqadi?
7. Klassik mexanika bilan kvant mexanikasi orasidagi farqni tushuntiring.

29- ma'ruza

Elektron spini. Atom sistemasini xarakterlovchi kvant sonlari. Pauli prinsipi. Mendeleyev davriy sistemasi to'ldirilishining fizikaviy tushuntirilishi

Yadro atrofidagi biror orbita bo'ylab harakat qilayotgan elekttron yuqorida aytilganidek, ma'lum bir impuls momenti (harakat miqdori momenti)ga ega bo'ladi. Bu moment elektronning orbita bo'ylab harakati bilan bog'liq bo'lganligi uchun ushbu momentni **orbital moment** deb ataladi va u \vec{l} harfi bilan belgilanadi. U holda ushbu moment modulini quyidagicha yozish mumkin:

$$|\vec{l}| = \hbar\sqrt{l(l+1)}. \quad (29.1)$$

Bu yerdagi l kattalik **orbital kvant soni** deyiladi. Elektronning orbital kvant soni uning orbital momentini xarakterlovchi kattalik ekan. Orbital kvant soni $l = 0, 1, 2, 3, \dots, n-1$ (n – bosh kvant soni) qiymatlarni qabul qilar ekan.

Elektron orbital momentining Z o'qidagi proyeksiyasi uchun quyidagi

$$l_z = m\hbar \quad (29.2)$$

tenglik o'rinli bo'ladi. Bu yerdagi m kattalik elektronning magnit kvant soni deyiladi. U elektron orbital momentining Z o'qidagi proyeksiyasini xarakterlovchi kattalik ekan.

Biror-bir vektorning proyeksiyasi uning modulidan hech qachon katta bo'lmaganligi uchun elektronning orbital momenti vektori uchun

$$|m\hbar| \leq \hbar\sqrt{l(l+1)} \quad (29.3)$$

shart o'rinlidir. Bundan $|m|$ ning maksimal qiymati l ga teng ekanligi va magnit kvant soni $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$ qiymatlarni qabul qilishi kelib chiqadi. Magnit kvant sonining qabul qilishi mumkin bo'lgan qiymatlari soni $2l+1$ ga teng.

Orbital kvant sonlari har xil bo'lgan elektronlarning holatlari bir-biridan orbital moment kattaligi bilan farq qiladi. Atom fizikasida bu holatlar uchun shartli belgilar ishlatiladi. Masalan, $l = 0$ kvant soniga ega bo'lgan elekttronni **s**-elektron, u turgan holatni esa **s**-holat deyiladi. $l = 1$ bo'lgan **p**-elektron, u turgan holat **p**-holat,

$l=2$ bo'lgan elekttron **d**-elekttron, u turgan holat **d**-holat, $l=3$ bo'lgan elekttron **f**-elekttron, holat esa **f**-holat deyiladi. Bu ketma-ketlikni lotin alifbosi harflari tartibida davom ettirish mumkin. Bu shartli belgilash oldida keltirilgan son shu holatning bosh kvant sonini ko'rsatadi. Masalan, $n=3$ va $l=1$ holatdagi elektron $3p$ belgisi bilan ko'rsatilar ekan. Bir necha komponentlardan tashkil topgan murakkab spektr chiziqlariga **multipletlar** deyiladi. Agar shu spektral chiziqlar soni bitta bo'lsa, ularni — **singlet**, ikkita bo'lsa — **dublet**, uchta bo'lsa — **triplet**, to'rtta bo'lsa — **kvartet**, beshta bo'lsa — **kvintet** va hokazo deyiladi. Ular spektral chiziqlarning komponentlarga ajralishi tufayli hosil bo'ladi. Bu ajralish o'z navbatida energetik sathlarning ajralishi tufaylidir. Energetik sathlarning bunday ajralishini tushuntirish uchun Gaudsmit va Ulenbek 1925- yilda elekttronning fazodagi aylanishi bilan bog'liq bo'lmagan xususiy orbital momentga ega bo'lishi to'g'risidagi gipotezani ilgari surdilar. Elekttronning o'z o'qi atrofida aylanishi natijasida hosil bo'ladigan xususiy orbital moment elekttronning **spini** deyiladi. Spin inglizchasiga „aylanish“ degan ma'noni anglatadi. Lekin elektron hech qachon o'z o'qi atrofida aylanmaydi. U holda spin elektronga xuddi zaryad va massa kabi xos bo'lgan ichki xossadir.

Ko'pchilik tajribalar elekttronning spini mavjudligini isbot qiladi. Spinning mavjudligi va uning xossalari Dirak tenglamasidan to'g'ridan-to'g'ri kelib chiqadi. Shu tufayli elektronning spini bir vaqtning o'zida ham kvant, ham relyativistik xossa bo'lib hisoblanar ekan. Spinga protonlar, neytronlar, fotonlar va boshqa elementar zarralar ega bo'ladi.

Elekttronning xususiy orbital momenti kvant mexanikasi qonunlari asosida quyidagicha aniqlanadi:

$$|\vec{S}| = \hbar\sqrt{S(S+1)}, \quad (29.4)$$

bunda S — **spin kvant soni** bo'lib, elektron uchun $1/2$ ga teng. Spinning berilgan Z yo'nalishdagi proyeksiyasini esa

$$S_z = m_s \hbar (m_s = \pm S = \pm 1/2) \quad (29.5)$$

deb yozish mumkin.

Demak, atomdagi elektronlarni yoki atom sistemalarini to'rtta kvant soni xarakterlar ekan:

bosh kvant soni $n(n=1,2,3sN)$,

orbital kvant soni $l(l=0,1,2sn-1)$,

magnit kvant soni $m(m= -l, -l+1, \dots, -1, 0, +1, \dots, l)$,

spin kvant soni $S(m_s = +\frac{1}{2}, -\frac{1}{2})$.

n, l, m kvant sonlari bir xil bo'lgan, faqatgina spin kvant soni bilan farq qiluvchi atomdagi elektronlar soni 2 ga teng, chunki $m_s = \pm \frac{1}{2}$. n va l kvant sonlari bir xil bo'lgan, m va s kvant soni har xil bo'lgan atomdagi elektronlar soni $2(2l+1)$ ga teng, chunki m ning qabul qilishi mumkin bo'lgan qiymatlar soni $(2l+1)$; bosh kvant soni bir xil bo'lgan, $l, m, s(m_s)$ kvant sonlari har xil

bo'lgan atomdagi elektronlar soni $\sum_{l=0}^{n-1} 2(2l+1) = 2n^2$. Demak, $n = 1$ da 2 ta, $n = 2$ da 8 ta, $n = 3$ da 18 ta, $n = 4$ da 32 ta, $n = 5$ da 50 ta va hokazo elektronlar bor.

Bir xil bosh kvant soniga ega bo'lgan elektronlar majmuasi **elektron qobiq** deyiladi. Qobiqlar 1 kvant soni bilan farqlanuvchi qobiqchalarga bo'linadi. Bosh kvant sonining qiymatlariga mos ravishda qobiqlar quyidagicha belgilanadi:

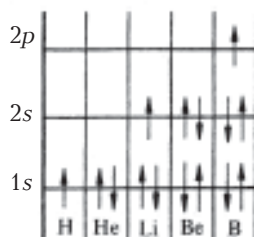
n ning qiymatlari 1 2 3 4 5 6 7 s

Qobiqlarning belgisi K L M N O P Q s

Kvant mexanikasining qonunlaridan yana bittasi **Pauli prinsipi** deb yuritiladi. Bu prinsip quyidagicha ta'riflanadi. *Atomda yoki biror-bir kvant sistemasida to'rtta n, l, m, s bir xil kvant sonlariga ega bo'lgan ikkita elektron bitta kvant holatida bo'lishi mumkin emas.* Ushbu prinsip faqat elektronlar uchun emas, balki yarim spin kvant soniga ega bo'lgan barcha zarralar uchun o'rinlidir.

Mendeleyev davriy jadvalini to'ldirishda Pauli prinsipi asosiy rol o'ynaydi. Bu sistemani to'ldirish bilan qisqacha tanishib o'taylik. Shu narsani ta'kidlab o'tish kerakki, sistema elementlarining barchasida elektronlar minimal energiyali holatlarni egallashga harakat qiladi. K - qobiq $1s$ - qobiqchadan tashkil topganligi uchun vodorod atomidagi bitta elektron ushbu qobiqchaga joylashtiriladi. Geliy atomining ikkala elektroni K - qobiqning $1s$ - qobiqchasiga joylashtiriladi va shu bilan K - qobiq to'ladi.

Bu yerda elektronlarning spinlari antiparalleldir (92- rasm). Vodorod atomining *elektron konfiguratsiyasi* $1s$ bo'lsa, geleyniki esa $1s^2$ (2 ta $1s$ -elektron) bo'ladi.



92- rasm.

Litiy atomining uchinchi elektroni L -qobiqning $1s$ -qobiqchasiga joylashadi (92- rasm). Litiyning elektron konfiguratsiyasi $1s^2 2s$. Uning uchinchi elektroni qolgan ikkitasiga nisbatan yuqori energetik holatlarda joylashganligi uchun yadro bilan kuchsiz bog'lanadi va u atomning kimyoviy va optik xossalari belgilaydi. Berilliy atomida $2s$ - qobiqcha to'ldiriladi. Navbatdagi olti (B, C, N, O, F va Ne) elementlarda $2p$ - qobiqcha to'ldiriladi. Neon atomida K - va L - qobiqlar to'ldi. Geliy sistemasiga o'xshash sistemani takrorlagani uchun u ham inert gaz bo'ladi. Natriy atomida K - va L - qobiqlar to'lgan bo'lib, bitta elektron $3s$ -qobiqchaga joylashadi. Natriyning elektron konfiguratsiyasi $1s^2 2s^2 2p^6 3s$ bo'ladi. Natriyning $3s$ elektroni yadrosi bilan kuchsiz bog'langan bo'lib, u valent va optik elektron bo'ladi. Shu tufayli natriy xossalari litiyga o'xshashdir. Natriydan keyin $3s$ - va $3p$ - qobiqchalar normal to'ldi. Berilgan umumiy konfiguratsiyada $3d$ - qobiqcha $4s$ - qobiqchaga qaraganda energetik jihatdan yuqorida joylashganligi uchun M -qobiq to'lib ulgurmasdan N -qobiqning to'ldirilishi boshlanadi. $4p$ - qobiqcha $3d$ - qobiqchaga nisbatan energetik jihatdan yuqorida joylashganligi uchun, $4s$ -qobiqchadan so'ng $3d$ -qobiqcha to'ldiriladi. Qolgan barcha element atomlarining energetik sathlari ham ana shunday ketma-ketlikda elektronlar bilan to'ldiriladi.

Qo'shimcha adabiyotlar

- [4] — 439—44, 460—65, 475—83- betlar,
- [5] — 447—54- betlar.

Nazorat uchun savollar

1. Orbital kvant sonini ta'riflang.
2. Magnit kvant sonini ta'riflang.
3. $4d$ -elektron deyilganda nimani tushunasiz?
4. Elektron spinini aytib bering.
5. $n=6$ bo'lganda nechta elektron bo'lishi mumkin?
6. Pauli prinsipining ahamiyatini tushuntiring.
7. Q -qobiqda eng ko'pi bilan nechta elektron bor?

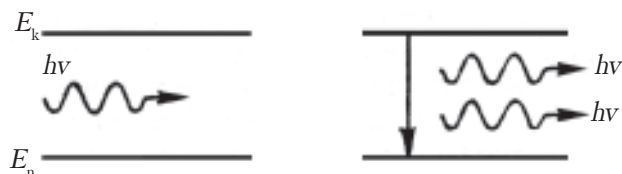
30- ma'ruza

Lazerlar

Yorug'lik atomlar, molekular va ionlar tomonidan nurlanadi. Atom (molekula, ion) asosiy holatda bo'lganda, u nur sochmaydi va bu holatda u cheksiz uzoq vaqt bo'lishi mumkin. Ammo atom unga tashqi elektromagnit maydon yoki zarralar (masalan, boshqa atomlar yoki elektronlar) ta'sir etishi natijasida uyg'ongan holatga o'tishi mumkin. Atomning uyg'ongan holatda bo'lish vaqti juda kichik.

Atom uyg'ongan holatdan asosiy holatga o'tganda o'zidan foton chiqaradi. Atomning nur sochish vaqti 10^{-8} s tartibidadir. Atomlarning uyg'ongan holatdan uyg'onmagan holatga o'tishi o'z-o'zidan yuz berganligi uchun, nurlar har xil qutblanish tekisligiga ega bo'lgan va har xil fazali fotonlardan iborat bo'ladi. Har xil atomlar nurlanishining fazalari va qutblanishi orasida hech qanday moslik yo'q. Har xil atomlar nurlanishining chastotalari ham har xil. Bunday nurlanish kogerent bo'lmasdan, uning to'lqinlari fazoda interferensiyalar hosil qilmaydi.

Atomlarning o'z-o'zidan yuqori energetik holatlardan pastki energetik holatlarga o'tishi natijasida hosil bo'lgan nurlanish **spontan nurlanish** deyiladi. A. Eynshteyn 1918- yili nazariy tekshirishlar asosida atomlarning uyg'ongan (yuqori energetik) holatdan uyg'onmagan (pastki energetik) holatga o'tishi nafaqat o'z-o'zidan, balki **majburiy (induksiyalangan)** bo'lishi ham mumkin, degan xulosaga keldi. Bunday o'tish uyg'ongan atom yonidan o'tuvchi boshqa foton ta'sirida sodir bo'lishi mumkin. Bunda uyg'ongan atom (molekula, ion) o'zini uyg'ongan holatdan uyg'onmagan holatga o'tishini yuzaga keltirgan fotondan mutlaqo farqlanmaydigan foton chiqaradi. Bunda induksiyalangan nurlanishni yuzaga keltiruvchi foton ham o'zgarmaydi (93- rasm). Foton o'z yo'lida uyg'ongan



93- rasm.



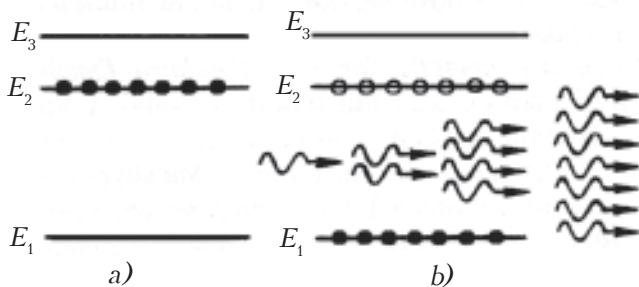
94- rasm.

atomga to‘qnashib, undan foton urib chiqargandek bo‘ladi. Har ikkala fotonlar bir xil chastota, harakat yo‘nalishi, faza va qutblanish tekisligiga ega bo‘ladi.

1939- yili mashhur fizik V.A. Fabrikant yorug‘likni kuchaytirishning majburiy nurlanish hodisasidan foydalanishga asoslangan usulini taklif etdi. Bu usulning mohiyati quyidagicha. Ayrim moddalarning atomlarida shunday uyg‘ongan holatlar borki, atomlar bu holatlarda uzoq vaqt davomida (bir sekund) bo‘la oladi. Bunday holatlar **metastabil holatlar** deyiladi. Atomlarida metastabil holatlari bo‘lgan moddalarga rubinaluminiy oksidi Al_2O_3 misol bo‘la oladi, ularda aluminiy atomlarining bir qismi o‘rnini metastabil holatlari bo‘lgan xrom ionlari egallagan.

Rubin (yoqut) yorug‘lik bilan yoritilganda xrom ionlari uyg‘onadi va E_3 energetik sathga mos keluvchi holatga o‘tadi (94-rasm). Juda qisqa vaqt oralig‘i (10^{-8} s) o‘tgandan so‘ng uyg‘ongan xrom atomlarining ko‘pchiligi E_2 metastabil holatga o‘tadi.

E_3 sathdan E_2 ga o‘tishda nurlanish bo‘lmaydi; bu o‘tishda ajralgan energiya kristall panjaraga beriladi, natijada kristallning temperaturasi ko‘tariladi. Agar rubin kristali uzoq vaqt davomida yoritilsa, xrom ionlarining E_2 metastabil sathiga elektronlarning juda zich „joylashuvi“ yuz beradi (95-a rasm). Agar rubin sterjenga uning uchlaridan biri orqali sterjen o‘qi yo‘nalishida kuchsiz yorug‘lik dastasi tushsa, $E = hv$ energiyasi xrom ionining metastabil va asosiy holatlari energiyalari ayirmasi $E_2 - E_1$ ga teng bo‘lgan fotonlar bu ionlarning E_2 holatidan E_1 ga o‘tishlarini va ana shunday $hv = E_2 - E_1$ energiyali fotonlarning nurlanishini yuzaga keltiradi. Fotonlar soni ikki marta ortadi. Majburiy tebranishlarning fotonlari



95- rasm.

xrom ionlarining yuzaga keltiruvchi fotonlaridan faqat energiya va chastotalari bo'yicha emas, balki fazalari, tarqalish yo'nalishlari va qutblanishi bo'yicha ham farq qilmaydi. Soni ikki marta ortgan bir xildagi fotonlar rubin sterjen ichida harakatlanib, xromning yangi ionlari nurlanishini yuzaga keltiradi. Bunda fotonlar soni kuchaytiriluvchi yorug'lik dastasidagi boshlang'ich sonidan 4 marta ortadi. Rubin sterjenda metastabil holatdagi xrom ionlari yetarli miqdorda bo'lar ekan, bu jarayon davom etadi va sterjenning ikkinchi uchiga tomon harakatlanuvchi fotonlar soni shiddat bilan ko'chkisimon ortadi (95-b rasm). Buning natijasida rubin sterjendan unga kirgan yorug'likka kogerent bo'lgan yorug'lik dastasi chiqadi, ya'ni yorug'lik dastasining kuchayishi yuz beradi.

Ammo faqat yorug'lik dastasi energiyasining ortishigina muhim emas. Undan ham muhimi, shunday yo'l bilan chastotasi, fazasi va harakat yo'nalishi bir xil bo'lgan fotonlar oqimidan iborat kogerent to'lqinlar (nurlanish) dastasining olinishidir. Bu prinsipdan foydalangan holda 1953- yilda N.G. Basov va A.M. Proxorov va ulardan bexabar holda amerikalik fiziklar Ch. Tauns va Veber birinchi kogerent nurlanish generatori haqidagi g'oyani ilgari surdilar.

Santimetr to'lqinlar diapazonida ishlovchi bu kvant generatori **mazer** deb ataladi („**Mazer**“ inglizcha „*Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation*“ degan so'zlardan olingan bo'lib, u majburiy nurlanish yordamida mikroto'lqinlarni kuchaytirish, degan ma'noni anglatadi). Majburiy kogerent nurlanish manbalari esa **lazerlar** deb yuritiladi. („**Lazer**“ so'zi inglizcha quyidagi so'zlarning birinchi harflaridan tuzilgan. „*Light ampli-*

cation by stimulated emission of radiation“ — tarjimasi „Yorug‘likni majburiy nurlanish bilan kuchaytirish“). Optik diapazonda ishlovchi birinchi lazer 1960- yilda amerikalik fizik T. Meymon tomonidan yaratilgan.

Lazerlar yorug‘likning boshqa manbalariga qaraganda qator afzalliklarga ega:

1. Lazerlar tarqalish burchagi juda kichik (10^{-5} rad atrofida) yorug‘lik dastasi hosil qila oladi. Yerdan yuborilgan bunday dasta Oyda diametri 3 km bo‘lgan dog‘ hosil qilishi mumkin.

2. Lazer yorug‘ligi nihoyatda monoxromatikdir. Atomlari bir-biridan mustaqil holda yorug‘lik chiqaruvchi oddiy manbalardan farqli o‘laroq, lazerlarda atomlar bir-biriga muvofiq holda yorug‘lik chiqaradi. Shuning uchun to‘lqinning fazasi noregular o‘zgarishlarga duch kelmaydi.

3. Lazerlar eng kuchli yorug‘lik manbalaridir. Spekrtning tor intervalida lazerlarning ba’zi turlari qisqa muddat ichida (taxminan 10^{-11} s davomida) 10^{14} W/sm² nurlanish quvvatiga ega bo‘ladi, vaholanki, quyoshning nurlanish quvvati butun spektr bo‘yicha jami faqat $7 \cdot 10^3$ W/sm²ga tengdir. $\Delta\lambda = 10^{-6}$ sm tor intervalga (lazer spektral chizig‘ining kengligiga) esa quyosh nurlanishidan atigi 0,2 W/sm² quvvat to‘g‘ri keladi. Lazer nurlanib chiqaradigan elektromagnit to‘lqindagi elektr maydonning kuchlanganligi atom ichidagi maydon kuchlanganligidan kattadir.

Lazerlar zamonaviy texnikada keng qo‘llaniladi. Lazerlarning amaliy qo‘llanilishidagi yo‘nalishlardan biri lazer nuri dastasida juda katta quvvat (o‘nlab megavatt) to‘planishi bilan bog‘liq. Lazerlar qiyin eriydigan materiallarni payvandlash va kesish uchun, teshiklar teshish (masalan, olmoslarda) uchun, meditsinada nozik va murakkab operatsiyalar (masalan, ko‘zning oq tushgan to‘r pardasini eritib yopishtirish) o‘tkazish uchun ishlatiladi. Yarim o‘tkazgich asboblari ishlab chiqarishda lazerlar yordamida nuqtaviy payvand amalga oshiriladi.

Lazerlarning qo‘llanilishidagi boshqa yo‘nalish lazerlardan chiqarilgan yorug‘likning tarqalishda deyarli sochilmasligi bilan bog‘liq. Lazer nurining bu xususiyatidan, masalan, metropoliten liniyalarini qurishda, geodeziyada, masofa va burchaklarni o‘lchashda, kema, samolyot va raketalarning tezligi va harakat yo‘nalishini aniqlashda, sayyoralarni lokasiyalashda foydalaniladi.

Lazerlardan foydalanishdagi uchinchi yo‘nalish lazerlardan nurlanuvchi yorug‘likning kogerentligi bilan bog‘liq: lazer nuri nihoyatda ingichka spektrga ega, uni modulatsiyalash va uning yordamida turli ma‘lumotlarni uzoq masofalarga uzatish mumkin. Hozirgi kunda lazer aloqa liniyalari ishga tushirilgan. Lazerlardan tovush va televizion tasvirlarni yozib olish va qayta ko‘rsatishda va zamonaviy texnikaning boshqa sohalarida foydalaniladi.

Lazer nuri ta’sirida atom va molekullarni uyg‘otib, ular orasida o‘zaro odatdagi sharoitlarda amalga oshmaydigan kimyoviy reaksiyalarni yuzaga keltirish mumkin. Lazer nurlaridan boshqariladigan termoyadro reaksiyalarni amalga oshirishda foydalanish mumkin.

Qo‘shimcha adabiyotlar

- | | |
|------------------------|-----------------------|
| [1] – 528–31- betlar, | [2] – 224–29- betlar, |
| [3] – 196–201- betlar, | |
| [4] – 467–69- betlar, | [5] – 454–58- betlar. |
| [6] – 272–75- betlar. | |

Nazorat uchun savollar

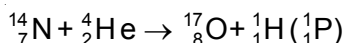
1. Spontan nurlanishga ta’rif bering.
2. Qanday nurlanish induksiyalangan nurlanish deyiladi?
3. Yorug‘likning kuchaytirish prinsipini tushuntiring.
4. Lazer bilan mazer bir-biridan qanday farq qiladi?
5. Lazerning xossalari sanab bering.
6. Lazerlarning qo‘llaniladigan asosiy sohalarini ko‘rsating.

31- ma'ruza

**Atom yadrosining tarkibi. Izotoplar,
izobarlar, izotonlar.**

**Yadroni xarakterlovchi kattaliklar.
Atom yadrosining zaryadi,
massasi va radiusini aniqlash usullari**

Yadro fizikasi atom yadrosining tuzilishi, xossalari va bir-biriga aylanishlarini o'rganadi. Atom yadrosi haqidagi birinchi tasavvur Rezerford tajribasidan ma'lum bo'ldi. Demak, yadro atomining asosiy massasini o'zida mujassamlashtirgan musbat zaryadli zarra ekan. 1919- yilda Rezerford tomonidan ikkinchi elementar zarra bo'lgan proton quyidagi



reaksiya orqali kashf qilindi.

Proton massasi elektron massasidan 1836,1 marta katta bo'lgan, elektr zaryadi esa elementar zaryadga, ya'ni $e=1,6 \cdot 10^{-19}\text{C}$, spini esa $S = 1/2$ ga teng bo'lgan musbat zaryadli turg'un elementar zarradir.

Shundan keyin olimlar atom yadrosining tarkibini proton va elektrondan iborat deb qarashdi. Hisoblashlarning ko'rsatishicha, bunday holda yadro ichida harakatlanayotgan elektron 40 MeV energiyaga ega bo'lishi kerak ekan. Yadroning bitta nuklonga to'g'ri keluvchi bog'lanish energiyasi (bu keyingi mavzuda ko'rilgan) tarqiban 8 MeV ga teng. Bu fikr esa o'z navbatida yadro ichidagi elektron haddan tashqari katta energiyaga ega bo'lishini ko'rsatadi. Bunday energiyali elektronni yadro ichida tutib turish mumkin emas. Shu tufayli atom yadrosini proton va elektrondan iborat deb qaray olmaymiz.

Rezerford 1920- yili massasi proton massasiga teng bo'lgan, ammo elektr zaryadiga ega bo'lmagan zarra mavjud bo'lishi kerak, degan taxmini aytgandi. Ammo bu zarrani u topa olmadi.

Bundan o'n yil o'tgandan so'ng nemis olimlari V. Bote va G. Bekkerellar berilliyning α -zarralar bilan bombardimon qilinganda o'tish qobiliyati nihoyatda katta bo'lgan qandaydir nurlar paydo bo'lishini aniqlashdi.

Franzus olimlari F. Jolio – Kyuri va I. Jolio – Kyurilar 1932-yili berilliyning α -zarralar bilan bombardimon qilinganda olingan

nurlarni tekshirishga qaror qilishdi. Eng avvalo ular bu nurlar havodan o'tganda uni deyarli ionlashtirmasligini aniqlashdi. Ammo ularning yo'liga parafin yoki ko'p vodorodli boshqa bir modda joylashtirilsa, nurlarning ionlashtirish qobiliyati keskin ortadi.

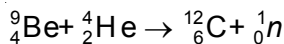
O'sha 1932- yili ingliz olimi D. Chedvik (Rezerfordning shogirdi) berilliyini α -zarralar bilan bombardimon qilinganda γ -nurlar emas, balki elektr zaryadiga ega bo'lmagan, massasi va o'lchami bo'yicha protonlarga yaqin bo'lgan qandaydir zarralar oqimi chiqadi degan gipotezani ilgari surdi. Bu zarralarni u **neytronlar** deb ataladi.

Neytron — massasi elektron massasidan 1838,6 marta katta bo'lgan, zaryadsiz, spini $S = 1/2$ ga teng bo'lgan elementar zarradir. Erkin holatda u turg'un bo'lmagan zarra bo'lib, 11,2 min o'rtacha yashash davri (boshlang'ich neytronlar soni yarmining yemirilishi uchun ketgan vaqt) bilan quyidagi sxema bo'yicha emiriladi:



bu yerda p — proton, e^- — elektron, ν_e — elektron antineytrinosi (u haqda 34- ma'ruzada gap ketadi). Neytronning massasi proton massasidan 2,5 m_e ga katta ekan.

Demak, Chedvik neytronni quyidagi yadro reaksiyasida



kashf qilgan ekan. Bu yerda 1_0n — neytronning simvoli bo'lib, 0 uning zaryadini, 1 esa nisbiy massasini ko'rsatadi.

Neytron kashf etilgandan biroz keyinroq mashhur fizik D.D. Ivanenko, keyinroq nemis fizigi V. Geyzenberg atom yadrosi proton va neytronlardan tuzilgan, degan fikrni aytishadi. Bu zarralar **nuklonlar** deb nomlandi. Yadro tarkibiga kiruvchi protonlar soni Z uning zaryadini aniqlaydi, u Ze ga teng. Z soni kimyoviy elementning Mendeleev davriy jadvalidagi tartib nomerini va yadroning zaryadini ko'rsatadi.

Yadrodagi nuklonlar soni (ya'ni proton va neytronlarning yig'indi soni) A yadroning **massa soni** deyiladi. Yadrodagi neytronlar soni $N = A - Z$ ga teng.

Yadrolarni belgilash uchun A_ZX belgidan foydalaniladi, bu yerda X — elementning kimyoviy belgisi, yuqoriga uning A massa soni, pastga $-Z$ atom nomeri qo'yilgan. Amaldagi elektronlar

massasi yadro massasidan ancha kam. Shuning uchun yadroning massa soni elementning butun songacha yaxlitlangan nisbiy atom massasiga teng.

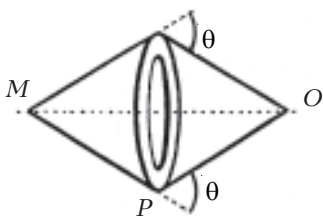
Yadrodagı protonlar sonı o'zgarımasdan qoladigan yadrolar guruhıga **izotoplar** deyiladi. Masalan, ${}^1_1\text{H}$, ${}^2_1\text{H}$, ${}^3_1\text{H}$. Yadrodagi neytronlar sonı o'zgarımasdan qoladigan yadrolar guruhıga **izotonlar** deyiladi. Masalan, ${}^3_1\text{H}$, ${}^4_2\text{He}$, ${}^7_3\text{Li}$, ${}^8_4\text{Be}$. Massa sonı o'zgarımasdan qoladigan yadrolar guruhıga **izobarlar** deyiladi. Masalan, ${}^3_1\text{H}$, ${}^3_2\text{He}$, ${}^{40}_{18}\text{Ar}$, ${}^{40}_{20}\text{Ca}$.

Yadronı xarakterlovchi asosiy kattaliklar qatorıga yadro zaryadı, massası va radiusı kiradi. Rezerford formulasidan foydalangan holda atom yadrosining zaryadini aniqlash mumkin ((24.5) formulaga qarang).

$\theta = \text{const}$ va $\nu = \text{const}$ da $\frac{dN}{N}$ kattalik sochuvchi modda zaryadining funksiyası bo'lib qoladi. $\frac{dN}{N}$ ni bilgan holda Z ni to'g'ridan-to'g'ri hisoblash mumkin bo'ladi. Mana shunday tajribanı 1920- yilda Chedvik bajardi (96- rasm).

Halqasimon sochuvchi P moddadan sochilgan barcha α -zarralarnı qayd qilish uchun α -zarralar manbayı M va qayd qiluvchi detektor O ni P moddadan bir xil masofada joylashtiriladi. dN sochilgan α -zarralar sonı to'g'ri α -zarralar oqımı shaffof bo'lmagan ekran bilan berkitilgan holda o'lchangan bo'lsa, N — α -zarralar sonı esa sochiluvchi modda P ekran bilan berkitilgan holda o'lchangan. N va dN larnı bir-biri bilan taqqoslash uchun N o'lchanayotgan vaqtda kichik tirqishga ega bo'lgan tez aylanuvchi diskdan foydalanilgan.

Bu tajribada turli moddalar sochuvchi modda sifatida ishlatiladi. Ular uchun aniqlangan yadroning zaryadı elementning tartib nomeri bilan tajriba xatolıkları chegarasida mos keladi. Masalan, mis va platına uchun quyidagi natıjalar topildi:



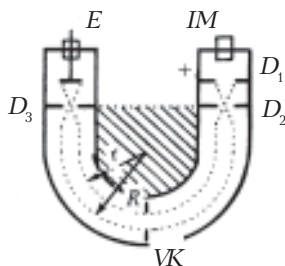
$$Z_{\text{Cu}} = 29,3 \pm 0,45;$$

$$Z_{\text{Pt}} = 77,4 \pm 0,77.$$

Rentgen nurlaridan foydalangan holda ham yadroning zaryadini topish mumkin. Atom yadroları massalarining aniq

96- rasm.

qiymatlarini topish uchun quyidagi usullardan foydalaniladi: a) mass-spektrometriya; b) yadro reaksiyalarining energetik tahlili; v) α -yemirilish balansi; g) β -yemirilish balansi; d) qisqa to‘lqinli radiospektroskopiya. Bu usullarning barchasida atom massasi aniqlanadi, chunki elektronlarning massasi yadroning massasidan juda kichik bo‘lganligi uchun, u yadroning massasiga teng bo‘ladi.



97- rasm.

Mass-spektrometriya usulida atomning massasini mass-spektrometr yordamida o‘lchanadi. U zaryadlangan zarra va ionning elektromagnit maydondagi harakatini o‘rganuvchi asbobdir. Atom neytral sistema bo‘lganligi uchun unga elektromagnit maydon ta‘sir qilmaydi. Atom ionga aylantirilsa, unga elektromagnit maydon ta‘sir ko‘rsatadi. 97- rasmda tasvirlangan mass-spektrometrda IM ion manbayida atom ionga aylantiriladi. Bu manbadan chiqqan ionlar D_1 va D_2 diafragma orasida $T=eU$ energiyagacha tezlatiladi va keng oqim bilan VK vakuum kamerasiga chiqadi. Ionlarning harakat tezligi

$eU = \frac{M v^2}{2}$ munosabatdan (M – ion massasi) topiladi. Kamera ichida harakatlanayotgan ionga perpendikular ravishda bir jinsli V magnit maydon ta‘sir ko‘rsatadi. Bu maydon ta‘sirida ion r radiusli aylana bo‘ylab harakat qiladi. Uni $eV = \frac{M v^2}{2}$ tenglikdan topish mumkin. Bu tenglamalardan v ni yo‘qotib U , M , V va r orasidagi quyidagi bog‘lanishni topish mumkin:

$$M = \frac{er^2V^2}{2U}. \quad (31.2)$$

(31.2) dan berilgan V magnit maydon induksiyasida M massali ionning r harakat trayektoriyasi radiusi, U tezlatuvchi potensialning qiymati bilan aniqlanarkan. Shu tufayli, U potensialni shunday o‘zgartirish mumkinki, r kamera radiusi R bilan mos tushsin. Bu holda ionlar D_3 tirqish orqali elektrometr ulangan E yig‘uvchi elektrodga kelib tushadi va qayd qilinadi. Ionning massasini esa (31.2) formula yordamida aniqlanadi.

Yadro ichidagi nuklonlar doimo harakatda va to‘lqin xususiyatlarga ega bo‘lganligi uchun yadro ma‘lum belgilangan chegaralarga ega bo‘lmaydi. Shuning uchun yadro radiusi shartli ma‘noga ega, ya‘ni nuklonlar o‘rtasida mavjud bo‘lgan yadro kuchlarining (32- ma‘ruzaga qarang) ta‘sir radiusiga **yadro radiusi**

deyiladi. Agar yadro R radiusli sfera deb qaralsa, uning hajmi A nuklonlar soniga to'g'ri proporsional bo'ladi va R ni quyidagi

$$R = r_0 A^{1/3}, \quad r_0 = (1,2 \div 1,5)10^{-15} \text{ m} \quad (31.3)$$

formuladan topilar ekan. Yadro o'lchamlari (radiusi) haqidagi birinchi tasavvur Rezerford tajribalari asosida olingan. Bu tajribalarning natijalari α -zarralar yadroga yaqinlashgan eng qisqa x masofani baholash imkonini berdi. Bu masofada α -zarraning kinetik energiyasi

$$W_p = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 x} \quad (31.4)$$

formula bilan hisoblash mumkin bo'lgan elektrostatik itarish potensial energiyasiga to'liq aylanadi. U holda

$W_k = W_p = \frac{Ze^2}{2\pi\epsilon_0 x}$ bo'ladi, bundan $x = \frac{Ze^2}{2\pi\epsilon_0 W_k}$ ga teng. Agar α -zarraning kinetik energiyasini $W_k = 5 \cdot 10^6 \text{ eV}$ deb qabul qilsak va oltin uchun $Z = 79$ ekanini e'tiborga olsak, $x \approx 10^{-14} \text{ m}$ bo'ladi. Bundan, α -zarra va atom yadrosi radiuslarining yig'indisi 10^{-14} m dan kichik ekani kelib chiqadi. Zamonaviy dalillar bo'yicha yadrolarning o'lchamlari $10^{-14} - 10^{-15} \text{ m}$ tartibida ekan. Yadroning radiusini tez neytronlarning va elektronlarning yadrolarda sochilishini o'rganish usullari bilan ham aniqlash mumkin.

Qo'shimcha adabiyotlar

- | | |
|------------------------|-----------------------|
| [1] – 568–71- betlar, | [4] – 522–26- betlar, |
| [2] – 245–50- betlar, | [5] – 466–68- betlar, |
| [3] – 204–208- betlar, | [6] – 292–94- betlar. |

Nazorat uchun savollar

1. Yadro fizikasi nimani o'rganadi?
2. Protonning xususiyatlarini sanab o'ting.
3. Neytron qaysi reaksiyada kashf qilingan?
4. Izotonlarga ta'rif bering.
5. Izotoplarga misollar keltiring.
6. Yadro radiusiga ta'rif bering va uning tartibini ko'rsating.

32- ma'ruza

Yadroning bog'lanish va solishtirma bog'lanish energiyasi. Yadroviy kuchlar. Yadro modellari haqida tushuncha

Proton va neytronlar massalarining aniq qiymatini bilish, yadroni tashkil qilgan nuklonlarning to'la massalarini yadroning massasi bilan taqqoslash imkoniyatini beradi. Yadroning massalarini eng yaqin o'lchash natijalari shuni ko'rsatadiki, yadroning tinchlikdagi massasi M uni tashkil qilgan protonlar bilan neytronlarning bir-birlari bilan o'zaro ta'sirlashmaydigan masofalarda tinch turgan holatlaridagi massalari yig'indisidan hamisha kichik bo'ladi:

$$M < Zm_p + Nm_n = Zm_p + (A-Z)m_n. \quad (32.1)$$

Bu natija yadro minimal energiyaga javob beruvchi mustahkam bog'langan nuklonlar sistemasi ekanligidan kelib chiqadi.

Yadrodan proton yoki neytronni chiqarib yuborish uchun yaqindan ta'sir nuklonlararo kuchlarni yengib, ish bajarishi zarur. Natijada „qolgan yadro – chiqarilgan nuklon“ sistemasining energiyasi tashqi kuchlar bajargan ishga teng bo'lgan ΔW ga ortadi.

Yadroni alohida nuklonlarga to'liq ajratish uchun zarur bo'lgan energiyani yadroning ***bog'lanish energiyasi*** deyiladi va quyidagi formuladan topiladi:

$$\Delta W = \Delta Mc^2. \quad (32.2)$$

Massa va energiyani o'zaro bog'liqlik qonuniga ko'ra bunda nuklonlarning massasi ham ΔM ga ortadi. Bu yerdagi ΔM ***massa defekti*** deyiladi. U erkin holatdagi barcha nuklonlar massasidan yadro massasi ayirmasiga teng bo'ladi:

$$\Delta M = Zm_p + Nm_n - M = Zm_p + (A-Z)m_n - M. \quad (32.3)$$

Massa defekti atom yadrosining bog'lanish energiyasi o'lchovi bo'lib, yadro hosil bo'lishida barcha nuklonlarning yig'indi massasining kamayishini xarakterlaydi. Yadroning bog'lanish energiyasini quyidagicha yozish mumkin:

$$\Delta W = [Zm_p + (A - Z)m_n - M]c^2. \quad (32.4)$$

Yadro fizikasida zarralarning massasi massaning atom birligi (m.a.b) da ifodalanadi. Massaning atom birligi uglerod - 12 izotopi atomi massasining 1/12 qismiga teng:

$$1\text{m.a.b} = \frac{1}{12} M(^{12}_6\text{C}) = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg.}$$

Yadro fizikasida energiyani elektronvoltlarda hisoblash qabul qilingan. Massaning atom birligi elektronvolt birligi bilan quyidagicha bog'langan:

$$c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s, } 1\text{eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J,}$$

$$1\text{m.a.b} = \frac{1,66 \cdot 10^{-27} \cdot 9 \cdot 10^{16} \text{ J}}{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J/eV}} = 931,5 \cdot 10^6 \text{ eV} = 931,5 \text{ MeV.}$$

Shu sababli ΔM m.a.b ga to'g'ri keluvchi energiyani hisoblash quyidagi

$$\Delta W = \Delta M \text{m.a.b} \cdot 931,5 \text{ MeV / m.a.b.} \quad (32.5)$$

formula asosida amalga oshiriladi. Yadroning bog'lanish energiyasining kattaligi haqida shunday misoldan quyidagicha xulosa chiqarish mumkin. $1\text{g } ^9_4\text{Be}$ hosil bo'lishida $Q = 1,48 \cdot 10^{11}$ kal energiya ajraladi. Bu energiya son jihatidan 21 t toshko'mir bir vaqtda yonganda ajraladigan energiyaga teng bo'ladi. Bu degan so'z, yadroning bog'lanish energiyasi haddan tashqari katta ekan.

Bog'lanish energiyasini neytral atomlarning massalari orqali ifodalash mumkin. (32.4) ifodaning qavs ichidagi birinchi va uchinchi hadlariga Zm_e hadini qo'shsak, unda hech qanday o'zgarish sodir bo'lmaydi, faqatgina ifoda neytral atomlarning massalari orqali ifodalanadi, ya'ni m_p o'rniga vodorod atomining M_H massasi va M o'rniga o'rganilayotgan yadroga ega bo'lgan neytral atomning M_a massasi qo'yiladi, xolos:

$$\begin{aligned} \Delta W &= [ZM(:H) + (A - Z)m_n - M_a]c^2 = \\ &= [ZM(:H)(A - Z)m_n - M_a] \cdot 931,5(\text{MeV}). \end{aligned} \quad (32.6)$$

Jadvallarda yadrolarni emas, balki atomlarning massalari keltirilgan bo'lganligi uchun (32.6) formuladan foydalanish qulaydir.

Bitta nuklonga to'g'ri keluvchi yadroning bog'lanish energiyasiga **yadroning solishtirma bog'lanish energiyasi** deyiladi:

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \frac{\Delta W}{A} = \frac{[ZM_p + (A - Z)m_n - M]c^2}{A} = \frac{[ZM(:H) + (A - Z)m_n - M_a]c^2}{A} = \\ &= \frac{[ZM_p + (A - Z)m_n - M] \cdot 931,5}{A} = \\ &= \frac{[ZM(:H)(A - Z)m_n - M] \cdot 931,5}{A} \text{ (MeV)} \end{aligned} \quad (32.7)$$

98- rasmda solishtirma bog‘lanish energiyasining massa soniga bog‘liqlik grafigi keltirilgan. Uni tahlil qilib quyidagi xulosalarga kelish mumkin: 1) solishtirma bog‘lanish energiyasi har xil elementlarning yadrolari uchun har xil bo‘ladi; 2) eng katta solishtirma bog‘lanish energiyasi massa sonlari 28 dan 138 gacha bo‘lgan yadrolarga to‘g‘ri keladi, ularda solishtirma bog‘lanish energiyasi taxminan 8,7 MeV gacha boradi.

3) yengil yadrolarda solishtirma bog‘lanish energiyasi yadrodagi nuklonlar sonining kamayishi bilan kamayadi, og‘ir yadrolarda esa u yadroning massasi soni ortishi bilan kamayadi;

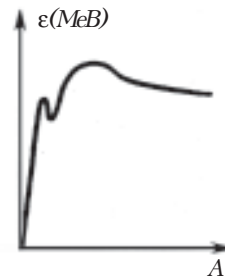
4) massa soni uncha katta bo‘lmagan yadrolarda xarakterli maksimum va minimumlar kuzatiladi, maksimumlar asosan proton va neytronlar soni juft son bo‘lgan ${}^4_2\text{He}$, ${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{16}_8\text{O}$ yadrolarida kuzatilsa, minimumlar esa proton va neytronlar soni toq bo‘lgan ${}^2_1\text{H}$, ${}^6_3\text{Li}$, ${}^{10}_5\text{B}$ yadrolarida kuzatiladi.

Nuklonlar o‘rtasida ta’sir etuvchi va yadroning turg‘unligini ta’minlovchi kuchlarga **yadro kuchlari** deyiladi. Yadro kuchlari gravitatsion va elektromagnit ta’sirlashuv kuchlaridan farqli o‘laroq, o‘ziga xos kuchlar bo‘lib hisoblanadi. Ilmiy tekshirishlardan ma’lum bo‘lishicha, yadro kuchlari quyidagi xossalarga ega ekan:

a) yadro kuchlari qisqa masofada ta’sir etuvchi kuchlardir.

Ular nuklonlarning chiziqli o‘lchamlari bilan taqqoslanishi mumkin bo‘lgan nuklonlar o‘rtasidagi eng qisqa masofalarda namoyon bo‘ladi. Yadro kuchlari ta’sir etadigan r masofaga **yadro kuchlarining ta’sir radiusi** ($r \approx 2 \cdot 10^{-15} \text{ m}$) deyiladi;

b) yadro kuchlari nuklonlarning zar-yadiga bog‘liq bo‘lmagan kuchlardir, ya’ni ular proton – proton, proton – neytron, neytron – neytronlar o‘rtasida bir xilda



98- rasm.

ta'sir etadi. Bundan yadro kuchlarining elektromagnit tabiatga ega emasligi kelib chiqadi;

d) yadro kuchlari to'yinish xarakteriga ega, ya'ni har bir nuklon yadroning barcha nuklonlari bilan emas, balki o'ziga yaqin turgan chegaralangan sondagi nuklonlar bilan ta'sirlashadi. Bu esa yadro bog'lanish energiyasining massa soniga chiziqli bog'lanishdan kelib chiqadi. Agar har bir A nuklon qolgan barcha $(A-1)$ nuklonlar bilan o'zaro ta'sirlashganda edi, yadroning bog'lanish energiyasi nuklonlar juftliklari soniga

$\left(\frac{A(A-1)}{2} = \frac{A^2 - A}{2} \right)$ proporsional bo'lardi. U holda ΔW energiya A

ga chiziqli bog'langan emas, balki kvadratik bog'langan bo'lar edi. Lekin amalda unday emas;

e) yadro kuchlari markaziy bo'lmagan kuchlardir, ular gravitatsion va kulon kuchlaridan farqli o'laroq, nuklonlar orasidagi masofasga bog'liq bo'lmaydi. Bu xossa ularning nuklonlar spinlar yo'nalishiga bog'liqligida, ya'ni parallel yoki antiparallel ekanligida namoyon bo'ladi. Neytronlar oqimining **paravodorod** (ikkala protonlarining spinlari antiparallel bo'lgan vodorod molekulasi) va **ortovodorod** (ikkala protonlarining spinlari parallel bo'lgan vodorod molekulasi)da turlicha sochilishlari tajriba yo'li bilan isbotlangan. Agar nuklonlarning spinlari yo'nalishiga yadro kuchlari bog'liq bo'lmaganda edi, bu ikkala molekulada neytronlar oqimi bir xilda sochilgan bo'lardi;

f) yadro kuchlari almashinish xarakteriga ega. Bu xossa nuklonlar yoki yadroviy zarralar orasidagi yadro kuchlarida, ularning bir-birlari bilan qandaydir oraliq zarralar bilan almashuvlari natijalarida namoyon bo'ladi.

Yadro kuchlarining shu vaqtgacha tugallangan nazariyasi mavjud emasligi va ko'p zarrali sistemaning kvant holati haddan tashqari murakkabligi tufayli atom yadrosining turli xossalari yadro modellari yordamida o'rganiladi. Bu modellarning hech qaysi biri yadroning barcha xossalarini to'la yoritib bera olmaydi. Shuning uchun bir necha yadro modellaridan foydalaniladi. Bu modellarning har biri yadroning ba'zi bir xossalarinigina tushuntirib beradi va boshqa xossalarni esa tushuntira olmaydi. Har bir modelda ixtiyoriy kattaliklar mavjud bo'lib, ularning son qiymatini tajriba natijalari bilan taqqoslash asosidagina tanlanadi.

Barcha mavjud bo'lgan yadro modellari bilan tanishish qiyin, shu tufayli biz faqatgina yadroning *suyuqlik tomchi va qobiq modellari* bilan qisqacha tanishib o'tamiz.

Yadroning suyuqlik tomchi modeli 1939- yilda Ya.I. Frenkel tomonidan taklif qilingan bo'lib, uning fikrini N. Bor va boshqa olimlar rivojlantirgan. Bu modelda musbat zaryadlangan suyuqlik tomchisining yadroning quyidagi oltita xossalriga o'xshashligi asos qilib olingan:

1) suyuqlik tomchisidagi molekular kuchlarning ta'siri kabi yadro kuchlari ta'sir radiusining kichikligi;

2) suyuqlik molekularining o'zaro ta'sir kuchlari kabi yadro kuchlarining to'yinish xarakteriga ega ekanligi;

3) suyuqlik tomchisi tarkibidagi modda zichligi va yadroning o'rtacha zichligining doimiyligi, uning suyuqlik tomchisidagi zarralar soni kabi yadrodagi nuklonlar soniga bog'liq emasligi;

4) suyuqlik tomchisi va yadrodagi zarralarning ma'lum bir harakatchanlikka egaligi;

5) yadrodagi nuklonlar orasidagi tortishish energiyasi bilan suyuqlik molekulari orasidagi tortishish energiyasining o'zaro mosligi, yadrodagi protonlarning kulon kuchi hisobiga bir-biridan itarilishlari tufayli yadroning bog'lanish energiyasi kamayadi, protonlarning soni ortib borishi bilan bu effekt kuchayadi. Suyuqlik tomchisi esa bu effektga tomchi molekularining soni ortishi bilan uning turg'unligining susayish effekti mos keladi;

6) suyuqlik sirtidagi molekularlar sirt taranglik hodisasi hisobiga suyuqlik ichiga tomon tortiladilar. „Yadro sirtida turgan nuklonlar“ esa yadro kuchlari tufayli yadroning ichiga tomon tortiladilar. Suyuqlik molekulasining suyuqlik ichiga tortilishini uning sirt tarangligi xarakterlasa, nuklonlarning tortilishini esa yadro-tomchining qandaydir sirt taranglik koeffitsiyenti xarakterlaydi. Yadro suyuqlik erkin sirti energiyasiga o'xshash sirt energiyasi bilan ham xarakterlanishi mumkin.

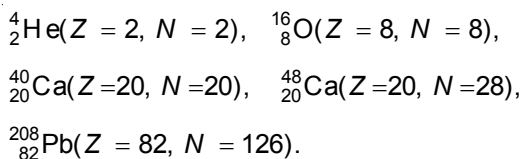
Bu model asosida yadrodagi nuklonlarning bog'lanish energiyasi uchun yarim empirik formulani olish mumkin. Og'ir yadrolarning bo'linish jarayoni nazariyasini shu model asosida tuzish mumkin. Undan shuningdek, β - yemirilish energiyasini hisoblashda ham foydalanish mumkin. Turg'un yadrodagi protonlar soni bilan massa soni orasidagi bog'lanish ham shu model yordamida olingan va u quyidagicha ko'rinishda bo'ladi:

$$Z = \frac{A}{1,98 + 0,015A^{2/3}}. \quad (32.8)$$

Bu modelning kamchiligi, u yadroning uygʻongan holatlari va ularni xarakterlovchi kattaliklarni toʻgʻri talqin etib, tushuntirib bera olmaydi.

Yadroning qobiq modeli Mariya Geppert – Mayyer va boshqa olimlar tarafidan taklif qilingan. Bu modelda nuklonlar oʻrtacha markaziy-simmetrik maydonda bir-biriga bogʻliq boʻlmagan holda harakatlanadilar, deb qaraladi. Bunga mos ravishda xuddi atomdagidek, yadrolarda ham diskret energetik sathlar mavjud boʻlib, ular Pauli prinsipini hisobga olgan holda nuklonlar bilan toʻldiriladi. Bu energetik sathlar qobiqlarga birlashadi, har bir qobiqda esa maʼlum bir miqdorda nuklonlar boʻladi. Toʻliq toʻldirilgan qobiq turgʻun sistemani tashkil qiladi.

Tajribalar shuni koʻrsatadiki, nuklonlar (proton yoki neytronlar) soni 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 ga teng boʻlgan yadrolar boshqalariga qaraganda turgʻun boʻlarkan. Mana shu sonlarni „**sehrli sonlar**“ deyiladi. Yadrodagi proton yoki neytronlari soni sehrli sonlarga teng boʻlgan yadrolarni „**sehrli yadrolar**“ deyiladi. Yadrodagi proton va neytronlari soni sehrli sonlarga teng boʻlgan yadrolarni „**ikki marta sehrlangan yadrolar**“ deyiladi. Tabiatda bor-yoʻgʻi 5 ta ikki marta sehrlangan yadrolar mavjud:



Sehrlangan yoki ikki marta sehrlangan yadrolar quyidagi xususiyatlarga ega boʻlar ekan:

- 1) ularning koʻpchiligi juda turgʻun boʻladi;
- 2) ularning shakli shar shakliga yaqin yoki shar shaklida boʻladi;
- 3) ularning radiusi boshqa yadrolarning radiusiga qaraganda kichik boʻladi;
- 4) ularning bogʻlanish va solishtirma bogʻlanish energiyalari boshqalarnikiga qaraganda eng katta boʻladi.

Yadroning qobiq modeli yordamida asosiy va kuchsiz uygʻongan holatda boʻlgan sferik yadrolarning xossalari bilan bogʻliq boʻlgan hodisalar tushuntiriladi.

Qo‘shimcha adabiyotlar

- [1] — 469—74- betlar, [2] — 250—53- betlar,
[4] — 526—30- betlar,
[5] — 468—73- betlar, [6] — 311—14- betlar.

Nazorat uchun savollar

1. Yadroning bog‘lanish energiyasiga ta’rif bering.
2. Massa defekti formulasini ko‘rsating.
3. Solishtirma bog‘lanish energiyasi deb nimaga aytiladi?
4. $\epsilon = \epsilon(A)$ bog‘lanishdan qanday xulosalar kelib chiqadi?
5. Yadro kuchlarining xossalari sanab bering.
6. Nima sababdan yadroning yagona modeli mavjud emas?
7. Sehrlangan yoki ikki marta sehrlangan yadrolarning o‘ziga xos xususiyatlarini sanab o‘ting.

33- ma’ruza

Radioaktivlik. Radioaktiv yemirilish qonuni, aktivlik tushunchasi va birliklari. Sun’iy radioaktivlik. Radioaktiv oilalar

Rentgen nurlari birinchi marta tez elektronlar razryad trubkaning shisha devorlari bilan to‘qnashganda hosil qilingan, ayni vaqtda trubka devorlarining yorug‘lanishi kuzatilgan edi. Bekkerel uzoq muddat davomida shunga o‘xshash hodisa — dastlab quyosh nuri ta’sir ettirilgan moddalarning keyinchalik yorug‘lanish hodisasini tekshirdi. Bunday moddalar jumlasiga, xususan, Bekkerel tajriba o‘tkazgan uran tuzini kiritish mumkin.

Bekkerel shunday savol qo‘ydi: uran tuzlariga yorug‘lik ta’sir ettirilgandan so‘ng ko‘zga ko‘rinadigan nurlar bilan bir qatorda rentgen nurlari ham paydo bo‘lmasmikan? Bekkerel fotoplastinkani qalin qora qog‘ozga o‘radi va ustidan uran tuzi zarralarini solib, oftobga qo‘ydi. Plastinka ochiltirilgandan so‘ng uning uran tuzi yotgan joylari qorayib qolgan. Binobarin, uran qandaydir nurlar chiqargan va bu nurlar, rentgen nurlari kabi, shaffof bo‘lmagan jismlardan o‘tib, fotoplastinkaga ta’sir qilgan. Bekkerel bu nurlanish quyosh nurlari ta’sirida paydo bo‘ladi, deb o‘ylagan edi. Biroq, 1896- yil fevral kunlarining birida havo bulut bo‘lgani uchun navbatdagi tajribani o‘tkazish imkoni bo‘lmaydi. Bekkerel plastinkani stol tortmasiga solib, ustiga uran qoplangan mis krestni

bostirib qo‘ydi. Ikki kun o‘tgach, Bekkerel har ehtimolga qarshi plastinkani ochiltirib, unda krestning aniq soyasi shaklida qorayib qolgan joyini ko‘rdi. Bu esa uran tuzlari o‘z-o‘zidan tashqi omillar ta‘siriz qandaydir nurlar chiqarganini bildirardi.

Yadroning o‘z-o‘zidan bir yoki bir nechta zarralar chiqarish hodisasi **radioaktivlik** deyiladi. Shunday hodisaga duchor bo‘lgan yadrolarni radioaktiv yadrolar, duchor bo‘lmaganlarini esa **turg‘un yadrolar** deyiladi. Demak, radioaktivlik nuqtayi nazaridan yadrolar ikki xil bo‘lar ekan: 1. Radioaktiv. 2. Turg‘un.

Radioaktiv yadrolarning o‘zidan biror-bir turdagi zarralarni chiqarib, boshqa yangi yadroga aylanish jarayoni **radioaktiv yemirilish** deyiladi. Radioaktiv yemirilish jarayonida yadroning zaryadi hamda massa soni o‘zgarishi mumkin. Radioaktivlikka duchor bo‘layotgan yadrolarni **birlamchi** yoki **ona yadro**, yemirilishi natijasida hosil bo‘lgan yadrolarni **ikkilamchi** yoki **qiz yadro** deyiladi. Radioaktiv yemirilish sodir bo‘lishi uchun u energetik jihatdan qulay, ya‘ni birlamchi yadroning massasi ikkilamchi yadro bilan uchib chiqqan zarra massalarining yig‘indisidan katta bo‘lishi kerak:

$$M_i > M_f + M_s, \quad (33.1)$$

bu yerda M_i – birlamchi yadroning, M_f – ikkilamchi yadroning, M_s – chiqqan zarraning massalari. Mana shu shart radioaktiv yemirilishning zaruriy, lekin yetarli bo‘lmagan sharti deyiladi.

Radioaktivlik hodisasi har doim ekzotermik hodisadir, ya‘ni bu jarayonda doimo energiya ajralib chiqadi va uni quyidagicha hisoblash mumkin bo‘ladi:

$$M_i c^2 = M_f c^2 + \sum_{s=1}^n M_s c^2 + Q, \quad (33.2)$$

bu yerda Q – ushbu jarayonda ajralib chiqqan issiqlik (energiya) miqdori.

Radioaktiv yemirilish hodisasining qachon bo‘lishini va aynan qaysi yadrolar yemirilishini oldindan aytib berish mumkin emas. Shu nuqtayi nazardan bu jarayonni tasodifiy hodisa xarakteriga ega deb qarash mumkin. Agar ushbu jarayon tasodifiy hodisa bo‘lsa, har bir yadroning ma‘lum vaqt oralig‘idagi yemirilish ehtimoli haqida fikr yuritish va radioaktiv yemirilish statistik hodisa, ya‘ni statistik qonunlarga bo‘ysunadi, deb aytish mumkin.

Radioaktiv yemirilishda radioaktiv yadrolarning soni o'zgaradi. Qandaydir kichik dt vaqt oralig'idagi radioaktiv yadrolar sonining kamayishi — dN bo'lsin, ya'ni kichik vaqtlar orasida radioaktiv yadrolar soni kichik qiymatga o'zgarsin. Yemirilishdan avvalgi $t = 0$ momentdagi yemirilishga tayyor turgan radioaktiv yadrolar soni N_0 , yemirilishdan keyingi qolgan yadrolar soni N bo'lsin. Tajribalar dt vaqt ichidagi yemirilayotgan dN yadrolar soni dt vaqtga va N ga to'g'ri proporsional ekanligini ko'rsatadi, ya'ni, $dN \sim Ndt$. Istalgan proporsionallik belgisini proporsionallik koeffitsiyenti kiritib, tenglik belgisi bilan almashtirish mumkin:

$$dN = -\lambda N dt. \quad (33.3)$$

Bunda λ — berilgan elementning yemirilish doimiysi deb ataluvchi proporsionallik koeffitsiyenti. Minus ishora vaqt o'tishi bilan radioaktiv elementning yadrolari sonining kamayishini ko'rsatadi. (33.3) ni quyidagicha yozamiz:

$$\lambda = -\frac{dN}{N dt}. \quad (33.4)$$

Bundan yemirilish doimiysi vaqt birligidagi yadrolar sonining nisbiy kamayishiga tengligi kelib chiqadi. Bu yerdagi dN/N ni dW deb olamiz. dW — radioaktiv yemirilishning dt vaqt davomida ro'y berish ehtimolidir. U holda (33.4)

$$\lambda = -\frac{dW}{dt} \quad (33.5)$$

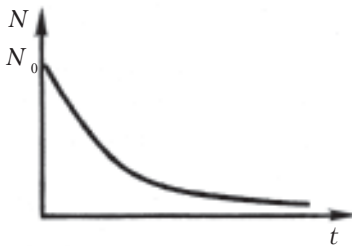
ko'rinishga keladi. Demak, yemirilish doimiysi radioaktiv yadrolarning dt vaqt ichidagi yemirilish ehtimoli ekan. (33.3) ni $dN / N = -\lambda dt$ shaklida yozib olamiz va uning ikkala tomonini integrallaymiz:

$$\int \frac{dN}{N} = \int (-\lambda) dt, \quad \ln N = -\lambda t + \ln C,$$

bundan $\frac{N}{C} = e^{-\lambda t}$ va $N = C e^{-\lambda t}$ bo'ladi.

Bu yerdagi C integrallash doimiysi bo'lib, u boshlang'ich, ya'ni $t = 0$ da $N = N_0$ shartdan topiladi. U holda $C = N_0$ ekanligini topamiz. Shu tufayli yuqoridagi ifoda

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (33.6)$$



99- rasm.

shaklga keladi. Hosil bo'lgan bu ifoda *radioaktiv yemirilish qonuni* deyiladi. Demak, yemirilishga duchor bo'layotgan radioaktiv yadrolar soni eksponensial qonun bo'yicha kamayar ekan (99- rasm). Radioaktiv yemirilishni *yemirilish davri T* va radioaktiv yadrolarning

o'rtacha yashash vaqti τ degan kattaliklar ham xarakterlaydi. Boshlang'ich radioaktiv yadrolar soni 2 marta kamayishi uchun ketgan vaqtni radioaktiv yadrolarning yarim yemirilish davri deyiladi: $t=T, N=N_0/2$. U holda T

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T}, \quad e^{\lambda T} = \frac{1}{2}, \quad e^{\lambda T} = 2, \quad \lambda T = \ln 2,$$

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} \quad (33.7)$$

shaklga keladi. Yarim yemirilish davri yadroning radioaktiv yemirilish tezligini aniqlovchi asosiy kattalik. U qanchalik kichik bo'lsa, yadrolar shuncha kam yashaydi, yemirilish shanchalik tez ro'y beradi. Turli elementlarning yarim yemirilish davri turlichadir.

Radioaktiv yemirilish qonunining o'zi ancha oddiy. Biroq, bu qonunning fizik ma'nosini tasavvur qilish ancha qiyin. Darhaqiqat, unga muvofiq, ixtiyoriy vaqt ichida mavjud atom (yadro)larning ayni bir ulushigina yemiriladi. Demak, vaqt o'tishi bilan yemirilish tezligi hech o'zgarmaydi. Radioaktiv yadrolar „keksaymaydi“. Har qanday atom yadrosining yemirilishi – „keksayib, olamdan o'tish“ bo'lmay, balki uning hayotidagi „baxtsiz hodisa“dir. Radioaktiv yadrolar uchun yosh tushunchasi bo'lmaydi. Faqat ularning o'rtacha yashash vaqtinigina aniqlash mumkin. Radioaktiv yemirilish doimiysiga teskari proporsional bo'lgan kattalikni radioaktiv yadrolarning ***o'rtacha yashash vaqti*** deyiladi:

$$\lambda = \frac{1}{\tau} \quad (33.8)$$

Agar $t = \tau$ bo'lsa, $N = N_0 e^{-\lambda t} = \frac{N_0}{e}$ bo'ladi. Demak, boshlang'ich radioaktiv yadrolar soni e marta kamayishi uchun ketgan vaqtga *o'rtacha yashash vaqti* deyiladi va u yarim yemirilish davri bilan quyidagicha bog'lanadi:

$$\tau = \frac{x}{\lambda} = \frac{T}{\ln 2} = \frac{T}{0,693} = 1,44T, \quad \tau = 1,44T; \quad (33.9)$$

$$T = \tau \ln 2 = 0,693\tau, \quad T = 0,693\tau. \quad (33.10)$$

(33.7) ni (33.6) ga olib kelib qo'yamiz:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} = N_0 e^{-\frac{\ln 2}{T} t} = N_0 2^{-\frac{t}{T}}. \quad (33.11)$$

(33.11) ifoda ham **radioaktiv yemirilish qonuni** deyiladi.

Radioaktiv elementda birlik vaqt ichidagi yemirilishlar soni shu elementning aktivligi deyiladi:

$$A = \frac{dN}{dt}. \quad (33.12)$$

(33.3) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$\left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N.$$

U holda aktivlik

$$A = \lambda N = \frac{N \ln 2}{T} = \frac{N}{\tau} \quad (33.13)$$

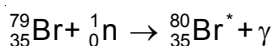
bo'ladi. Demak, radioaktiv elementning aktivligi yadrolar soniga to'g'ri, yarim yemirilish davri va o'rtacha yashash vaqtiga teskari proporsional bo'larkan.

Aktivlikning birligi sifatida 1 g radiyning aktivligi qabul qilingan, u Kyuri (belgilanishi – Ki) deb ataladi. $1\text{Kyuri} = 1\text{Ki} =$

$= 3,7 \cdot 10^{10} \frac{\text{yemir}}{\text{s}}$ ga teng. Keyingi vaqtlarda aktivlikning Rezerford (RD) va Bekkerel (Bq) birliklari ko'p qo'llanilmoqda:

$$1\text{PD} = 10^6 \frac{\text{yemir}}{\text{s}}, \quad 1\text{Bq} = \frac{\text{yemir}}{\text{s}}.$$

Radioaktivlik ikki xil bo‘ladi: 1. Tabiiy radioaktivlik. 2. Sun‘iy radioaktivlik. Tabiatda mavjud bo‘lgan yadrolarning radioaktivligi **tabiiy radioaktivlik** deyiladi. Ba‘zi hollarda radioaktiv yadrolar biror-bir turg‘un yadrolarni zarralar yoki yadrolar bilan bombardimon qilish natijasida hosil bo‘ladi. Mana shunday hosil bo‘lgan yadrolarning radioaktivligi sun‘iy radioaktivlik deyiladi. Bunga quyidagi



reaksiyani misol qilib ko‘rsatish mumkin. Unda hosil bo‘lgan ${}_{35}^{80}\text{Br}$ yadrosi (* belgisi yadroning radioaktiv ekanligini ko‘rsatadi) radioaktiv yadro bo‘lib hisoblanadi. Sun‘iy radioaktivlik nuqtayi nazaridan radioaktivlikni qandaydir holatda turgan yadroning uzoq vaqt yemirilishi deb qarash mumkin. Shu xususiyat bilan radioaktiv yemirilish yadro reaksiyalariga o‘xshab ketadi. Yadro reaksiyalari bilan radioaktiv yemirilish orasida ma‘lum bir chegara yo‘q. Shu xususiyatga qaramasdan, radioaktivlik yadro fizikasining mustaqil bo‘limlaridan biri bo‘lib hisoblanadi. Radioaktivlik va yadro reaksiyalari jarayonlari orasidagi farq fizik sharoitlar bilan emas, balki o‘lchovchi qurilmaning imkoniyatlari bilan belgilanadi. Radiotexnik usullar bilan radioaktiv yadrolarning sekunddan yilgacha bo‘lgan vaqt oraliqlaridagi o‘rtacha yashash vaqtlarini o‘lchash mumkin. Sekunddan kichik bo‘lgan vaqt oraliqlaridagi o‘rtacha yashash vaqtlarini esa yadro reaksiyalari yordamida o‘lchanadi.

Kimyoviy elementning radioaktiv yemirilish mahsulotining o‘zi ham radioaktiv bo‘lishi mumkin. Shuning uchun radioaktiv yemirilish jarayoni, odatda, turg‘un element bilan tugallanadigan radioaktiv elementlar zanjirchasini hosil qiluvchi qator oraliq bosqichlardan o‘tadi. Elementlarning bunday zanjirchasi **radioaktiv oila** deyiladi. Hozirgi vaqtda 4 ta radioaktiv oila ma‘lum.

1. Uran – radiy oilasi. U uran ${}_{92}^{238}\text{U}$ izotopi bilan boshlanadi. Bu izotop o‘z navbatida ${}_{90}^{234}\text{Th}$ toriy izotopiga o‘zidan α -zarra chiqarib aylanadi. U esa β -zarra chiqarib protaktiniy ${}_{91}^{234}\text{Pa}$ izotopiga aylanadi. Bu zanjir yanada davom etib, nihoyat turg‘un ${}_{82}^{206}\text{Pb}$ qo‘rg‘oshin izotopi bilan tugallanadi.

2. Aktinouran oilasi. Bu oila $^{235}_{92}\text{U}$ uran izotopi bilan boshlanadi. Undan α -zarra chiqib, toriy $^{234}_{90}\text{Th}$ izotopiga aylanadi. Toriy esa o‘zidan β -zarra chiqarib, protaktiniy $^{231}_{91}\text{Pa}$ izotopiga aylanadi. Bu izotop $^{234}_{91}\text{Pa}$ izotopidan farqli o‘laroq, o‘zidan α -zarra chiqarib, aktiniy $^{227}_{89}\text{Ac}$ izotopiga aylanadi. Bu radioaktiv zanjir yanada davom etib, oxiri turg‘un qo‘rg‘oshin $^{207}_{82}\text{Pb}$ izotopi bilan tamom bo‘ladi.

3. Toriy oilasi. Bu oila α -radioaktivlikka ega bo‘lgan toriy $^{232}_{90}\text{Th}$ izotopidan boshlanadi. U β -radioaktivlikka ega bo‘lgan $^{228}_{88}\text{Ra}$ izotopiga aylanadi. Ushbu oila qo‘rg‘oshin $^{208}_{82}\text{Pb}$ izotopi bilan yakunlanadi.

Bu radioaktiv oilalar tabiatda mavjud. Shu tufayli ularni **tabiiy radioaktiv oila** deyiladi.

4. Neptuniy oilasi. U plutoniy $^{241}_{94}\text{Pu}$ izotopi bilan boshlanadi va o‘zidan β -zarra chiqarib, ameritsiy $^{241}_{95}\text{Am}$ izotopiga, bu esa o‘zidan α -zarra chiqarib, $^{237}_{93}\text{Np}$ neptuniy izotopiga aylanadi. Ushbu izotop α -radioaktivlikka ega bo‘lib, so‘ngra protaktiniy $^{233}_{91}\text{Pa}$ izotopiga, bu izotop β -zarra chiqarib, α -radioaktivlikka ega bo‘lgan uran $^{233}_{92}\text{U}$ izotopiga aylanadi. Neptuniy oilasi turg‘un vismut $^{209}_{83}\text{Bi}$ izotopi bilan tugaydi. Shuni qayd qilish kerakki, hozir yer sharoitida tabiiy neptuniy yo‘q, chunki u batamom yemirilib ketgan. Hozirgi kunda neptuniy sun‘iy yo‘l bilan olinadi. Shu tufayli neptuniy oilasi **sun‘iy radioaktiv oila** bo‘lib hisoblanadi.

Qo‘shimcha adabiyotlar

- | | |
|-------------------------|-------------------------|
| [1] – 458 – 60- betlar, | [4] – 534 – 38- betlar, |
| [2] – 235 – 37- betlar, | [5] – 473 – 78- betlar, |
| [3] – 214 – 16- betlar, | [6] – 280 – 82- betlar. |

Nazorat uchun savollar

1. Radioaktivlik hodisasiga ta’rif bering.
2. Radioaktiv yemirilish doimiysi nima?
3. Yarim yemirilish davri deb nimaga aytiladi?
4. Aktivlik birliklarini ayting.
5. Radioaktivlik bilan yadro reaksiyalari orasidagi farqni tushuntiring.
6. Aktinouran oilasi deb atalish sababini tushuntiring.

34- ma'ruza

Radioaktiv yemirilish turlari va zarralari. α -yemirilish. β -yemirilish. Neytrino

Radioaktiv elementlar kashf etilgandan so'ng ular yemirilishining fizik tabiatini tadqiq qilish boshlandi. Bekkerel va erxotin Kyurilardan tashqari, bu ish bilan Rezerford ham shug'ullana boshladi.

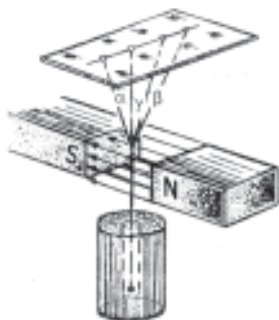
Quyidagi klassik tajriba radioaktiv yemirilishning tarkibi murakkab ekanligini aniqlashga imkon berdi. Radioaktiv preparat qo'rg'oshin bo'lagidagi tor kanalning tubiga joylashtirildi. Kanalning qarshisiga fotoplastinka qo'yildi. Kanaldan chiqayotgan zarraga kuchli magnit maydon zarraga tik yo'nalishda ta'sir qiladi (100- rasm). Butun qurilma vakuumga joylashtirilgan.

Magnit maydon bo'lmaganda fotoplastinka ochiltirilganda qarshisida bitta qora dog' bor ekanligi aniqlandi. Magnit maydon bo'lganda esa radioaktiv zarralar dastasi uchga bo'lingan. Birlamchi zarralar oqimining ikkita tashkil etuvchisi (komponentasi) qarama-qarshi tomonga og'gan. Bu esa o'sha dastalarning qarama-qarshi ishorali elektr zaryadga ega ekanligini aniq ko'rsatadi. Bunda yemirilishning manfiy komponentasi musbat komponentasiga qaraganda magnit maydon ta'sirida ancha ko'p og'gan. Uchinchi komponentasi magnit maydonda og'magan.

Yemirilishning musbat komponentasi **α -zarralar** deb, manfiy zaryadli komponentasi **β -zarralar** deb, neytral komponentasi esa

γ -kvantlar deb atalgan.

Nurlanish yoki yemirilishning bu uch xili bir-biridan o'zining kiruvchanlik qobiliyati, ya'ni ularning turli moddalar tomonidan qay darajada intensiv yutilishi jihatidan juda katta farq qiladi. α -zarralarning kiruvchanlik qobiliyati eng pastdir. Qalinligi 0,1 mm chamasida bo'lgan qog'oz α -zarralarni butunlay o'tkazmay qo'yadi. Agar qo'rg'oshin plastinkadagi teshikni bir varaq qog'oz bilan to'silsa, fotoplastinkada α -yemirilishga tegishli dog' bo'lmaydi.



100- rasm.

β - zarralar modda orqali o'tganda ancha kam yutiladi. Aluminiy plastinka ularni to'sib qolishi uchun bir necha millimetr qalinlikda bo'lishi kerak. γ kvantlarning kiruvchanlik qobiliyati eng kattadir. Rentgen nurlari singari, γ kvantlarning yutilish intensivligi yutuvchi moddaning atom nomeri ortishi bilan ortib boradi. Biroq ular qalinligi 1 sm bo'lgan qo'rg'oshin qatlamidan ham o'tib ketaveradi. Qalinligi bunday qo'rg'oshin orqali o'tganda γ kvantlarning intensivligi atigi ikki marta kamayadi. α -, β - zarralar va γ -kvantlarning fizik tabiati turlichadir.

Gamma-kvantlar. γ kvantlarning xossalari rentgen nurlarnikiga juda o'xshab ketadi, biroq ularning kiruvchanlik qobiliyati rentgen nurlarinikiga qaraganda ancha katta. Bu faqat γ kvantlar elektromagnit to'lqinlar bo'lsa kerak, degan fikrga olib keladi. γ kvantlarning kristallardagi difraksiyasi aniqlangach va ularning to'lqin uzunliklari o'lchangach, bu shubhaga o'rin qolmadi. Ularning to'lqin uzunligi juda qisqa — 10^{-8} — 10^{-11} sm larda bo'lib chiqdi.

Elektromagnit to'lqinlar shkalasida γ -kvantlar bevosita rentgen nurlaridan keyin joylashadi. γ kvantlarning tarqalish tezligi barcha elektromagnit to'lqinlarniki kabi bo'lib, 3000000 km/s ga yaqin.

Betta-zarralar. Avval boshdanoq, α - va β -zarralar zaryadli zarralar oqimi deb qaraldi. β - zarralar bilan tajriba qilish eng oson bo'ladi, chunki ular magnit maydonda ham, elektr maydonda ham ko'p og'adi.

Asosiy masala zarralarning zaryadi va massalarini aniqlashdan iborat edi. β -zarralarning elektr va magnit maydonlardagi og'ishlarini tekshirishda ular c ga juda yaqin bo'lgan tezliklar bilan harakatlanuvchi elektronlar yoki **pozitron** (elementar zarralar bayon qilingan ma'ruzaga qaralsin) lar ekanligi aniqlandi. Demak, β - zarralar ikki xil bo'larkan: β^- -zarra, β^+ -zarra. β^- -zarralar elektronlar oqimini tashkil qilsa, β^+ -zarralar esa pozitronlar oqimini tashkil qilar ekan. Shunisi muhimki, ayni bir radioaktiv element chiqargan β -zarralarning tezliklari bir xil emas ekan. Ana shu narsa magnit maydonda β - zarralar dastasining yoyilishiga olib keldi (100- rasm). Shuni ta'kidlash kerakki, β^+ - zarralar elektromagnit maydonda α - zarralar og'gan tomonga, lekin ularga nisbatan ko'proq og'adilar.

α - zarralar. Ularning tabiatini aniqlash qiyinroq bo'ladi, chunki ular elektromagnit maydonlarda kam og'adi. Bu masalani Rezerford oxirigacha hal qilishga muvaffaq bo'ldi. U zarraning

elektromagnit maydonda og‘ishiga qarab zarra zaryadining uning massasiga nisbatini aniqladi. Bu nisbat protondagidan ikki marta kichik bo‘lib chiqdi. Protonning zaryadi elementar zaryadga teng, massasi esa atom massa birligiga juda yaqin. Demak, α -zarrada bitta elementar zaryadga ikki atom birligiga teng massa to‘g‘ri keladi.

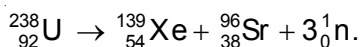
Biroq α -zarraning zaryadi va uning massasi noma‘lumligicha qolaveradi; α -zarraning yoki zaryadini, yoki massasini aniqlash kerak edi. Geyger sanagichlarining paydo bo‘lishi bilan zaryadni o‘lchash osonroq va ishonchliroq bo‘ldi. Juda tor darcha orqali α -zarraning sanagichning ichiga kirishi va unda qayd qilinishi mumkin.

Rezerford α -zarralarning yo‘liga Geyger sanagichini joylashtirdi, bu sanagich radioaktiv preparat tomonidan muayyan vaqt davomida chiqarilayotgan zarralarning sonini o‘lchaydi. So‘ngra sanagich o‘rniga sezgir elektrometr bilan ulangan metall silindr o‘rnatildi. Rezerford elektrometr bilan silindr ichidagi manbaning shuncha vaqt ichida chiqargan α -zarralarining zaryadini o‘lchadi. Bu zaryad ikki elementar zaryadga teng bo‘lib chiqdi. Demak, ikki elementar zaryadga to‘rt atom massa birligi to‘g‘ri keladi. Geliy yadrosi xuddi shunday zaryadga va shunday nisbiy atom massasiga egadir. Bundan α -zarra — geliy atomining yadrosi ekani kelib chiqadi.

Tabiatda asosan 5 xil radioaktivlik turi uchraydi:

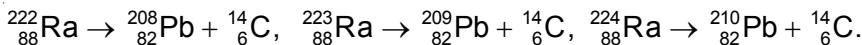
1. α -yemirilish.
2. β -yemirilish.
3. γ -nurlanish.
4. ρ -yemirilish.
5. Spontan bo‘linish.

Birinchi uchta radioaktivlik turi eng ko‘p uchraydi. Radioaktiv yadrolarning o‘z-o‘zidan protonlarni chiqarish hodisasi yadroning **proton yemirilishi** deyiladi. Bu yemirilishga nisbatan α - va β -yemirilishlar ko‘p kuzatilganligi tufayli, proton yemirilishda radioaktiv yadrolarning o‘rtacha yashash vaqtlari juda ham qisqa bo‘ladi. Proton yemirilishni α -yoki β -yemirilishga nisbatan payqash ancha qiyindir. Ko‘proq bitta proton yemirilishga nisbatan ikkita proton yemirilish kuzatiladi. ${}^9_5\text{B}$ yadroning bunday yemirilishi 1963- yilda Dubna shahrida kuzatilgan. Tashqi ta’sirsiz atom yadrolarining o‘z-o‘zidan bo‘linib, boshqa yadrolarning hosil bo‘lish jarayoni **spontan bo‘linish** deyiladi. 1940- yilda G.N. Flerov, K.A. Peterjak tomonidan uran yadrosining spontan bo‘linishi quyidagi reaksiyada kuzatilgan:

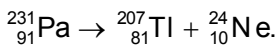
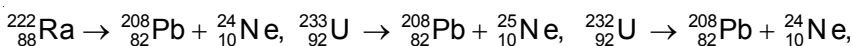


Spontan bo‘linish katta Z va A ga ega bo‘lgan yangi izotoplarni olish imkoniyatini chegaralaydi.

Atom yadrosidan zaryadi katta bo‘lgan yadrolar ham uchib chiqishi mumkin. 1964- yilda Oksford universitetida radiy izotopining o‘z-o‘zidan uglerod yadrosi chiqarib, qo‘rg‘oshin yadrosiga aylanish jarayoni kuzatildi:

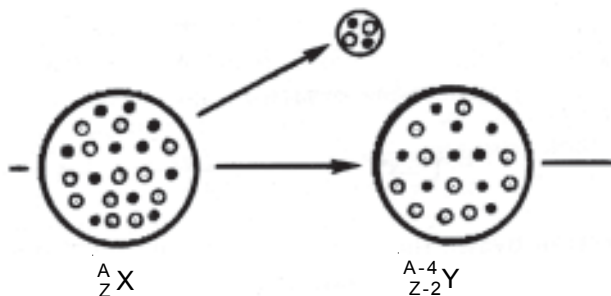


1985- yilda esa Dubna shahrida amerikalik fiziklar tarafidan neon yemirilish jarayoni kuzatildi:



Ona yadroning bo‘linishi natijasida hosil bo‘lgan ba’zi bir yadrolardagi neytronlar soni haddan tashqari ko‘p bo‘ladi, ya’ni neytroni ortiqcha yadro yuzaga keladi. Mana shunday yadrolar yemirilgan vaqtda neytronlar hosil bo‘lishi mumkin. Bu jarayonni ***n-yemirilish*** yoki ***n-radioaktivlik*** deyiladi. Lekin bu jarayon sekinlik bilan bormaydi, chunki neytronlarning uchib chiqishi yadro bo‘linayotgan paytda sodir bo‘ladi. Shu tufayli biz tabiatda neytron yemirilishni kuzata olmas ekanmiz.

α-yemirilish deb og‘ir yadrolarning o‘z-o‘zidan α -zarralar chiqarish jarayoniga aytiladi (101- rasm). α - yemirilish ikki bosqichda boradi: 1) yadro ichida ikkita proton va ikkita neytrondan α - zarra hosil bo‘ladi; 2) hosil bo‘lgan bu zarralar yadrodan uchib chiqadi. Yadro kuchlarining to‘yinish xarakteri 4 ta nuklondan α -



101-rasm.

zarralarning hosil bo'lishiga yo'l ochib beradi. Hosil bo'lgan α -zarra esa yadro kuchlarining ta'siriga kamroq uchraydi.

α -yemirilishda ona yadroning massa soni to'rt birlikka, atom nomeri ikki birlikka kamayadi. Natijada element davriy sistemaning boshiga qarab ikki kattakka siljiydi:



Bu qoida α -yemirilish uchun **siljish qoidasi** deyiladi. α -yemirilish faqat og'ir, ya'ni $Z > 83$ bo'lgan yadrolarda kuzatiladi. Nodir elementlar, ya'ni $A = 140-160$ bo'lgan elementlar sohasida ham α -radioaktiv yadrolarning kichik guruhi mavjud. Bularning ichida eng yengili seriy ${}^{142}_{58}\text{Ce}$ izotopidir. Yengil yadrolar sohasida ${}^8_4\text{Be}$ yadrosini ham α -radioaktiv yadro deb qaralsa bo'ladi, degan fikrlar mavjud. U bor-yo'g'i $3 \cdot 10^{-16}\text{s}$ mavjud bo'ladi va 2 ta α -zarraga emiriladi. Ammo uning emirilishi α -emirilish bilan hech qanday umumiylikka ega emas. Shu tufayli ham ${}^8_4\text{Be}$ ning yemirilishini yadro reaksiyalari mexanizmi bilan tushuntiriladi va yengil yadrolar sohasida shuning uchun ham α -yemirilish kuzatilmaydi.

α -radioaktiv yadrolarning yarim yemirilish davrlari juda ham katta oraliqda, ya'ni $10^{-7}\text{s} < T < 10^{10}$ yil oraliqda o'zgaradi. Bunga esa zarralarning $4 < E_\alpha < 9\text{MeV}$ energiya oraliq'i to'g'ri keladi. α -yemirilish sodir bo'lishi uchun ona yadroning massasi ikkilamchi yadroning massasi bilan α -zarraning massasi yig'indisidan katta bo'lishi kerak:

$$M(A, Z) > M(A - 4, Z - 2) + M({}^4_2\text{He}). \quad (34.2)$$

bu yerda $M(A, Z)$ – ona yadroning massasi, $M(A-4, Z-2)$ esa qiz yoki ikkilamchi yadroning massasi. Bu shart 2- yemirilish uchun **energetik shart** deyiladi. α -yemirilish bilan bir vaqtda β -yemirilish yoki spontan bo'linish jarayonlari kuzatilishi mumkin. Ular har doim α -yemirilish jarayoni bilan raqobatlashadi.

Yadrolarning α -zarralarning o'zidan chiqarish jarayoni kvant mexanikasi effekti bo'lib, u **tunnel effekti**ning o'zidir. De-Broyl to'lqiniga ega bo'lgan α -zarralarning yadro **potensial to'sig'ini** sizib o'tish effekti **tunnel effekti** deyiladi. Quyidagi fikrlar asosida bu potensial to'siq haqida tasavvurga ega bo'lish mumkin. Yadro ichida

hosil bo'lgan α -zarrani va nuklonlarni undagi potensial to'siqning OA qismida turibdi, deb qarash mumkin (102- rasm). Potensial to'siq yoki o'raning chuqurligi U_0 bo'lsa, har qanday zarra yadrodan tashqariga chiqishi va yadro kuchlarining ta'sirini yengishi uchun, eng kamida U_0 dan kichik bo'lmagan energiyaga ega bo'lishi zarurdir. Buni qisqacha qilib, yadroning chegarasida biror-bir balandlikka va kenglikka ega bo'lgan potensial to'siq mavjud, deb aytsa bo'ladi. 102- rasmda kengligi l va balandligi U_0 bo'lgan to'g'ri to'rtburchakli potensial to'siq ko'rsatilgan. α -zarraning E_d energiyasi bu to'siq yoki o'raning balandligiga qaraganda kichik bo'lishiga qaramasdan, to'liqin xususiyatlariga ega bo'lganligi uchun, sterlka bilan ko'rsatilganidek, potensial to'siqni sizib o'tib, yadrodan tashqariga — yadro kuchlari ta'sir qilmaydigan sohaga chiqib ketadi. Tunnel effekti α -yemirilishning barcha qonuniyatlarini tajriba natijalari bilan mos holda tushuntirib beradi.

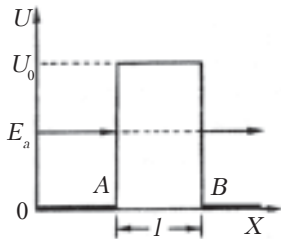
Yadrolarning o'z-o'zidan β^- yoki β^+ -zarralarni chiqarish jarayoni **β -yemirilish** deyiladi. β^- -radioaktiv yadrolarning yarim yemirilish davri $10^{-2}s < T < 10^{15}$ yil oralig'ida o'zgarsa, uning energiyasi $18 \text{ keV} < E < 16,6 \text{ MeV}$ oraliqda o'zgaradi.

β^- -yemirilish uch xil bo'ladi: 1. β^- -yemirilish. 2. β^+ -yemirilish. 3. Elektron qamrash (K -qamrash).

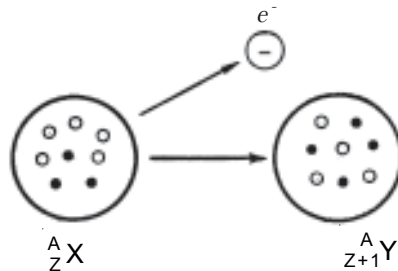
β -yemirilish deb, yadrolarning o'z-o'zidan elektronlarni, ya'ni β -zarralarni chiqarish jarayoniga aytiladi (103- rasm). Bu yemirilish uchun siljish qoidasi quyidagicha yoziladi:



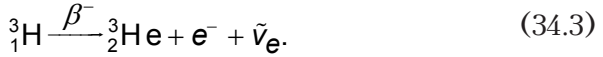
bu yerda $\tilde{\nu}_e$ — zarra **elektron antineytrinosi** deyiladi (uni ma'ruzaning keyingi qismida ko'ramiz). Bu yemirilishga misol tariqasida tritiy ${}^3_1\text{H}$ ning yemirilishini ko'ramiz:



102- rasm.



103- rasm.



β^- -yemirilish uchun energetik shart quyidagicha yoziladi:

$$M(A,Z) > M(A,Z+1) + m_e, \quad (34.4)$$

bunda $M(A,Z)$ – ona yadroning, $M(A,Z+1)$ – qiz yadroning massalari. Demak, β^- -yemirilish sodir bo‘lishi uchun ona yadroning massasi qiz yadro va elektron massalarining yig‘indisidan katta bo‘lishi zarurdir. β^- -yemirilishda ajralib chiqqan energiya esa

$$E_{\beta^-} = [M(A,Z) - M(A,Z+1) - m_e]c^2 \quad (34.5)$$

ifodadan topiladi.

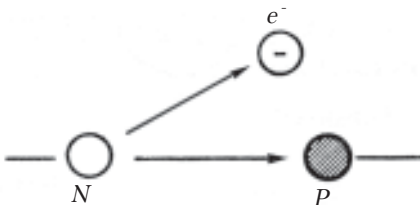
Yadrolarning radioaktivligi ulardagi neytron va protonlar sonining bir-biriga nisbatan muvofiqligi bilan bog‘liq bo‘lgan yadrolarda β^- -yemirilish sodir bo‘ladi. Shu tufayli, bu yemirilishda nuklonlarning bir-biriga o‘zaro aylanishini ko‘rish mumkin. Agar yadroda neytronlar soni ortiqcha bo‘lsa, β^- -yemirilish kuzatiladi.

Uning natijasida neytronlardan biri o‘zidan elektron chiqarib, protonga aylanadi (104- rasm):

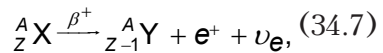


(34.6) yemirilishdan so‘ng hosil bo‘lgan yadrodagi proton va neytronlar sonining o‘zaro muvofiqligi oz bo‘lsa-da, to‘g‘rilanadi. (34.6) yemirilishni yadroda elektron-pozitron juftlarining hosil bo‘lishi bilan tushuntirish mumkin. Bunday pozitron neytron bilan birikib, protonni hosil qilsa, elektron esa erkin holatda ajralib chiqadi.

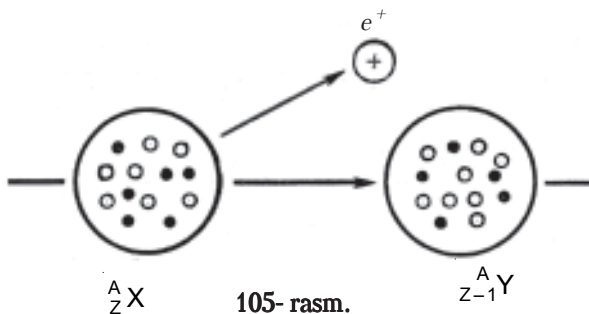
Yadrolarning o‘z-o‘zidan β^+ -zarralarni, ya’ni pozitronlarni chiqarish hodisasi **β^+ -yemirilish** deyiladi (105- rasm). U uchun siljish qoidasini quyidagicha yozish mumkin:



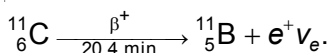
104- rasm.



bu yerda e^+ – pozitron, ν_e – elektron neytrinosi. Bunday yemirilishga misol tariqasida uglerod ${}^{11}_6\text{C}$ yadrosining yemirilishini olamiz:



105-rasm.



Bu tipdagi yemirilish uchun energetik shart quyidagicha:

$$M(A, Z) > M(A, Z - 1) + m_e, \quad (34.8)$$

bunda $M(A, Z)$ – ona yadro, $M(A, Z - 1)$ – qiz yadroning massalari. Demak, β^+ -yemirilish sodir bo‘lishi uchun ona yadroning massasi qiz yadro bilan pozitronning massalari yig‘indisidan katta bo‘lishi kerak. β^+ -yemirilish vaqtida ajralib chiqqan energiya quyidagiga teng:

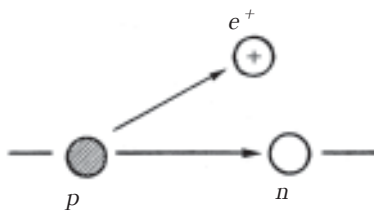
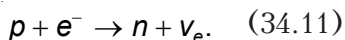
$$E_{\beta^+} = [M(A, Z) - M(A, Z - 1) - m_e]c^2.$$

Agar yadrodagi protonlar soni ortiqcha bo‘lsa, shu yadroning β^+ -yemirilishi kuzatiladi. Buning natijasida protonlardan biri o‘zidan pozitron chiqarib, neytronga aylanadi (106- rasm):



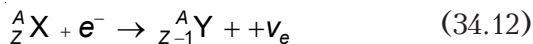
Yadrodan pozitron chiqishi natijasida unda turg‘un proton-neutron kompleksi yuzaga keladi. Protonning neytronga aylanishi yadro o‘ziga yaqin turgan qobiqdagi elekttronni tortib olishi tufayli ham sodir bo‘lishi mumkin. Mana shu hodisa **elektron qamrash** deyiladi.

Agar elekttron **K-qobiqdan** tortib olinsa, **K-qamrash**, **L-qobiqdan** olinsa, **L-qamrash** deyiladi. Elektron qamrash quyidagi sxema bo‘yicha sodir bo‘ladi:

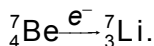


106-rasm.

Bu jarayon yadroning tarkibini xuddi β -yemirilishdagidek o'zgartirgani uchun, uni β -yemirilish turiga kiritamiz. Bu jarayon uchun siljish qoidasini



ko'rinishda yozamiz. Unga misol tariqasida ${}^7_4\text{Be}$ yadrosining elektron qamrashini ko'ramiz:



Uning energetik sharti quyidagicha bo'ladi:

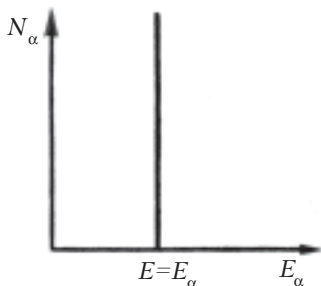
$$M(A, Z) < M(A, Z + 1) + m_e, \quad (34.13)$$

bu yerda $M(A, Z+1)$ – birlamchi yadroning, $M(A, Z)$ – ikkilamchi yadroning massasi. Demak, elektron qamrash sodir bo'lishi uchun birlamchi yadro bilan elektron massalarining yig'indisi ikkilamchi yadroning massasidan katta bo'lishi kerak. Bu jarayonda ajralib chiqadigan energiya esa:

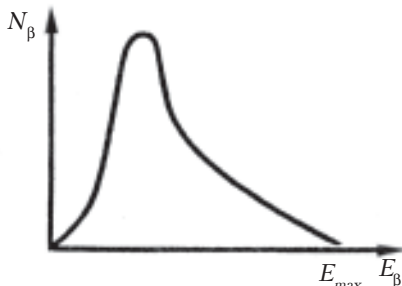
$$E_e = [M(A, Z + 1) + m_e - M(A, Z)]c^2 \quad (34.14)$$

dan topiladi.

Radioaktiv yemirilishning asosiy xarakteristikalaridan bittasi – yemirilish vaqtida uchib chiqqan zarraning kinetik energiyasidir. Uchib chiqqan zarralarning ushbu energiya bo'yicha taqsimoti ko'rilayotgan yemirilishning **energetik spektri** deyiladi. Energetik spektr, odatda, grafik shaklida beriladi, bunda vertikal o'qqa uchib chiqqan zarralarning soni qo'yilsa, gorizontal o'qqa esa zarralarning kinetik energiyalari qo'yiladi. α -zarralarning asosiy qismi bir xil energiyaga ega bo'lganligi uchun ularning energetik spektri bitta chiziqdan iborat bo'ladi (107- rasm).



107- rasm.



108- rasm.

Biror-bir yadroning β - yemirilishi natijasida hosil bo'lgan β -zarralarning kinetik energiyalari esa uning eng kichik qiymatidan eng katta qiymatigacha bo'lgan oraliqda yotadi. Shu tufayli, β -yemirilishning energetik spektri α -yemirilishning energetik spektridan farqli o'laroq, uzluksiz bo'ladi (108- rasm).

β - yemirilish vaqtida energiyasi E_{\max} dan kichik, ya'ni $E < E_{\max}$ bo'lgan β - zarraning uchib chiqishi xuddi shu jarayonda energiyaning saqlanish qonunini buzgandek bo'ladi. Boshqacha qilib aytilsa, $E_{\max} - E$ energiyani qayerga yo'qolganini tushuntirish zarur bo'ladi. Ana shuni tushuntirish va β - yemirilishning uzluksiz energetik spektrini isbot qilish maqsadida 1932- yili V. Pauli β -yemirilish vaqtida β - zarra bilan birgalikda $E_{\max} - E$ energiyani o'zi bilan olib ketuvchi zarra hosil bo'ladi, degan gipotezani ilgari surdi. E. Fermi bu zarrani **neytrino** deb atadi. U italyancha **neutrino** degan so'zdan olingan bo'lib, kichraytirilgan neytron degan ma'noni anglatadi. 1936- yilda A.I. Leypunskiy, 1941- yilda J. Allen 1953 – 56- yillarda F. Reynes va K. Kouen tomonlaridan o'tkazilgan tajribalar shu zarraning haqiqatan ham mavjud ekanligini isbot qilib berdi.

Neytrinoning xossalari quyidagilardan iborat. U o'zi harakatlanayotgan muhit atomlarini ionlashtirmaganligi tufayli elektr zaryadga ega emas, ya'ni neytrino — neytral zarra deyish mumkin. U β - yemirilish vaqtida katta enegiya olib ketganligi uchun, uning massasini nolga teng deb qarash kerak bo'ladi. β - yemirilish vaqtida $A = \text{const}$ bo'lganligi va zarraning spin xarakteri A ga bog'liq bo'lganligi uchun neytrino kasr, ya'ni $\frac{h}{2}$ spinga ega bo'ladi. Neytrinoning antizarrasi — antineytrinodir. β - yemirilish vaqtida hosil bo'lgan neytrino va antineytrinolarni elektron neytrinosi yoki antineytrinosi deyiladi. Bundan tashqari, neytrino yoki antineytrinoning boshqa turlari ham mavjud.

Neytrino va antineytrino bir-biriga juda o'xshash bo'lganligi uchun ular spinining yo'nalishi bilan bir-biridan farq qiladi. Antineytrinoning spini uning ilgarilanma harakat yo'nalishida bo'lsa, neytrinoning spini esa uning ushbu harakat yo'nalishiga teskari yo'nalgan. Shu tufayli antineytrinoni „**o'ng vint**“*li zarra*, neytrinoni esa „**chap vint**“*li zarra* deb ataladi.

Qo'shimcha adabiyotlar

[1] — 582—84- betlar, [3] — 216—20- betlar.

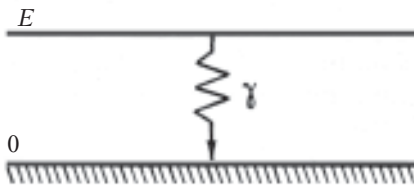
Nazorat uchun savollar

1. Biror-bir radioaktiv manbadan chiqayotgan zarralarning qaysi zarra ekanligini qanday aniqlash mumkin?
2. α -zarra, β -zarra, γ -kvantlarning o'tish qobiliyatlari haqida nima deyish mumkin?
3. Tabiatda uchraydigan radioaktivlik turlarini sanab bering.
4. α -yemirilish deb nimaga aytiladi?
5. Nima sababdan β -yemirilish mavjud bo'ladi?
6. Elektron qamrash hodisasini tushuntirib bering.
7. Neytrinning antineytrinodan farqini aytib bering.

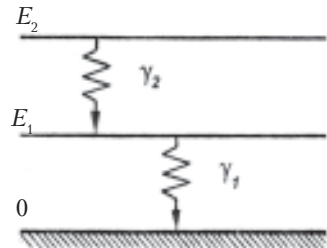
35- ma'ruza

γ nurlanish. γ kvantlarning moddalar bilan o'zaro ta'siri

Yadroning o'z-o'zidan γ kvantlarni chiqarish jarayoni **γ -nurlanish** deyiladi. Yadroda γ nurlanish undagi nuklonning bir energetik holatdan energiyasi past bo'lgan energetik holatga o'tishi tufayli sodir bo'ladi. Yadro uyg'ongan holatdan asosiy holatiga bir yoki bir necha γ kvant chiqarib o'tishi mumkin. Uyg'ongan holatdan asosiy holatga o'tish jarayoni bitta γ kvant chiqarish bilan sodir bo'lsa, bunday γ nurlanish **bir karrali yoki oddiy γ -nurlanish** deyiladi (109- rasm). Yadroning uyg'ongan holatdan asosiy holatga o'tish jarayoni bir necha γ kvant chiqarish bilan sodir bo'lsa, bunday γ nurlanish **ko'p karrali yoki kaskadli γ -nurlanish** deyiladi (110- rasm). O'zining fizik tabiatiga ko'ra, γ



109- rasm.



110- rasm.

nurlanish qisqa to‘lqinli elektromagnit nurlanishdir, shu tufayli uning chastotasi juda katta bo‘lib, 10^{20} Hz tartibida bo‘ladi. Odatda, γ - kvantlarning enregiyasi 10 keV dan 5 MeV gacha bo‘lgan oraliqda o‘zgarsa, to‘lqin uzunligi esa $10^{-8} > \lambda > 10^{-11}$ sm oralig‘ida o‘zgaradi. Gamma-kvantlar eng qattiq elektromagnit nurlar bo‘lib, ko‘p jihatdan rentgen nurlariga o‘xshab ketadi. Yadroning γ -nurlanishi vaqtida uyg‘ongan holatda turgan yadroning asosiy enregiyasini γ - kvant olib ketadi, shu tufayli uning enregetik spektri diskret bo‘ladi.

Yadro uyg‘ongan holatda turli sabablarga ko‘ra bo‘lishi mumkin, masalan, α - yoki β - yemirilishlar tufayli ham shunday holatlarda bo‘lishi mumkin. α - yemirilish qiz yadroning kuchli uyg‘ongan holatda hosil bo‘lishi bilan sodir bo‘lganligi tufayli, bu yemirilishdan so‘ng enregiyasi unchalik katta bo‘lmagan ($E_g < 0,5$ MeV) γ - kvantlar hosil bo‘ladi. β - yemirilish vaqtida esa enregiyasi 2–2,5 MeV bo‘lgan γ -kvantlar ham hosil bo‘lishi mumkin. Bu esa β - yemirilish ehtimolining yemirilish enregiyasiga kuchsiz bog‘langanligidan kelib chiqadi.

γ - nurlanish biror-bir muhit orqali o‘tganda asosan u yerda kuchsizlanadi, ya‘ni o‘z intensivligini kamaytiradi. Bu jarayon muhitning optik xossalariga bog‘liq bo‘lmaydi. Birlik vaqt ichida, birlik yuzadan o‘tgan γ - kvantlar soni **γ - nurlanishning intensivligi** deyiladi:

$$I = \frac{N}{\mathcal{V}}, \quad (35.1)$$

bu yerda N – γ - kvantlar soni. γ - nurlanish oqimining biror-bir muhit orqali o‘tganda kuchsizlanishini quyidagicha tushuntirish mumkin. Bu oqim tarkibiga kirgan γ - kvantlar elektr zaryadiga ega bo‘lmaganligi uchun, xuddi zaryadlangan zarralar kabi ushbu muhit atomlarini ionlashtirmaydi yoki uyg‘ota olmaydi. Lekin u atomdagi elektronlar yoki yadro bilan to‘qnashganda, o‘zining elektromagnit maydoni hisobiga bu zarralarning elektr zaryadi bilan ta’sirlashib, o‘zining qisman yoki to‘la enregiyasini ularga berishi mumkin.

U o‘z enregiyasini to‘la bergan holda γ - kvant yo‘qolib, uning o‘rniga boshqa zarralar paydo bo‘lishi mumkin. Mana shu jarayonni **γ - kvantlarning yutilishi** deyiladi. γ - kvant o‘z enregiyasini qisman uzatganda esa uning enregiyasi va harakat yo‘nalishi keskin o‘zgaradi. Ushbu jarayon esa **γ - kvantlarning sochilishi** deyiladi. Yuqoridagi

ikkala jarayon ham γ -nurlanish oqimining kuchsizlanishiga olib keladi.

γ -nurlanish intensivligining biror-bir muhit orqali o'tganda qanday o'zgarishini ko'rib chiqaylik. Qalinligi x bo'lgan muhitga tushayotgan γ -nurlanish intensivligi I_0 ushbu muhitdan o'tgan γ -nurlanish intensivligi esa I bo'lsin. Tajribalar shuni ko'rsatadiki, qalinligi dx bo'lgan qatlam orqali o'tayotgan dI γ -nurlanish intensivligi

$$dI = -\mu I dx$$

bo'lar ekan. U holda uni tenglik shaklida quyidagicha

$$\frac{dI}{I} = -\mu dx$$

deb yozish mumkin. μ proporsionallik koeffitsiyenti **γ -nurlanishning yutilish koeffitsiyenti** deyiladi. Bu yerdagi minus ishora faqatgina γ -nurlanish oqimi intensivligining kamayishini ko'rsatadi, xolos. Yuqoridagi ifodani integrallasak,

$$\int \frac{dI}{I} = \int (-\mu) dx, \quad \ln I = -\mu x + \ln C,$$

bundan $I = Ce^{-\mu x}$ kelib chiqadi.

$x = 0$ da $I = I_0$ bo'lganligi uchun, $C = I_0$ ekanligini topamiz. U holda

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (35.2)$$

bo'ladi. Demak, biror-bir muhit orqali o'tayotgan vaqtda γ -nurlanish oqimining intensivligi eksponensial qonun bo'yicha kamayar ekan. Agar $\mu = \frac{1}{x}$ bo'lsa, u holda $I = I_0/e$ bo'ladi. γ -nurlanishning yutilish koeffitsiyenti son jihatdan shunday muhit yoki moddaning qalinligiga teskari proporsional bo'lar ekanki, ushbu qalinlikni o'tgan oqim o'z intensivligini e marta kamaytirarkan. Shuningdek, yutilish koeffitsiyenti γ -kvantlarning γ -nurlanish oqimidan chetga chiqaruvchi jarayonlarning nisbiy ehtimolligiga proporsional bo'lib, m^{-1} , sm^{-1} , mm^{-1} va boshqa birliklarda o'lchanar ekan.

γ -nurlanishning yutilish koeffitsiyenti ularning haqiqiy yutilish koeffitsiyenti τ va sochilish koeffitsiyenti σ larning yig'indisiga tengdir:

$$\mu = \tau + \sigma. \quad (36.3)$$

$\lambda = \frac{1}{\mu}$ kattalik γ - kvantning moddadagi birinchi to‘qnashuviga qadar o‘tgan **o‘rtacha yugurish yo‘li** deyiladi. λ kattalik $1/\mu$ dan kichik hamda juda katta ham bo‘lishi mumkin. Nazariy jihatdan ba’zi γ - kvantlar moddada uning atomlari bilan to‘qnashmasdan juda katta yo‘l o‘tishi mumkinligi haqida gapirish joiz. Shu tufayli ham γ - kvantlar zaryadli zarralardan farqli o‘laroq, o‘tish qobiliyati katta bo‘lgan zarralar qatoriga kiradi.

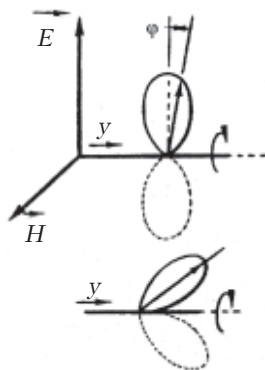
γ - kvant moddalar bilan o‘zaro ta’sirlashganda uch xil jarayon ro‘y beradi: *fotoeffekt*, *Kompton effekti*, *elektron-pozitron jufti hosil bo‘lish jarayoni*. Agar γ - kvantning enregiyasi elektronning tinchlikdagi $E_0 = m_0c^2$ enregiyasidan kichik bo‘lsa, γ - nurlanish moddalar bilan o‘zaro ta’sirlashganda **fotoeffekt hodisasi** ro‘y beradi. Unda γ - kvantning butun enregiyasi uning yo‘lida uchragan atom elektroniga to‘la uzatiladi va γ - kvant yo‘qoladi, uning o‘rniga esa elektron atomdan

$$E_e = E_\alpha - I_i \quad (36.4)$$

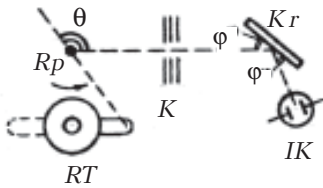
energiya bilan uchib chiqadi, bu yerda I_i — berilgan elektron uchun ionlash potensialidir. Fotoeffekt $E_\alpha > I_i$ bo‘lgandagina sodir bo‘ladi. γ - kvantning enregiyasi bir necha eV bo‘lganda fotoeffekt atomning tashqi elektron qobihidagi elektronlarda ro‘y beradi. γ - kvantning enregiyasi ortib borgan sari fotoeffekt yadroga yaqin turgan elekttron qobig‘idagi elektronlarda sodir bo‘ladi. Fotoeffekt hisobiga yutiladigan γ - nurlanishning μ_f yutilish koeffitsiyenti γ - kvantning enregiyasi ortib borishi bilan kamayib boradi. Fotoeffekt ro‘y berishi ehtimoli muhitning zaryadi Z ga kuchli bog‘langandir, taxminan $\mu_f \propto Z^5$ bo‘ladi. Bu esa atomdagi elektronlarning o‘z yadrolariga turlicha bog‘langanligi bilan tushuntiriladi. Yengil yadrolardagi elektronlarning o‘z yadrolari bilan bog‘lanishini ta’minlovchi kulon kuchlari og‘ir yadrolardagiga qaraganda ancha kuchsiz bo‘ladi.

Agar γ - kvantning enregiyasi shunday bo‘lsaki, fotoeffekt atomning barcha elektron qobiqlarida ro‘y bersa, uning 80%i K -qobiqdagi elektronlarda sodir bo‘ladi. Fotoeffektda hosil bo‘lgan elektronlar γ - kvantning harakat yo‘nalishiga 90° burchak ostida uchib chiqadilar.

Ammo γ - kvant enregiyasining ortishi bu elektronlar burchak taqsimotini γ - kvant yo‘nalishida oldinga tortadi (111- rasm).



111- rasm.



112- rasm.

Fotoeffekt faqatgina bog'langan elektronlarda sodir bo'ladi. Erkin elektronlarda esa sodir bo'lmaydi. Agar fotoeffekt erkin elektronlarda sodir bo'lganda edi, bu hodisa tufayli uchib chiqqan elekttronlar tinchlikdagi massaga ega bo'lmas va yorug'lik tezligiga teng bo'lgan tezlik bilan harakat qilgan bo'lardi. Bu

esa, o'z navbatida, energiya va impuls saqlanish qonunlarining buzilishiga olib kelardi.

Agar γ kvantning energiyasi $m_0c^2 \leq E_\gamma < 2m_0c^2$ bo'lsa, u holda uning atom elektronlari bilan to'qnashgan vaqtda sochilishini kuzatish mumkin. Mana shu hodisa **Kompton effekti** deyiladi. Buni birinchi bo'lib o'z tajribasida 1923- yilda Kompton o'rgangan.

Kompton qurilmasi (112- rasm) molibdenli katod (A) ga ega bo'lgan rentgen trubkasi (RT), sochuvchi modda (R), kollimator (K), kristall (Kr) va ionizatsion kamera (IK) lardan tashkil topgan. Sochuvchi modda sifatida bu yerda grafit olingan. Rentgen trubkasini vertikal o'q atrofida aylantirish yo'li bilan rentgen trubkasidan chiqayotgan elektromagnit nurlanish, ya'ni γ kvantlar θ sochilish burchagining qiymati berilgan. Sochilgan γ kvantning to'lqin uzunligini aniqlash uchun esa kristall panjara doimiysi $3 \cdot 10^{-8}$ sm bo'lgan CaCO_3 kristali ishlatilgan. γ kvantning to'lqin uzunligi esa ionizatsion kamera (40- ma'ruzaga qarang)dagi maksimum tokka to'g'ri keluvchi ϕ burchakning qiymatidan foydalanib, Vulf – Breg qonuni asosida topiladi. Kompton tajribasidan quyidagi xulosalar kelib chiqadi:

1. Sochilgan nurlanish spektrida to'lqin uzunligi γ kvantning boshlang'ich to'lqin uzunligi (λ_0) ga nisbatan siljigan, ya'ni $\lambda^1 > \lambda_0$ bo'lgan nurlanish hosil bo'ladi.

2. θ sochilish burchagi ortishi bilan $\Delta\lambda = \lambda^1 - \lambda_0$ ortadi.

3. Berilgan sochilish burchagida $\Delta\lambda$ siljish λ_0 ga bog'liq bo'lmaydi.

4. Berilgan sochilish burchagidagi $\Delta\lambda$ barcha sochuvchi moddalar uchun o'zgarmasdir.

Bu qonuniyatlarni klassik to'lqin nazariyasi asosida tushuntirib bo'lmaydi, chunki unda $E_\gamma \ll m_0c^2$ bo'lganda ham γ kvant atom elektronlari bilan to'qnashganda sochilishi mumkin deb qaraladi, shuningdek, sochilgan γ kvantning to'lqin uzunligi tushgan γ kvantning to'lqin uzunligi bilan bir xilda bo'lishi kerak. Yuqoridagi xulosa (qonuniyat)larni kvant nazariyasi asosida Kompton va Debay tushuntirib berganlar.

Fotoeffektdan farqli o'laroq, Kompton effekti erkin elektronlarda ro'y beradi. Umuman olganda, metallardan tashqari boshqa moddalarda erkin

elektronlar mavjud emas, lekin $E_\gamma \gg I_j$ bo'lsa, moddada elektronlarni erkin deb hisoblasha bo'ladi.

γ -kvantning ushbu erkin elektronlar bilan to'qnashuvi manzarasini ikkita sharchaning elastik to'qnashishi manzarasi bilan taqqoslash mumkin. Bunda γ -kvantning bir qism energiyasi atom elektronlariga beriladi va shuning hisobiga γ -kvant energiyasi kamayadi, to'liq uzunligi esa ortadi. γ -kvant to'liq uzunligining o'zgarishi esa **Kompton formulasi** orqali beriladi:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda_0 = \Lambda(1 - \cos\theta) = 2\Lambda \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (35.5)$$

bu yerda $\Lambda = \frac{h}{m_0c} = 0,02427 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ bo'lib, unga **Kompton to'liq uzunligi** deyiladi. Mana shu ifoda yuqorida keltirilgan 4 ta xulosaning to'g'ri ekanligini ko'rsatadi.

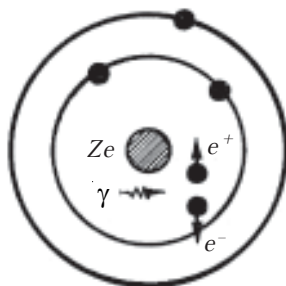
Kompton sochilishi ehtimoli nZ kattalikka proporsional bo'ladi, bu yerda n – sochilish sodir bo'layotgan moddaning konsentratsiyasi. Bu ehtimollik γ -kvantning energiyasi ortishi bilan $1/E_\gamma$ qonuniyat bo'yicha kamayib boradi. Kompton effekti faqatgina ko'z ilg'amas elektronlarda emas, balki harakatlanayotgan elektronlarda ham sodir bo'ladi.

Agar γ -kvantning energiyasi $E_\gamma \geq 2m_0c^2$ bo'lsa, u holda γ -kvantning elektromagnit maydoni o'zi o'tayotgan muhit elektron yoki yadrolari elektr zaryadi bilan o'zaro ta'sirlashishi tufayli elektron-pozitron juftini yuzaga keltiradi (113-rasm). Bunda γ -kvant yo'qoladi, uning energiyasi elektron va pozitronning to'la energiyalariga aylanadi, shuningdek, uning bir qismi qaysi zarraning maydonida e^-e^+ -juftlik yuzaga kelgan bo'lsa, ana shu zarraga beriladi:

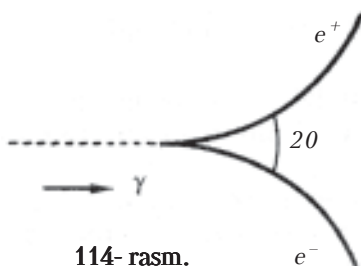
$$E_\gamma = m_{0e^-}c^2 + m_{0e^+}c^2 + E_{e^-} + E_{e^+} + E_0, \quad (35.6)$$

bu yerda $m_{0e^-}c^2$ – elektronning, $m_{0e^+}c^2$ – pozitronning tinchlikdagi energiyalari. E_{e^-} – elektronning, E_{e^+} – pozitronning kinetik energiyalari; E_0 – zarraga berilgan energiya.

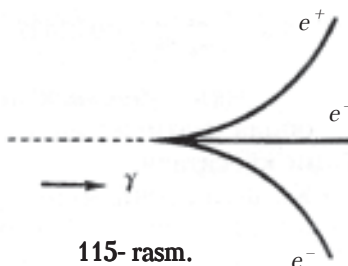
e^-e^+ -juftlik vakuumda yuzaga kelmaydi, balki biror-bir muhitda yuzaga keladi. Agar $E_\gamma = 2m_0c^2 = 1,02 \text{ MeV}$ bo'lsa, e^-e^+ -juftlik yadroning kulon maydonida yuzaga keladi va bunda yadro oladigan E_0 energiya juda ham kichik



113-rasm.



114- rasm.



115- rasm.

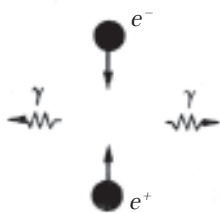
bo‘ladi (114- rasm). Hosil bo‘lgan elektron va pozitron γ -kvantning

yo‘nalishida $\theta = \frac{m_0c^2}{E_\gamma}$ burchak ostida uchib chiqadi. Agar

$$E_\gamma = 4m_0c^2 = 2,04\text{M eV}$$

bo‘lsa, e^-e^+ -juftlik elekttronning kulon maydonida yuzaga keladi va ushbu elektron oladigan energiya etarli katta bo‘ladi va γ -kvant yo‘nalishida e^-e^+ -juftlik bilan birgalikda uchib chiqadi (115- rasm). Bu hodisa **uchtalik** deyiladi. Elektron va pozitron hosil bo‘lish ehtimoli Z^2 ga to‘g‘ri proporsional bo‘ladi. E_γ ortishi bilan bu ehtimollik tez ortadi, so‘ngra uning ortish tezligi asta-sekin kamayadi va E_α ning ma‘lum bir qiymatidan boshlab esa o‘zgarmasdan qoladi. Hosil bo‘lgan elektron va pozitron o‘zini o‘rab turgan modda bilan ta‘sirlashadi. Elektron va pozitronlar modda orqali o‘tgan vaqtda modda atomlarini ionlash va uyg‘otish jarayonlari, shuningdek tormozlovchi nurlanish yuzaga keladi.

Bundan tashqari, elektron va pozitron uchun shunday o‘ziga xos jarayon mavjudki, unda ular bir-biri bilan ta‘sirlashib, harakatdagi massaga ega bo‘lgan ikki γ -kvantni hosil qiladi (116- rasm).



116- rasm.

Elektron va pozitronning elektr zaryadlari yo‘qoladigan, neytrallashadigan bu jarayon **anniglyatsiya** deyiladi. „Anniglyatsiya“ so‘zi yo‘qolish, yo‘q narsaga aylanish degan ma‘noni anglatadi. Anniglyatsiya materiya bir turdan, ya‘ni zarra shaklidan boshqa turga, ya‘ni harakatdagi massaga ega bo‘lgan nurlanish shakliga aylanadi. 1934- yilda J.Tibo tomonidan o‘tkazilgan tajribalardan annig-

lyatsiya vaqtida yuzaga kelgan γ -kvantlarning energiyasi taxminan 1,02 MeV, har biriniki esa 0,511 MeVni tashkil qilishi ma'lum bo'ldi. Bu energiya elektron va pozitronning tinchlikdagi energiyalari yig'indisiga teng bo'larkan. Bu esa massa bilan energiyaning bir-biriga proporsionallik qonuni isbotining yaqqol dalilidir.

Hamma jarayonlardagi kabi anniglyatsiyada ham massa, energiya, impuls va impuls momentining saqlanish qonunlari bajariladi. Hosil bo'lgan γ -kvantlarning $\sum \frac{E^1}{c^2} = \sum \frac{hv}{c^2}$ harakatdagi massasi, elektron va pozitronning

$$m = m_0 / \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

(v – zarralarning tezligi) ifoda orqali aniqlanuvchi to'liq massalari yig'indisiga teng bo'ladi. Ammo α -kvant tinchlikdagi massaga ega emas, bu esa qarama-qarshi ishorali elektr zaryadlari yo'qolishi bilan birgalikda zarralarning tinchlikdagi massalarini γ -kvant maydoni massasiga aylantiruvchi „anniglyatsiya“ terminini keltirib chiqaradi. Anniglyatsiya ehtimoli pozitronning $E_{e^+} \ll m_{e^+} c^2$ energiyasi kamayib borishi bilan ortadi, shuning uchun ham ko'pchilik hollarda anniglyatsiya boshlangunga qadar pozitron enregiyaga erishib bo'ladi. Anniglyatsiya hosil bo'lgan γ -kvantlar qarama-qarshi yo'nalishda uchib chiqadilar.

Anniglyatsiya jarayoni istalgan zarra va antizarralar o'zaro ta'sirlashganda sodir bo'lishi mumkin.

Qo'shimcha adaiyotlar

[1] – 482–83- betlar,

[4] – 538- bet,

[5] – 483- bet.

Nazorat uchun savollar

1. γ -nurlanish deb nimaga aytilvadi?
2. Nima sababdan γ -yemirilish deb emas, balki γ -nurlanish deb ataladi?
3. γ -nurlanish intensivligi birligini ayting.
4. Necha xil jarayonlar hisobiga γ -nurlanish intensivligi kamayadi?
5. Qachon γ -nurlanish moddalar bilan ta'sirlashganda fotoeffekt ro'y beradi?

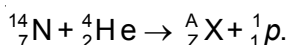
6. Kompton formulasini yozib, tushuntirib bering.
7. Vakuumda e^-e^+ -juftlik hosil bo'lmashligining sababi haqida sizning fikringiz qanday?
8. Anniglyatsiya so'zining ma'nosini tushuntiring.

36- ma'ruza

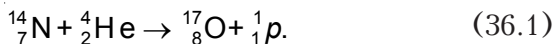
Yadro reaksiyalari. Yadro reaksiyalari vaqtida saqlanish qonunlari

Ikki yadro yoki yadro va elementar zarra bir-biriga 10^{-15} m masofagacha yaqin kelganda yadro kuchlari hisobiga bir-biri bilan o'zaro ta'sirlashib, yadrolar tarkibining o'zgarish jarayoni **yadro reaksiyalari** deyiladi. Yadro reaksiyalari vaqtida yadrolarning energiya va impulslari qayta taqsimlanadi. Bu esa o'z navbatida boshqa zarra yoki yadrolarning hosil bo'lishiga sabab bo'ladi.

Yadro reaksiyalariga misol tariqasida α -zarralarning azot yadrosi bilan to'qnashish jarayonini olish mumkin, unda biror-bir X yadro bilan proton hosil bo'ladi:

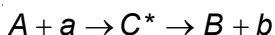


Bu jarayonni quyidagicha tushuntirish mumkin. α - zarra azot yadrosi bilan to'qnashganda nuklonlar soni $4+14=18$ ta bo'lgan yangi yadro hosil bo'ladi, bu nuklonlarning 9 tasi proton bo'lsa, qolgan 9 tasi neytronidir. Davriy jadvaldan bu yadroning ftor ${}^{18}_9\text{F}$ ekanligini osongina topish mumkin. α -zarradan olgan katta miqdordagi energiyasini nuklonlar o'rtasida teng taqsimlagan bu yadro kuchli uyg'ongan holatda bo'ladi. Shuning uchun ham bu yadro o'zidan biror-bir zarra (proton)ni chiqarib, tez yemiriladi. Qolgan X yadroda endi 17 ta nuklon bo'lib, ulardan 8 tasi proton bo'ladi. Uni osongina ${}^{17}_8\text{O}$ kislorod ekanligini aniqlash mumkin. U holda yuqoridagi reaksiyani quyidagicha yozish mumkin:

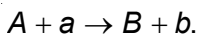


Bu reaksiya davomida qisqa vaqt mavjud bo'lgan ${}^{18}_9\text{F}$ yadrosi **oralik yoki kompaund yadro** deyiladi. Shu tufayli, yadro reaksiyasi ikki – oralik yadroning hosil bo'lishi va yemirilishi bosqichida borarkan.

Yadro reaksiyalarini umumiy shaklda



deb yozish mumkin, bu yerda A va B — boshlang‘ich va oxirgi yadrolar bo‘lsa, a , b — boshlang‘ich va oxirgi zarralar, C^* — kompaund yadro bo‘ladi. Ko‘pinchalik yadro reaksiyalari yozilganda oraliq yadrolar ko‘rsatilmaydi:



Amaliyotda yadro reaksiyalarining quyidagi



qisqacha yozilishi ko‘p ishlatiladi. Bunday yozilishda avval boshlang‘ich yadro, qavsning ichida birinchi bo‘lib, shu reaksiyaning sodir bo‘lishiga sababchi bo‘lgan zarra yoki yadro, ikkinchi bo‘lib reaksiya natijasida hosil bo‘lgan zarra yoki yadro, qavsdan keyin esa hosil bo‘lgan oxirgi yadro yoziladi. Bundan ortiqcha sonli indekslarning hammasi tushirilib qoldiriladi. (36.1) yadro reaksiyasi qisqacha ko‘rinishda quyidagicha yoziladi:



Yadro reaksiyasida ishlatilayotgan boshlang‘ich yadroni **nishon yadro**, shu reaksiyaning ro‘y berishiga sababchi bo‘lgan zarra yoki yadro esa **snaryad zarra** yoki **yadro** deyiladi.

(36.2) jarayon bir vaqtning o‘zida bir necha yo‘llar bilan sodir bo‘lishi mumkin:



Yadro reaksiyalari ro‘y beradigan barcha yo‘llar **yadro reaksiyalarining kanallari** deyiladi. Reaksiyaning boshlang‘ich bosqichi **kirish kanali**, oxirgi bosqicha esa **chiqish kanali** deyiladi.

Yadro reaksiyalari reaksiyaning sodir bo‘lishiga sababchi bo‘lgan zarralarning energiyalari, reaksiyada qatnashuvchi zarralarning turi, unda qatnashuvchi yadrolarning massa sonlari bo‘yicha klassifikatsiya qilinadi, ya‘ni turlarga ajratiladi.

Yadro reaksiyasida qatnashuvchi zarralarning energiyasiga qarab, yadro reaksiyalari 3 xil bo‘ladi: 1. Kichik energiyali yadro

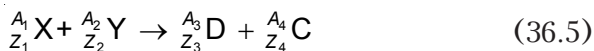
reaksiyalari, 2. O'rta energiyali yadro reaksiyalari. 3. Yuqori energiyali yadro reaksiyalari. Kichik energiyali yadro reaksiyalaridagi zarralarning energiyasi eV tartibda bo'lib, u asosan neytronlar ishtirokida sodir bo'ladi. O'rta energiyali reaksiyalarda qatnashuvchi zarralarning energiyasi bir necha MeV tartibigacha bo'lib, ular zaryadlangan zarra, γ -kvant va kosmik nurlar ishtirokida sodir bo'ladi. Yuqori energiyali yadro reaksiyalarida ishtirok qiluvchi zarralarning energiyasi bir necha yuz TeV tartibigacha borib, bu reaksiyalar yadroning nuklonlarga ajralishiga va elementar zarralarning hosil bo'lishiga olib keladi.

Yadro reaksiyalari ularda ishtirok etuvchi zarralarning turiga qarab proton, deytton, α -zarra, γ -kvant, og'ir kimyoviy elementlarning ko'p zaryadli ionlari bilan ro'y beruvchi reaksiyalarga bo'linadi. Ushbu zarralarning manbalari sifatida tabiiy radioaktivlikka ega bo'lgan kimyoviy element, tezlatkich, kosmik nurlar bo'lishi mumkin. γ -kvantlar ta'sirida ro'y beradigan yadro reaksiyalari **fotoyadro reaksiyalari** deyiladi.

Reaksiyalarda ishtirok etayotgan yadrolarning massa sonlari qiymatlariga qarab reaksiyalar *yengil yadro* ($A < 50$), *o'rta yadro* ($50 < A < 100$) va *og'ir yadro* ($A > 100$) larda boruvchi yadro reaksiyalariga bo'linadi.

Yadro reaksiyalari vaqtida quyidagi saqlanish qonunlari o'rinlidir.

1. Elektr zaryadning saqlanish qonuni. U quyidagicha ta'riflanadi: reaksiyaga kirayotgan yadro va zarralarning yig'indi elektr zaryadi reaksiyadan so'ng hosil bo'lgan yadro va zarralarning yig'indi elektr zaryadiga teng bo'ladi. Agar biz quyidagicha



reaksiyani kuzatayotgan bo'lsak, yuqoridagi qonunni $Z_1 + Z_2 = Z_3 + Z_4$ deb yozishimiz mumkin. Bu qonunni bunday deb ham aytish mumkin: yadro reaksiyasi to'liq yoyib yozilganda, reaksiyagacha bo'lgan yadro va zarralarning pastki indeksleri yig'indisi reaksiyadan so'ng hosil bo'lgan yadro va zarralarning pastki indeksleri yig'indisiga teng bo'ladi. Ushbu qonun reaksiya davomida qanday element yadrosi hosil bo'lganligini aniqlashga yordam beradi.

2. Nuklonlar sonining saqlanish qonuni. Uni quyidagicha ta'riflash mumkin: reaksiyaga kirayotgan yadro va zarralarning umumiy nuklonlar soni undan so'ng hosil bo'layotgan yadro va zarralarning umumiy nuklonlari soniga tengdir. (36.5) reaksiya

uchun ushbu qonun $A_1+A_2=A_3+A_4$ shaklida yoziladi, ya'ni reaksiyagacha bo'lgan yadro va zarralarning yuqori indeklari yig'indisi reaksiyadan keyingi yadro va zarralarning yuqori indeklari yig'indisiga teng bo'ladi. Bu qonun oxirgi hosil bo'lgan yadroning massa sonini aniqlashga yordam beradi.

3. Energiyaning saqlanish qonuni. Reaksiyaga kirishayotgan yadro va zarralarning to'la energiyasi reaksiyadan so'ng hosil bo'layotgan yadro va zarralarning to'la energiyasiga teng bo'ladi, deb ushbu qonun ta'riflanadi.

(36.2) reaksiya uchun yadro va zarralarning to'la energiyalarini

$$E_A - T_A + m_A c^2, \quad E_a = T_a + m_a c^2, \quad E_B = T_B + m_B c^2, \\ E_b = T_b + m_b c^2$$

deb yozish mumkin. U holda (36.2) reaksiya uchun energiyaning saqlanish qonuni

$$E_A + E_a = E_B + E_b, \\ T_a + m_a c^2 + T_A + m_A c^2 = T_B + m_B c^2 + T_b + m_b c^2 \quad (36.6)$$

ko'rinishda yoziladi, bu yerda T_a, T_A — reaksiyaga kirgunga qadar bo'lgan zarra va yadroning; T_b, T_B — reaksiyadan so'ng hosil bo'lgan zarra va yadrolarning kinetik energiyalari. (36.6) ifodani quyidagicha yozamiz:

$$(m_a c^2 + m_A c^2) - (m_b c^2 + m_B c^2) = (T_b + T_B) - (T_a + T_A).$$

Agar bu yerda

$$E_{01} = m_a c^2 + m_A c^2, \quad E_{02} = m_b c^2 + m_B c^2, \\ T_1 = T_a + T_A, \quad T_2 = T_b + T_B$$

deb belgilash kiritilsa, yuqoridagi ifoda

$$E_{01} - E_{02} = T_2 - T_1$$

shaklga keladi. Umumiy holda $E_{01} \neq E_{02}$ bo'lganligi uchun $E_{01} - E_{02}$ ni **reaksiya energiyasi** deb ataladi va u Q harfi bilan belgilanadi:

$$Q = E_{01} - E_{02} = T_2 - T_1. \quad (36.7)$$

Unda

$$Q = [(m_a + m_A) - (m_b + m_B)]c^2 = (T_b + T_B) - (T_a + T_A)$$

deb yozish mumkin. Demak, yadro reaksiyasining enregiyasini

$$Q = [(m_a + m_A) - (m_b + m_B)]c^2 =$$

$$= [(m_a + m_A) - (m_b + m_B)] 931,5 \text{ (MeV)} \quad (36.8)$$

shaklda yozish mumkin ekan.

Agar $Q > 0$, ya'ni reaksiyaga qadar bo'lgan zarra va yadroning tinchlikdagi massalari yig'indisi, undan so'ng hosil bo'lgan zarra va yadroning tinchlikdagi massalari yig'indisidan katta bo'lsa, reaksiya vaqtida zarra va yadrolarning tinchlikdagi energiyalari kamayishi hisobiga qandaydir miqdorda energiya ajralib chiqadi va bu energiya reaksiyadan so'ng hosil bo'lgan zarra va yadro kinetik energiyasining ortishiga olib keladi. $Q > 0$ reaksiyalarni **ekzotermik yadro reaksiyalari** deyiladi. Ekzotermik yadro reaksiyalari snaryad zarraning istalgan qiymatidagi kinetik energiyalarida sodir bo'ladi.

Agar reaksiyaga qadar bo'lgan zarra va yadroning tinchlikdagi massalari yig'indisi, undan so'ng hosil bo'lgan zarra va yadroning tinchlikdagi massalari yig'indisidan kichik, ya'ni $Q < 0$ bo'lsa, zarra va yadrolar kinetik energiyalarining kamayishi hisobiga hosil bo'lgan zarra va yadroning tinchlikdagi energiyalarining ortishi ro'y beradi va ushbu reaksiya vaqtida qandaydir miqdordagi energiya yutiladi. Reaksiya energiyasi manfiy bo'lgan reaksiyalarga **endotermik yadro reaksiyalari** deyiladi. Bu reaksiya snaryad zarraning kinetik energiyasi yetarli darajada katta bo'lganda sodir bo'ladi.

Agar $Q = 0$ bo'lsa, snaryad zarra nishon yadroda elastik sochiladi. Bunda zarralarning to'la, kinetik, tinchlikdagi energiyalari, shuningdek massalari ham saqlanadi. Bunday reaksiyalarga **elastik sochilish reaksiyalari** deyiladi.

Istalgan yadro reaksiyalari snaryad zarraning qandaydir energiyasidan boshlab ro'y bera boshlaydi. Yadro reaksiyalari ro'y berishi uchun kerak bo'ladigan snaryad zarraning minimal energiyasi **yadro reaksiyasining bo'sag'asi** deyiladi va u quyidagi formuladan topiladi:

$$E_b = \frac{m_A + m_a}{m_A} |Q|. \quad (36.9)$$

4. Impulsning saqlanish qonuni. Bu qonunga quyidagicha ta'rif berish mumkin. Reaksiyaga kirishgunga qadar bo'lgan zarra va yadroning to'la impulsi reaksiyadan so'ng hosil bo'lgan zarra va yadroning to'la impulsi teng:

$$\overline{P}_a + \overline{P}_A = \overline{P}_b + \overline{P}_B. \quad (36.10)$$

Agar nishon yadro tinch turgan bo'lsa, $\overline{P}_A = 0$ bo'ladi. U holda yuqoridagi qonunni

$$\overline{P}_a = \overline{P}_b + \overline{P}_B$$

deb yozish mumkin.

Yuqorida aytganimizdek, yadro reaksiyalari oraliq yadro hosil bo'lish yo'li bilan amalga oshishi mumkin. Lekin yadro reaksiyalari oraliq yadro hosil qilmasdan ham ro'y berishi mumkin. Mana shunday yadro reaksiyalari **to'g'ridan-to'g'ri ro'y beradigan yadro reaksiyalari** deyiladi. Kompaund yadro hosil bo'lishi bilan amalga oshadigan yadro reaksiyalari **oraliq yadro orqali sodir bo'ladigan yadro reaksiyalari** deyiladi.

Qo'shimcha adabiyotlar

- | | |
|-----------------------|------------------------|
| [1] — 465—67- betlar, | [4] — 539—40- betlar, |
| [2] — 253—55- betlar, | [5] — 484—85- betlar, |
| [3] — 231—32- betlar, | [6] — 298—300- betlar. |

Nazorat uchun savollar

1. Yadro reaksiyasi deb nimaga aytiladi?
2. Yadro reaksiyasining kanali nima?
3. Yadro reaksiyalari qanday belgilariga qarab klassifikasiya qilinadi?
4. Yadro reaksiyalari vaqtida qanday saqlanish qonunlari o'rinli bo'ladi?
5. Ekzotermik yadro reaksiyasining endotermik yadro reaksiyasidan farqi nimada?
6. Yadro reaksiyasining bo'sag'asi deganda siz nimani tushunasiz?
7. Yadro reaksiyalari necha xil yo'l bilan amalga oshiriladi?

37- ma'ruza

Og'ir yadrolarning bo'linishi. Zanjir yadro reaksiyalari

Atom yadrolarining bo'linishi og'ir yadrolar uchun xos bo'lgan maxsus jarayon bo'lib, bu jarayon toriy yadrosidan boshlab, elektr zaryadi katta bo'lgan barcha yadrolarda ro'y berishi mumkin. Ushbu hodisa turli zarralar, asosan, neytronlar ta'sirida amalga oshirilib, yadro reaksiyasi xarakteriga ega bo'ladi. Ammo og'ir yadrolarning

bo'linishi o'z-o'zidan ham bo'lishi mumkin, u holda bu jarayon radioaktiv yemirilish xarakteriga ega bo'ladi. Uran yadrolarining bo'linishini 1938- yilda nemis olimlari O. Gan va F. Shtrassmanlar kashf etganlar. Ular uranni neytronlar bilan bombardimon qilganda davriy sistemaning o'rta qismidagi bariy, kripton va shunga o'x-shash elementlar hosil bo'lishini aniqladilar. Bu hodisaning sabablarini 1939- yilda ingliz fizigi O. Frish va avstriya fizigi L. Meytnerlar tushuntirib berdilar. Ular neytronlarni tutib olgan uran yadrosi deyarli teng ikki bo'lakka bo'linadi, deb talqin qildilar, bu bo'laklarni **bo'linish parchalari** deb atadilar. Ammo keyingi kuzatishlar yadrolarning turli yo'llar bilan bo'linishi mumkinligini ko'rsatadi. Yana yadroning bo'linish natijasida massalarning nisbati 2:3 kabi bo'lgan parchalarning hosil bo'lish ehtimolligi eng katta ekanligi aniqlandi. Og'ir yadrolarning bo'linishi uchun quyidagi munosabatlar o'rindir:

$$Z_1 + Z_2 = Z, \quad A_1 + A_2 = A + 1 \approx A. \quad (37.1)$$

Og'ir yadrolarning bo'linishi quyidagi xossalarga ega:

1. Og'ir yadrolarning bo'linishi vaqtida katta miqdorda Q energiya ajralib chiqadi. Bo'linayotgan yadroning M massasini hosil bo'lgan parchalarning M_1 va M_2 massalari bilan taqqoslash natijasida shu xulosaga kelish mumkin. Bo'linishda ajralgan energiya Q ni

$$Q = [M - (M_1 + M_2)]c^2 \quad (37.2)$$

dan topilsa, istalgan yadroning massasini esa

$$M = Zm_p + (A - Z)m_n - \Delta M = Zm_p + (A - Z)m_n - \varepsilon A / c^2 \quad (37.3)$$

ifoda asosida topiladi. Uni (37.2) formulaga qo'yamiz va bunda (37.1) ni ham hisobga olsak,

$$Q = \varepsilon_1 A_1 + \varepsilon_2 A_2 - \varepsilon A = A(\bar{\varepsilon} - \varepsilon) \quad (37.4)$$

kelib chiqadi, bu yerda $\bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon_1 A_1 + \varepsilon_2 A_2}{A}$ — parchalarning o'rtacha solishtirma bog'lanish energiyasi.

Og'ir yadrolarning bo'linishi mumkinligini $\varepsilon = \varepsilon(A)$ bog'lanish (98- rasmga qarang) yordamida ham tushuntirish mumkin. Davriy jadvalda oxirgi o'rinlarni egallagan atomlar ($A \approx 200$) yadrolarining solishtirma bog'lanish energiyasi jadvalning o'rtasida joylashgan atomlar ($A \approx 100$) yadrolarining solishtirma bog'lanish

energiyasidan taxminan 1 MeV kam, ya'ni $\bar{\varepsilon} - \varepsilon = 1 \text{ MeV}$. Shuning uchun og'ir yadrolarning davriy jadvalning o'rta qismi elementlari yadrolariga bo'linishi „Energetik jihatdan qulay“ bo'ladi. Sistema bo'lingandan so'ng ichki energiyasi minimal bo'lgan holatga o'tadi. Chunki yadroning bog'lanish energiyasi qanchalik katta bo'lsa, yadroning hosil bo'lishida shunchalik katta energiya ajralib chiqishi va demak, yangidan hosil bo'lgan sistemaning ichki energiyasi shunchalik kam bo'lishi kerak. $A \approx 200$, $\bar{\varepsilon} - \varepsilon = 1 \text{ MeV}$ deb hisoblab, (37.4) da

$$Q = A(\bar{\varepsilon} - \varepsilon) \approx 200 \text{ MeV}$$

ekanligini topish oson. Demak, yadro bo'linishida har bir nuklonga to'g'ri keladigan bog'lanish energiyasi 1 MeV ga ortar va ajralib chiqadigan umumiy enregiya nihoyatda katta, ya'ni 200 MeV tartibda bo'lar ekan. Uran ^{238}U yadrosining bo'linishida ajralib chiqadigan energiyani bevosita o'lchash natijalari biz keltirgan mulohazalarning to'g'ri ekanligini tasdiqladi. ^{238}U da $A = 238$, $\bar{\varepsilon} - \varepsilon = 0,8 \text{ MeV}$ bo'lganligi uchun bu energiya (37.4) formulaga asosan $\approx 200 \text{ MeV}$ qiymatni beradi.

Demak, og'ir yadroning tinchlikdagi massasi bo'linish tufayli hosil bo'ladigan parchalarning tinchlikdagi massalari yig'indisidan katta bo'lsa, tinchlikdagi massaning kamayishiga ekvivalent bo'lgan energiya ajralishi ro'y beradi. Bunda to'liq massa o'zgarishsiz saqlanadi, chunki katta tezlik bilan harakatlanayotgan parchalarning massalari ularning tinchlikdagi massalaridan katta. Bu esa og'ir yadrolarning bo'linishiga olib keladi.

2. Bo'linish paytida ajralib chiqqan energiyaning katta yoki asosiy qismi parchalarning kinetik energiyalari bo'ladi. Bir-biridan yadro kuchlarining ta'sir radiusidan anchagina katta bo'lgan r da turgan parchalarning o'zaro ta'sir potensial energiyasini

$$U = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (37.5)$$

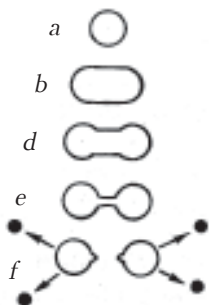
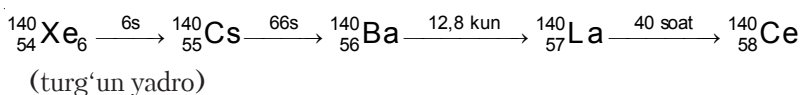
deb yozish mumkin, bunda $Z_1 e$ va $Z_2 e$ – parchalarning elektr zaryadlari. Bo'linish tamom bo'lgan vaqtda $r = R_1 + R_2 \approx 2R$, bu yerda R_1 va R_2 – parchalarning radiuslari, ular $R_1 = R_2 = R = 1,4 \cdot 10^{-15} A^{1/3}$, formula asosida topiladi. Uranning bo'linishi uchun $Z_1 = Z_2 = 92/2 = 46$ va $A_1 = A_2 = 238/2 = 119$ deb hisoblab, u uchun

$U \approx 220 \text{ MeV}$ ekanligini aniqlash mumkin. Energiyaning saqlanish qonuniga asosan parchalarning potensial energiyasi ularning kinetik energiyasiga aylanadi va ular turli tomonlarga katta tezliklar bilan uchib ketadilar.

3. Bo‘linish natijasida hosil bo‘lgan parchalar β -radioaktiv bo‘lib, o‘zlaridan neytron chiqaradilar. Bu xossani tushunish uchun quyidagi jadvalga murojaat qilamiz:

Yadro	$^{16}_8\text{O}$	$^{108}_{47}\text{Ag}$	$^{137}_{56}\text{Ba}$	$^{238}_{92}\text{U}$
NZ	1	1,3	1,45	1,6

Bundan shu narsa ko‘rinadiki, bo‘linish parchalari hosil bo‘layotgan vaqtda, ular $N/Z=1,6$ bo‘lgan uran yadrosining bo‘linishi natijasida yuzaga kelganliklari uchun, ulardagi neytronlar soni protonlarga qaraganda haddan tashqari ko‘p bo‘ladi. Bunday yadrolar esa, bizga ma‘lumki, β -yemirilishga duchor bo‘ladi. Parchalar uzoq davom etuvchi radioaktiv zanjir orqali turg‘un yadrolarga aylanadilar. Masalan, $^{236}_{92}\text{U}$ bo‘linganda ksenon $^{140}_{54}\text{Xe}$ hosil bo‘ladi. Ushbu yadroning turg‘un izotoplarining massa soni 124 bilan 136 orasida o‘zgaradi. Shu tufayli ^{140}Xe izotopida uning turg‘un izotoplariga nisbatan 4 ta ortiqcha elektroni bo‘lganligi uchun, ular bu yadroni β -yemirilishga olib keladi va quyidagi radioaktiv yemirilishlar zanjiri yuzaga keladi:



117- rasm.

Shunday qilib, bo‘linish energiyasining bir qismi β -yemirilish energiyasi shaklida ham ajralarkan.

Atom yadrosining bo‘linish jarayonini yadroning suyuqlik tomchi modeli asosida tushuntirish mumkin. Unga muvofiq, od-diy holatdagi yadro tinch holatda bo‘lib, shar yoki unga yaqin shaklga ega bo‘ladi (117-*a* rasm). Ortiqcha neytronni yutib, yadro uyg‘onadi va deformatsiyalanib cho‘zilganroq shaklga kela boshlaydi (117-*b* rasm).

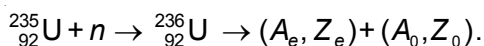
Bunda yadro zichligining kattaligi tufayli yadroning hajmi o'zgarmaydi, sirti va sirt energiyasi esa ortadi. Bu bilan bir vaqtda uning elektrostatik energiyasi kamayadi. Yadro — zaryadlangan tomchi neytron yutganda tebranma harakatga keladi: goh cho'ziladi, goh siqiladi. Kichik deformatsiyalarda (117-d rasm) yadro — tomchidagi sirt taranglik kuchlari deformatsiyaning kritik qiymatiga yetishiga yo'l qo'ymaydi. Ammo bir xil ishorali zaryadlarning elektrostatik itarishish kuchlari sirt taranglik kuchlariga nisbatan ortib boradi va yadro deformatsiyasi o'zining kritik qiymatiga yetadi (117-e rasm). Yanada kuchliroq cho'zilgan yadro ikkita parchaga bo'linib ketadi (117-f rasm). Kulon itarishish kuchlari ta'sirida bu qismlar yoki parchalar yorug'lik tezligining $1/30$ qismiga teng tezlik bilan uchib ketadi.

Bo'linish jarayoni amalga oshishi uchun og'ir yadroning uyg'onishi yetarli bo'lishi zarurdir, aks holda yadroning tebranish amplitudalari kichik bo'ladi va sirt taranglik kuchlari yadroning bo'laklarga bo'linishiga yo'l qo'ymaydi. Og'ir yadroni bo'lak (parcha)larga bo'lish uchun kerak bo'ladigan minimal energiya **aktivatsiya energiyasi** yoki **bo'linish bo'sag'asi** deyiladi. Og'ir yadrolarning aktivatsiya energiyasi 5,5 — 6,5 MeV oralig'ida bo'ladi.

Yadroning suyuqlik tomchi modeli asosida hisoblashlar shuni ko'rsatadiki, $Z^2/A > 18$ tengsizlik **bo'linishning energetik qulaylik sharti** ekan. Z^2/A kattalik **bo'linish parametri** deyiladi. Yuqoridagi tengsizlik $^{108}_{47}\text{Ag}$ kumush yadrosidan boshlab bajariladi. Ammo aktivatsiya energiyasining mavjudligi tufayli yuqoridagi shart bo'linish parametrining kattaroq qiymatlaridan boshlab bajarilarkan. Bo'linish parametrining $Z^2/A \geq 49$ qiymatlarida esa umuman yadrolar mavjud bo'lmaydi, chunki ularning barchasi spontan bo'linish jarayoniga duchor bo'ladilar. Shu tufayli bu tengsizlikni **bo'linish parametrining kritik qiymati** deyiladi.

Yadro bo'linishidagi asosiy hodisa bo'linish jarayonida ikki-uchta neytron chiqarilishidir. Xuddi shu tufayli yadro ichidagi energiyadan amalda foydalanish imkoni tug'iladi. Bu neytronlarni **bo'linish neytronlari** yoki **ikkilamchi neytronlar** deyiladi. Ular ham bo'linish energiyasining bir qismini o'zi bilan olib ketadi. Odatda, yadro massalari teng bo'lgan parchalarga bo'linmaydi. Mana shu hodisa **bo'linish asimmetriyasi** deyiladi. Uran $^{236}_{92}\text{U}$ yadrosining bo'linish jarayoni bilan tanishaylik. Bu yadro uran

${}_{92}^{235}\text{U}$ izotopi o'ziga neytron yutish tufayli hosil bo'lib, so'ngra yengil (A_e, Z_e) va og'ir (A_0, Z_0) parchalarga bo'linadi:

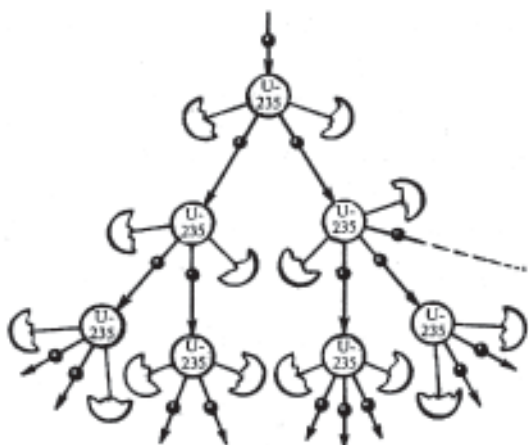


Bo'linayotgan ${}_{92}^{236}\text{U}$ yadroda 144 ta neytron bor. Bu yadroning ikkita – birinchisida 82 ta, ikkinchisida 50 ta neytroni bo'lgan nuklon qobig'ini to'ldirish uchun yetarlidir. Og'ir parchada 82 ta neytrondan tashkil topgan nuklon qobiq to'lsa, yengil parchada esa 50 ta neytroni bo'lgan nuklon qobiq to'ladi. Qolgan $144 - (82 + 50) = 12$ ta neytron esa 6 tadan har bir parchaga taqsimlansa, mos ravishda og'ir va yengil parchalarda 88; 56 tadan neytron bo'ladi. Uran ${}_{92}^{236}\text{U}$ uchun xos bo'lgan proton va neytronlar orasidagi munosabatni parchalarda ham saqlab qolinsa, og'ir parcha 54 – 56 ta, yengil parcha esa 36 – 38 ta protonga ega bo'lishi kerak. Og'ir parcha $A_0 = 142 \div 144$ massa soniga ega bo'lsa, yengil parcha $A_e = 92 \div 94$ massa soniga ega bo'ladi. Agar $A_e : A_0 = (92 \div 94) : (142 \div 144) = 2 / 3$ ekanligini hisobga olinsa, haqiqatdan ham bo'linish asimetriyasi mavjudligini ko'rish mumkin.

Yadroning bo'linishida ajrab chiqqan ikki-uchta neytron boshqa yadro bo'linishining zanjir reaksiyasini amalga oshirishga imkon beradi.

Bo'linish jarayonida yadrodan uchib chiqayotgan neytronlarning ixtiyoriy bittasi o'z navbatida qo'shni yadroni parchalashi va bu yadro ham yana qo'shni yadroni parchalashi mumkin bo'lgan neytronlarni chiqarishi mumkin. Natijada bo'linayotgan yadrolar soni keskin ortib ketib, o'zini-o'zi davom ettiruvchi reaksiya yuzaga keladi. Ushbu reaksiyaga **zanjir yadro reaksiyasi** deyiladi (118-rasm). Zanjir reaksiya vaqtida ulkan energiya ajraladi. Har bir yadroning bo'linishida 200 MeV ga yaqin energiya ajaraladi. 1 g urandagi barcha yadrolar to'liq bo'linganda $2,3 \cdot 10^4 \text{ kV} \cdot \text{soat}$ energiya ajaraladi, bu energiya 3 t ko'mir yoki 2,5 t neft yonganda olinadigan energiyaga ekvivalentdir.

Biroq, zanjir reaksiyani amalga oshirish uchun neytronlar ta'sirida bo'linadigan har qanday yadrodan ham foydalanib bo'lmaydi. Bir qator sabablarga ko'ra, tabiatda uchraydigan yadrolardan faqat uranning massa soni 235 bo'lgan (${}_{92}^{235}\text{U}$) izotopining yadrosigina zanjir reaksiyani amalga oshirishga yaroqlidir.



118- rasm.

Tabiiy uran asosan ${}^{238}_{92}\text{U}$ izotopidan iborat. ${}^{235}_{92}\text{U}$ izotopi esa ko‘proq tarqalgan ${}^{238}_{92}\text{U}$ izotopining $1/140$ ulushini tashkil qiladi. ${}^{235}_{92}\text{U}$ yadrolari tez neytronlar ta‘sirida ham, sekin (issiqlik tezligida harakatlanuvchi) neytronlar ta‘sirida ham parchalanishi mumkin. ${}^{238}_{92}\text{U}$ yadrolari esa faqat 1 MeV dan ortiq energiyali tez neytronlar ta‘siridagina parchalanadi. Bo‘linishda paydo bo‘ladigan neytronlarning taxminan 60 foizi shunday energiyaga ega bo‘ladi. Biroq taxminan 5 ta neytrondan bittasigina ${}^{238}_{92}\text{U}$ ni parchalaydi. Boshqa neytronlar parchalashga ulgurmasdan bu izotop tomonidan yutib olinadi. Shu tufayli sof ${}^{238}_{92}\text{U}$ izotopdan foydalaniladigan holda zanjir reaksiya bo‘lishi mumkin emas.

Zanjir reaksiya davom etishi uchun har bir neytron, albatta, yadroni parchalashi shart emas. Zanjir reaksiya davom etishi uchun uranning muayyan massasida ajralib chiqayotgan neytronlarning o‘rtacha soni vaqt o‘tishi bilan kamaymasligi kerak.

Agar *neytronlarning ko‘payish koeffitsiyenti* birdan katta yoki birga teng bo‘lsa, bu shart bajariladi. Neytronlarning ko‘payish koeffitsiyenti deb, biror „avlod“ dagi neytronlar sonining undan avvalgi „avlod“dagi neytronlar soniga nisbatiga aytiladi:

$$K = \frac{N_i}{N_{i-1}} \quad (37.6)$$

bu yerda $N_i - i$ „avlod“dagi, $N_{i-1} - (i-1)$ „avlod“dagi neytronlar soni. Agar birinchi „avlod“dagi neytronlar soni N bo'lsa, i – „avlod“dagi ularning soni $N_i = N_1 K^{i-1}$ ga teng bo'ladi. Agar $K = 1$ bo'lsa, zanjir reaksiya statsionar rejimda davom etadi. Agar $K > 1$ bo'lsa, u holda vaqt o'tishi bilan neytronlar soni ortadi. $K < 1$ bo'lganda vaqt o'tishi bilan neytronlar soni kamayadi va zanjir reaksiya bo'lmaydi.

Ko'payish koeffitsiyentining kattaligi quyidagi 4 ta omil bilan belgilanadi:

1. ${}_{92}^{235}\text{U}$ yadrolarining sust neytronlarni yutib, so'ngra bo'linishi va ${}_{92}^{238}\text{U}$ hamda ${}_{92}^{235}\text{U}$ yadrolarining tez neytronlarni yutib, so'ngra bo'linishi bilan.

2. ${}_{92}^{238}\text{U}$ va ${}_{92}^{235}\text{U}$ yadrolarining bo'linmasdan neytronlar yutishi bilan.

3. Bo'linish mahsulotlari, sekinlatgich (u to'g'risida keyinroq gapiriladi) va qurilmaning konstruktiv elementlari tomonidan neytronlarning yutilishi bilan.

4. Bo'linayotgan moddadan tashqariga neytronlar uchib chiqishi bilan.

Faqat birinchi jarayondagina ${}_{92}^{235}\text{U}$ ning bo'linishi hisobiga neytronlar soni ko'payadi. Qolgan barcha jarayonlar neytronlarning kamayishiga olib keladi. Sof ${}_{92}^{238}\text{U}$ izotopida zanjir reaksiya bo'lishi mumkin emas, chunki bu holda $K < 1$ bo'ladi (yadroning bo'linmasdan yutgan neytronlari soni ularning bo'linishi hisobiga yangidan hosil bo'layotgan neytronlar sonidan katta).

Zvanjir reaksiya statsionar davom etishi uchun neytronlarning ko'payish koeffitsiyenti birga teng bo'lishi kerak. Bu tenglikni juda yuqori aniqlik bilan saqlash zarur. $K = 1,01$ bo'lgandayoq deyarli oniy ravishda portlash ro'y beradi.

Qo'shimcha adabiyotlar

[1] – 489–91- betlar,

[4] – 539–42- betlar,

[2] – 256–60- betlar,

[5] – 488–91- betlar,

[3] – 233–34- betlar,

[6] – 300–04- betlar.

Nazorat uchun savollar

1. Og'ir yadrolarning bo'linishi deb nimaga aytiladi?
2. Yadrolarning bo'linish jarayonining mazmuni nimadan iborat?
3. Yadrolarning bo'linishida ajrab chiqqan energiyani hisoblash formulasini ko'rsating.
4. Og'ir yadrolarning bo'linish xossalari aytib bering.
5. Bo'linish mexanizmini tushuntiring.
6. Bo'linish asimmetriyasi nima?
7. Zanjir reaksiyalari qaysi shart bajarilganda statsionar rejimda davom etadi?
8. Nima sababdan ${}_{92}^{238}\text{U}$ izotopida zanjir yadro reaksiyasi bo'lmasligini tushuntiring.

