

BOR ATOM MODELINI O'QITISH METODLARI

Qarshiyeva Adiba Chorshamiyevna

Izzatullayeva Shoxsanam Bahodir qizi

Denov tadbirkorlik va pedagogika institut talabasi

Annotatsiya. Ushbu maqolada Nils Bor tomonidan 1913-yilda taklif etilgan atom modeli yoritilgan. Bor modeli elektronlarning atom yadrosi atrofida faqat ma'lum orbitallarda harakat qilishi va energiya faqat diskret miqdorlarda yutilishi yoki chiqarilishini ta'kidlaydi. Model ayniqsa vodorod atomi spektr chiziqlarini izohlashda muhim ahamiyat kasb etadi. Maqolada modelning asosiy farazlari, fizik asoslari va ilm-fanga qo'shgan hissasi tahlil qilingan. Bor atom modeli kvant fizikasining rivojlanishiga poydevor bo'lgan nazariy kontsepsiya sifatida baholanadi.

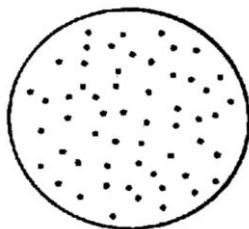
Kalit so'zlar: Tomson modeli, yadro atomining barqarorligi, Bor hisoblari, Frank – Gerts tajribasi, Vilson – Sommerfeld kvantlash qoidalari.

1910 - yilga kelib, atomlarda elektronlarning mavjudligini tasdiqlovchi eksperimental dalillar to'plandi. Bunga atomlar tomonidan rentgen nurlarining tarqalishi, fotoelektr effekti va boshqa tajribalar misol bo'la oladi. Ushbu tajribalar atomdagi elektronlar soni Z ni hisoblash imkonini berdi. Tadqiqot natijalariga ko'ra, bu son taxminan $\frac{A}{2}$ ga teng ekani aniqlandi, bu yerda A – ko'rib chiqilayotgan atomning kimyoviy atom og'irligi. Atomlar odatda neytral bo'lganligi sababli, ular elektronlar tomonidan keltirilgan manfiy zaryadni muvozanatlashtiruvchi musbat zaryadni ham o'z ichiga olishi kerak. Shunday qilib, neytral atomning umumiy zaryadi Ze bo'lib, bu yerda e – elektron zaryadi, shuningdek, atomda shu kattalikdagi musbat zaryad ham mavjud bo'ladi. Bundan tashqari, elektronning massasi hatto eng yengil atom massasiga nisbatan juda kichik bo'lgani uchun, atom massasining asosiy qismi musbat zaryad bilan bog'liq bo'lishi kerakligi anglashiladi.

Bu mulohazalar tabiiy ravishda atom ichidagi musbat va manfiy zaryadlarning taqsimlanishi masalasini keltirib chiqardi. J.J. Tomson manfiy zaryadlangan elektronlarni o'z ichiga olgan atomning taxminiy tasvirini yoki modelini taklif qildi. Unga ko'ra, elektronlar musbat zaryadning uzluksiz taqsimlanishi ichida joylashgan bo'lib, bu musbat

zaryad sferik shaklda bo‘ladi. Atom radiusi taxminan m tartibida ekanligi faraz qilingan. (Bu qiymat odatdagi qattiq jismning zichligi, uning atom og‘irligi va Avogadro sonidan kelib chiqib hisoblash mumkin). Elektronlar o‘zaro itarilish kuchlari tufayli musbat zaryadli sohaga bir tekis taqsimlanadi. 1-rasmda atomning ushbu "olxo‘ri pudingi" modeli tasvirlangan. Eng past energiya holatida elektronlar muvozanat holatida bo‘lib, harakatsiz saqlanadi. Biroq, qo‘zg‘atilgan atomlarda (masalan, yuqori haroratdagi materiallarda) elektronlar o‘z muvozanat pozitsiyalarida tebranadi. Klassik elektromagnit nazariyaga ko‘ra, tezlashayotgan zaryadlangan jismlar elektromagnit nurlanish chiqaradi. Shu sababli, Tomson modeli asosida hayajonlangan atomlarning nurlanish chiqarishini sifat jihatidan tushuntirish mumkin edi. Biroq, ushbu model eksperimental kuzatilgan spektrlar bilan miqdoriy jihatdan mos kelmadi.

1-misol. (a) Faraz qilaylik, sferik mintaqa ichida bitta zaryadli elektron mavjud bo‘lib, bu mintaqa musbat zaryad zichligi ρ ga teng (Tomsonning vodorod atomi modeli). Agar elektron kinetik energiyaga ega bo‘lsa, uning harakati sharning markaziga nisbatan oddiy garmonik tebranish bo‘lishi mumkinligini ko‘rsating.



1-rasm. Tomson atom modeli – elektronlar joylashgan musbat zaryadli shar.

Elektron markazdan a masofaga, lekin sharning radiusidan kichikroq joyga siljitsin. Gauss qonunidan foydalanib, biz unga ta'sir qiladigan kuchni hisoblashimiz mumkin.

$$F = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{4}{3}\pi a^3 \rho \right) \frac{e}{a^2} = -\frac{\rho e a}{3\epsilon_0}$$

Bu yerda $-\frac{4}{3}\pi a^3 \rho$ bo‘lgan sferadagi aniq musbat zaryadni ifodalaydi. Demak, biz kuchni quyidagicha yozishimiz mumkin: $F = kx$ bu yerda, doimiy $k = \frac{\rho e}{3\epsilon_0}$. Agar elektron nuqtasida boshlang‘ich tezliksiz bo‘shatilsa, bu kuch sharning diametri bo‘ylab oddiy garmonik tebranma harakatni keltirib chiqaradi, chunki u har doim markazga yo‘naltirilgan va siljish bilan mutanosib bo‘lgan kuchga ega. (b) Umumiy musbat

zaryad bitta elektron zaryadiga teng bo'lsin (shunday qilib, atom aniq zaryadga ega emas) va u radiusi $r' = 1.0 \times 10^{-10}$ m bo'lgan shar bo'ylab taqsimlansin. Kuch konstantasi va elektron harakatining chastotasini toping.

•Quyidagilar bizda mavjud: $\rho = \frac{e}{\frac{4}{3}\pi r'^3}$

$$\text{Natijada: } k = \frac{\rho e}{3\varepsilon_0} = \frac{e}{\frac{4}{3}\pi r'^3} \times \frac{e}{3\varepsilon_0} = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r'^3} = \frac{9.0 \times 10^9 \text{ -m}^2\text{J}^2 \times (1.6 \times 10^{-19})^2}{(1.0 \times 10^{-10})^3 \text{ m}^3} = 2.3 \times 10^2 \text{ N}$$

s/m

Oddiy garmonik harakatning chastotasi haqida keyingi ma'lumot.

$$v = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2.3 \times 10^2 \text{ N s/m}}{9.11 \times 10^{-31} \text{ kg}}} = 2.5 \times 10^{15} \text{ sec}^{-1}$$

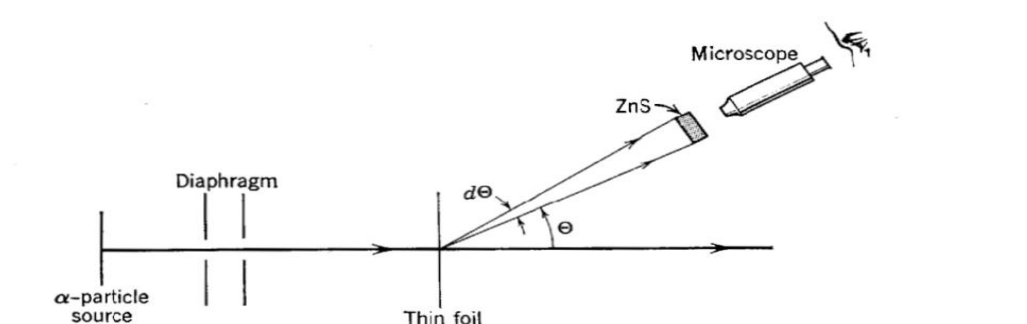
Atom chiqaradigan nurlanish, antennada tebranayotgan elektronlar hosil qiladigan nurlanish kabi, aynan shu chastotaga ega bo'ladi. Shu sababli, u o'ziga mos to'lqin uzunligiga to'g'ri keladi.

$$\lambda = \frac{c}{v} = \frac{3 \times 10^8 \text{ m/s}}{2.5 \times 10^{15} \text{ sec}^{-1}} = 1.2 \times 10^{-7} \text{ m} = 1200 \text{ \AA}$$

Elektromagnit spektrning uzoq ultrabinafsha qismida, Tomson modeli bo'yicha atom ichida har qanday radiusli barqaror aylana orbitada harakatlanayotgan elektron aynan shu chastotada aylanishi va shu chastotada nurlanishi oson isbotlanadi. Albatta, musbat zaryad sohasining boshqa ehtimoliy radiusi boshqa chastotani beradi. Biroq, Tomson modeliga ko'ra, vodorod atomi faqat bitta xarakterli emissiya chastotasiga ega bo'lishi kerak, bu esa spektrda kuzatilgan turli xil chastotalar bilan ziddiyatga keladi.

Tomson modelining nomuvofiqligi 1911 - yilda nihoyat isbotlandi. Ernest Rezerford, Tomsonning sobiq shogirdi, atomlar tomonidan zarralarning sochilishini tahlil qilish orqali bu modelning noto'g'riligini aniqladi. Uning tahlili shuni ko'rsatdiki, musbat zaryad butun atom bo'ylab tarqalgan emas, balki juda kichik markaziy mintaqada yadroga jamlangan. Bu kashfiyot atom fizikasi sohasidagi eng muhim yutuqlardan biri bo'lib, keyinchalik yadro fizikasi fanining asosini yaratdi. Rezerford 1908 - yilda "elementlarning parchalanishi va radioaktiv moddalar kimyosi" bo'yicha tadqiqotlari uchun Nobel mukofotiga sazovor bo'lgan. U iste'dodli va mehnatsevar fizik bo'lib, ishiga katta ishtiyoq va o'ziga ishonch bilan yondashgan. Keyinchalik, hayotining bir davrida yozgan maktublaridan birida shunday degan edi: "Men hozirgina o'zimning dastlabki maqolalarimni o'qib chiqdim va

bilasizmi, o'qib bo'lgach o'zimga: 'Aqlli yigit ekanman', dedim. "Nobel mukofotini qo'lga kiritganidan xursand bo'lsa-da, u mukofotning fizika emas, kimyo bo'yicha berilganidan unchalik mamnun emas edi. O'sha davrda elementlar ustida olib borilgan tadqiqotlar ko'proq kimyo sohasi bilan bog'liq deb hisoblangan.



2-rasm. α -zarrachalarni sochish tajribasini tashkil etish ko'rsatilgan. α -zarrachalar o'tgan hudud evakuatsiya qilinadi.

Folga orqali harakatlanayotgan zarrachalarning traektoriyasi statistik nazariya asosida quyidagicha ifodalanadi:

$$(\bar{\theta}^2)^{1/2} = \sqrt{N} \times (\bar{\theta}^2)^{1/2} \quad (1)$$

bu yerda $(\bar{\theta}^2)^{1/2}$ o'rtacha kvadrat og'ish yoki tarqalish, burchak esa bitta atomdan og'ishdagi o'rtacha kvadrat sochilish burchagini anglatadi. Jismning umumiy og'ishi burilishning tasodifiyligidan kelib chiqadi; agar barcha og'ishlar bir xil yo'nalishda bo'lsa, N o'rniga X ni olishimiz mumkin bo'ladi. Umuman olganda, statistik nazariya orqali tarqalgan zarralarning burchak taqsimoti quyidagicha beriladi:

$$N(\theta)d\theta = \frac{2I\theta}{\theta^2} e^{-\theta^2/\bar{\theta}^2} d\theta \quad (2)$$

bu yerda: $N(\theta)d\theta$ gacha bo'lgan burchak oralig'ida tarqalgan α zarralarning soni. N_α folga orqali o'tayotgan umumiy α zarralar soni.

Elektronlar zarrachaga nisbatan juda kichik massaga ega bo'lgani uchun ular har qanday holatda ham faqat kichik α -zarracha og'ishlarini hosil qilishi mumkin. Shuningdek, Tomson modeli bo'yicha musbat zaryad butun atom hajmi bo'ylab, taxminan $r = 10^{-10}$ m radiusda taqsimlangan bo'lgani sababli, bu model alfa-zarralarning katta og'ishlarini tushuntirib bera olmaydi. α -zarralarning katta burilish burchagini hosil qilishi uchun yetarlicha kuchli Kulon itarilish kuchi talab etiladi.

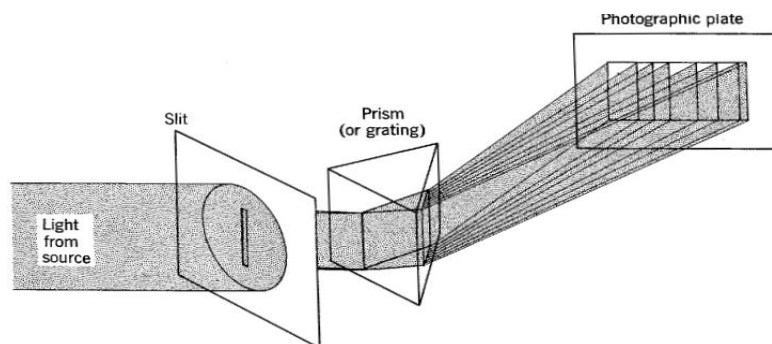
Rezerfordning yadro modeli bo'yicha o'tkazilgan batafsil tajribalar ushbu modelning to'g'riligiga deyarli shubha qoldirmadi. Ushbu modelga ko'ra, atomning markazida deyarli butun atom massasiga teng bo'lgan yadro joylashgan bo'lib, uning zaryadi $Z \cdot e$ ga teng (bu yerda Z – atomning tartib raqami, e – elektron zaryadi). Yadro atrofida esa Z ta elektron harakatlanadi va ular butun atomni elektr jihatdan neytral qiladi. Biroq, bunday model asosida atomning barqarorligi haqida jiddiy savollar tug'iladi. Agar elektronlar atom ichida harakatsiz tursa, u holda ular yadro tomonidan tortilish kuchi (Kulon tortilishi) ta'sirida beqaror bo'lib, natijada yadroga qulab tushishi kerak bo'lardi. Ammo bunday bo'lishi mumkin emas, chunki bu holda atomning radiusi yadro radiusiga teng bo'lib qoladi, bu esa tajribalar natijasida aniqlangan atom radiusidan to'rt daraja kichik bo'lgan qiymatga mos keladi. Demak, yadro modeli doirasida elektronlarning harakati va atomning barqarorligi masalasi chuqurroq izoh talab qiladi.

Dastlab, elektronlarni yadro atrofida sayyoralar Quyosh atrofida aylangani kabi harakatlanishiga ruxsat berish mumkin deb o'ylash mumkin. Bunday tizim mexanik jihatdan barqaror bo'lishi mumkin, xuddi Quyosh tizimi kabi. Biroq, bu g'oyani sayyoralardan atom tizimiga o'tkazishda jiddiy muammo yuzaga keladi. Muammo shundaki, zaryadlangan elektronlar yadro atrofida doimiy ravishda tezlanib harakatlanadi. Klasik elektromagnit nazariyasiga ko'ra, har qanday tezlanayotgan zaryadlangan jism elektromagnit nurlanish shaklida energiya tarqatadi. Bu energiya elektronning mexanik energiyasi hisobidan yo'qotiladi va natijada elektron yadro tomon spiral bo'ylab harakatlanib, unga qulab tushadi. Natijada atom juda tez, taxminan 10^{-12} soniya ichida yadro o'lchamiga qisqarib ketishi kerak bo'lardi. Bundan tashqari, elektronlar bunday jarayonda uzluksiz nurlanish spektri hosil qilishi kerak bo'lardi, lekin eksperimental ma'lumotlar shuni ko'rsatadiki, atomlar aniq discrete (ayrim, diskret) spektr nurlantiradi. Bu esa klassik nazariya bilan mos kelmaydi.

Atomlarning barqarorligi bilan bog'liq ushbu murakkab muammo aslida atom tuzilishining oddiy modelini ishlab chiqishga olib keldi. 1913- yilda Niels Bor tomonidan taklif qilingan ushbu modelning asosiy xususiyatlaridan biri ayrim atomlar tomonidan chiqariladigan nurlanish spektrini oldindan aytish imkoniyati edi. Shuning uchun aynan

shu nuqtada bunday spektrlarning asosiy xususiyatlarini tasvirlab berish maqsadga muvofiq bo'ladi.

Atom spektrlarini o'lchashda qo'llaniladigan odatiy qurilma 3-rasmda ko'rsatilgan. Manba sifatida elektr razryadi monatomik gaz joylashgan soha orqali o'tkaziladi. Elektronlar va atomlar o'zaro to'qnashishi natijasida ba'zi atomlar odatdagidan yuqori energiya holatiga o'tadi. Ushbu atomlar o'zining ortiqcha energiyasini elektromagnit nurlanish chiqarish orqali yo'qotib, yana normal holatiga qaytadi. Ushbu nurlanish avval tirqish orqali yo'naltiriladi, so'ngra prizma (yoki yaxshiroq ajratish qobiliyatiga ega bo'lgan difraksiya panjarasi) orqali o'tkaziladi. Shu tariqa, nurlanish o'zining to'lqin uzunliklari bo'yicha spektrga ajraladi va fotosurat plastinasida qayd etiladi. Natijada hosil bo'lgan spektr fotosurat plastinasida kuzatiladi. Bunday spektr uzluksiz elektromagnit nurlanish spektridan farq qiladi, chunki erkin atomlar tomonidan chiqarilgan nurlanish faqat ayrim aniq to'lqin uzunliklarida jamlangan bo'ladi.



3-rasm – Atom spektrlarini o'lchash uchun ishlatiladigan apparatning sxematik tasviri.

Erkin atomlar tomonidan chiqariladigan yorug'lik ma'lum diskret to'lqin uzunliklarida to'planadi. Har bir shunday to'lqin uzunligi komponenti "chiziq" deb ataladi, chunki u fotografik plastinkada chiziqsimon tasvir (tirqish tasviri) hosil qiladi. Turli atomlarning chiqarayotgan spektrlarini o'rganish natijasida har bir turdagi atom o'ziga xos spektrga ega ekanligi aniqlandi, ya'ni spektr chiziqlari ma'lum to'lqin uzunliklarida joylashadi. Bu xususiyat amaliy jihatdan juda muhim, chunki u spektroskopiyani kimyoviy tahlil usullariga juda foydali qo'shimcha qiladi. Aynan shu sababli atom spektrlari aniq o'lchashga katta e'tibor qaratildi. Bu jarayon juda ko'p mehnat talab qildi, chunki spektrlar yuzlab chiziqlardan iborat bo'lib, umumiy tuzilishi murakkab edi.

Vodorod spektri nisbatan oddiy. Bu ajablanarli emas, chunki vodorod eng sodda atom bo'lib, faqat bitta elektronni o'z ichiga oladi. Koinotning asosiy qismi aynan yakka vodorod atomlaridan iborat bo'lgani sababli, uning spektrini o'rganish katta amaliy ahamiyatga ega. Bundan tashqari, bu spektr tarixiy va nazariy jihatdan ham muhim bo'lib, bu haqida keyinroq batafsil ma'lumot beriladi.

Bor postulatlarining yoki boshqa har qanday postulatlarining to'g'riligini faqat ularning natijalari tajriba ma'lumotlari bilan solishtirilganda aniqlash mumkin. Ushbu bo'limda biz ushbu postulatlardan kelib chiqadigan ba'zi natijalarni hosil qilib, ularni eksperimental ma'lumotlar bilan solishtiramiz.

Zaryadi $+Ze$ va massasi M bo'lgan yadro hamda zaryadi $-e$ va massasi m bo'lgan yagona elektrondan tashkil topgan atomni ko'rib chiqamiz. Neytral vodorod atomida $Z = 1$, bitta ionlangan geliy atomida $Z = 2$, ikki marta ionlangan litiy atomida esa $Z = 3$ va hokazo. Elektron yadroning atrofida aylana orbitada harakat qiladi, deb faraz qilamiz. Dastlab, elektron massasi yadro massasiga nisbatan butunlay e'tiborga olinmaydigan darajada kichik deb faraz qilamiz, natijada yadro fazoda harakatsiz qoladi. Elektronning mexanik barqarorlik sharti quyidagicha ifodalanadi.

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r^2} = m \frac{v^2}{r} \quad (3)$$

Bu yerda y – elektronning orbitadagi tezligi, r esa orbitaning radiusidir. Tenglamaning chap tomoni elektron uchun Kulon kuchini ifodalaydi, o'ng tomoni esa ma, bu yerda a – elektronni doira bo'ylab harakatlanishga majburlovchi markazga intilma tezlanishdir. Elektronning orbital burchak momenti $L = mvr$ doimiy bo'lishi kerak, chunki unga ta'sir qilayotgan kuch butunlay radial yo'nalishda. Endi, burchak momentining kvantlanish shartini qo'llasak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$mvr = n\hbar \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (4)$$

v - ni yechib, (4) tenglamaga qo'yish natijasida quyidagiga ega bo'lamiz:

$$Ze^2 = 4\pi\epsilon_0 m v^2 r = 4\pi\epsilon_0 m r \left(\frac{n\hbar}{mr} \right)^2 = 4\pi\epsilon_0 m r \left(\frac{n^2 \hbar^2}{m^2 r^2} \right) = 4\pi\epsilon_0 \frac{n^2 \hbar^2}{mr}$$

$$r = 4\pi\epsilon_0 \frac{n^2 \hbar^2}{mZe^2} \quad (n=1, 2, 3, \dots) \quad (5)$$

va

$$v = \frac{n\hbar}{mr} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{n\hbar} \quad (n=1,2,3\dots) \quad (6)$$

Burchak momentining kvantlanish sharti qo'llanilishi natijasida mumkin bo'lgan aylana orbitlarning radiuslari (6) ifoda orqali aniqlanadi. Ushbu radiuslar kvant soni n ning kvadratiga proporsional ekanligini ta'kidlash lozim. Agar vodorod atomi ($Z = 1$) uchun eng kichik orbitaning radiusini ($n = 1$) hisoblasak va h , m , e ning ma'lum qiymatlarini qo'ysak, natijada $r = 5.3 \times 10^{-11} \text{ m} \approx 0.5\text{\AA}$ ga teng bo'ladi. Keyinroq biz elektronning umumiy energiyasi eng kichik bo'ladigan orbitani $n = 1$ ga mos kelishini ko'rsatamiz. Shunday qilib, ushbu orbitaning radiusini vodorod atomi normal holatdagi radiusining o'lchovi sifatida qabul qilish mumkin. Bu oldin aytib o'tilganidek, atom radiusining taxminiy kattaligi $1 \text{\AA}$ atrofida bo'lishi haqidagi baholash bilan yaxshi mos keladi. Demak, Bor postulatlari atomning mantiqan to'g'ri o'lchamga ega ekanligini bashorat qiladi. Vodorod atomining eng kichik orbitasidagi elektronning orbital tezligini hisoblasak, $v = 2.2 \times 10^6 \text{ m/s}$ chiqadi. Ushbu tenglamadan ko'rinib turibdiki, bu vodorod atomidagi elektron uchun mumkin bo'lgan eng katta tezlikdir. Bu tezlik yorug'lik tezligining 1% dan kam bo'lgani sababli, Bor modeli uchun klassik mexanikani relativistik mexanika o'rniga qo'llash oqlanadi. Ushbu tenglama, shuningdek, Bor nima uchun kvant soni n ning $n = 0$ qiymatini qabul qilishiga yo'l qo'ya olmaganini ham tushuntiradi, holbuki, Plankning kvantlash tenglamasida bunday qiymatga ruxsat beriladi.

Keyingi bosqichda orbitlardan birida harakatlanayotgan atom elektroni umumiy energiyasini hisoblaymiz. Elektron yadroning cheksiz uzoqligidagi holatda uning potensial energiyasini nol deb belgilaymiz. Demak, istalgan chekli masofa r dagi potensial energiya V ni Kulon kuchi tomonidan r dan ∞ cheksizlikgacha bajariladigan ishni integrallash orqali aniqlash mumkin.

$$V = \int_r^\infty \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} dr = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}$$

Potensial energiya manfiy bo'ladi, chunki Kulon kuchi tortish kuchidir; elektronni r dan cheksizlikka qarshi harakatlantirish uchun ish bajarish talab etiladi. Elektronning kinetik energiyasi K esa (4) tenglama yordamida aniqlanishi mumkin.

$$K = \frac{1}{2} mv^2 = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 2r}$$

Elektronning to'liq energiyasi E quyidagicha ifodalanadi.

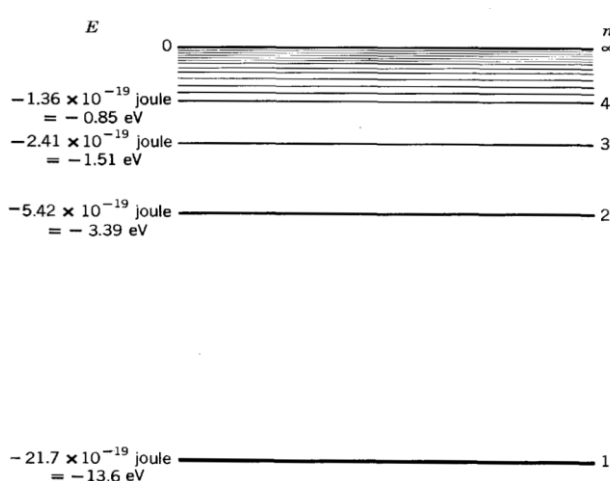
$$E = K + V = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 2r} = -K$$

Oldingi tenglamada o'rniga (6) r ni qo'llab, quyidagiga ega bo'lamiz.

$$E = -\frac{mZ^2e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 2\hbar^2} \frac{1}{n^2} \quad (n=1,2,3, \dots) \quad (7)$$

Elektronning orbital burchak momentining kvantlanishi uning to'la energiyasining ham kvantlanishiga olib keladi.

(7) da keltirilgan ma'lumotlar 4-rasmda energiya darajalari diagrammasi shaklida tasvirlangan. Har bir darajaning energiyasi (7) asosida hisoblab chiqarilgan bo'lib, chap tomonda joullar va elektron-voltlar shaklida berilgan, o'ng tomonda esa shu darajaga mos keluvchi kvant soni ko'rsatilgan. Diagramma shunday tuzilganki, har qanday darajadan noldan energiya darajasigacha bo'lgan masofa ushbu darajaning energiyasiga mutanosib ravishda tasvirlangan. Shuni ta'kidlash joizki, umumiy energiyaning eng past (eng manfiy) qiymati kvant soni eng kichik bo'lgan $n = 1$ holatda yuz beradi. n oshgani sayin, kvant holatining to'liq energiyasi kamroq manfiy bo'lib boradi va n cheksizlikka intilganda E 0 ga yaqinlashadi. Elektron uchun eng barqaror holat eng past energiyali holat bo'lgani sababli, bir elektronli atomda elektronning odatiy holati $n = 1$ bo'lgan holatdir.



4-rasm: Vodorod atomi uchun energiya darajasi diagrammasi.

Vodorod atomining bog'lanish energiyasini hisoblang (atomni bir butun holda ushlab turuvchi energiya).

Bog‘lanish energiyasi son jihatdan 4-rasmdagi eng past holat energiyasiga teng. $Z = 1$ bo‘lganda esa quyidagi natija hosil bo‘ladi.

$$E = - \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right) \frac{me^4}{2\hbar^2} = - \frac{\left(9.0 \cdot 10^9 \frac{N \cdot m^2}{J^2} \right)^2 9.11 \times 10^{-31} kg (1.6 \times 10^{-19} J)^4}{2(1.05 \times 10^{-34} J \cdot s)^2} = - 2.17 \times 10^{-18} J = - 13.6$$

eV

“Bu vodorod uchun eksperimental ravishda olingan bog‘lanish energiyasi bilan juda yaxshi mos keladi.”

Keyingi bosqichda biz elektron kvant holati n_i dan n_f ga o‘tganda chiqaradigan elektromagnit nurlanish chastotasi ν ni hisoblaymiz. Boshqacha qilib aytganda, dastlab n_i kvant soni bilan ifodalangan orbitada harakatlanayotgan elektron to‘satdan o‘z harakatini o‘zgartirib, n kvant soniga mos keladigan orbitaga o‘tadi. Bu jarayonni Borning to‘rtinchi postulatiga asoslanib ifodalaymiz.

$$\nu = \frac{E_i - E_f}{h} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{mZ^2e^4}{4\pi\hbar^3} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right)$$

O‘zaro to‘lqin uzunligi jihatidan $K = \frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c}$ quyidagicha ifodalanadi.

$$K = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{me^4}{4\pi\hbar^3 c} J^2 \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right)$$

yoki

$$K = R_\infty Z^2 \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad \text{bu yerda} \quad R_\infty = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{me^4}{4\pi\hbar^3 c} \quad (8)$$

bo‘lganda n_i va n_f butun sonlar.

Bor modeli asosan (7) va (8) tenglamalarida aks etgan. Keling, avval ushbu tenglamalar asosida bir elektronli Bor atomining elektromagnit nurlanish chiqarishini ko‘rib chiqamiz.

1. Atomning normal holati – elektron eng past energiya darajasida joylashgan holat bo‘ladi.

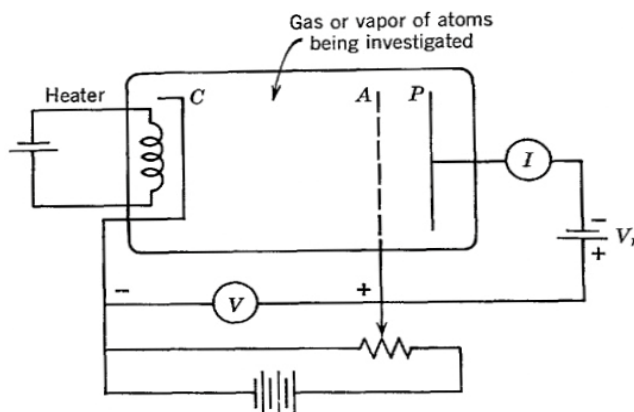
2. Elektr zaryadi yoki boshqa bir jarayonda atom to‘qnashuvlar va shu kabi omillar tufayli energiya oladi. Bu esa elektronning $n > 1$ bo‘lgan yuqori energiya holatiga o‘tishini anglatadi.

3. Barcha fizik tizimlarga xos bo‘lgan umumiy tendensiyaga binoan, atom ortiqcha energiyasini chiqarib, asosiy holatga qaytadi. Bu jarayon elektronning ketma-ket ravishda

energiya jihatidan pastroq qo'zg'algan holatlarga o'tishi orqali sodir bo'ladi va oxir-oqibat asosiy holatga yetib boradi. Har bir o'tish jarayonida elektromagnit nurlanish ajralib chiqadi, uning to'lqin uzunligi elektron yo'qotgan energiyaga, ya'ni boshlang'ich va yakuniy kvant sonlariga bog'liq bo'ladi.

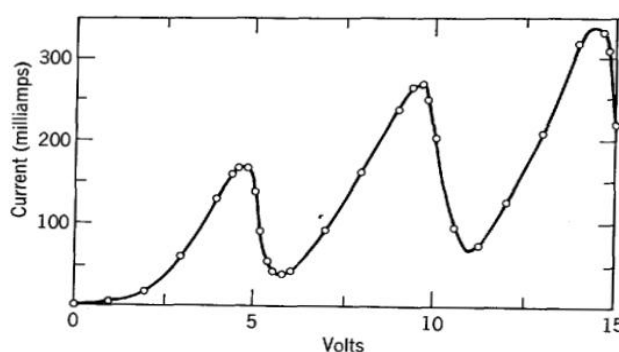
Bor modeli atom elektronining umumiy energiyasi kvantlanganligini taxmin qiladi. Ko'p elektronli atomlardagi elektronlar uchun shunday ifodalarni keltirib chiqarmagan bo'lsak ham, ushbu modelga ko'ra, har bir elektronning umumiy energiyasi ham kvantlangan bo'lishi aniq. Demak, atomning umumiy energiya miqdori ham diskret qiymatlarga ega bo'ladi. Shuningdek, Plankning qora jism nurlanishi nazariyasi ham nurlanishni yutish va chiqarish jarayonida, bo'shliq devorlaridagi atomlar energiya holatlari kvantlangan bo'lganidek harakat qilishini taxmin qilgan edi. Shunday qilib, eski kvant nazariyasiga ko'ra, har bir atom faqat ma'lum diskret energiya holatlariga ega bo'lishi mumkin.

Atomning ichki energiya holatlari diskret ekanligini bevosita tasdiqlagan tajriba 1914-yilda Frank va Gers tomonidan o'tkazilgan. Ushbu olimlar qo'llagan qurilma taxminan 4.13-rasmda ko'rsatilgan. Tajriba davomida elektronlar qizdirilgan katod (C) orqali past energiyada emissiya qilinadi. Ular anod (A) tomon yo'nalgan elektr maydoni ta'sirida V potensial farqi orqali tezlanadi. Ba'zi elektronlar anoddagi teshiklardan o'tib, plastinka (P) ga yetib boradi, lekin buning uchun ularning kinetik energiyasi P va A orasidagi kichik teskari potensial θ ni yengib o'tishga yetarli bo'lishi kerak. Tajriba butun naycha ichiga past bosim ostida kiritilgan gaz yoki bug' tarkibidagi atomlarning o'zaro ta'sirini o'rganishga qaratilgan. Unda plastinka P ga yetib borgan elektronlarning kuchlanish V ga bog'liq holdagi oqimi (I) o'lchanadi.



5-rasm. Frank va Gerts tomonidan atom energiya holatlarining kvantlanganligini isbotlash uchun ishlatilgan qurilmaning sxematik tasviri.

Birinchi tajriba Hg bug'i bilan to'ldirilgan naycha yordamida o'tkazildi. Natijalar 5-rasmda tasvirlangan. Past tezlatuvchi kuchlanishlarda tok I kuchlanish V oshishi bilan ortib borishi kuzatiladi. Biroq, kuchlanish 4,9 V ga yetganda, tok keskin kamayadi. Bu hodisa shunday talqin qilinadiki: elektronlar 4,9 eV kinetik energiyaga ega bo'lganda, ular va Hg atomlari o'rtasida muayyan o'zaro ta'sir to'satdan boshlanadi. Ko'rinib turibdiki, ushbu energiya qiymatida elektronlarning muhim qismi Hg atomlarini qo'zg'atadi va natijada o'z kinetik energiyasini butunlay yo'qotadi. Agar V qiymati 4,9 V dan biroz kattaroq bo'lsa, qo'zg'alish jarayoni A anodining oldida sodir bo'lishi kerak. Jarayondan so'ng elektronlar, V_r sekinlashtiruvchi potentsialini yengib o'tish uchun, A tomon harakatlanish jarayonida yetarli kinetik energiyaga ega bo'lolmaydi va P plastinkaga yetib bormaydi. Agar V biroz kattaroq bo'lsa, qo'zg'alish jarayoni tugaganidan keyin elektronlar etarli kinetik energiyaga ega bo'lishi mumkin va V_r ni yengib o'tib, P ga yetishi mumkin. Egri chiziqdagi uzilish shuni ko'rsatadiki, energiyasi 4,9 eV dan kam bo'lgan elektron Hg atomiga o'z energiyasini o'tkaza olmaydi. Bu esa Hg atomining diskret energiya holatlariga ega ekanligiga mos keladi. Agar Hg ning birinchi qo'zg'aluvchan holati energiya jihatidan 4,9 eV ga yuqoriroq deb hisoblanadigan bo'lsa, bu natija o'z tasdig'ini topadi.



5-rasm. Frank-Gers tajribasida o'lchangan elektr toki I ning kuchlanishga U ga bog'liqligi tasvirlangan.

Agar asosiy holat va birinchi qo'zg'algan holat o'rtasidagi energiya farqi 4,9 eV bo'lsa, Hg emissiya spektrida birinchi qo'zg'algan holatdan asosiy holatga o'tish paytida 4,9 eV energiya yo'qotilishiga mos keladigan spektral chiziq bo'lishi kerak. Frank va Gers

tajribasida, bombardimon qiluvchi elektronlarning energiyasi 4,9 eV dan kam bo'lganda, Hg bug'idan hech qanday spektral chiziq chiqmasligi aniqlangan. Bundan tashqari, kolbada elektronlarning energiyasi bir necha elektronvolt dan oshmasa, spektral nurlanish kuzatilmaydi. Frank - Gerts tajribasi atom energiyasining kvantlanishi uchun ajoyib dalillar keltirdi. Shuningdek, u atomning kvant holatlari orasidagi energiya farqlarini to'g'ridan-to'g'ri o'lchash usulini taqdim etdi — javob esa oddiy voltmeter yordamida olinishi mumkin! Agar I va V ning egri chizig'i yuqori kuchlanish qiymatlarigacha cho'zilsa, qo'shimcha uzilishlar aniqlanadi. Ba'zilar elektronlarning birinchi qo'zg'algan holatga o'tishi bilan bog'liq bo'lib, ular elektronlarning C dan A gacha bo'lgan harakati davomida bir necha marta sodir bo'lishi mumkin. Boshqalar esa yuqori qo'zg'algan holatlarning hosil bo'lishi bilan bog'liq. Ushbu tanaffuslarning pozitsiyasiga qarab, yuqori qo'zg'algan holatlar va asosiy holat o'rtasidagi energiya farqlarini bevosita o'lchash mumkin.

Atom energiya holatlari orasidagi farqlarni aniqlashning yana bir eksperimental usuli uning atom spektrini o'lchash va keyin ushbu spektrga olib keladigan energiya holatlari to'plamini empirik ravishda qurishdir. Amalda, buni amalga oshirish qiyin, chunki spektrni tashkil etuvchi chiziqlar hamda ularga mos keluvchi energiya holatlari to'plami ko'pincha juda murakkab bo'ladi. Biroq, barcha spektrlar uchun qo'llaniladigan spektroskopik usullar bu jarayonni aniq bajara oladi. Muayyan atomning energiya holatlari orasidagi farqlarni aniqlash uchun ushbu texnika va Frank-Gerts tajribasidan foydalanilganda olingan natijalar juda yaxshi mos kelishi aniqlangan.

Vilson-Sommerfeld kvantlash qoidalarining muhim qo'llanilishlaridan biri vodorod atomi misolida elektronning elliptik orbitalarda harakatlanishi mumkinligini taxmin qilishdir. Sommerfeld ushbu model yordamida vodorod spektrining nozik tuzilishini tushuntirishga harakat qilgan. Nozik tuzilish - barcha atom spektrlarida uchraydigan spektral chiziqlarning bir nechta alohida komponentlarga bo'linishidir. Buni faqat juda yuqori aniqlikka ega asbob-uskunalar yordamida kuzatish mumkin, chunki bitta spektral chiziqning qo'shni komponentlari o'rtasidagi to'lqin uzunligi bo'yicha farq qo'shni chiziqlarning umumiy bo'linishidan 10^{-4} baravar kichik bo'ladi. Bor modeliga ko'ra, biz "vodorod atomining yagona energiya holati" deb hisoblagan holat aslida bir-biriga juda

yaqin joylashgan bir nechta holatlardan iborat. Sommerfeld dastlab klassik mexanika formulalaridan foydalangan holda ruxsat etilgan elliptik orbitalarning o'lchami va shaklini, shuningdek, bunday orbitada harakatlanayotgan elektronning umumiy energiyasini baholadi. Harakatni qutb koordinatalari r va θ orqali tavsiflab, u ikkita kvantlash shartini qo'lladi.

$$\oint L d\theta = n_{\theta} h$$

$$\oint p_r dr = n_r h$$

Birinchi shart, aylana orbita nazariyasidagi orbital burchak momentiga qo'yilgan cheklov bilan bir xil cheklovni belgilaydi.

$$L = n_{\theta} \hbar \quad n_{\theta} = 1, 2, 3, \dots$$

Ikkinchi shart (sof orbitalarning chegaralangan holatida kabel qo'llanilmagan) L va a/b o'rtasidagi quyidagi bog'liqlikka olib keladi, ya'ni yarim katta o'qning ellipsning yarim kichik o'qiga nisbatiga.

$$L = \left(\frac{a}{b} - 1 \right) n_r \hbar$$

(3) tenglamaga o'xshash mexanik barqarorlik shartini qo'llash orqali uchinchi tenglama olinadi. Ushbu tenglamalar yordamida Sommerfeld elliptik orbitaning o'lchami va shaklini belgilovchi a yarim katta o'q hamda b yarim kichik o'qni aniqlaydi. Shuningdek, bunday orbitadagi elektronning to'liq energiyasi E ham baholanadi. Natijalar quyidagicha ifodalanadi:

$$a = \frac{4\pi\epsilon_0 n^2 \hbar^2}{\mu Z e^2} \quad (9)$$

$$b = a \frac{n_{\theta}}{n} \quad (10)$$

$$E = - \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{\mu Z e^2 e^4}{2 n^2 \hbar^2} \quad (11)$$

bu yerda μ elektronning kamaytirilgan massasi bo'lib, kvant soni n orqali aniqlanadi.

$$n = n_{\theta} + n_r$$

Chunki $n_{\theta} = 1, 2, 3, \dots$ va $n_r = 0, 1, 2, 3, \dots$ bo'lib, n ushbu qiymatlarni qabul qilishi mumkin.

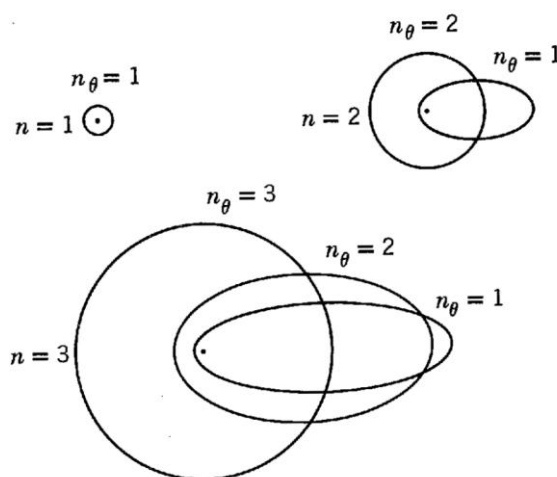
$$n = 1, 2, 3, 4, \dots$$

Berilgan n qiymati uchun n_θ faqat ma'lum qiymatlarni qabul qilishi mumkin emas.

$$n_\theta = 1, 2, 3, \dots, n$$

n butun soni bosh kvant soni, n_θ esa orbital kvant soni deb ataladi.

Tenglama (10) shuni ko'rsatadiki, orbita shakli (yarim katta o'qning yarim kichik o'qqa nisbati) n ning n_θ ga nisbati bilan aniqlanadi. $n_\theta = n$ bo'lganda, orbitalar radiusi a ga teng bo'lgan doiralardir. Shuni ta'kidlash kerakki, n bo'yicha berilgan (11) tenglama aylana shaklidagi Bor orbitalarining radiusini aniqlovchi tenglama bilan bir xil. Agar cheklangan yadro massasi to'g'ri hisobga olinsa, (5) tenglamasida m o'rniga μ qo'llaniladi.) 6-rasmda masshtablash uchun bosh kvant sonining dastlabki uchta qiymatiga mos keladigan mumkin bo'lgan orbitallar tasvirlangan. Bosh kvant soni n ning har bir qiymatiga mos keladigan n ta turli ruxsat etilgan orbitalar mavjud. Ulardan biri — aylana orbita, Borning asl modeli tomonidan tasvirlangan orbitadir. Qolganlari esa elliptik shaklda bo'ladi. Ma'lum n qiymati uchun turli orbitalarda harakatlanadigan elektronlar har xil yo'llar bilan harakatlansa ham, ularning umumiy energiyasi bir xil bo'ladi. Bu holat (11) ifodasi bilan tasdiqlanadi. Elektronning umumiy energiyasi faqat n ga bog'liq bo'lib, aynan shu qiymat bilan tavsiflangan bir nechta orbitalar degenerativ deb ataladi. Bunda har xil harakat holatlariga ega bo'lgan elektronlarning energiyasi bir xil umumiy qiymatga ega bo'ladi.



6-rasm: Ba'zi elliptik Bor-Sommerfeld orbitallari. Yadro tortish kuchi bilan ko'rsatilgan ellipsning umumiy fokusida joylashgan. Elektronning umumiy energiyasi juda xilma-xil bo'lishi mumkin, lekin umumiy n orbitalari bo'ylab bu degeneratsiya

potentsial va kinetik energiya o'rtasidagi juda nozik muvozanat natijasidir. Bu hodisa teskari kvadratga bog'liq Kulon kuchini klassik mexanika usullari bilan tahlil qilishga xosdir. Xuddi shu hodisa teskari kvadrat tortishish kuchi ta'sirida harakatlanadigan sayyoralar yoki sun'iy yo'ldoshlar uchun ham kuzatiladi. Masalan, sun'iy yo'ldoshni elliptik orbitalarning istalgan biriga uchirish mumkin, chunki bu orbitallar bir xil umumiy energiyaga ega bo'lib, bir xil yarim katta o'qqa mos keladi. Albatta, makroskopik tizimlarda orbitalarning kvantlanishi amaliy jihatdan kuzatilmaydi, lekin degeneratsiya nuqtai nazaridan bu hodisa vodorod atomidagi kvant holatlariga juda o'xshashdir. Sommerfeld vodorod atomidagi degeneratsiyani relativistik tuzatishlar kiritish orqali bartaraf etdi. Oldingi muhokamada (6) biz vodorod atomidagi elektronning tezligi $v/c \approx 10^{-2}$ yoki undan ham kichik ekanligini ko'rsatdik. Shu sababli, umumiy energiya uchun relativistik tuzatishlar kiritish mumkin, chunki elektron massasining nisbiy o'zgarishi $(v/c)^2 \approx 10^{-4}$ tartibida bo'ladi. Bu esa vodorod atomining energiya holatlaridagi bo'linish miqyosiga mos keladi va vodorod spektrining nozik tuzilishini tushuntirish uchun zarurdir. Relativistik tuzatishning aniq kattaligi elektronning o'rtacha tezligiga bog'liq bo'lib, u o'z navbatida orbitaning elliptikligi bilan belgilanadi. Murakkab hisob-kitoblar natijasida Sommerfeld orbitadagi elektronning umumiy energiyasi n va n_θ kvant sonlari bilan tavsiflanishini ko'rsatdi.

$$E = - \frac{\mu Z e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 2n^2 \hbar^2} \left[1 + \frac{\alpha^2 Z^2}{n} \left(\frac{1}{n_\theta} - \frac{3}{4n} \right) \right] \quad (12)$$

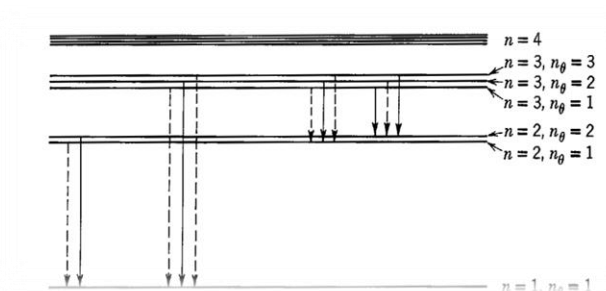
α miqdori "nozik tuzilish doimiysi" deb ataladigan sof sonidir. Uning qiymati:

$$\alpha = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{\hbar c} = 7.297 \cdot 10^{-3} \approx \frac{1}{137} \quad (13)$$

7-rasmda vodorod atomining birinchi bir necha energiya holatlari energiya darajasi diagrammasida tasvirlangan. Aniqlik uchun n qiymati bir xil bo'lgan darajalar orasidagi bo'linish sezilarli darajada bo'rttirilgan. Diagrammadagi o'qlar atom spektrining chiziqlarini hosil qiluvchi turli energiya holatlari orasidagi o'tishlarni ko'rsatadi. Vodorod spektrida qattiq chiziqlar bilan ifodalangan o'tishlarga mos keladigan spektral chiziqlar kuzatiladi. Ushbu chiziqlarning to'lqin uzunliklari (12) formulasi yordamida hisoblangan bashoratlarga juda yaxshi mos keladi.

Biroq, 7- rasmdagi chiziqli o‘qlar bilan ifodalangan o‘tishlarga mos keladigan chiziqlar spektrda kuzatilmaydi, chunki tegishli o‘tishlar amalga oshirilmaydi. Rasmni tahlil qilish shuni ko‘rsatadiki, o‘tishlar faqat ma’lum shartlar bajarilgandagina sodir bo‘ladi.

$$n_{\theta i} - n_{\theta f} = \pm 1 \quad (14)$$



7-rasm: Vodorod atomining ba’zi energiya darajalarining nozik tuzilishga bo‘linishi. Bo‘linish juda bo‘rttirilgan holda tasvirlangan. Vodorodning kuzatilgan spektral chiziqlarini hosil qiluvchi o‘tishlar qattiq strelkalar bilan ko‘rsatilgan. Bu tanlov qoidasi deb ataladi. U barcha mumkin bo‘lgan natijalardan faqat haqiqatda sodir bo‘lganlarini tanlaydi.

Xulosa

Bor atom modeli zamonaviy nazariy fizikada kvant mexanikasining shakllanishiga asos bo‘lgan ilk yirik ilmiy yutuqlardan biri hisoblanadi. Niels Bor tomonidan 1913-yilda ishlab chiqilgan ushbu model, Rezerford atom modelidagi kamchiliklarni bartaraf etish va ayniqsa vodorod atomining chiziqli spektrini tushuntirish uchun muhim nazariy asos yaratdi. Borning postulatlar — elektronlarning kvantlangan orbitallarda harakatlanishi, energiyaning faqat ma’lum miqdorlarda yutilishi yoki chiqarilishi haqidagi g‘oyalari — klassik fizika qonunlari bilan izohlab bo‘lmaydigan hodisalarning tushuntirilishiga imkon berdi. Bor modeli ayniqsa yengil elementlar, jumladan, vodorod va bir elektronli ionlar uchun aniq natijalar berdi. Bu model orqali fiziklar birinchi marta atom ichidagi energiya darajalari kvantlangan bo‘lishi, har bir energetik holatga muayyan chastotali nurlanish mos kelishini nazariy jihatdan asoslay oldilar. Shu bilan birga, Bor modeli kvant sonlari, spektral chiziqlar va ionlanish energiyasi kabi tushunchalarning fizik mazmunini aniqlashtirdi. Shubhasiz, Bor modeli bugungi kunda mukammal atom modeli sifatida qabul qilinmaydi, chunki u ko‘p elektronli atomlar va murakkab kvant hodisalarini to‘liq

tushuntira olmaydi. Ammo u kvant mexanikasining keyingi rivojlanishida — xususan, Shredinger to‘lqin tenglamasi, Geyzenbergning aniqlik prinsipi va Dirakning relativistik nazariyasiga olib kelgan muhim nazariy asos bo‘lib xizmat qildi.

Fizika fanining rivojlanishida Bor modelining o‘rni nafaqat tarixiy, balki metodologik jihatdan ham katta ahamiyatga ega. Bu model orqali ilm-fan taraqqiyoti qanday bosqichma-bosqich amalga oshganini, nazariyalarni yaratishda tajriba va nazariyaning qanday uyg‘unlashishini, soddalashtirilgan modellarning ham ilmiy izlanishlarda qanday kuchli rol o‘ynashini ko‘rish mumkin. Shu sababli, Bor modeli fizika ta’limida nazariy va amaliy tushunchalarni o‘rgatishda, kvant tushunchalariga kirishda muhim pedagogik vosita bo‘lib qolmoqda. Xulosa qilib aytganda, Bor atom modeli — bu oddiygina nazariya emas, balki zamonaviy fizik tafakkur evolyutsiyasining boshlang‘ich nuqtasi bo‘lib, uning ilmiy, tarixiy va didaktik ahamiyati hali-hanuz dolzarbdir.

Foydalanilgan adabiyotlar.

1. Abdulla Dursoatov, Safarali Abduqodirov. POLEMIRLI ERITMALARNING REOLOGIK XOSSALARINI O‘RGANISH. Science and innovation. 2024.134-137-b
2. Abdulla Dursoatov, Humoyuddin Boboniyozov. SIRKA KISLOTASIDA COOH GURUHNING MOLEKULALARARO O‘ZARO TA’SIRDAGI ROLI VA ULARNING KOMBINATSION SOCHILISH SPEKTRLARINI O‘RGANISH. Science and innovation. 2024. 138-141-b
3. Abdulla Dursoatov, Ilhom Turdaliyev. CHUMOLI KISLOTASIDA COOH GURUHNING MOLEKULALARARO O‘ZARO TA’SIRDAGI ROLI VA ULARNING KOMBINATSION SOCHILISH SPEKTRLARINI O‘RGANISH. Science and innovation. 2024. 125-129-b
4. Shokir Tursunov, Abdulla Dursoatov, Ulug‘Bek Qurbonov. SBT BO‘YOQ VA UNING HOMODIMERLARINING ERITMALARI SPEKTRAL-LUMINESSENT VA FOTOKIMYOVIY XUSUSIYATLARI. Science and innovation. 2024. 81-85-b
5. Boymirov Sherzod, Dursoatov Abdulla. Monokarbon kislotalarda cooh guruhning molekulalararo o ‘zaro ta’siridagi roli va ularning kombinatsion sochilish spektrlari. Educational Research in Universal Sciences. 244-250-b

6. Boymirov Sherzod Tuxtaevich, Gayibnazarov Rozimurod Bakhtiyorovich, Axmedova Manzura Gulomjonovna, Berdikulova Shakhsanam Umaraliyeva, Muminjonov Sadiqbek Ikromjonovich. [The Role of Problematic Types of Physics Questions in Directing the Reader to Creative Activity](#). The Peerian Journal. 2022. P-54-58.

7. Makhmudov Yusup Ganievich, Boymirov Sherzod Tuxtaevich. [Step-By-Step Processes of Creative Activity of Students in ProblemBased Teaching of the Department of Physics “Electrodynamics” in Secondary Schools](#). Eurasian Journal of Learning and Academic Teaching. 2022. P-132-135.

8. Boymirov Sherzod Tuxtayevich, PRINCIPLES OF MATERIAL SELECTION IN PROBLEM TEACHING OF ELECTRODYNAMICS. Scientific Bulletin of Namangan State University. 2020. P-362-368.

9. Ashirov Shamshidin Axnazarovich, Boymirov Sherzod Tuxtayevich, Shermatov Islam Nuriddinovich, Khulturaev Olimjon Abduvalievich. METHODS OF FORMATION OF EXPERIMENTA. World scientific research journal. 2022. P-14-21.

10. Ashirov Shamshidin Axnazarovich, Boymirov Sherzod Tuxtayevich, Khulturaev Olimjon Abduvalievich, Shermatov Islam Nuriddinovich. DESIGN LABORATORY ASSIGNMENTS AIMED AT THE FORMATION OF EXPERIMENTAL SKILLS. World scientific research journal. 2022. P-8-13.

11. Боймиров Ш.Т. [УЗЛУКСИЗ ТАЪЛИМ ТИЗИМИДА “ЭЛАСТИКЛИК КУЧИ” МАВЗУСИНИ ЎҚИТИШ УЗВИЙЛИГИ](#). Science and innovation 3 (Special Issue 29), 350-352-b

12. Боймиров Шерзод Тухтаевич, Қурбонов Бехруз Бахтиёр Ўғли. ҚУЁШ СИСТЕМАСИДАГИ МАЙДА ПЛАНЕТАЛАРНИНГ ФИЗИК ТАБИАТИ МАВЗУСИНИ ЎҚИТИШ МЕТОДИКАСИ. Science and innovation. 2024, 353-355

13. Боймиров Шерзод Тухтаевич. УМУМТАЪЛИМ МАКТАБЛАРИДА МЕХАНИКА БЎЛИМИГА ОИД ФИЗИК ТУШУНЧАЛАР МАЗМУНИ ЎРГАНИШНИ ТАКОМИЛЛАШТИРИШ МЕТОДИКАСИ. Science and innovation. 2024. 309-312-b.

14. Boymirov Sherzod Tuxtayevich, Eshonqulova Oyjamol Nomoz Qizi. IXTISOSLASHGAN MAKTABLARDA “TERMODINAMIKANING BIRINCHI QONUNI” MAVZUSINI O‘QITISH METODIKASI. Science and innovation. 2024. 306-308-b.

15. Boymirov Sh T, Dursoatov A Ch, Tursunov Sh T. METHODOLOGY OF ORGANIZING AND ITS CONDUCT OF STUDY PRACTICE FOR PHYSICS IN HIGHER EDUCATION WITH PROBLEM CONTENT. International journal of conference series on education and social sciences (Online), 2023.

16. Boymirov Sherzod Tuxtaevich, Akbarov Abdulaziz Axrorovich. The Second General Law Of Thermodynamics Teaching Method. Czech Journal of Multidisciplinary Innovations. 2022. P-13-18.