

8-ДӘРІС



Асқарұлы Қыдыр
PhD., қауымдастырылған профессор

*Кванттық теорияның басты идеяларын тәжірибе жүзінде негіздеу
Атомдардың сызықтық спектрлері. Бор постулаттары.
Франк және Герц тәжірибелері. Сәйкестік принципі.*

Классикалық физика заңдарына құрылған планетаарлық жүйе болып табылатын және α бөлшектерінің шашырауы бойынша жүргізілген тәжірибелердің нәтижелерін талдауға негізделген Резерфордтың атомдық моделі тәжірибелік фактілермен толық қарама-қарсы қайшылықта болды. Біріншіден, классикалық теорияға сәйкес, электрон ядроның айналасында дөңгелектік орбита бойынша қозғала отырып, үздіксіз сәуле шығаруға тиіс. Шындығында, атом тек кейбір шарттар негізінде ғана сәуле шығарады. Екіншіден, Резерфордтың атомдық моделі тұрақсыз болды, бірақ шындығында атом тұрақты жүйе болып табылады. Үшіншіден, Резерфорд моделіндегі атомның сәуле шығару спектрі үздіксіз (тұтас) болуы керек еді, ал бірақ тәжірибеде атомның сәуле шығаруы сызықтық спектр болып табылады. Бұл деген сөз, классикалық физика заңдарын атом теориясына біркелкі қолдану тәжірибелік фактілермен қарама-қарсы қайшылықта болуға әкелді.

Алдымен, атомдардың сәуле шығаруының кейбір заңдылықтарын қарастырайық. Жарқырауық газдар сәулеленудің сызықтық спектрлерін беретіндігі белгілі. 1885 жылы И. Бальмер сутегі атомы спектрінің көрінетін бөлігінің тоғыз сызығының толқындық ұзындығын

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (9.1)$$

өрнегімен анықтауға мүмкін болатынын тағайындады. Мұндағы $R = 10967758 \text{ м}^{-1} \approx 1,1 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ Ридберг тұрақтысы деп аталады, ал $n=3,4,5,\dots$

Бальмер өрнегін (9.1) сәуле шығару жиілігі үшін мына түрде жазуға болады:

$$\nu = R \cdot c \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (n=3,4,5\dots). \quad (9.2)$$

Мұнда толқын ұзындығы мен жиілік арасындағы байланысты $\nu = \frac{c}{\lambda}$ қатысты пайдалануға болады, $c=3 \cdot 10^8$ м/с – вакуумдағы жарық жылдамдығы. Р. Ридберг сутегі атомы үшін ғана емес, сонымен бірге басқа элементтерде сызықтық спектрлер байқалатынын көрсетті, спектрлік сызықтардың жиілігі

$$\nu = T(n_2) - T(n_1), \quad (9.3)$$

қатынасын қанағаттандырады, мұндағы n_1 және n_2 – кейбір бүтін сандар. $T(n_1)$ және $T(n_2)$ функциялары *спектрлік термдер* деп аталады. (9.2) және (9.3) өрнектерін салыстыра келіп

$$T(n_1) = \frac{R \cdot c}{n_1^2}; \quad T(n_2) = \frac{R \cdot c}{n_2^2}$$

болатындығы шығады. 1908 жылы В. Ритц, кез-келген атомның сәулеленуінің спектрлік сызықтарының жиілігі екі терм айырымы түрінде беруге болатындығын тағайындады; термдердің әртүрлі комбинацияларын құрай отырып, бұл атомның спектрлік сызықтарының мүмкін болатын барлық жиілігін табуға болады. Мұндай ұйғарым Ритцтің комбинациялық принципі деген атқа ие болды. Ритцтің комбинациялық принципін қолданып, сутегі атомының сәулелену сызықтарының толқын ұзындығын есептеуге мүмкін болатын сериалды өрнектерді алуға болады.

Спектрдің алыс ультракүлгін аймағында бақыланатын Лайман сериясы мынадай өрнек арқылы сипатталады:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (9.4)$$

мұндағы $n=2,3,4,\dots$

Сутегі атомы спектрінің көрінетін аймағында бақыланатын Бальмер сериясы келесі өрнекпен сипатталады:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (9.5)$$

мұндағы $n=3,4,5,\dots$

Спектрдің инфрақызыл аймағында бақыланатын Пашен сериясы мына өрнек бойынша сипатталады:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (9.6)$$

мұндағы $n=4,5,6,\dots$

Сонымен бірге, алыс инфрақызыл аймағында келесі сериялар байқалған:

Брэкет сериясы

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (9.7)$$

мұндағы $n=5,6,7,\dots$

Пфунд сериясы

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (9.8)$$

мұндағы $n=6,7,8,\dots$

Хэмфри сериясы

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (9.9)$$

мұндағы $n=7,8,9,\dots$

Атомның классикалық емес теориясын құрудың алғашқы талпынысын 1913 жылы дат физигі Н. Бор жасаған. Бірақ Бордың теориясында Резерфорд моделінің көзқарасынан алшақ кетпеушілік байқалады. Атомдағы электронның күйіне арнайы шектеулер енгізді. Атом моделі Бор тағайындаған постулаттарға құрылды.

Бордың бірінші постулаты: атом, кейбір стационар күйлерде өзінен электромагниттік толқын (жарық) энергиясын шығармайды және жұтпайды.

Бордың екінші постулаты: бір стационар күйден екінші стационар күйге көшкенде атом бір квант энергиясын шығарады немесе жұтады. Бұл постулат жиіліктер ережесі болып табылады және оны келесі түрде өрнектеуге болады: атом бір стационар күйден екінші стационар күйге көшкенде, стационар күйлердің энергиялар айырымына тең болатын $h\nu$ квант энергиясын шығарады немесе жұтады, яғни

$$h\nu = E_{n_1} - E_{n_2} \quad (9.10)$$

Импульс моментінің квантталуы: атомның стационар күйіндегі электрон, импульс моменті Планк тұрақтысына еселік болатын дөңгелектік орбита бойынша қозғалады, яғни мына шартты қанағаттандырады:

$$mvr = n\hbar, \quad (9.20)$$

мұндағы m – электрон массасы, v – электрон жылдамдығы, r – электрон орбитасының радиусы, $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, $n=1,2,3,\dots$ – сутегі атомының энергетикалық деңгейлерінің ретін анықтайтын бүтін сандар, олар *бас кванттық сандар* деп аталады.

Кейде (9.20) өрнекті Бордың үшінші постулаты деп те атайды. Дегенмен, импульс моментінің квантталуы Бордың 1-ші постулатының салдары болып табылады. $n=1$ сәйкес мәніне тең күй – *негізгі күй* деп аталады, ал $n>1$ барлық басқа күйлер *қозған күйлер* деп аталады. Бор постулаттары сутегі атомының стационар күйлерінің энергияларын және орбиталарының радиустарын анықтауға мүмкіндік береді. Енді, атомның стационар күйлерінің (n -ші орбитасының) толық энергиясын және n -ші орбитасының радиусын анықтайық. Бұл кезде Бордың есептеуі бойынша, сутегі атомындағы электрон, электронның ядроға кулондық тартылыс күш әсерінен классикалық заң бойынша дөңгелек орбита бойымен қозғалады. Сутегі атомындағы электрон үшін Ньютонның екінші заңын жазып, мынаны аламыз:

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{mv^2}{r}. \quad (9.21)$$

Соңғы өрнектен электрон орбитасының r радиусын анықтаймыз

$$r = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 mv^2}. \quad (9.22)$$

Электрон орбитасының радиусы үшін (9.22) өрнегін (9.20) өрнегіне қойып, түрлендіруден кейін n-ші орбитасындағы электронның жылдамдығын табуға болады

$$v_n = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar n}. \quad (9.23)$$

(9.22) пен (9.23)-тен сутегі атомындағы электронның n-ші орбитасының радиусы:

$$r_n = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2 \cdot n^2}{me^2}. \quad (9.24)$$

Соңғы теңдеуден, орбита радиусы бүтін сан квадратына n^2 пропорционал түрде өсетіндігі көрінеді. Сутегі атомындағы электронның толық энергиясы оның кинетикалық және потенциалдық энергияларының қосындысынан тұрады. Электронның кинетикалық энергиясы мына өрнек бойынша анықталады:

$$E_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{me^4}{32\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2 n^2}. \quad (9.25)$$

Сутегі атомындағы электронның потенциалдық энергиясы мынаған тең:

$$E_{\text{П}} = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = -\frac{me^4}{16\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2 n^2}. \quad (9.26)$$

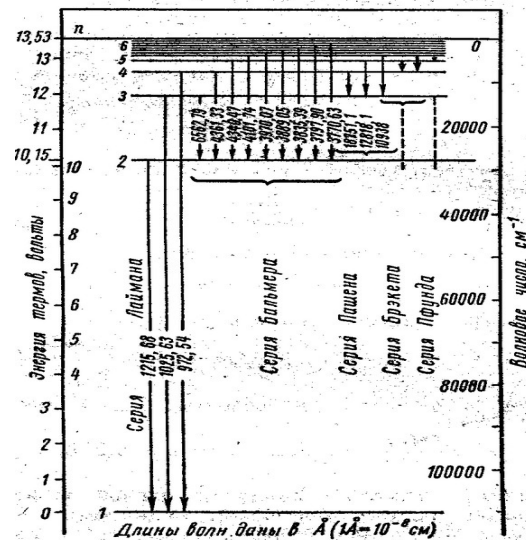
Сутегі атомындағы электронның толық энергиясы:

$$E = E_{\text{к}} + E_{\text{П}} = \frac{me^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2 n^2} - \frac{me^4}{16\pi^2 \cdot \epsilon_0^2 \hbar^2 n^2} = -\frac{me^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2 n^2}. \quad (9.27)$$

Сонымен, сутегі атомы туралы Бор көзқарасы атомның мөлшерін дәл анықтауға мүмкіндік берді. $n=1$ кезінде

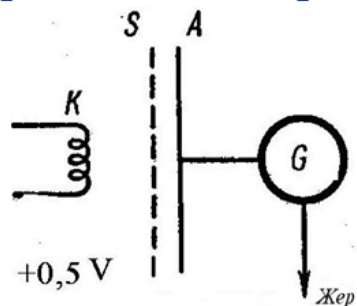
$$r_1 = a_0 = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{me^2} = 0,528 \cdot 10^{-10} \text{ м}. \quad (9.28)$$

Бұл шаманы сутегі атомының *бірінші радиусы* (немесе Бор радиусы) деп атайды. Сутегі атомындағы электронның толық энергиясы теріс шама болғандықтан, ол бас кванттық санның (n) өсуіне байланысты артады және $n \rightarrow \infty$ кезінде, $E=0$ болады. Сутегі атомының спектрлік сәуле шығару сызықтарының пайда болуы 9.1 - суретте көрнекті түрде талқылануы алынған.



9.1-сурет. Сутегі атомының шығару спектрі.

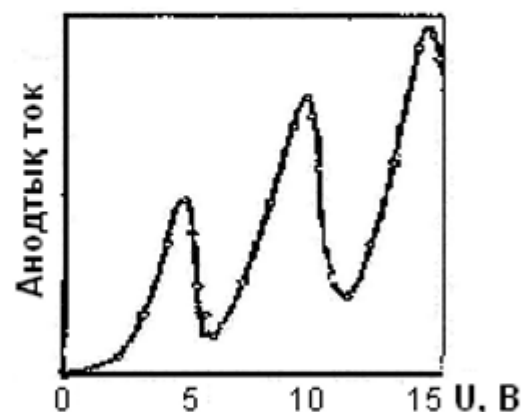
Атомдардағы стационарлық күйлердің (дискретті энергетикалық деңгейлердің) пайда болуы туралы Бор постулаттары және жиіліктердің ережесі 1913 жылы Д.Франк пен Г.Герцтің тәжірибелерінде өзінің орнын тапты. Тәжірибелік қондырғының сұлбасы 9.2-суретте көрсетілген.



9.2-сурет. Франк-Герц тәжірибесінің сұлбасы.

Өте қатты қызған спираль түріндегі К катоды электрондарды шығарады, электрондар электр өрісінің әсерінен гальванометрге жалғанған А анодқа қарай қозғалады. Катод пен анодтың арасында S тор электроды бар. Бұл барлық жүйе ішінен ауасы сорылып алынған шыны баллонына орналастырылады. Баллонда, шамамен 15 Па дейінгі қысымда сынап булары енгізілген. Катод пен тор арасында потенциалдар айырымы U_1 болатын үдеткіш электр өрісі жасалған, ал тор мен анод арасында потенциалдар айырымы U_2 болатын шамасы 0,5 В-тан аспайтын әлсіз тежеуші кернеу өрісі жасалған. Электрондар сынап атомдарымен екі жақты әсерлеседі. Соқтығысудың бірінші түрі серпімді соққылар, олар электрондардың жылдамдығын өзгерусіз қарапайым шашырауға әкеледі. Мұндай серпімді соққылар тізбектегі толық токтың болмауының себебі бола алмайды, ол үдеткіш U_1 потенциалдар айырымы артуына байланысты өседі. Соққының екінші түрі – электрондардың сынап атомдарымен серпімсіз соққысы – электрондардың энергия жоғалтуына байланысты және ол бұл энергияларды сынап атомдарына беруіне байланысты. Бірақ, Бор постулаттарына сәйкес, сынап атомы кез-келген энергияны қабылдамауы мүмкін, ол тек әртүрлі энергетикалық деңгейлердегі энергиялар айырымына тең энергияның белгілі үлесін ғана қабылдайды. Сынап атомының негізгі күйіне жақын күй - қозған күй болып табылады, ол негізгі күйден 4,86 эВ энергия айырымына өзгереді.

Осымен байланысты өрістің үдететін электрондары энергия айырымы $eU_1=4,86$ эВ-қа дейін жеткенше тек серпімді соққыларға ие болады. Электрондар энергиясы $4,86$ эВ жетісімен серпімсіз соққылар басталады, бұл кезде электрон толық энергияны сынап атомына береді. Сынап атомымен соқтығысу нәтижесінде өзінің энергиясын жоғалтқан электрон тор мен анод арасындағы тежеуші өрісті жеңе алмай, нәтижесінде электрон анодқа жете алмайды. Бұл анод тогының кенет тез түсуіне әкеледі (9.3-сурет).



9.3-сурет. Анодтық токтың I кернеуге U тәуелділігі.

Осындай құбылыс $eU_1=2 \cdot 4,86$ эВ кезінде де болады, жалпы айтқанда $eU_1=n \cdot 4,86$ эВ кезінде де болатындығын Бор постулаттары дәлелдейді.

Назарларыңызға рахмет!