

α- хәм β-бөлекшелериниң затлар тәрәпинен шашыратылыуы хәм атомның қурылысы¹

Э.Резерфорд²

§ 1

Атомлар менен соқлығысқанда α- хәм β-бөлекшелер тууры сызықты жолынан аўысатуғынлығы жақсы белгили. Бул шашыраў α-бөлекшелерине қарағанда β-бөлекшелеринде көбирек сезиледи, себеби олар әдеўир киши импульске хәм киши энергияға ийе. Сонлықтан сондай тез қозғалатуғын бөлекшелердиң алдында ушырасқан атомлар арқалы өтетуғынлығына хәм бақланатуғын аўысыўлардың атомлық системаның ишинде тәсир ететуғын күшли электр майданының себебинен болатуғынлығына гүман жоқ. Әдетте α- ямаса β-нурлардың жуқа пластинка арқалы өтиўиндеги шашыраўы заттың атомлары арқалы өткендеги көп санлы киши шашыраўлардың қосындысы деп болжанды. Бирақ, α-бөлекшелериниң шашыраы бойынша Гейгер менен Марсден тәрәпинен өткерилген бақлаўлар α-бөлекшелериниң базы бир муғдарының бир рет соқлығысыўдың нәтийжесинде 90⁰ тан үлкен мүйешлерге аўысатуғынлығын көрсетти [1]. Олар α-бөлекшелериниң үлкен болмаған бөлегиниң, шама менен 20 000 нан биреўиниң қалыңлығы 0,00004 см болған алтыннан соғылған фольга арқалы өткенде орташа 90⁰ қа бурылатуғынлығын көрсетти. Алтын фольганың бул қалыңлығы α-бөлекшесиниң 1,6 мм ҳаўадағы тормозлық қәбилетлигине ийе. Кейинирек Гейгер сондай қалыңлықтағы алтын фольга арқалы өткендеги α-бөлекшелериниң аўысыўының ең итимал мүйешиниң шама менен 0,87⁰ қа тең екенлигин көрсетти. Итималлықлар теориясына тийкарланған әпиўайы есаплаў α-бөлекшесиниң 90⁰ қа аўысыўының итималлығының жүдә киши екенлигин көрсетеди. Соның менен бирге, егер үлкен аўысыўларды көп санлы киши аўысыўлардың нәтийжеси деп қаралған жағдайда үлкен аўысыўлардағы α-бөлекшелериниң мүйешлик тарқалыўының итималлық нызамына бағынбайтуғынлығы төменде кейинирек белгили болады. Көринип

¹ Philos. Mag., 1911, May, ser. 6, 21, 669—698. Бул мақаланың қысқа варианты «Manchester Literary and Philosophical Society» журналында 1911-жыл февраль айында басылған. Қарақалпақ тилине 1972-жылы шыққан Резерфордтың сайланды илимий мийнетлериниң жыйнағында басылған "Строение атома и искусственное превращение элементов" атамасындағы рус тилиндеги тексттен аўдарылды.

² **Эрнест Резерфорд; 1-барон Резерфорд Нельсонский** (инглизше *Ernest Rutherford*; 1871-жылы 30-август күни Жаңа Зеландиядағы Спринг-Грув елатында туўылған хәм 1937-жылы 19-октябрь күни Кембриджда қайтыс болған британиялы физик. Ядролық физиканың "атасы" сыпатында белгили. Химия бойынша 1908-жылғы Нобель сыйлығының лауреаты. 1911-жылы атомның планетарлық моделин дөретти.

Резерфордтың 12 оқыўшысы физика хәм химия бойынша Нобель сыйлығының лауреаты болды. Химиялық элементлердиң дәўирли нызамының физикалық мәнисин көрсеткен Резерфордтың ең талантлы оқыўшыларының бири Генри Мозли 1915-жылы Галлиполиде Дарданелл операциясының барысында қаза тапты. Монреалда Резерфорд Ф.Содди, О.Хан менен, Манчестерде Г.Гейгер менен (мысалы, оған изонизациялауы бөлекшелердиң санын автомат түрде есаплайтуғын есаплағыштың соғылыўына жәрдем берди), Кембриджде Н.Бор хәм П.Капица менен және кейинирек атақлы алымлар қатарына кирген көп санлы болажақ илимпазлар менен бирге ислести.

Резерфордтың атомның қурылысы, радиоактивлик ҳ.т.б. фундаменталлық характерге ийе болған жумыслары 1921-жылдын 1938-жылға шекем "Успехи физических наук" журналында рус тилинде басылып шықты (ufn.ru).

турғанындай, үлкен мүйешке аүйсыұды бир рет соқлығысыұдың салдарынан жүзеге келеди деп болжау ақылға муұапық келеди. Себеби көпшилик жағдайларда тап усындай қайтадан соқлығысыұдың итималлығы оғада киши. Әпиұайы есаплау бир рет соқлығысыұдың нәтийжесінде сондай үлкен аүйсыұдың пайда болыуы ушын атомда күшли электр майданының бар болыуының керек екенлигин көрсетеди.

Жақында Дж. Дж. Томсон [3] заттың жуқа қатламы арқалы өткенде зарядланған бөлекшелердің шашырауын түсіндиретуғын теорияны ұсынды. Онда атом сфераның ишинде тең өлшеули тарқалған оң электр зарядынан хәм N дана терис зарядланған электронлардан турады деп болжанған. Терис зарядланған бөлекшелердің атом арқалы өткендеги аүйсыұы еки себепке байланысly: 1) атомның ишинде жайласқан электронлардан ийтерелиу; 2) атомдағы оң электр менен тартысуы.

Болжау бойынша, атом арқалы өткенде бөлекшелердің аүйсыұының шамасы киши болыуы керек, себеби үлкен сан болған m рет соқлығысқаннан кейинги орташа аүйсыұдың шамасы $\sqrt{m}\theta$ шамасына тең болыуы керек. Бул аңлатпада θ арқалы бир атомда жүзеге келетуғын орташа аүйсыұдың шамасы белгиленген. Атомдағы электронлардың саны N зарядланған бөлекшелердің шашырауы бойынша анықлаудың мүмкин екенлиги көрсетилген. Қурамалы аүйсыұдың бул теориясының дәллиги жақында эксперименттерде Кроусер [4] тәрeпинен тексерилди. Оның нәтийжелери теорияның негизги нәтийжелерине сәйкес келеди. Оң зарядланған электрдің үзликсиз тарқалғанлығын басшылыққа алып, ол атомдағы электронлардың саны оның атомлық салмағынан шама менен үш есе көп деген жуұмаққа келди.

Дж. Дж. Томсонның теориясы бир рет атомлық соқлығысыұдың салдарынан жүзеге келетуғын аүйсыұдың киши болатуғынлығына тийкарланған хәм егер оң электр сферасының диаметри атомның тәсир етиу сферасынан киши деп есапланатуғын болмаса болжанған структура α -бөлекшелериниң жүдә үлкен аүйсыұларын пайда етпейди.

α - хәм β -бөлекшелерин атом арқалы өтетуғын болғанлықтан, аүйсыұлардың характерин толық үйрениуден бақланатуғын эффектлерди пайда ететуғын атомның структурасы хаққында гейпара түсиниклерди келтирип шығарыуға болады. Хақыйкатында да, тез ушатуғын зарядланған бөлекшелердің шашырауы бул проблеманы шешиудың ең перспективалық усулларының бири болып табылады. α -бөлекшелерин санаудың сцинтилляциялық усулының пайда болыуы изертлеулер ушын әдеттегидей емес мүмкиншиликлерди пайда етеди хәм усы усулдың жәрдемінде өткерилген Гейгердің тәжирийбелери α -бөлекшелериниң затлардағы шашырауындағы бизиң билимлеримизге көп нәрсени қосты.

§ 2

Ең дәслеп теориялық жоллар менен α -бөлекшениң үлкен аүйсыұын тәмийинлей алатуғын әпиұайы структураның атомы менен бир рет соқлығысыұды қараймыз хәм теориядан алынған нәтийжелерди бар эксперименталлық мағлыұматлар менен салыстырамыз³.

Болжау бойынша е заряды теңдей тарқалған $\mp Ne$ муғдардағы зарядқа ийе радиусы R болған сфераның орайында $\pm Ne$ муғдарындағы заряд жайласқан атомды

³ Бул мақалада бир атом менен соқлығысқанда бөлекшениң үлкен мүйешке аүйсыұын "бир рет шашырау", ал бөлекшениң көп санлы киши аүйсыұларының салдарынан аүйсыұын "қурамалы" шашырау деп атаймыз.

қараймыз (e шамасы $4,65 \cdot 10^{-10}$ эл. стат. бирлікке тең зарядтың фундаменталлық бирлиги). 10^{-12} см ден киши қашықтықтарда орайлық зарядты да, α -бөлекшесинің зарядын да ноқатта топланған деп есаплауға болады деп болжаймыз.

Кейинирек теорияның тийкарғы жуўмақтарының орайлық зарядтың оң ямаса терис екенлигинен ғәрезсиз екенлиги көрсетиледи. Қолайлы болыуы ушын оң белгини қабыл етемиз. Изертлеулердің хәзирги басқышында атомның орнықты екенлиги хәққындағы мәселени қараудың зәрүрлиги жоқ, себеби бул мәселе, көринип турғанындай, атомның құрылысының бөлеклеринен хәм оның құрамына киретуғын зарядланған бөлекшелердің қозғалысынан ғәрезли болады.

α -бөлекшесин үлкен мүйешлерге ауыстырыу ушын зәрүр болған күшлер хәққында базы бир түсиниклерге ийе болыу ушын радиусы R болған сфераның ишинде тең тарқалған терис Ne заряды менен қоршалған орайда жайласқан Ne оң зарядқа ийе атомды қараймыз. Атомның ишиндеги орайдан r қашықтығында жайласқан ноқаттағы электр күши X менен потенциал V

$$X = Ne \left(\frac{1}{r^2} - \frac{r}{R^3} \right),$$

$$V = Ne \left(\frac{1}{r} - \frac{3}{2R} + \frac{r^2}{2R^3} \right)$$

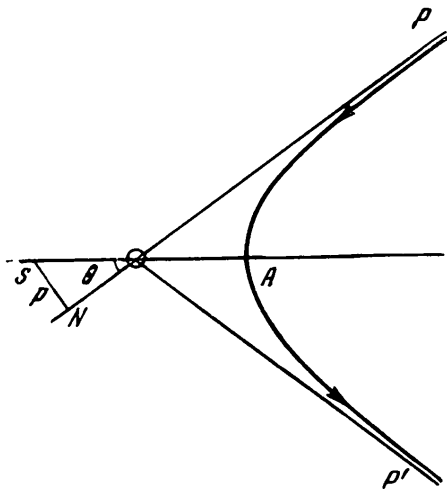
шамаларына тең.

Массасы m ге, тезлиги u ға хәм заряды E ге тең болған α -бөлекшеси атомның орайына тууры ушып баратыр деп болжайық. Ол орайдан b қашықтығында тоқтайды хәм оның шамасы мынадай аңлатпа бойынша анықланады

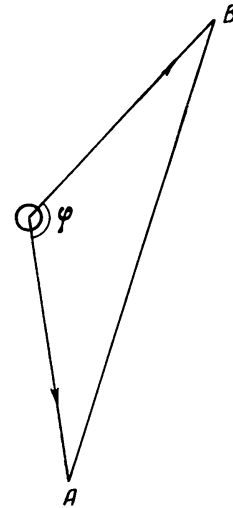
$$\frac{1}{2} mu^2 = NeE \left(\frac{1}{b} - \frac{2}{2R} + \frac{b^2}{2R^3} \right).$$

Кейинирек b параметринің буннан кейинги есаплауларда әхмийетли орынды ийелейтуғынлығын көремиз.

Егер, орайлық заряд $100e$ шамасына тең деп болжасақ, онда $2,09 \cdot 10^9$ см/сек тезликке ийе α -бөлекшеси ушын b ның мәнисинің $3,4 \cdot 10^{-12}$ см ге тең екенлигин табыу мүмкин. Бул есаплауда b ның мәниси R ге салыстырғанда жүдә киши деп есапланды. Болжауымыз бойынша R диң шамасы атомның радиусы менен барабар, яғный 10^{-8} см деп есапланады. Сонлықтан α -бөлекшесинің кейин қарай қайтыуы ушын орайлық зарядқа жақын аралыққа шекем жүдә жақынласады хәм сонлықтан тең өлшеули тарқалған электрдің тәсирин есапқа алмауға болады. Әпиуайы есаплаулар 1^0 тан үлкен болған барлық ауысыулардың тек орайлық зарядтың майданының тәсиринде жүзеге келетуғынлығын көрсетеди. Егер терис электр бөлекшелер түринде тарқалған болса, онда усы терис электр менен байланыслы болған бир рет ауысыулар теорияның усы басқышында дыққатқа алынбайды. Кейинирек, әдетте оның тәсиринің орайлық майданның тәсирине салыстырғанда киши екенлиги көрсетиледи.



1-сүрөт.



2-сүрөт.

Оң зарядланган бөлөкшениң атомның орайына жақын орында өтиўин қараймыз. Егер атом арқалы өткенде бөлөкшениң тезлиги айтарлықтай өзгериске ушырамаса, онда қашықтың квадратына кері пропорционал кемейетуғын ийтерелис күшиниң тәсириниң астында бөлөкшениң жолы сыртқы фокусы атомның орайы S болған гипербола болып табылады. Бөлөкше PO бағытында (1-сүрөт), ал атомнан болса OP' бағытында қозғалады деп болжаймыз. OP менен OP' бағытлары SA туўрысы арасындағы мүйешлер бирдей. Бул белгилеўлерде A гиперболаның төбеси, $\rho = SN$ – перпендикуляр бойынша орайдан бөлөкшениң басланғыш қозғалысының бағытына шекемги қашықтық.

Мейли, $POA = \theta$, V – ушып келетуғын бөлөкшениң тезлиги, ал v болса A ноқатындағы тезлик. Бундай жағдайда импульсти қараўдан

$$PV = SA \cdot v$$

теңлиги келип шығады. Энергияның сақланыў нызамы бойынша

$$\frac{1}{2}mV^2 = \frac{1}{2}mv^2 - \frac{NeE}{SA},$$

$$v^2 = V^2 \left(1 - \frac{b}{SA}\right)$$

теңликлерине ийе боламыз.

Эксцентриситет $\sec \theta$ ға тең болғанлықтан

$$SA = SO + OA = p \operatorname{cosec} \theta (1 + \cos \theta) = p \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2},$$

$$p^2 = SA(SA - b) = p \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} (p \cos \theta - b),$$

$$b = 2p \operatorname{ctg} \theta$$

теңликлерине ийе боламыз. Бөлөкшениң ауысыў мүйеши болған φ диң шамасы $\pi - 2\theta$ ға тең хәм

$$\operatorname{ctg} \frac{\varphi}{2} = \frac{2p}{b}. \quad (1)^4$$

Бул аңлатпа ауысыў мүйешиниң шамасын b параметри хәм атомның орайынан бөлөкшениң ушыўының бағытына шекемги қашықтық бойынша анықлайды.

⁴ Егер ийтерелис күшиниң орнына тартылыс күши алынатугын болса, онда әпиўайы таллаў ауысыўдың өзгермейтуғынлығын көрсетеди.

Иллюстрация үшін төменде $\frac{p}{b}$ қатнасының қар қыйлы мәнислериндеги аўысыў мўйешлериниң мәнислери келтирилген:

$\frac{p}{b}$	10	5	2	1	0,5	0,25	0,125
φ°	5,7	11,4	28	53	90	127	152

§ 3. Қәлеген мўйешке бир рет аўысыўдың итималлығы

Зарядланған бөлекшелердиң дәстеси қалыңлығы t болған заттың жуқа қатламына перпендикуляр бағытта түседі деп есаплайық. Соның менен бирге, үлкен мўйешлерге шашыраған бир неше бөлекшелерден басқасы пластинка арқалы дерлик нормал бағытта өтеді хәм тезлигин тек азмаз өзгертеді деп болжайық. Мейли n заттың көлеминиң бир бирлигиндеги атомлардың саны болсын. Бундай жағдайда t қалыңлығында радиусы R болған атом менен бөлекшелердиң соқлығысыўларының саны $\pi R^2 n t$ шамасына тең болады.

Бөлекшениң атомның орайынан p қашықлығынан өтиўиниң итималлығы m мынаған тең

$$m = \pi p^2 n t.$$

p хәм $p + dp$ радиусларының шеклеринде бөлекшениң өтиўиниң итималлығы dm былайынша есапланады

$$dm = 2\pi p n t dp = \frac{\pi}{4} n t b^2 \operatorname{ctg}^2 \frac{\varphi}{2} \operatorname{cosec}^2 \frac{\varphi}{2} d\varphi. \quad (2)$$

Себеби

$$\operatorname{ctg} \frac{\varphi}{2} = \frac{2p}{b}.$$

dm шамасы бөлекшелердиң толық санының φ хәм $\varphi + d\varphi$ мўйешлериниң шеклеринде аўысқан бөлимин анықлайды.

φ мўйешинен үлкен мўйешлерге аўысатуғын бөлекшелердиң улыўма санын ρ бөлими p мынаған тең:

$$\rho = \frac{\pi}{4} n t b^2 \operatorname{ctg}^2 \frac{\varphi}{2}. \quad (3)$$

φ_1 менен φ_2 мўйешлериниң интервалына аўысатуғын p бөлекшелериниң бөлими мынаған тең:

$$\rho = \frac{\pi}{4} n t b^2 \left(\operatorname{ctg}^2 \frac{\varphi_1}{2} - \operatorname{ctg}^2 \frac{\varphi_2}{2} \right). \quad (4)$$

Эксперименттиң нәтийжелери менен салыстырыў ушын (2)-аңлатпаны басқа формада жазыў қолайлы. α -бөлекшелери ушын түсиўши нурлардың бағытына қар қыйлы мўйешлерде орналастырылған майданы турақлы болған күкиртли цинктен соғылған экрандағы сцинтилляциялардың санын есаплаймыз. Егер r арқалы α -бөлекшелериниң шашыратыўшы затқа шекемги қашықлық, ал Q арқалы шашыратыўшы затқа келип түсетуғын бөлекшелердиң санларының қосындысы белгиленген болса, онда майданның бир бирлигине келип түсетуғын және φ мўйешине аўысатуғын α -бөлекшелериниң саны y мына шамаға тең:

$$y = \frac{Q g m}{2\pi r^2 \sin \varphi d\varphi} = \frac{n t b Q \operatorname{cosec}^2 \frac{\varphi}{2}}{16 r^2}. \quad (5)$$

$b = 2NeE/mu^2$ теңлиги орынлы болғанлықтан (5)-аңлатпадан күкиртли цинктен исленген беттиң бир бирлик майданына r қашықлықта турған түсиў ноқатынан келип түсетуғын α -бөлекшелердиң (сцинтилляциялардың) саны мына шамаларға пропорционал екенлиги көринип тур:

1) егер φ киши болса $\operatorname{cosec}^4 \frac{\varphi}{2}$ ямаса $1/\varphi^4$ шамасына;

2) шашыратыўшы заттың қалыңлығы t ға (егер оның шамасы киши болса);

3) орайлық зарядтың шамасы Ne ге;

4) $(mu^2)^2$ шамасына ямаса тезликтің төртінші дәрежесіне кері пропорционал, егер m тұрақты шама болса.

Бұл есаплайларда α -бөлекшелерінің үлкен мүйешлерге ауысыуы тек бір рет жүзеге келетуғын үлкен ауысыудың есабынан болады деп есапланады. Шашыратыушы заттың қалыңлығы жүдә киши болған жағдайда хәм сонлықтан үлкен ауысыуға алып келетуғын қайталаныушы соқлығысыудың итималлығы жүдә киши болған жағдайда бұл болжау дурыс болады. Мысалы, t қалыңлығы арқалы өткенде бір ауысыудың итималлығы $1/1000$ шамасына тең болса, онда биринен соң бири жүзеге келетуғын соқлығысыулардың нәтижесінде ϕ мүйешіне ауысыудың итималлығы 10^{-6} ға тең, яғный оғада киши.

Бұл бір рет шашырау теориясының дурыслығын тексеріп көриудің ең әпиуайы усылы жуқа металл фольгада шашыраған α -бөлекшелерінің мүйешлік тарқалыуы болып табылады. Бундай өлшеулерди жақында α -нурлары ушын Гейгер орынлады [5]. Ол жуқа алтын фольгадағы 30° тан 150° қа шекемги шеклерде ауысыулардың теорияға сәйкес келетуғынлығын тапты. Теорияның дурыслығын тексеріп көриу ушын орынланған бұл хәм басқа да экспериментлерди толық тәрийиплеу баспадан кейинирек шығады.

§ 4. Атомлық соқлығысыудағы тезликтің өзгеріслери

Усы ўақытқа шекем үлкен ауысыуға алып келетуғын бір рет соқлығысыуда α -бөлекшесінің тезлиги сезилерликтей өзгеріске ушырамайды деп болжанды. Базы бир болжауларда усындай соқлығысыудың бөлекшениң тезлигине тәсирин есаплайға болады. Шашырауды тек ғана еки система қатнасады деп болжаймыз: тез қозғалатуғын бөлекше хәм дәслепп тынышылықта тұрған атом. Буннан кейин импульс пенен энергияның сақланыу нызамын қолланыуға болады хәм нурланыудың есабынан энергия менен импульстің сезилерликтей жоғалыуы болмайды деп болжаймыз.

Мейли m бөлекшениң массасы, v_1 оның соқлығысқанға шекемги тезлиги, v_2 бөлекшениң соқлығысқаннан кейинги тезлиги, M атомның массасы, V соқлығысыудың салдарынан атомның алған тезлиги болсын.

Мейли, ОА (2-сүрөт) шамасы бойынша да, бағыты бойынша да ушып келиуши бөлекшениң mv_1 импульсына, ал ОВ болса $AOB = \phi$ мүйешіне шашыраған бөлекшениң импульсіне сәйкес келетуғын болсын. Бундай жағдайда ВА шамасы бойынша да, бағыты бойынша да атомның тепки импульси MV ға сәйкес келеди:

$$(MV)^2 = (mv_1)^2 + (mv_2)^2 - 2m^2v_1v_2 \cos \phi. \quad (6)$$

Энергияның сақланыу нызамы бойынша

$$(MV)^2 = mv_1^2 + mv_2^2. \quad (7)$$

$\frac{M}{m} = K$ хәм $v_2 = \rho v_1$ белгилеулерин пайдаланайық хәм $\rho < 1$ теңсізлиги орынланады деп есаплайық. Бундай жағдайда (6)- хәм (7)-аңлатпалардан

$$(K + 1)\rho^2 - 2\rho \cos \phi = K - 1$$

ямаса

$$\rho = \frac{\cos \phi}{K + 1} + \frac{1}{K + 1} \sqrt{K^2 - \sin^2 \phi}$$

аңлатпаларын аламыз.

Атомлық салмағы 4 ке тең α -бөлекшесінің атомлық салмағы 197 болған алтындағы 90° қа шашырауын қарайық.

$K \approx 49$, сонлықтан

$$\rho = \sqrt{\frac{K-1}{K+1}} = 0,979,$$

яғнай соқлығысқанда бөлекшениң тезлиги шама менен 2 % ке кемейген. Алюминий ушын $K = 27/4$ хәм 90° лық мүйеш ушын $\rho = 0,86$.

Бул теория бойынша α -бөлекшесиниң тезлигиниң кемейиўи жеңилирек атомлар менен соқлығысқанда сезилерликтей болатуғынлығы көринип тур. Хаўадағы ямаса басқа заттағы α -бөлекшесиниң жүриў жолы шама менен тезликтиниң кубына пропорционал болғанлықтан алюминий атомындағы бир рет соқлығысыўдың нәтийжесинде жүриў жолының шамасы 7 ден 5,5 см ге кемейеди. Бул шаманы экспериментте аңсат табыўға болады. β -бөлекшелердин атом менен соқлығысыўында K ның шамасы дым үлкен хәм, сонлықтан, келтирилген формулаға сәйкес тезликтиниң киширейиўи жүдә кишкене болады.

α -бөлекшелер жеңил атомлар, мысалы водород ямаса гелий атомы менен соқлығысқанда тезлигиниң өзгерисин хәм шашыраған бөлекшелердин тарқалыўын қарағанда теория ушын бир қанша қызықлы жағдайлар алынады. Бул хәм буған усаған жағдайларды таллаўды бул мәселе экспериментте үйренилгенше кейинге қалдырамыз.

§ 5. Бир ретлик хәм қурамалы шашыраўларды салыстырыў

Теориялық есаплаўларды эксперименталлық мағлыўматлар менен салыстырмастан бурын бир ретлик хәм қурамалы шашыраўдың шашыраған бөлекшелердин тарқалыўының салыстырмалы тутқан орнын қарап өтиў мақсетке муўапық келеди. Болжаў бойынша атом радиусы R болған сфераның ишинде тең өлшеўли тарқалған қарама-қарсы белгиге ийе заряд пенен қоршалған орайлық ядродан туратуғын болғанлықтан, киши аўысыўларға алып келетуғын атом менен соқлығысыўдың итималлығы бир үлкен аўысыўға алып келетуғын соқлығысыўдың итималлығына салыстырғанда әдеўир үлкен.

Қурамалы шашыраўды Дж. Дж. Томсон жоқарыда еслетилип өтилген мақаланың 1-параграфында қарап өтти [3]. Бул мақалада пайдаланылған белгилеўлер бойынша радиусы R болған Ne шамасында оң зарядланған шардың майданының тәсиринде жүзеге келген орташа аўысыў φ_1 орташа аўысыў

$$\varphi_1 = \frac{\pi}{4} \frac{NeE}{mu^2} \frac{1}{R}$$

шамасына тең. Егер сфераның ишиндеги тең өлшеўли тарқалған терис зарядланған электронлардың тәсиринде жүзеге келетуғын орташа аўысыў φ_2 арқалы белгиленген болса, онда оның мәниси

$$\varphi_2 = \frac{16eE}{5mu^2 R} \sqrt{\frac{3N}{2}}$$

шамасына тең. Оң хәм терис зарядлардың бир ўақыттағы тәсириндеги орташа аўысыў

$$(\varphi_1^2 + \varphi_2^2)^{1/2}$$

сыпатында анықланды. Тап усындай усыл менен орайлық зарядқа ийе атом тәрeпинен жүзеге келетуғын усы мақаладағы таллаўдың предмети болған орташа аўысыўды есаплаў қыйын емес.

Орайдан қәлеген r қашықлықтағы радиаллық электр майданы X

$$X = Ne \left(\frac{1}{r^2} - \frac{r}{R^3} \right)$$

шамасын қурайтуғын болғанлықтан бул майданның тәсиріндеги зарядланған бөлекшениң ауысыуы (болжау бойынша киши ауысыу)

$$\theta = \frac{b}{p} \left(1 - \frac{p^2}{R^2} \right)^{3/2}$$

формуласының жәрдемінде анықланатуғынлығын көрсетиу қыйын емес. Бул аңлатпада p арқалы орайдан бөлекшениң траекториясына түсірилген перпендикуляр белгиленген, ал b болса өзиниң бурынғы мәниске ийе. θ мүйешиниң p ның киширейиуи менен үлкейетуғынлығын хәм φ диң киши мәнислеринде үлкен болатуғынлығы көринип тур.

Биз бөлекшени атомның орайына жақын қашықтықта турғанда үлкен ауысыуға ушырайтуғынлығына исенген едик, сонлықтан θ ны киши шама деп есаплап орташа ауысыуды анықлау дурыс болмаған болар еди. Егер R шамасын шама менен 10^{-8} см ге тең деп қабыл етсек, онда α - хәм β -бөлекшелери ушын үлкен ауысыудағы p ның мәниси шама менен 10^{-11} см ге тең болады. Үлкен ауысыудың итималлығының киши ауысыулардың итималлығынан киши болғанлықтан, әпиуайы таллау егер үлкен ауысыуларды есапқа алмағанда орташа киши ауысыудың әмелий жақтан хеш қандай өзгериске ушырамайтуғынлығын көрсетеди. Бул ауысыулар киши болған атомның эффективли кесиминиң бөлимінде интеграллауға теңдей күшке ийе хәм бундай жағдайда үлкен емес орайлық зона есапқа алынбайды. Усындай жоллар менен орташа киши ауысыудың

$$\varphi_1 = \frac{3\pi b}{8R}$$

шамасына тең екенлигин көрсетиуге болады. Топланған орайлық зарядқа ийе атом ушын φ_1 диң бул мәниси тап сондай Ne ушын Дж.Дж.Томсон тәрәпинен қаралған атомдағы орташа ауысыудан үш есе үлкен.

Электр майданы хәм электронлар менен байланыслы болған ауысыуларды суммалап, орташа ауысыудың

$$(\varphi_1^2 + \varphi_2^2)^{1/2} \text{ ямаса } \frac{b}{2R} \left(5,54 + \frac{15,4}{N} \right)^{1/2}$$

шамасына тең екенлиги келип шығады.

Кейинирек N шамасының шама менен атомлық салмаққа пропорционал болатуғынлығы хәм алтын ушын оның шама менен 100 ге тең екенлигин көремиз. Бул аңлатпадағы екінши ағза айырым электронлардағы шашырау менен байланыслы хәм ауыр атомларда тарқалған электр майданының тәсиринен киши.

Екінши ағзаны есапқа алмай, бир атомдағы орташа ауысыудың $3\pi b/8R$ шамасына тең екенлигин аламыз. Енди бир ретлик хәм қурамалы шашыраулардың бөлекшелердиң тарқалыуындағы салыстырмалы ролин қарауға болады. Дж.Дж.Томсонның жуўмақлары бойынша қалыңлығы t ға тең заттан өткендеги орташа ауысыу θ_t соқлығысыулар санының квадрат түбирине пропорционал хәм

$$\theta_t = \frac{3\pi b}{8R} \sqrt{\pi R^2 n t} = \frac{3\pi b}{8} \sqrt{\pi n t}$$

шамасына тең. Бул теңдиклерде n арқалы бурынғыдай атомлардың бир бирлик көлемдеги саны белгиленген.

Қурамалы шашырау болған жағдайда бөлекшениң ауысыуы φ ден үлкен болыу итималлығы p_1 диң шамасы $e^{-\varphi^2/\theta_t^2}$ шамасына тең. Демек,

$$\varphi^2 = -\frac{9\pi^3}{64} b^2 n t \ln p_1.$$

Буннан былай тек бир ретлик шашырау бар деп есаплаймыз. 3-параграфта биз φ мүйешинен үлкен мүйешке ауысыудың итималлығы p_2

$$p_2 = \frac{\pi}{4} b^2 n t \operatorname{ctg}^2 \frac{\varphi}{2}$$

шамасына тең екенлигин көрдик. Бул еки аңлатпаны салыстырып

$$p_2 \ln p_1 = -0,181 \varphi^2 \operatorname{ctg}^2 \frac{\varphi}{2}$$

теңлигин аламыз және егер φ жеткиликлі дәрежеде киши болса, онда

$$\operatorname{tg} \frac{\varphi}{e} = \frac{\varphi}{2},$$

$$p_2 \ln p_1 = -0,72$$

теңліклерине ийе боламыз. $p_2 = 0,5$ деп қабыл етип $p_1 = 24$ шамасын аламыз. Егер $p_2 = 0,2$ болса, онда $p_1 = 0,0004$.

Бул салыстырыулардың қалеген берилген аўысыўдың итималлығының қурамалы шашыраўға қарағанда бир ретлик шағылысыў ушын барлық ўақытта үлкен болатуғынлығын көрсетеди. Бөлекшелердің үлкен болмаған бөлими усы мүйеш пенен шағылысқанда бул айырма айрықша түрде сезиледи. Буннан киши қалыңлықларда атомлардың соқлығысыўы менен байланыслы болған бөлекшелердің тарқалыўы тийкарынан бир ретлик шашыраў бойынша анықланатуғынлығы келип шығады. Қурамалы шағылысыўдың шашыраған бөлекшелердің тарқалыўының туўрыланыўына өзиниң қандай да бир тәсирин тийгизетуғыны гүмансыз, бирақ оның тәсири усындай мүйеш пенен шашыраған бөлекшелердің үлеси киши болса соншама киши болады.

§ 6. Теорияны эксперимент пенен салыстырыў

Биз қарап атырған теория ушын орайлық зарядтың шамасы N_e ең әҳмийетли шама болып табылады. Хәр қыйлы атомлар ушын оның мәнисин анықлаў мақсетке муўапық болады. Буны тезликлери белгили болған α - және β -бөлекшелерин жуқа металл экранға түсирип және олардың φ және $\varphi + d\varphi$ мүйешлери арасындағы шашыраған киши бөлегин анықлаў арқалы әмелге асырыў мүмкин. Бул жерде φ арқалы аўысыў мүйеши белгиленген. Егер бул бөлек киши болса, қурамалы шашыраўдың тәсири сезилерликтей болмаўы керек. Бул бағдардағы экспериментлер өткериле баслады, бирақ усы басқышта қарап атырылған теорияның көз-қараслары бойынша α - және β -бөлекшелериниң шашыраўы бойынша баспадан шыққан мағлыўматларды талқылыў мақсетке муўапық келеди.

Биз төмендегидей мәселелерди таллаймыз.

1) α -бөлекшелериниң "Диффузиялық аўысыўы", яғный α -бөлекшелериниң үлкен мүйешлерге аўысыўы [1].

2) Диффузиялық аўысыўдың шашырататуғын атомның атомлық салмағынан ғәрезлиги [1]⁵.

3) Жуқа металл пластинка арқалы өтетуғын α -нурларының орташа шашыраўы [2].

4) Хәр қандай металлдардағы хәр қыйлы тезликлерге ийе β -нурларының шашыраўы бойынша Кроусердің тәжирийбелери [4].

1) Гейгер менен Марсденниң хәр қыйлы затлардағы α -бөлекшелериниң диффузиялық аўысыўы ҳаққындағы мақаласында [1] қалың платина пластинкасына түсетуғын радий С тәрәпинен шығарылған α -бөлекшелериниң шама менен $1/8000$ бөлегиниң кери қарай түсиў бағытында шышарайтуғынлығы көрсетилген. Бул шама

⁵ Автор тәрәпинен "шашырататуғын атом" сөзиниң орнына "радиатор" сөзи пайдаланылған. Хәзирги ўақытлары "радиатор" сөзин әдетте басқа мақсетлер ушын пайдаланатуғын болғанлықтан қарақалпақша текстте "шашырататуғын атом" сөзи пайдаланылды. Б.А.

α -бөлекшелери барлық бағытта тең өлшеулі шашырайды деген болжау менен алынған. Бақлаулар 90° қа жақын ауысыулар ушын өткерилди. Бул эксперименттиң өткерилиуі формасы дәл есаплаулар ушын толық жарамлы емес, бірақ алынған мағлыұматлар бойынша бақланған шашыраудың егер платина атомы шама менен 100e ге тең орайлық зарядқа ийе болса бақланған шашыраудың теориялық шашырауға сәйкес келетуғынлығын көрсетіуіге болады.

2) Усы мәселе бойынша өзлеринің эксперименттерде Гейгер менен Марсден бирдей шараятларда хәр қыйлы металлардың қалың пластинкаларындағы диффузиялық ауысқан α -бөлекшелеринің салыстырмалы санын келтирген. Олар алған шамалар 1-кестеде келтирилген. Z шамасы күкіртти цинктен исленген экрандағы сцинтилляциялардың саны бойынша өлшенген шашыраған бөлекшелердің салыстырмалы санына тең.

1-кесте

Металл	Атомлық салмағы	Z	$Z/A^{3/2}$
Қорғасын	207	62	208
Алтын	197	67	242
Платина	195	63	232
Қалайы	119	34	226
Гүмис	108	27	241
Мыс	64	14,5	225
Тамир	56	10,2	250
Алюминий	27	3,4	243
Орташа			233

Бир рет шашырау теориясына сәйкес, егер орайлық зарядтың шамасын атомлық салмаққа пропорционал деп болжағанда t қалыңлығы арқалы өткенде базы бир мүйешке шашыраған α бөлекшелеринің толық санының бөлегі nA^2t шамасына пропорционал. Бул жағдайда α -бөлекшелери шашырайтуғын хәм күкіртти цинк экранға тәсир ететуғын заттың қалыңлығы металдың түрине байланыслы. Брэггтің көрсеткеніндей, атомның α -бөлекшеси ушын тормозлық қәбилетлиги атомлық салмақтың квадрат түбірине пропорционал, хәр қыйлы элементлер ушын nt шамасы $1/\sqrt{A}$ шамасына пропорционал. Бул жағдайда t шамасы шашыраған α -бөлекшелери ушып шыға алатуғын ең үлкен тереңлікке сәйкес келеди. Демек, қалың пластинкадан кери бағытта шашыраған α -бөлекшелердің саны (Z шамасы) $A^{1/3}$ шамасына пропорционал, яғный $Z/A^{1/3}$ шамасы турақлы болыуы керек. Бул жуўмақты эксперимент пенен салыстырыу ушын 1-кестениң ақырғы бағанасында бул қатнастар келтирилген. Эксперименттердің қыйыншылықтарын есапқа алғанда теория менен эксперимент арасындағы сәйкесликті жүдә жақсы деп есаплауға болады⁶.

α -бөлекшелеринің бир ретлик үлкен шашырауы α -бөлекшелери ушын Брэггтің ионизациялық иймеклигинің формасына сөзсиз тәсир етеди. Бул үлкен шашырау қубылысы α -бөлекшелери үлкен атомлық салмаққа ийе болған экранды кесип өткенде сезилиуі керек, бірақ киши атомлық салмаққа ийе атомлар ушын ондай қубылыс сезилмейди.

3) Сцинтилляция усылының жәрдемінде Гейгер металл фольга арқалы өткендегі α -бөлекшелеринің шашырауын муқиятлы түрде өлшеди хәм белгили қалыңлықтағы хәр қыйлы затлардан өткендегі α -бөлекшелеринің ауысыуының ең итимал болған мүйешти анықлады. Дерек сыпатында бир текли α -нурларының дәстеси алынды. Фольга арқалы өтиудің барысындағы хәр қыйлы мүйешлерге шашыраған α -бөлекшелеринің саны тиккелей анықланды. Бөлекшелердің

⁶ Бул есаплауда атом менен соқлығысқандағы тезликтің өзгериси есапқа алынбады.

максималлық саны шашырайтуғын мүйеш ең итимал болған мүйеш деп есапланды. Ең итимал шашырау мүйешинің заттың қалыңлығынан ғәрезлиги анықланды. Бирақ бул мағлыұматлар бойынша есаплаулар α -бөлекшелеринің тезликлеринің өзгеріуіне байланысly қандай да дәрежеде бираз қурамаласады. [2] мақалада келтирилген α -бөлекшелеринің тарқалыуының иймеклигин үйрениу бөлекшелердің ярымы шашырайтуғын мүйештің ең итимал мүйештен 20 % ке үлкен екенлигин көрсетеди.

Бизлер барлық бөлекшелердің жартысындай бөлекшелердің берилген мүйеште шашыраған жағдайда қурамалы шашыраудың әхмийетке ийе болатуғынлығын көрген едик. Усындай жағдайларда да шашыраудың хәр бир түринің қосатуғын үлесин айырыу қыйын болады. Шама менен бақалаудың былайынша ислениуі мүмкин: қурамалы хәм бир ретлик шашыраудың итималлықлары p_1 менен p_2 арасындағы қатнас (§ 5 ти қараңыз)

$$p_2 \ln p_1 = -0,721$$

аңлатпасының жәрдемінде анықланады. Бул эффектлердің бир ўақыттағы тәсиринің итималлығы q дың биринши жақынласыуда былайынша есапланыуы мүмкин:

$$q = (p_1^2 + p_2^2)^{1/2}.$$

Егер $q = 0,5$ болса, онда буннан

$$p_1 = 0,2 \text{ хәм } p_2 = 0,46$$

келип шығады.

Биз ϕ дан үлкен мүйешке бир ретлик аўысыудың итималлығының

$$p_2 = \frac{\pi}{4} n t b^2 \operatorname{ctg}^2 \frac{\phi}{2}$$

шамасына тең екенлигин көрдик. Биз қарап атырған экспериментлерде ϕ салыстырмалы киши болғанлықтан

$$\frac{\pi \sqrt{p_2}}{\sqrt{\pi n t}} = b = \frac{2 N e E}{m u^2}$$

теңликлерине ийе боламыз.

Гейгер қалыңлығы тормозлық қәбилетлиги бойынша 0,76 см ҳаўаның тормозлық қәбилетлигине эквивалент болған алтын фольга арқалы α -нурларының өтиуіндеги шашыраудың ең итимал мүйешинің $1^{\circ}40'$ қа тең екенлигин көрсетти. Демек, α -бөлекшесинің ярымы бурылатуғын ϕ мүйешинің мәниси шама менен 2° қа тең екен; $t = 0,00077$ см; $n = 6,07 \cdot 10^{22}$ хәм (орташа шама) $= 1,8 \cdot 10^9$; $E/m = 1,5 \cdot 10^{14}$ эл.-стат. бирл.; $e = 4,65 \cdot 10^{-10}$.

Бир ретлик шашыраудың илималлығының итималлығын 0,46 ға тең деп қабыл етип, бул шаманы формулаға қойып алтын ушын $N = 97$ шамасын аламыз. Гейгердің тапқанындай, 2,12 см ҳаўаның тормозлық қәбилетлигине эквивалент болған алтын пластинканың қалыңлығы ушын ең итимал мүйеш $3^{\circ}40'$ қа тең. Бул жағдайда $t = 0,00047$ см; $\phi = 4^{\circ},4$; орташа $u = 1,7 \cdot 10^9$, ал $N = 114$.

Гейгер атомдағы ең итимал аўысыу мүйешинің мәнисинің шама менен атомлық салмаққа пропорционал екенлигин көрсетти. Демек, хәр қыйлы атомлар ушын N шамасы олардың атомлық салмағына, ең болмағанда алтын менен алюминийдің арасындағы атомлық салмақлардың диапазонында, пропорционал болыуы керек.

Алтын менен алюминийдің атомлық салмақлары дерлик бирдей болғанлықтан, бундай таллаулардан алтындағы α -бөлекшелеринің диффузиялық шашырауының мәниси сыяқлы α -нурларының дәстесинің алтын фольгадан өткендеги шашырауының киши мүйешинің шамасы да, егер алтынның орайлық заряды шама менен 100 е ге тең болатуғын болса, онда бир ретлик шашырау гипотезасы бойынша түсиндирилетуғынлығы келип шығады.

4) Енди ҳәр қыйлы затлардағы ҳәр қыйлы тезликлерге ийе β -бөлекшелериниң шашыраўын изертлеў бойынша орынланған Кроусердиң экспериментлериниң нәтийжелериниң бир ретлик шашыраў теориясының тийкарында түсиндирилиўиниң мүмкин екенлигин көремиз. Бул теория бойынша ϕ мүйешинен үлкен мүйешлерге бурылатуғын α бөлекшелериниң бөлими p

$$p = \frac{\pi}{4} ntb^2 \operatorname{ctg}^2 \frac{\phi}{2}$$

формуласының жәрдемінде есапланады. Кроусердиң тәжирийбелериниң көпшилигинде ϕ жеткиликли дәрежеде киши, сонлықтан $\operatorname{tg} \frac{\phi}{2}$ шамасын үлкен қәтеликлерсиз $\frac{\phi}{2}$ ниң өзине тең болады деп есаплаўға болады. Демек, егер $p = \frac{1}{2}$ теңлиги орынланатуғын болса, онда $\phi^2 = 2\pi ntb^2$.

Бизлердиң жоқарыда көргенимиздей, қурамалы шашыраў теориясы бойынша бөлекшелердиң аўысыўы ϕ ден үлкен болыўының итималлығы p_1 мынаған тең:

$$\frac{\phi^2}{\ln p_1} = -\frac{9\pi^3}{64} ntb^2.$$

Кроусердиң экспериментлеринде заттың қалыңлығы болған t шамасы $p_1 = \frac{1}{2}$ болғандай етип анықланды. Сонлықтан

$$\phi^2 = 0,96\pi ntb^2.$$

Демек, $p_1 = \frac{1}{2}$ итималлығы ушын бир ретлик ҳәм қурамалы шашыраўлардың теориясы бир формуланы береді ҳәм олар бир биринен тек константаның мәниси бойынша ғана айрылады. Кроусер тәрәпинен экспериментлерде тексерилген Дж.Дж.Томсонның қурамалы шашыраў теориясының бир ретлик шешарыў теориясында да дурыс екенлиги түсиникли.

Мысалы, егер t_m арқалы барлық бөлекшелер ϕ мүйешине шашырайтуғын қалыңлық болса, онда, Кроусердиң көрсеткениндей, ϕ диң белгилеп алынған мәниси ушын берилген зат ушын $\phi/\sqrt{t_m}$ ҳәм $\frac{mu^2}{E}\sqrt{t_m}$ шамалары берилген зат ушын турақлы. Бул жуўмақлар бир ретлик шашыраў теориясы бойынша да дурыс. Формасы бойынша уқсас болып көринсе де бул еки теория фундаменталлық жақтан ҳәр қыйлы. Бир жағдайда бақланатуғын эффектлер киши аўысыўлардың қосынды тәсиринде, ал екинши жағдайда болса, болжаў бойынша, бир ретлик соқлығысыўлардың нәтийжеси. ϕ мүйешинен үлкен мүйешлерге аўысыўдың итималлығы киши болған жағдайда бул еки теория бойынша шашыраған бөлекшелердиң тарқалыўы пүткиллей ҳәр қыйлы.

Бизлер Гейгердиң α -бөлекшелериниң ҳәр қыйлы мүйешлерде шашыраўының тарқалыўының бир ретлик шашыраў теориясына жақсы сәйкес келетуғынлығын ҳәм бул тарқалыўды қурамалы шашыраў теориясының жәрдемінде түсиндириўдиң мүмкин емес екенлигин көрдик. α - ҳәм β -бөлекшелердиң шашыраў нызамларының бир бирине жүдә усайды деп есаплаўға жақсы тийкар болғанлықтан, шашыраған β -бөлекшелердиң тарқалыў нызамы затлардың киши қалыңлығында шашыраған α -бөлекшелериниң тарқалыў нызамындай болыўы керек. Көпшилик жағдайларда α -бөлекшелери ушын mu^2/E шамасы α -бөлекшелериниң сәйкес шамасынан әдеўир киши, сонлықтан берилген қалыңлықтан өтиўдеги β -бөлекшелериниң бир ретлик үлкен аўысыўларының итималлығы α -бөлекшелери ушын алынған итималлықтан әдеўир үлкен. Бир ретлик шашыраў теориясы бойынша белгили бир мүйешке аўысатуғын бөлекшелердиң улыўма санының бөлими kt ға пропорционал (бул көбеймеде болжаў бойынша t киши қалыңлық, k -константа) болғанлықтан, усындай мүйешке бурылмаған бөлекшелердиң саны $1 - kt$ шамасына пропорционал. Дж.Дж.Томсонның қурамалы шашыраў теориясының тийкарында ϕ мүйешинен киши мүйешлерге бурылыўдың итималлығының $1 - e^{-\mu/t}$ ға пропорционал

екенлигин аламыз. Бул аңлатпадағы μ шамасы қәлеген берилген φ мүйеши ушын турақлы шама.

Соңғы формуланың дурыслығы Кроусер тәрәпинен электр усылының жәрдеминде шашыратыушы зат пенен 36° лық мүйеш жасайтуғын дөңгелек тесик арқалы өткен шашыраған β -нурларының I/I_0 бөлимлерин өлшеу жолы менен тексерилди. Егер

$$\frac{I}{I_0} = 1 - e^{-\mu/t}$$

теңлиги орынланатуғын болса, онда дәслеп t ның өсиуі менен жүдә әстелик пенен киширейіуі керек.

Шашыратыушы зат сыпатында алюминийди пайдаланып Кроусер t ның киши мәнислеринде I/I_0 диң өзгериуінің теория менен жақсы сәйкес келетуғынлығын тапты. Бирақ, α -нурларын пайдаланғанда сөзсиз орын алатуғын бир ретлик шашырауларда I/I_0 диң t дан ғәрезлиги дәслепки стадияларда сызықлы болыуы керек. β -нурларының шашырауы бойынша өткерилген Марсденнің тәжирийбелери [6] алюминийдің Кроусер пайдаланған сондай киши қалыңлықларында өткерилмеген болса да, бундай жуумақты әлбетте тастыйықлайды. Бул мәселениң маңызлы екенлигин есапқа алып сәйкес экспериментлерди дауам етиу мақсетке мууапық келеди.

Кроусер тәрәпинен келтирилген хәр қандай элементлер хәм тезлиги $2,68 \cdot 10^{10}$ см/сек болған β -нурлары ушын $\varphi/\sqrt{t_m}$ ниң мәнислериниң тийкарында бир ретлик шашырау теориясы бойынша орайлық зарядтың шамасының есапланыуы мүмкин. α -бөлекшелерин изертлегендеги жағдайдағыдай $\varphi/\sqrt{t_m}$ шамасының берилген мәниси ушын бир ретлик шашыраудағы φ мүйешинен үлкен мүйешке бурылған β -бөлекшесиниң бөлими 0,5 тиң орына 0,46 ға тең. 2-кестеде Краусердің нәтийжелери бойынша есапланған N ниң мәнислери келтирилген.

2-кесте

Элемент	Атомлық салмақ	$\varphi/\sqrt{t_m}$	N
Алюминий	27	4,25	22
Мыс	63,2	10,0	42
Гүмис	108	15,4	78
Платина	194	29,0	138

α -нурларының шашырауының нәтийжелери тийкарында алтын ушын N : 97 хәм 114 шамаларына тең еки мәнистің алынғанлығын еске түсірип өтеміз. Бул санлар атомлық салмағы алтынның атомлық салмағынан дерлик айырмасы жоқ платина ушын келтирилген (138) саннан әдеуір киши. Эксперименталлық мағлыұматлар бойынша өткерилген есаплаулардағы анықсызлықларды инабатқа алып усы сәйкесликті тезликлери менен массалары арасында үлкен айырманың болыуына қарамастан α - хәм β -нурлары ушын бирдей шашырау нызамлардың дурыс екенлигиниң айқын дәлили болып табылады деп есаплау мүмкин.

α -бөлекшелерин қараған жағдайдағыдай, N ниң мәниси барлық уақытта β -бөлекшелериниң үлкен мүйешлерге шашыраған киши бөлимин берилген қәлеген элемент бойынша өлшеу арқалы анықланыуы керек. Бундай жағдайда бир киши шашырау бойынша мүмкин болған қәтелерден қутыламыз.

α -нурларын изертлегендеги сыяқлы, β -нурларының шашырауы бойынша алынған мағлыұматлар атомдағы орайлық зарядтың шама менен атомлық салмаққа пропорционал екенлигин көрсетеди. Бул Шмидтің эксперименталлық жуумақлары менен сәйкес келеди [7]. Өзиниң абсорбция теориясында ол заттың жуқа қатламы

арқалы өткенде бөлекшелердің үлкен емес бөлімінің (α) иркилип қалатуғынлығын, ал үлкен емес және бір бөлімінің (β) аұысатуғынлығын ямаса түсиў бағытында кери қарай шашырайтуғынлығын болжады. Хәр қыйлы элементлердің жутыў иймекликлерин салыстырып, Шмидт хәр қыйлы элементлер ушын β константасының nA^2 қа пропорционал деген жуўмаққа келди, бул аңлатпада n көлем бирлигиндеги атомлар саны, ал A – элементтиң атомлық салмағы. Егер атомның орайлық заряды оның атомлық салмағына пропорционал болатуғын болса усы қатнас атап айтқанда бир ретлик шашыраў теориясынан да келип шығады.

§ 7. Улыўмалық ойлар

Бул мақалада баянланған теорияны эксперименталлық нәтийжелер менен салыстырғанда атом ноқатта концентрацияланған орайлық зарядтан турады хәм α -хәм β -бөлекшериниң бир ретлик шашыраўлары тийкарынан бөлекше өтетуғын күшли орайлық майданның тәсиринде жүзеге келеди деп болжанды. Тең болған, бирақ белгиси бойынша қарама-қарсы болған болжаў бойынша сфераның ишинде тең өлшеўли тарқалған компенсациялаўшы зарядтың тәсирин биз есапқа алмадық.

Бул болжаўды қоллап-қуўатлайтуғын базы бир мағлыўматларды қысқаша қарап өтемиз. Анықлық ушын α -бөлекшениң N электронның компенсациялаўшы заряды менен қоршалған орайлық оң Ne зарядына ийе атом арқалы өтиўин қараймыз. α -бөлекшелериниң массасының, импульсиниң хәм кинетикалық энергиясының тез қозғалатуғын электронның сәйкес шамаларынан әдеўир үлкен екенлигин есте тутып динамиканың көз-қараслары бойынша α -бөлекшелериниң қаншама тез қозғалса да хәм электрлик күшлердің тәсиринде усланып турған болса да, электронға жақын келгенде үлкен мүйешке бурылыўын мүмкин емес деп есаплаў мүмкин емес болып көринеди. Бундай жағдайда бир ретлик аұысыўлардың итималлығы нолге тең болмаса да орайлық зарядтағы шашыраўға салыстырғанда жүдә киши болады деп болжаў ақылға муўапық келеди.

Орайлық зарядтың өлшемлери ҳаққындағы мәселени бар болған эксперименталлық мағлыўматлардың қанша шеше алатуғынлығын тексеріў қызықлы. Мысалы, мейли орайлық заряд сондай көлемде тарқалған N дана бирлик зарядтан турады хәм үлкен бир ретлик аұысыўлар усы зарядлар пайда еткен сыртқы майданның тәсиринде емес, ал тийкарынан қурамлық зарядлардың тәсиринде, жүзеге келеди. § 3 те α -бөлекшелериниң үлкен мүйешлерге шашыраған бөлегиниң $(NeE)^2$ шамасына пропорционал екенлиги көрсетилди, бул жерде Ne – ноқатта топланған орайлық заряд, ал E аұысқан бөлекшениң заряды. Бирақ, егер, бул зарядлар айырым ноқатларда жайласқан болса, онда берилген мүйешке шашыраған α -бөлекшелериниң бөлими $(NeE)^2$ шамасына емес, ал Ne^2 шамасына пропорционал болған болар еди. Бул есапта қурамлық бөлекшелердің массалары есапқа алынбады хәм тек электр майданының тәсири есапқа алынды.

Алтын ушын орайлық зарядтың шамасының 100 ге тең екенлиги көрсетилди, сонлықтан тап усундай шашыраған бөлекшелердің бөлімінің үлкен мүйешке бир ретлик шашыраўын дәретиў ушын тарқалған зарядтың шамасы 10 000 ға тең болған болар еди. Бундай шараятларда қурамлық бөлекшелердің массасы α -бөлекшелериниң массасынан киши болыўы керек хәм үлкен бир ретлик аұысыўларды алыўда дәрхал қыйыншылықлар пайда болады. Усының менен бирге, зарядтың сондай болған үлкен тарқалыўында бир ретлик шашыраўдың тутқан орнынан қурамалы шашыраўдың тутқан орны әхмийетлирек болған болар еди. Мысалы, жуқа алтын фольга арқалы өтетуғын α -бөлекшелериниң итимал болған киши аұысыў мүйешиниң шамасы Гейгер тәрәпинен өткерилген экспериментлерде алынған шамаға салыстырғанда әдеўир үлкен болған болар еди (қараңыз § 6, 2- хәм3-

пунктлер). Демек, үлкен хәм киши мүйешлерге шашыраўды бирдей зарядқа ийе болған орайлық заряд ҳаққындағы болжаўдың тийкарында түсиндириўге болмайды екен.

Мағлыўматларды пүтини менен қарағанда, көринип турғанындай, атомды жүдә киши көлемде тарқалған орайлық зарядқа ийе хәм үлкен бир ретлик аўысыўлардың барлығы да сол орайлық заряд пенен байланысly, ал оның қурамлық бөлеклери менен байланысly емес деген болжаў ең әпиўайы болжаў болып табылады. Бирақ, соның менен бир ўақытта орайдан қандай да бир қашықлықларда жайласқан жолдаслар түриндеги оң зарядлардың бар екенлигин бийкарлай алатуғын эксперименталлық мағлыўматлар жеткилики емес. Бундай көз-қараслардың дурыслығының дәлилин α - хәм β -бөлекшелериниң үлкен аўысыўын түсиндириў ушын талап етилетуғынлығын ямаса талап етилмейтуғынлығын тексериў жолы менен алыў мүмкин; үлкен аўысыўдың орын алыўы ушын α -бөлекшелери орташа тезликке ийе β -бөлекшелерине қарағанда атомның орайына жақынырақ келиўи керек. Бар мағлыўматлар алюминийден салмақлы болған атомлар ушын орайлық зарядтың муғдарының шама менен атомлық салмаққа пропорционал болыўының керек екенлигин көрсетеди. Усындай әпиўайы қатнастың жеңил атомлар ушын да дурыс ямаса дурыс емес екенлигин экспериментлерде тексериў жүдә қызық. Аўыстыратуғын атомның массасы (мысалы, водородтың, гелийдиң, литийдиң) α -бөлекшесиниң массасынан жүдә үлкен айырмаға ийе болмаған жағдайларда көп рет болатуғын шашыраў теориясы модификацияны талап етеди, себеби атомлардың өзлериниң қозғалысын есапқа алыў зәрүрлиги пайда болады (§ 4 ке қараңыз).

Нагаоканың [8] математикалық жоллар менен оның болжаўы бойынша орайлық тартыўшы массадан хәм оны қоршаған сақыйна бойынша айланыўшы электронлардан туратуғын "Сатурний" атомын қарады. Егер тартылыс күши үлкен болса, бундай системаның орнықты болатуғынлығын көрсетти. Диск ямаса сфера түриндеги атомның қаралыўынан ғәрезсиз, бул мақалада баянланған үлкен аўысыў көз-қарасты әмелий жақтан өзгериске ушырамаўы керек. Егер алтын атомы хәр қайсысы 2e зарядқа ийе 49 дана гелий атомынан туратуғын болса, онда алтын атомы ушын табылған орайлық зарядтың жуўық мәниси (100e) бул мәниске шама менен сәйкес келеди. Мүмкин, бул тек сәйкес келиў шығар, бирақ ол радиоактив атомлар тәрәпинен еки зарядқа ийе гелий атомларын шағарылатуғынлығы көз-қарасы бойынша жүдә қызық. Усы ўақытқа шекем талқыланған жуўмақлар орайлық зарядтың белгисинен ғәрезли болған жоқ хәм ҳәзирге шекем зарядтың белгиси ҳаққындағы мәселени шешиўге мүмкиншилик беретугын анық мағлыўматлар алынған жоқ. мүмкин, белги ҳаққындағы мәселе β -бөлекшесиниң жутылыў нызамындағы айырманы изертлеў арқалы шешилетуғын шығар. Себеби, нурландырыўдың есабынан β -бөлекшелериниң тезлигиниң киширейтиўи терис орайға қарағанда оң орайды көбирек сезиледи. Егер орайлық заряд оң болса, онда аўыр ядроның орайынан шығатуғын оң зарядланған массаның электр майданы арқалы өткенде үлкен тезликке ийе болатуғынлығын аңсат сезиўге болады. Демек, α -бөлекшелерин дәслеппен-ақ атомның ишинде үлкен тезликке ийе болды деп есапламай, олардың шығарылғанда үлкен тезликке ийе болатуғынлығын түсиндириў мүмкин болады.

Бул теорияның анаў ямаса мынаў мәселеге пайдаланылыўының буннан кейинги талланыўын теорияның тийкарғы жуўмақлары экспериментте тексерилгенге шекем келеси мақалаға калдырамыз. Бул бағдардағы экспериментлер Гейгер хәм Марсден тәрәпинен өткерилмекте.

Манчестер университети, 1911-жыл апрель.

ӘДЕБИЯТ

1. Geiger Я., Marsden E. Proc. Roy. Soc. A, 1909, 82, 495.
2. Geiger Я. Proc. Roy. Soc. A, 1910, 83, 492.
3. Thomson J. J. Cambridge Liter, and Philos. Soc, 1910, 25, pt 5.
4. Crowther J. Proc. Roy. Soc. A, 1910, 84, 226.
5. Geiger Я. Manchester Liter, and Philos. Soc, 1910.
6. Marsden E. Philos. Mag., 1909, 18, 909.
7. Schmidt H. Ann. Phys., 1907, 4, 23, 671.
8. Nagaoka. Philos. Mag., 1904, 7, 445.