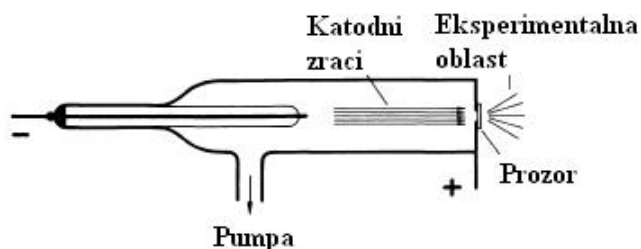


4. Jezgro atoma

4.1. Prolazak elektrona kroz materiju

Počevši od 1890., Lenard je proučavao slabljenje elektronskih snopova koji prolaze kroz materiju. Ovo slabljenje može da ima dva uzroka: elektroni mogu da gube svoju energiju ekscitujući i jonizujući atome, ili se mogu elastično rasejavati i tako menjati pravac kretanja pri tome napuštajući snop. Lenard je proizvodio snopove pomoću katodne zračne cevi. Danas se termojonska emisija koristi kao izvor elektrona



Slika 4.1. Šema Lenardove x zračne cevi. Katodni zraci prolaze kroz tanku foliju – Lenardov prozor – u okolni vazduh, ekscitujući ga, proizvode fluorescenciju

Važan rezultat se može dobiti iz kvalitativnog eksperimenta ilustrovanog na slici 4.1; ako se gasna cev koja se koristi za proizvodnju katodnih zraka zatvori krajnje tankom aluminijumskom folijom može se opaziti da elektroni iz snopa katodnih zraka prolaze kroz foliju. Oni ekscituju vazduh na rastojanju nekoliko santimetara izvan cevi, što daje crvenkasto svetljenje, i može se detektovati nekoliko cm od kraja cevi fluorescentnim ekranom. Aluminijumski prozor ovog tipa, sa debljinom $5 \cdot 10^{-4}$ cm se naziva Lenardov prozor. Ovi eksperimenti su dali vidljivi dokaz da elektroni mogu da prodru nekih 10 000 atomskih slojeva kao i nekoliko cm vazduha na normalnim uslovima. Pod pretpostavkom da je atom nepropustljiv za elektron, rasejanje elektrona vazduhom bi se dešavalo na dužini reda srednjeg slobodnog puta (iz kinetičke teorije) tj. na rastojanju od 10^{-5} cm.

Iz ovakvih kvalitativnih eksperimenta, sledi da je presek interakcije za sudar elektrona i atoma u gasu u cevi za pražnjenje, mali u poredjenju sa presekom sudara izmedju dva atoma.

Za kvantitativno određivanje preseka interakcije izmedju elektrona i atoma, može se koristiti uređaj sličan onom na Sl. 4.1., gde katodni zrak prolazi kroz Lenardov prozor u rasejavajuću komoru. U komori, elektronska struja se meri pošto je snop prošao kroz gasnu atmosferu poznate kompozicije i gustine. Sudari elektrona sa atomima u foliji se takodje mogu proučavati; za ovu svrhu eksperimentalni parametri (debljina folije, materijal folije, pritisak i gradja gasa, i rastojanje izmedju folije i detektora elektrona) se mogu menjati. Presek interakcije se dobija iz količnika incidentnog I_0 i prenetog intenziteta snopa preko jednačine izvedene ranije (2.22)

$$I(x) = I_0 e^{-\alpha x} \quad (4.1)$$

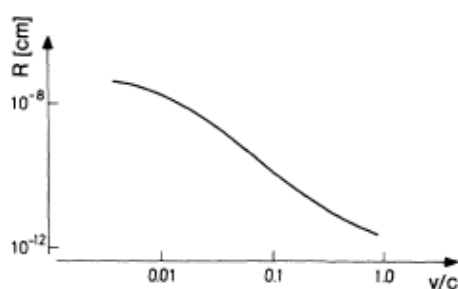
gde je x debljina rasejavajućeg sloja. Može se pokazati da je

-Apsorbujući ili rasejavajući koeficijent α je proporcionalan pritisku u rasejavajućoj komori. Ovo je u skladu sa definicijom ukupnog preseka interakcije

datog ranije, koji je suma parcijalnih preseka $\alpha = \sum_{i=1}^n \sigma_i$, pošto je za identične

rasejavajuće čestice $\alpha = \sigma n$, tj. suma svih interakcionih preseka po jedinici zapremine, gde je n broj čestica po jedinici zapremine i proporcionalan je sa pritiskom gasa.

- U folijama i u gasovima, nezavisno od agregatnog stanja materije (faze) i od pojedinačnih osobina materije, za datu elektronsku brzinu je nadjeno da je $\alpha/\rho = \text{constant}$, tj. interakcioni presek je proporcionala gustini ρ rasejavajuće materije.
- Povećanjem brzine elektrona, količnik α/ρ jako opada (Sl. 4.2).



Slika 4.2. Kvalitativno ponašanje preseka interakcije atoma gasa i elektrona kao funkcija brzine elektrona. Sudarni radijus, R , koji je povezan sa presekom σ preko $\pi R^2 = \sigma$ (Sekcija 2.4.2) je predstavljen u zavisnosti od količnika v/c brzine elektrona i brzine svetlosti

Na slici 4.2 sudarni radijusi su izračunati iz merenih preseka interakcije i predstavljeni kao funkcija energije elektrona. Za vrlo brze elektrone, atomi su za faktor 10^8 puta prozirniji nego za spore elektrone. Eksperiment dovodi do sledećeg zaključka; samo mali deo zapremine atoma je nepropustljiv za brze elektrone, ili, kako se izrazio Lenard- unutrašnjost atoma je prazna kao i međuplanetarni prostor.

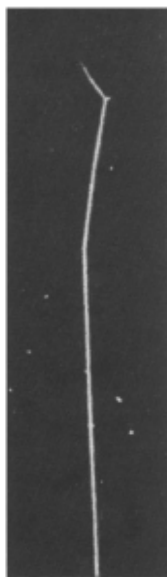
Na prvi pogled samo se opšti zaključak može izvući iz ovog rezultata, a to je da su masa i naelektrisanje atoma raspoređeni na neki "grudvasti" način, a ne na neki ravnomeran - pravilan način. Analogija sa solarnim sistemom je bila privlačna. Danas znamo da se spori elektroni rasejavaju od atomskog elektronskog oblaka, dok se brzi elektroni rasejavaju samo na jezgru atoma.

Shvatanje da postoji jedno malo jezgro, koje sadrži celokupno pozitivno naelektrisanje i skoro celokupnu masu atoma, potiče iz istraživanja Raderforda, koji je koristio rasejanje alfa česica u materiji.

4.2. Prolazak alfa čestica kroz materiju (Raderfordovo rasejanje)

Neka radioaktivna jezgra emituju alfa čestice. To je dvostruko jonizovan atom helijuma, tj. jezgro atoma helijuma ${}^4_2\text{He}^{2+}$ sa velikom kinetičkom energijom. One se mogu detektovati preko jonizacije vazduha u magličastoj komori (cloud chamber); alfa čestice energije 5 MeV imaju domet 3.5 cm u vazduhu na normalnim uslovima. Na ovom rastojanju, one gube svoju inicijalnu energiju jonizujući i ekscitujući molekule vazduha. Kako je srednji slobodni put atoma ili molekula, izračunat iz kinetičke teorije gasova oko 10^{-5} cm, vidimo da alfa čestica može da prodre i prodje kroz hiljade atoma ($3.5 \text{ cm}/10^{-5} \approx 3.5 \cdot 10^5$ atoma) bez značajnog skretanja sa pravca

prave putanje. Slike iz magličastih komora prikazuju da je putanja alfa čestica najvećim delom prava; tek blizu kraja traga, kada je čestica izgubila najveći deo svoje kinetičke energije i kreće se sporo, moguće je opaziti veća skretanja od pravolinijske putanje (Sl. 4.3.) Druga mogućnost za opažanje putanja alfa čestica je pomoću spintariskopa ili scintilacionih detektora (Sl. 2.16 i 2.17). Koristeći scintilacione detektore, Geiger i Masden su proučavali rasejanje alfa čestica u materiji, koje ćemo ovde tretirati detaljni.



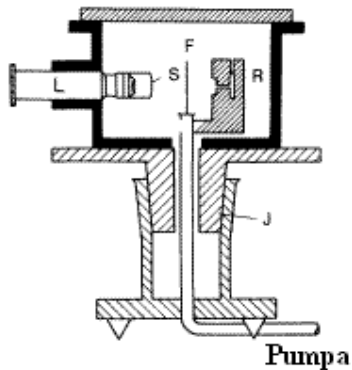
Slika 4.3. Fotografija traga alfa čestice dobijena iz maglene Wilson ove komore. Čestica prolazi nekoliko cm u vazduhu bez značajnijeg skretanja. Na kraju traga, vidimo dva skretanja. Pri drugom skretanju može se videti kratak trag uzmaknutog jezgra mete, koje je ubrzano udesno usled sudara. (Iz W. Finkelburg. Einführung in die Atomphysik. 11, 12th izdanje Springer, 1976, Slika 3)

4.2.2. Rasejavanje alfa čestica na folijama

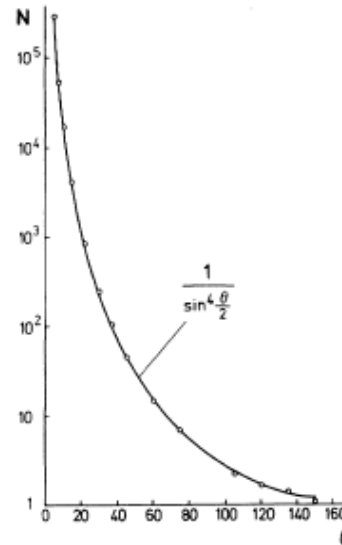
Da bi se kvantitativno proučavao presek interakcije za sudare između alfa čestica i atoma, Rutherford i saradnici su koristili sledeći eksperimentalni uređaj (Slika 4.4);

Alfa čestice koje su emitovane prirodnim radioaktivnim materijalom R, prolaze kroz kolimator i pogađaju tanku metalnu foliju F. Preneseni intenzitet alfa čestica je određivan na scintilacionom ekranu, S, posmatran kroz sočivo L. Nasuprot određivanju preseka interakcije opisanom ranije, u Rutherford –ovom eksperimentu intenzitet direktno prenetih alfa čestica nije bio glavni cilj istraživanja; umesto toga određivana je zavisnost intenziteta rasejanih čestica od ugla rasejanja θ . θ je ugao između pravca incidentnog snopa i pravca skretanja (Fig. 4.7). Eksperimenti rasejanja ovog tipa su postali jedno od najvažnijih orudja u nuklearnoj fizici. Tipičan eksperiment doneo je rezultate kao na slici 4.5.

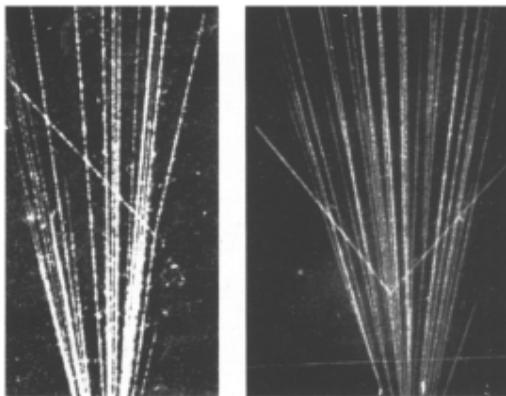
Intenzitet rasejanog snopa opada jako sa porastom ugla rasejanja. Ugaona zavisnost je dobro opisana sa $\sin^4\theta/2$. Na velikim uglovima rasejanja opaža se odstupanje od ove zavisnosti; ovo anomalno Rutherfordovo rasejanje ćemo tretirati u Sekciji 4.2.4.



Slika 4.4. Eksperimentalni setup za proučavanje Rutherfordovog rasejanja: alfa čestice iz radioaktivnog izvora R se rasejavaju na foliji F. Svetlosni bljesak proizveden na scintilacionom ekranu se opaža kroz teleskop L. Komora se može vakumirati i sočivo L se može okretati oko ose folije pomoću veze J.



Slika 4.5. Grafička prezentacija eksperimentalnih rezultata Geigera i Marsdena za Rutherfordovo rasejanje alfa čestica na folijama od zlata. Jačina rasejanja N , je nacrtana kao funkcija ugla rasejanja θ . Linija predstavlja teorijsku funkciju za Kulonovo rasejanje.



Slika 4.6. Fotografije alfa čestica iz maglenih komora. Mogu se videti sudarni procesi sa atomima gasa u komori; levo, gas u komori je vodonik, desno, helijum. U vodoniku alfa čestica je samo malo skrenuta sa pravolinijskog traga, dok je jezgro vodonične mete uzmaknulo znatno u levo. U helijumu, ugao između traga alfa čestice i uzmaknutog jezgra posle sudara je 90° , jer su čestice iste mase. Iz H. Hellwege: *Einführung in die Physik der Atome. Heidelberger Taschenbucher, Vol 2, 4th izdanje, Springer, Berlin, 1974,*

Opaženo je dalje da se rasejanje događa i na vrlo velikim uglovima. Može se zaključiti da ovo ne potiče od višestrukog rasejanja; rasejanje alfa čestica na uglovima većim od 90° na helijumovim atomima se moglo videti direktno u magličastim komorama.

Kvantitativno objašnjenje ovih rezultata može biti dato pomoću Rutherfordovog modela atoma (1911). Ovaj model tvrdi da:

-Atomi imaju jezgro poluprečnika oko 10^{-12} cm. Jezgro sadrži skoro celokupnu masu atoma. Sudar između alfa čestice i mnogo lakšeg atomskog elektrona ne izaziva merljivo skretanje alfa čestice sa njene originalne putanje.

-Atomsko jezgro ima pozitivno naelektrisanje Ze , gde je Z položaj elementa u periodnoj tablici

-Oko pozitivno naelektrisanog jezgra postoji Kulonovo polje koje se menja sa rastojanjem kao

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze}{r^2} \frac{\vec{r}}{r} \quad (4.2)$$

4.2.3. Izvodjenje Rutherford ove formule za rasejanje

Prethodni model vodi do Rutherford- ove rasejavajuće formule (4.20), ako se u obzir uzme samo Kulonovo odbijanje izmedju naelektrisanja jezgra i alfa čestice. Koristeći ovaj model, izračunaćemo zavisnost verovatnoće rasejanja od ugla skretanja u dva koraka; prvi, za događaj jednostrukog rasejanja odredićemo zavisnost ugla skretanja od *udarnog parametra* b , koji je jednak rastojanju najvećeg približenja alfa čestice jezgru meti, pretpostavljajući da nema skretanja (vidi Sl. 4.7). Videćemo da postoji jedinstvena- jednoznačna relacija izmedju udarnog parametra b i ugla skretanja. Drugo, izvršićemo usrednjavanje preko svih mogućih udarnih parametara, jer je nemoguće da se prati jedna jedina alfa čestica na svom putu kroz metu-foliju, već se u eksperimentu opaža rasejanje mnogo alfa čestica. Višestruko rasejanje neće biti razmatrano; za eksperiment ovo znači da je meta folija dovoljno tanka da se svaka alfa čestica raseje samo jednom pri prolasku kroz metu.

S ciljem računanja putanje čestice podsetimo se kretanja planeta pod uticajem privlačnog gravitacionog polja. Efektivna sila je proporcionalna sa $1/r^2$, gde je r rastojanje izmedju sunca i planete. U ovakvim slučajevima moguće su eliptične, parabolične ili hiperbolične orbite.

Pošto Kulonova sila ima istu zavisnost od rastojanja, r , kao i gravitaciona sila, računanje orbita poznato u nebeskoj mehanici se ovde može direktno primeniti. Pored toga, kako je Kulonova sila (u ovom slučaju izmedju naelektrisana istog znaka) odbojna, moguće su samo hiperbolične putanje. Želimo da odredimo vezu izmedju ugla rasejanja θ i sudarnog parametra b (Sl. 4.7). Čestica u tački A je još uvek daleko od jezgra i ima brzinu v_0 . Ako ne bi skrenula, prošla bi pored jezgra na rastojanju b . Izmedju alfa čestice i jezgra, postoji Kulonova odbojna sila F

$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2Ze^2}{r^2} \frac{\vec{r}}{r} \quad (4.2a)$$

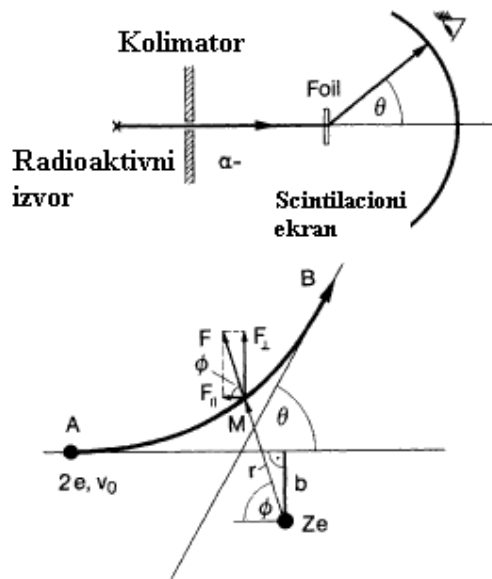
gde je Ze naelektrisanje jezgra, e je elementarno naelektrisanje, ϵ_0 je dielektrična konstanta vakuuma, r je rastojanje izmedju jezgra i alfa čestice.

Pretpostavimo da je čestica dospela do tačke M na svojoj orbiti i izrazimo silu koja deluje preko dve komponente

$$F_{\perp} = F \sin \phi \quad \text{normalna na incidentni pravac} \quad (4.3)$$

$$F_p = F \cos \phi \quad \text{antiparalelno originalnom pravcu} \quad (4.4)$$

Φ je ugao izmedju horizontale (tj. pravca incidentnog snopa) i radijus vektora r trenutnog položaja čestice.



Slika 4.7. Rutherford-ovo rasejanje. Gornji deo: šematska ilustracija eksperimentalnog uređaja. Donji deo: geometrijski model računanja. Alfa čestica je skrenuta od A do B rasejavajući se na jezgru Ze.

Sada primenjujemo zakon očuvanja momenta impulsa (koriste se još i izrazi angularni momenat ili ugaoni momenat) postavljajući koordinatni početak u centru atomskog jezgra. Pošto je sila koja ovde deluje, radijalna (4.2a), ona izaziva skretanje i ugaoni momenat je konstantan; to znači da su ugaoni momenti u tačkama A i M isti, ili matematički

$$(mv_0b)_A = (mr^2 \dot{\phi})_M \quad (4.5)$$

gde koristimo polarne koordinate (r, Φ) . Rešavanjem po $1/r^2$ dobija se:

$$1/r^2 = \dot{\phi}/v_0b \quad (4.6)$$

Razmotrimo samo kretanje u pravcu normalnom na incidentni pravac. Njutnova jednačina kretanja glasi

$$m \frac{dv_{\perp}}{dt} = F_{\perp} = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r^2} \sin \phi \quad (4.7)$$

Zamenimo $1/r^2$ u ovoj jednačini sa desnim delom jednačine (4.6) i integralimo preko celog vremena, koristeći smenu $k=2Ze^2/4\pi\epsilon_0$, dobiće se

$$\int_{t_A}^{t_B} \frac{dv_{\perp}}{dt} dt = \frac{k}{mv_0b} \int_A^B \sin \phi \frac{d\phi}{dt} dt \quad (4.8)$$

Da bi smo odredili granice integrala, zamislimo da je tačka A beskonačno daleko od jezgra. Pošto u beskonačnosti nema dejstva Kulonove sile, biće $v_{\perp}=0$, i ugao $\Phi=0$.

Da bi se odredio ugao rasejanja θ između incidentnog pravca i pravca čestice nakon rasejanja, opet zamislimo da je tačka B u beskonačnosti (na drugoj strani). Onda je ugao θ povezan sa uglom Φ preko $\Phi = \pi - \theta$. Zbog očuvanja energije, krajnja brzina u tački B je jednaka početnoj brzini v_0 u tački A, pošto se potencijalna energija anulira na dovoljno velikom rastojanju od jezgra. Komponenta v_{\perp} ima, sada korišćenjem $\Phi = \pi - \theta$, vrednost $v_{\perp} = v_0 \sin \theta$. Sada integral jednačine (4.8) koristeći

$$\frac{dv_{\perp}}{dt} dt = dv_{\perp} \quad i \quad \frac{d\phi}{dt} = d\phi$$

postaje sledeće

$$\int_0^{v_0 \sin \theta} dv_{\perp} = \frac{k}{mv_0 b} \int_0^{\pi - \theta} \sin \phi d\phi \quad (4.9)$$

Nakon integracije dobija se

$$v_0 \sin \theta = \frac{k}{mv_0 b} (1 + \cos \theta) \quad (4.10)$$

Preko trigonometrijskog identiteta

$$\frac{1 + \cos \theta}{\sin \theta} = \cot(\theta / 2) \quad (4.11)$$

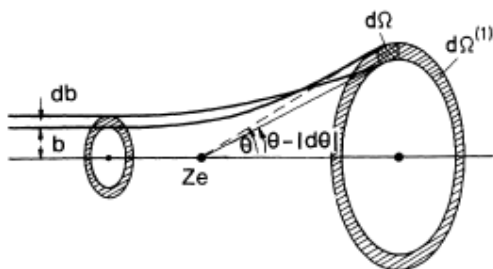
dobijemo relaciju između sudarnog parametra i ugla skretanja koja je i tražena

$$b = \frac{k}{mv_0^2} \cot(\theta / 2) \quad (4.12)$$

U stvarnom eksperimentu, ne možemo da merimo broj rasejanih čestica koje dolaze u jedan konkretan ugao θ , već se mora razmotriti konačni opseg uglova (interval ugla θ) između θ i $\theta + d\theta$; ovo odgovara intervalu sudarnog parametra b , $b + db$. Tako, diferencirajući (4.12) dobija se relacija između db i $d\theta$.

$$db = -\frac{k}{2mv_0^2} \frac{1}{\sin^2(\theta / 2)} d\theta \quad (4.13)$$

Na kraju, potrebno je uzeti u obzir da ceo problem ima rotacionu simetriju oko ose koja prolazi kroz jezgro metu i koja je paralelna pravcu incidentne čestice (Sl. 4.8).



Slika 4.8. Rutherford-ovo rasejanje. Incidentne alfa čestice sa udarnim parametrima u opsegu $b, b+db$ se rasejavaju u uglovima $\theta, \theta-d\theta$

Potrebno je razmotriti kružni prsten sa poluprečnicima $r_1=b$ i $r_2=b+db$, kroz koji incidentni snop ulazi u interakciju i rasejava se u prostorni ugao od $\theta-|d\theta|$. Zapažimo da se porastom sudarnog parametra b , ugao θ smanjuje (vidi 4.12). Ovaj opseg uglova odgovara efektivnoj površini ili diferencijalnom preseku interakcije da

$$da = 2\pi b db \quad (4.14)$$

Ako alfa čestice pogadjaju tanku foliju debljine D i površine A , koja sadrži N atoma/cm³, onda je efektivna površina svih atoma

$$dA = 2\pi b db N D A \quad (4.15)$$

pod uslovom da se efektivne površine atoma ne preklapaju, što je dobra aproksimacija ako je folija tanka (do 10000 atomskih slojeva).

Verovatnoća da incidentna alfa čestica pogodi efektivnu površinu atoma u foliji je data sa

$$W = \text{"efektivna površina"} / \text{ukupna površina} = dA/A = 2\pi N D b db \quad (4.16)$$

Sa ukupno n alfa čestica, broj dn' čestica koje su pogodile "efektivnu površinu" i tako skrenule u ugao između θ i $\theta-|d\theta|$ je dat sa

$$dn' = n 2\pi N D b db \quad (4.17)$$

Ove čestice prolaze kroz jediničnu sferu oko folije u prstenastoj oblasti koja je okarakterisana površinom $d\Omega^{(1)} = 2\pi \sin\theta |d\theta|$. Na dalje je pogodnije koristiti polugao $\theta/2$, te se dobija

$$d\Omega^{(1)} = 4\pi \sin(\theta/2) \cos(\theta/2) |d\theta| \quad (4.18)$$

Detektor koji se koristi u merenju seče samo segment $d\Omega$ od površine prstenastog oblika. Ovaj površinski element jedinične sfere se naziva prostorni ugao. Broj čestica stvarno izmerenih je zato manji od broja dn' za količnik $d\Omega/d\Omega^{(1)}$. Ako se detektor postavi u prostorni ugao $d\Omega$ onda je broj čestica opažen njime na uglu θ dat sa

$$dn = dn' \cdot d\Omega/d\Omega^{(1)} \quad (4.19)$$

Umetajući b i db iz (4.12) i (4.13) dobija se puna Rutherfordova formula

$$\frac{dn(\theta, d\theta)}{n} = \frac{Z^2 e^2 DN}{(4\pi\epsilon_0)^2 m^2 v_0^4 \sin^4(\theta/2)} d\Omega \quad (4.20)$$

gde je n broj incidentnih čestica, dn je broj čestica rasejanih na uglu θ u prostornom uglu $d\Omega$, Z je naelektrisanje jezgra mete, e je elementarno naelektrisanje, D je debljina folije, N je broj atoma/cm³ folije, $d\Omega$ je prostorni ugao zahvaćen detektorom alfa čestica, ϵ_0 je dielektrična konstanta vakuuma, m je masa alfa čestice, v_0 je brzina incidentne čestice i θ je ugao skretanja.

Ova formula nam govori koliko će se čestica dn od incidentnih n , rasejati na poseban ugao θ u prostornom uglu $d\Omega$, kada su poznate osobine mete i početna brzina čestica. Prema (4.20), nalazimo diferencijalni presek

$$da = \frac{Z^2 e^2}{(4\pi\epsilon_0)^2 m^2 v_0^4 \sin^4(\theta/2)} d\Omega^{(1)} \quad (4.21)$$

Korisno je definisati i makroskopski (diferencijalni) presek Nda , koji je ekvivalentan efektivnoj površini dA po jedinici zapremine. Integraljenjem (4.21) preko $\Omega^{(1)}$ možemo da dobijemo ukupni presek interakcije a ; on međutim divergira u razmatranom slučaju čistog (nezaklonjenog) Kulonovog potencijala, pošto (4.21) divergira za $\theta \rightarrow 0$. U Rutherford-ovoj formuli (4.20) za rasejanje na foliji, granični slučaj $\theta \rightarrow 0$ nije fizički značajan; ovo je rezultat modela pošto $\theta = 0$ znači $b = \infty$. Beskonačna vrednost sudarnog parametra je međutim, nerazumna jer je pretpostavljeno da su atomi mete gusto pakovani; najveći mogući sudarni parametar jednak je polovini rastojanja između atoma mete u foliji. Za $\theta = \pi$, dn/n ima minimum. Ovo odgovara slučaju $b = 0$. Za vrlo male sudarne parametre, postoji odstupanje između rezultata računanja po formuli (4.20) i eksperimenta. Ovo se dešava jer model skretanja alfa čestice u Kulonovom polju vrlo blizu jezgra nije dovoljan. Iz vrednosti parametra b za koje ovo odstupanje postaje važno može se odrediti radijus jezgra R . Ovo će biti diskutovano u sledećoj sekciji.

4.2.4 Eksperimentalni rezultati

Rutherfordova formula je pažljivo proveravana eksperimentalno. Držeći prostorni ugao $d\Omega$ konstantnim, zakon $\sin^{-4}\theta/2$ je odlično reprodukovan pri eksperimentima (Sl 4.5). Čak i sa alfa česticama energije 5 MeV i uglovima rasejanja od 150° , nije nadjeno odstupanje od Rutherfordove formule; ovo odgovara sudarnom parametru od $6 \cdot 10^{-15}$ m. U ovoj oblasti jedino Kulonov potencijal jezgra ima merljiv efekat na alfa čestice.

Eksperimentalni testovi Rutherfordove formule rasejanja se mogu sumirati na sledeći način:

Kulonov zakon važi dobro čak i za vrlo male udarne parametre, pošto je Rutherfordova formula još uvek važeća. Tako, radijus jezgra je

$$R < 6 \cdot 10^{-15} \text{ m}$$

Iz eksperimenata sa različitim folijama moguće je odrediti naelektrisanje jezgra Z . Eksperimenti koje je 1920. god. obavio Chadwick potvrđuju da je Z identično sa položajem elementa u periodnom sistemu.

Prvobitno je pretpostavljeno da se jezgro sastoji iz A protona i $(A-Z)$ elektrona, gde je A maseni broj definisan ranije. Posle 1932. shvaćeno je da ovaj model nije korektan; $(A-Z)$ je broj neutrona i Z je broj protona u jezgru.

Sada dolazimo do tzv. anomalnog Raderfordovog rasejanja. U rasejanju vrlo brzih alfa čestica ($E > 6$ MeV) na većim uglovima θ , tj, sa malim udarnim parametrima b , skoro čeonim sudarima- opaža se odstupanje od Raderfordove formule. Ovde, Kulonov zakon više ne važi. Alfa čestica prilazi jezgru tako blizu da kratko dometna sila, nuklearna sila, počinje da dejstvuje. Iz vrednosti za b i θ na kojima počinje odstupanje od Raderfordove formule može se odrediti veličina jezgra od $R \approx 10^{-15}$ m. Ovo znači da je gustina jezgra 10^{15} puta veća nego gustina atoma kao celine. Ova odstupanja od rasejanja predviđenog Raderfordovom formulom se nazivaju Anomalno Raderfordovo rasejanje

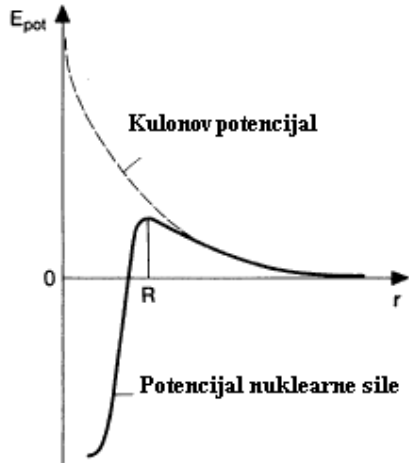
Raderfordov model se može razviti i dalje. Negativni elektroni kruže po orbitama oko pozitivno naelektrisanog jezgra sa naelektrisanjem Z . Ovo predstavlja dinamičku ravnotežu, bez kretanja elektrona ne bi postojala stabilnost. Ako je skretanje alfa čestica na velikim uglovima moguće bez značajnog gubitka energije, onda znači da je masa jezgra velika u poredjenju sa masom alfa čestice. Na drugoj strani, opažanja u magličastim komorama ispunjenim gasnim helijumom, u kojima projektil i meta imaju jednake mase, pokazuje skretanje od oko 90° . Iz takvih eksperimenata je jasno da jezgro sadrži skoro celu masu atoma.

Nasuprot tome, u sudarima između alfa čestice i elektrona, zakon očuvanje impulsa zahteva da se zbog malosti mase elektrona, samo vrlo mali impuls može preneti na elektron. Zbog količnika masa elektron/alfa čestica, u njihovom sudaru skretanje alfa čestice ne može biti veće od $28''$.

Za velike udarne parametre (mali uglovi skretanja) Raderfordova formula nije više potpuno ispravna. Kulonov potencijal jezgra je perturbiran atomskim elektronima. Ovi efekti se događaju za $b \geq 10^{-10}$ cm (ugao skretanja od nekoliko lučnih sekundi) i vrlo je teško detektovati ih eksperimentalno. Potpuno analogna formula rasejanja i rasejavajući problemi se pojavljuju i u rasejanju protona na atomskim jezgrima. Ugaona zavisnost rasejanja je povezana sa rasejavajućim potencijalom; odatle on može biti odredjen iz eksperimenta. Procesi rasejanja igraju važnu ulogu u nuklearnoj fizici i fizici elementarnih čestica, u proučavanju unutrašnje strukture elementarnih čestica. Na primer, *Hofstadter* je dobio Nobelovu nagradu 1961. za eksperimente rasejanja brzih elektrona (10^9 eV) na protonima i neutronima. Iz ugaone zavisnosti intenziteta rasejanja, on je dobio informaciju o unutrašnjoj strukturi protona i neutrona.

4.2.5 Šta se podrazumeva pod nuklearnim radijusom

Možemo da sumiramo naša razmatranja u prethodnim poglavljima na sledeći način: alfa čestice, koje prilaze jezgru izvan atoma su prvo pod dejstvom jedino Kulonovog odbojnog potencijala. Ako pridju jezgru dovoljno blizu, biće pod dejstvom privlačne nuklearne sile. Nuklearni radijus je definisan kao rastojanje na kome je nuklearni potencijal uporediv sa Kulonovim potencijalom (Sl. 4.9). Za ovakva istraživanja koriste se alfa čestice visokih energija, tako da mogu da pridju jezgru dovoljno blizu.



Slika 4.9. Potencijali nuklearne i Kulonove sile korišćeni za definisanje nuklearnog radijusa R .

Iz empirijskih rezultata takvih merenja na jezgrima sa masenim brojem A nadjeno je

$$R = (1.3 \pm 0.1) A^{1/3} \cdot 10^{-15} \text{ m.}$$

Numerički primeri za $A=12$ i $A=208$ su

$$R(^{12}\text{C}) = 2.7 \cdot 10^{-15} \text{ m, i } R(^{208}\text{Pb}) = 7.1 \cdot 10^{-15} \text{ m}$$

Relacija izmedju mase jezgra i radijusa jezgra implicira da je gustina nuklearne materije konstanta i nezavisna od veličine jezgra. Ovo je jedan od eksperimentalnih rezultata koji leži u osnovi modela jezgra koji se naziva *model tečne kapi*.

Problemi

4.1. Aluminijumska folija rasejava 10^3 čestica u sekundi u datom pravcu i prostornom uglu. Koliko će se čestica rasejati u istom pravcu i prostornom uglu ako se aluminijumska folija zameni zlatnom folijom iste debljine.

4.2. Broj alfa čestica rasejanih na foliji koji pada u brojač je 10^6 s^{-1} na uglu rasejanja od 10° . Iz ovog podatka izračunati broj alfa čestica koje će se rasejati ka ovom brojaču ako se on premesti po kružnoj putanji sa 10° na 180° . Pokazati ovaj rezultat $N(\theta)$ grafički.

4.3. Odrediti rastojanje najvećeg približenja protona jezgru zlata u čeonom sudaru u kome proton ima kinetičku energiju (a) 10 MeV i (b) 80 MeV, i uporedi rezultat sa radijusom jezgra. U kom slučaju će proton dotaknuti jezgro? Odrediti kinetičku energiju protona kada on dodirne jezgro.

4.4. Na kom uglu se raseje alfa čestica energije 4 MeV kada se približi jezgru zlata sa sudarnim parametrom $2.6 \cdot 10^{-13} \text{ m}$?

4.5. Koliki je sudarni parametar alfa čestice sa kinetičkom energijom od 4 MeV ako se rasejava na gluu od $\theta=15^\circ$ u sudaru sa jezgrom zlata ($Z=79$)?

4.6. Snop alfa čestica kinetičke energije 12.75 MeV se rasejava na tankoj aluminijumskoj foliji ($Z=13$). Opaža se da broj rasejanih čestica počinje da odstupa od predviđanja na osnovu čiste Kulonove

interakcije na uglu skretanja $\theta=54^0$. Koliki je radijus Al jezgra ako se pretpostavi da je radijus alfa čestice $R_\alpha=2\cdot 10^{-15}$ m?

Napomena: Izračunati orbite prema 4.8 i 9 do $\Phi_0=(180-\theta)/2$, tačku najvećeg približenja i odrediti $r(\Phi_0)$.

4.7. Uzan snop protona uniformne energije pogadja foliju zlata debljine 4 μ m pod pravim uglom. Od ovih protona deo $\eta=1.35\cdot 10^{-3}$ se raseje na uglu od $\theta=60^0$ u ugaonom intervalu $d\theta$.

- Koja je kinetička energija incidentnih protona?
- Izračunati diferencijalni efikasni presek $da(\theta)/d\Omega$ jezgra zlata.
- Koliki je sudarni parametar b?

Napomena: Koristi (4.20) izraz

$$\frac{dn/n}{d\Omega} = ND \frac{da(\theta)}{d\Omega}$$

4.8. Zašto se u eksperimentima Rutherfordovog rasejanja na atomima zlata koriste alfa čestice a ne elektroni? Koje bi prednosti/nedostaci imali elektroni kao projektili?