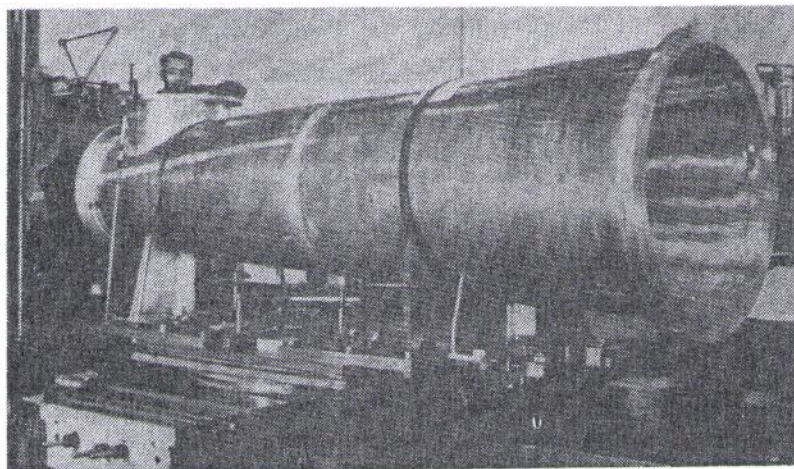


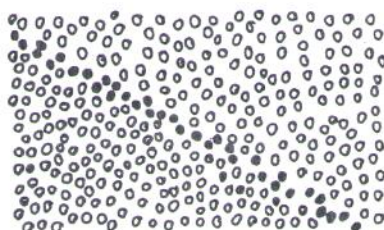
emulzii stopy. Pre ich detekciu sa začali vyrábať fotoplatne s emulziou s dostatočne jemným zrnom (0,1 až 0,6  $\mu\text{m}$ ) a väčšej hrúbky (50  $\mu\text{m}$  až 1 mm).



Obr. 1.43. Tubus veľkého Čerenkovovho počítača s nastaviteľným uhlom  $\theta$  pri výrobe v stredisku jadrového výskumu CERN

Na obr. 1.44 je princíp vzniku stopy v emulzii. Počet sčernetých zrnok na jednotku dĺžky je úmerný špecifickej ionizácii, ktorá je vždy (podľa Braggovej krivky) najväčšia na konci dráhy. Podľa toho sa v emulzii určuje smer letu častice.

Fotografické emulzie sa osvedčili najmä pri poznávaní interakcií častíc a pri štúdiu kozmického žiarenia.



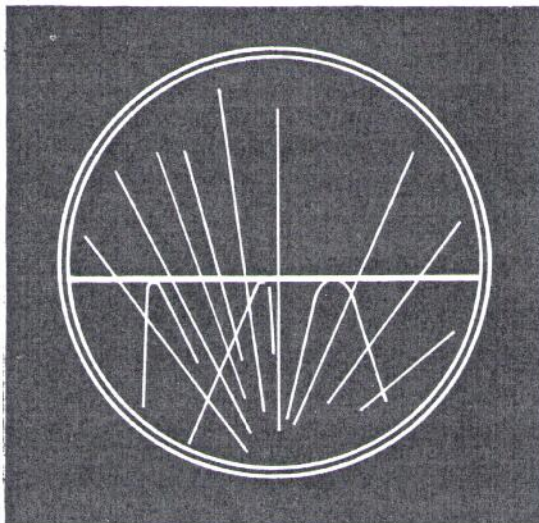
Obr. 1.44. Stopa ionizujúcej častice vo fotografickej emulzii

## 1.9. JADRO ATÓMU

### 1. Rozptyl $\alpha$ častíc. Rutherfordov zákon rozptylu

Po určení identity  $\alpha$  častíc a ich ionizačného účinku v prostredí zaviedol Rutherford pozorovanie rozptylu  $\alpha$  častíc pomocou zviditeľnenia ich stôp.

Rozptyl  $\alpha$  častíc sa pozoroval jednak v plynch, jednak pri ich prechode kovovými fóliami. Niektoré z  $\alpha$  častíc prechádzajú fóliou, akoby ich pohybu nič neprekážalo, niektoré sa ohýbajú, a to aj viac ako o  $90^\circ$  (obr. 1.45).



Obr. 1.45. Prechod  $\alpha$  častíc tenkou fóliou a ohyb dráh niektorých  $\alpha$  častíc pri interakcii s jadrami atómov fólie

Rutherford usúdil, že tu musí ísť o interakcie  $\alpha$  častíc s hmotnejšími útvarmi ako je elektrón, teda s jadrami atómov, z ktorých je fólia zložená. Ohyb svedčí o odpudivom účinku, o ktorom predpokladal, že ide o coulombovskú silu medzi nábojom  $+2e$   $\alpha$  častice a predpokladaným nábojom jadra  $+Ze$ , kde  $Z$  je zatiaľ neznáme číslo.

Tak ako Thomson určil identitu častíc katódového žiarenia matematickým opisom ich pohybu a pozorovaním, tak aj Rutherford [67] matematicky opísal pohyb  $\alpha$  častice v poli jadra a z pozorovaní našiel prostriedok na dôkaz existencie atómového jadra a jeho elektrického náboja.

Ide o centrálny pohyb  $\alpha$  častíc v coulombovskom poli jadra, ktorý musí byť so zreteľom na kladnú energiu  $\alpha$  častíc hyperbolický. Pre rovinný pohyb možno použiť rovinné polárne súradnice. Podľa viet o zachovaní energie a momentu hybnosti platí

$$\frac{1}{2} m(\dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2) + k \frac{2Ze^2}{r} = \text{konšt}$$

$$mvr = mr^2\dot{\varphi} = K \tag{1.51}$$

kde  $\varphi$  je polárny uhol v rovine  $(xy)$ ,  $v = r\dot{\varphi}$  a  $k = 1/4\pi\epsilon_0$  v sústave SI ( $k = 1$  v sústave CGS). Situácia je znázornená na obr. 1.46.

Trajektóriu  $\alpha$  častice dostaneme, keď zo vzťahu (1.51) vylúčime čas. Najskôr ho upravíme

$$\dot{\varphi} = \frac{K}{mr^2}$$

$$\dot{r} = \frac{dr}{d\varphi} \frac{d\varphi}{dt} = \frac{K}{mr^2} \frac{dr}{d\varphi} = -\frac{K}{m} \frac{d}{d\varphi} \frac{1}{r}$$

Ak zavedieme označenie  $u = 1/r$  a dosadíme ho do prvej rovnice (1.51), po malej úprave dostaneme

$$\left(\frac{du}{d\varphi}\right)^2 + u^2 + k \frac{4Ze^2m}{K^2} u = \text{konšt}$$

Derivovaním podľa  $\varphi$  vychádza diferenciálna rovnica trajektórie  $\alpha$  častice

$$\frac{d^2u}{d\varphi^2} + u + k \frac{2Ze^2m}{K^2} = 0$$

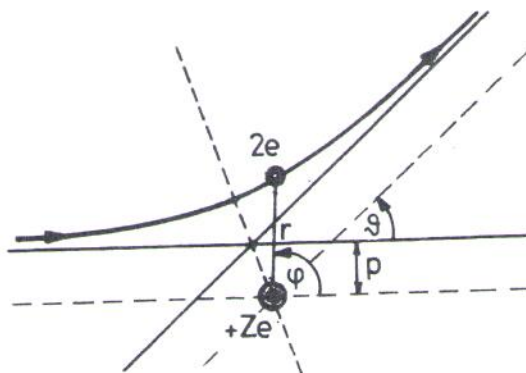
Jej riešením je

$$u = \frac{1}{r} = A \cos \varphi + B \sin \varphi + C \quad (1.52)$$

Dosadením do diferenciálnej rovnice vychádza

$$C = -k \frac{2Ze^2m}{K^2} = -k \frac{2Ze^2}{mv^2 p^2} \quad (1.53)$$

kde  $p = \frac{K}{mv}$  má význam vzdialenosti zámernej priamky vzhľadom na jadro  $Ze$  podľa obr. 1.46.



Obr. 1.46. Ohyb dráhy  $\alpha$  častice (má náboj  $+2e$ ) v poli atómového jadra s nábojom  $+Ze$

Kým je  $\alpha$  častica vo veľkej vzdialenosti od jadra, pohybuje sa v smere zámernej ( $\varphi = \pi$ ,  $\lim r \rightarrow \infty$ ). Z riešenia rovnice (1.52) pre tento prípad platí

$$0 = -A + C, \quad A = C$$

a ešte treba určiť integračnú konštantu  $B$ .

Vzťah (1.52) napíšeme v tvare

$$\frac{1}{r \sin \varphi} = C \frac{\cos \varphi + 1}{\sin \varphi} + B$$

V začiatočnej polohe  $\alpha$  častice ( $\varphi = \pi$ ) je

$$\lim_{r \rightarrow \infty} (r \sin \varphi) = p$$

a potom

$$B = \frac{1}{p} - C \lim_{\varphi \rightarrow \pi} \frac{\cos \varphi + 1}{\sin \varphi} = \frac{1}{p}$$

Keď častica preletí okolo centra  $Ze$ , znovu sa vzdiali a pohybuje sa v smere  $\varphi = \vartheta$ . Z (1.52) dostaneme

$$\frac{1}{r} = C(\cos \vartheta + 1) + \frac{\sin \vartheta}{p} = 0$$

odkiaľ so zreteľom na vzťah (1.53) vychádza

$$-Cp = k \frac{2Ze^2}{mv^2p} = \frac{\sin \vartheta}{\cos \vartheta + 1} = \operatorname{tg} \frac{\vartheta}{2}$$

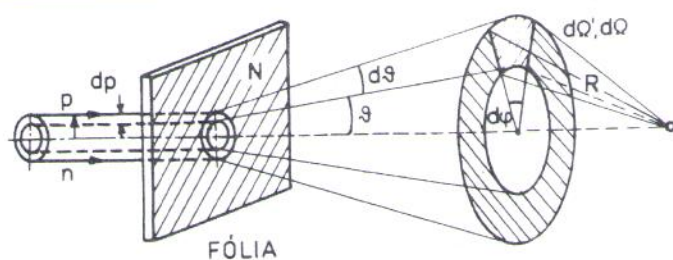
čo už je Rutherfordov ohybový (rozptylový) vzťah pre  $\alpha$  časticu

$$\operatorname{tg} \frac{\vartheta}{2} = k \frac{2Ze^2}{mv^2p} \quad (1.54)$$

Vzťah obsahuje dve neznáme  $Z$ ,  $p$ , preto ho nemožno potvrdiť individuálnym pozorovaním. Pretože vzdialenosť zámernej  $p$  nie je priamo pozorovateľná, treba použiť veľký počet pozorovaní a spracovať ich štatisticky.

Rozptyl  $\alpha$  častíc kovovou fóliou je hromadný jav. Skúmame ho preto pri stálych parametroch  $Z$ ,  $m$ ,  $v$  a rôznych vzdialenostiach zámernej  $p$ .

Predpokladáme, že  $\alpha$  častice letia v rovnobežnom zväzku so zámernou v intervale  $\langle p, p - dp \rangle$  (obr. 1.47). Nech  $n$  je počet častíc, ktoré dopadnú za sekundu na povrch fólie. Časť z nich sa rozptylí do medzikužela uhlov  $\langle \vartheta, \vartheta + d\vartheta \rangle$ .



Obr. 1.47. Situácia pri rozptyle  $\alpha$  častíc pre odvodenie Rutherfordovho rozptylového zákona

Ak na jednotku plochy fólie pripadá  $N$  rozptylových centier, do medzikužela sa za sekundu rozptýli  $dn$  častíc, pričom platí

$$\frac{dn}{n} = N \cdot 2\pi p \, dp \quad (1.55)$$

kde  $2\pi p \, dp$  je účinný prierez rozptylu.<sup>1)</sup>

Stredný počet rozptýlených  $\alpha$  častíc pozorujeme alebo v priestorovom uhle

$$d\Omega' = \frac{R^2 \sin \vartheta \, d\vartheta \, d\varphi}{R^2}$$

alebo v priestorovom uhle celého rezu medzikuželom

$$d\Omega = \sin \vartheta \, d\vartheta \int_0^{2\pi} d\varphi = 2\pi \sin \vartheta \, d\vartheta$$

Z rovnice (1.54) máme

$$p^2 = \left( k \frac{2Ze^2}{mv^2} \right)^2 \cotg^2 \frac{\vartheta}{2}$$

odkiaľ po diferenciacii dostaneme

$$p \, dp = -2 \left( k \frac{Ze^2}{mv^2} \right)^2 \frac{\cotg \frac{\vartheta}{2}}{\sin^2 \frac{\vartheta}{2}} d\vartheta$$

pričom znamienko nie je podstatné. Určuje len to, že pri zmenšení vzdialenosti zámernej  $p$  sa rozptylový uhol zväčší.

<sup>1)</sup> Nepredpokladá sa tzv. viacnásobný rozptyl, čo umožňuje postupovať tak, akoby jadrá tvorili vo fólii jednu vrstvu a nie priestorovú mriežku.

Dosadením do (1.55) dostaneme

$$\begin{aligned} \frac{dn}{n} &= N \cdot 2\pi \left( k \frac{Ze^2}{mv^2} \right)^2 \frac{2 \cos \frac{\vartheta}{2}}{\sin^3 \frac{\vartheta}{2}} d\vartheta = \\ &= N \left( k \frac{Ze^2}{mv^2} \right)^2 \frac{2\pi \sin \vartheta d\vartheta}{\sin^4 \frac{\vartheta}{2}} = \\ &= N \left( k \frac{Ze^2}{mv^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\vartheta}{2}} \end{aligned} \quad (1.56)$$

Pretože je praktickejšie pozorovať dopadajúce a scintilujúce častice na jednotku plochy, ako na časť povrchu gule vyfatého medzikužeľom, posledný výraz ešte upravíme. Medzikužeľ uhlov  $\langle \vartheta, \vartheta + d\vartheta \rangle$  vytína na guli s polomerom  $R$  plôšku

$$dS = 2\pi R^2 \sin \vartheta d\vartheta = R^2 d\Omega$$

Ak ňou vydělíme (1.56), po malej úprave dostaneme vzťah

$$\frac{dn}{dS} = \frac{Nn}{R^2} \left( k \frac{Ze^2}{mv^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\vartheta}{2}} \quad (1.57)$$

ktorý vyjadruje Rutherfordov rozptylový zákon.

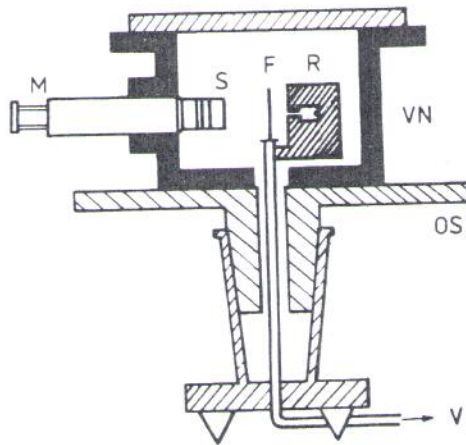
Pri jeho verifikácii sa najprv pri stálych  $Z, m, v, R, n$  dokáže správnosť rovnice

$$dn = \frac{\text{konšt}}{\sin^4 \frac{\vartheta}{2}}$$

Zákon verifikovali Rutherfordovi spolupracovníci Geiger a Marsden (1913) na prístroji znázornenom na obr. 1.48.

Základom prístroja je kovová valcová nádoba  $VN$  umiestnená na otočnom stolíku  $OS$ . V nej je v masívnom držiaku rádioaktívny preparát  $R$  a pred ním rozptyľujúca fólia  $F$ . Cez stenu nádoby je vložený mikroskop  $M$  a na jeho tubuse je pred objektívom nasunutá scintilačné tienidlo  $S$ . Nádoba je evakuovaná výevou  $V$ . Pri meraní možno stolík s nádobou a mikroskopom otáčať okolo fólie  $F$  a preparátu  $R$ , a tak meniť uhol  $\vartheta$ . Pri overovaní rozptylového zákona sa použili fólie z rôznych materiálov a rôznej hrúbky. Uvedený vzťah sa ukázal ako správny.

Blackett verifikoval rozptylový zákon tak, že vybral rovnako ohnuté dráhy  $\alpha$  častíc, zviditeľnené vo Wilsonovej komore. Tak dostal hodnotu  $dn$  a pomocou počtu všetkých dráh určil číslo  $n$ . Ťažšie sa určoval priestorový uhol  $d\Omega$ .



Obr. 1.48. Prístroj na overenie Rutherfordovho rozptylového zákona

## 2. Určovanie rozmerov a náboja $Ze$ jadra

Z rozptylového zákona (1.54) vyplývajú dva dôležité následky:

- možno určiť medznú hodnotu zámernej vzdialenosti  $p$ , ktorá svedčí o priblížení  $\alpha$  častice k rozptylovému centru, a tým o rozmeroch atómového jadra;
- možno určiť náboj  $Ze$  atómového jadra.

V prípade rozptylu  $\alpha$  častíc ide o rozptyl v Coulombovom elektrostatickom poli. Podľa (1.54) pri rastúcom uhle  $\vartheta$  sa  $p$  znižuje. Pre extrémne hodnoty rozptylového uhla  $\vartheta_{\text{extr}}$  sa hodnota  $p$  blíži k rozmerom rozptylového centra a súčasne sa určuje hranica, po ktorú platí Coulombov zákon.

Pre extrémnu hodnotu vzdialenosti  $p$  zámernej priamky pre striebro vychádza

$$p_{\text{Ag}} \sim (7 \cdot 10^{-14} - 10^{-11}) \text{ m}$$

a pre ohyb vo vzduchu dostávame

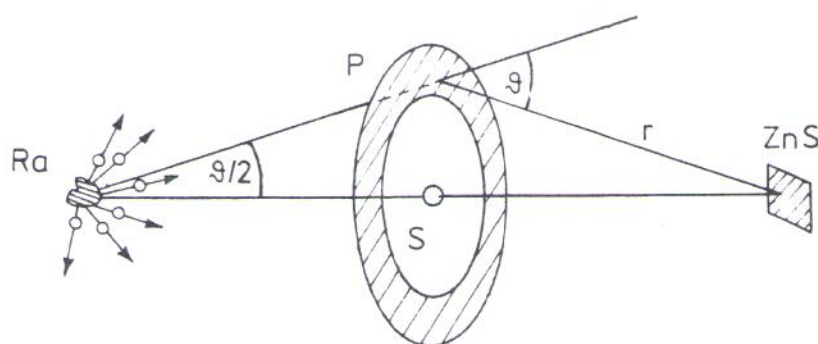
$$p \sim (3 \cdot 10^{-14} - 5 \cdot 10^{-12}) \text{ m}$$

Tým boli v podstate odhadnuté rozmery atómového rozptyľujúceho jadra.

Na určenie náboja  $Ze$  jadra bolo vypracovaných niekoľko metód. Blackett použil Wilsonovu hmlovú komoru a fotografoval v nej veľký počet dráh  $\alpha$  častíc, prechádzajúcich fóliami. Veličiny  $dn$ ,  $n$  sú určené takisto ako v už spomínanom prípade a  $Z$  určoval podľa vzťahu (1.56) z rovnice

$$\frac{dn}{n} = 2\pi N \left( k \frac{Ze^2}{mv^2} \right)^2 \frac{\sin \vartheta d\vartheta}{\sin^4 \frac{\vartheta}{2}}$$

Pritom vznikali značné chyby pri odhade veličiny  $d\vartheta$ .



Obr. 1.49. Chadwickovo usporiadanie experimentu pre overenie rozptylového zákona

Chadwick vo svojom usporiadaní (obr. 1.49) odstránil neurčitost priestorového uhla. V rovnakých vzdialenostiach od rozptyľujúcej fólie tvaru medzikružia umiestnil rádioaktívny preparát Ra a scintilačné tienidlo ZnS.

Ak sa medzikružie  $P$  zakryje pre  $\alpha$  častice nepriestupnou clonou (Pb), na scintilačnom tienidle meriame počet priamo dopadajúcich  $\alpha$  častíc  $n$ . (Keď bol počet častíc veľmi veľký a nestačil ich počítať, vložil Chadwick medzi  $S$  a ZnS kotúč so štrbinou, ktorý rotáciou znížil počet častíc v pomere, ktorý sa dal určiť zo šírky štrbiny a uhlovej rýchlosti.)

Zakrytím strednej časti medzikružia nepriestupnou clonou, získame počet  $dn$   $\alpha$  častíc rozptýlených do medzikružľa uhlov  $\langle \vartheta, \vartheta + d\vartheta \rangle$ , teda do priestorového uhla  $2\pi \sin \vartheta d\vartheta$ .

Veľčinu  $Z$  určujeme potom podľa rovnice (1.56). Pre fólie z materiálov  ${}_{29}\text{Cu}$ ,  ${}_{47}\text{Ag}$ ,  ${}_{78}\text{Pt}$  vyšli pre  $Z$  hodnoty 29,3; 46,3; 77,4, teda veľmi približne hodnoty ich skutočného atómového (protónového) čísla.

Tak Chadwick získal veľmi dôležitý výsledok: Atómové číslo  $Z$  má v periodickej sústave prvkov fyzikálny význam, určuje počet kladných elementárnych nábojov atómového jadra. Podľa toho usporiadajúcim parametrom prvkov do periodickej sústavy nie je hmotnosť, ale elektrický náboj jadra. Tak bolo možné ľahko vysvetliť aj existenciu rozdielnych prvkov. Pretože atómy sú elektroneutrálne, neutralizuje sa pole ich jadier vo vonkajšom priestore  $Z$  elektrónmi. Atómové jadro vodíka ( $Z = 1$ ) podľa toho obsahuje jeden kladný elementárny náboj a atóm sa neutralizuje jedným elektrónom.

### 3. Ďalšie uplatnenie rozptylu ako poznávacieho prostriedku

Pozorovania rozptylu  $\alpha$  častíc prechádzajúcich fóliami, viedli k novým dôležitým objavom. Preto sa pokračovalo v štúdiu rozptylu zviditeľnením dráh aj v plynných prostrediach (Marsden, 1914).