$\boxed{\text{Scattering di Rutherford}}$

Scattering di Rutherford

Nel 1911 il fisico Neozelandese Ernest Rutherford propose un esperimento destinato a diventare il riferimento principale per lo studio del modello atomico e per i processi di interazione tra particelle.

L'esperimento consisteva nel bombardare un bersaglio costituito da una sottilissima lamina d'oro con raggi α (nuclei di elio formati da due protoni e due neutroni).

I raggi alfa venivano poi rilevati da uno schermo fluorescente su cui andavano ad incidere dopo l'urto con la lamina d'oro.

Il risultato dell'esperimento fu che nella maggior parte dei casi le particelle alfa oltrepassano la lamina d'oro senza subire deviazioni, in qualche caso vengono deflesse, e volte anche di un angolo superiore a 90° o tornano indietro.

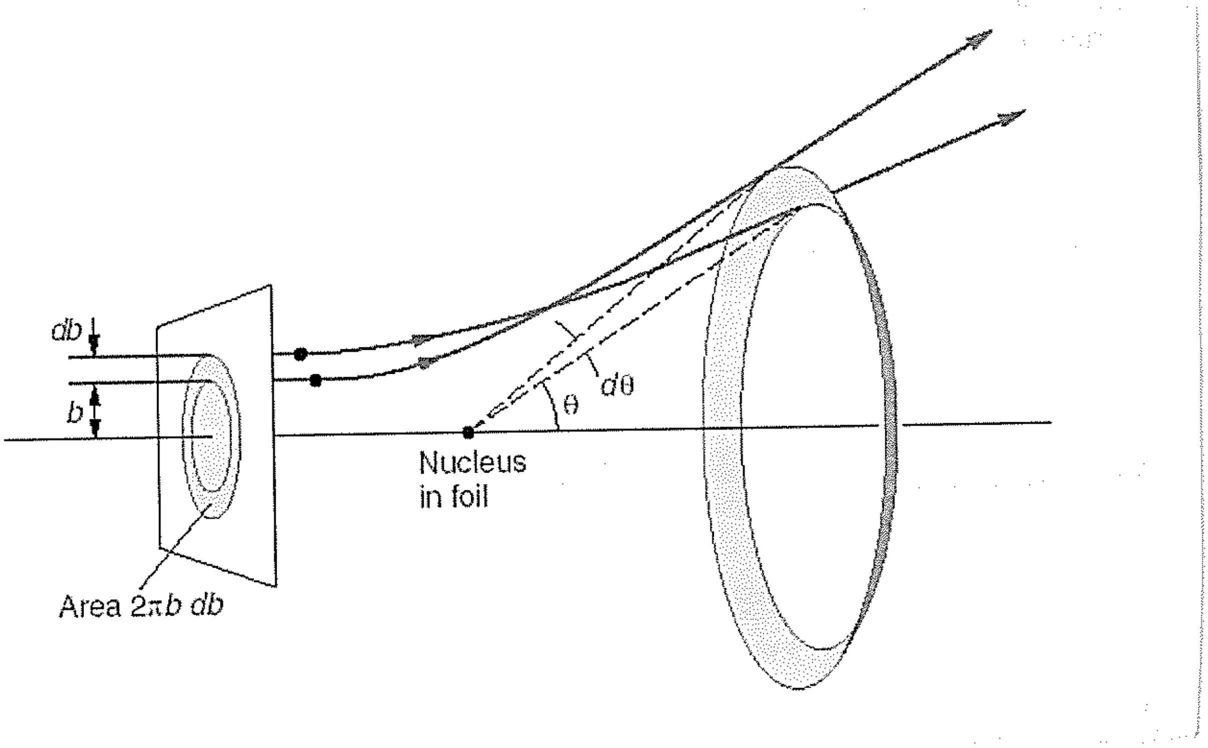
In base a queste considerazioni Rutherford ipotizzò che l'atomo che le particelle incontrano all'impatto con la lamina d'oro doveva essere formato prevalentemente da spazio vuoto.

Poiché in qualche caso le particelle alfa venivano deviate e in rarissimi casi riflesse l'intera carica positiva dell'atomo doveva essere concentrata in un "nocciolo" piccolissimo e centrale: il nucleo.

L'atomo doveva essere formato prevalentemente

de spazio vuoto.
Gli elettroni negativi dovevano muoversi lungo orbite e il diametro del nucleo doveva essere centomila volte più piccolo del diametro dell'atomo.
Questo modello atomico è detto planetario.
In generale il modello atomico di Rutherford non teneva conto che una particella in movimento elettricamente carica perde energia se accelerata sotto forma di onde elettromagnetiche così anche l'elettrone avrebbe rallentato fino a cadere sul nucleo.
Questo modello fu poi sostituito dal modello di Bohr o dal modello di Schrodinger che supera queste limitazioni.

Vediamo ora quantitativamente il processo di deflessione delle particelle alfa quando si avvicinano al nucleo presente nella lamina d'oro.



Supponiamo che durante il processo di scattering l'atomo del nucleo della lastra d'oro resti fisso e non subisca il rimbalzo dovuto all'urto della particella alfa. Ipotesi plausibile perché il peso del nucleo della lastra d'oro è molto più pesante del nucleo della particella alfa.

In questo caso il sistema è soggetto ad una forza centrale e vale la costanza del momento angolare.

$$b \cancel{m} v_0 = r\, m (r \dot{\theta}) = \cancel{m} r^2 \dot{\theta}$$

$$\frac{1}{r^2} = \frac{\dot{\theta}}{b v_0}$$

Consideriamo le equazioni del moto lungo l'asse y.

$$m \frac{d v_y}{dt} = \frac{K Q_d Q}{r^2} \operatorname{sen} \theta = \frac{K Q_d Q \operatorname{sen} \theta \, \dot{\theta}}{b v_0}$$

$$\frac{d v_y}{dt} = \frac{K Q_d Q \operatorname{sen} \theta}{m b v_0} \frac{d\theta}{dt}$$

Integrando da $\pi - \bar{\theta}$ a ϕ

$$\int_{\theta = \phi}^{\theta = \pi - \bar{\theta}} dv = \int_{\theta = \phi}^{\theta = \pi - \bar{\theta}} \frac{K Q_d Q \operatorname{sen} \theta}{m b v_0} d\theta = - \frac{K Q_d Q}{m b v_0} \cos\theta \Big|_{\pi - \bar{\theta}}^{\phi}$$

$$v_0 \operatorname{sen} \bar\theta = \frac{K Q_\alpha Q}{m b v_0} (1 + \cos \bar\theta)$$

ricordando che

$$\frac{1+\cos\bar\theta}{\operatorname{sen}\bar\theta} = \cot \frac{\bar\theta}{2}$$

$$b(\theta) = \frac{K Q_\alpha Q}{m v_0^2} \cot \frac{\theta}{2}$$

La grandezza πb^2 che ha le dimensioni di un'area è chiamata sezione di scattering attraverso un angolo maggiore di θ.

Se indichiamo con I_0 il numero di particelle α incidenti per secondo per unità di area allora la grandezza $I_0 \pi b^2$ rappresenta il numero di particelle deflesse al secondo da un singolo nucleo di un angolo maggiore di θ.

Supponiamo che il fenomeno di scattering sia generato da un fascio di particelle α di sezione A fatte passare attraverso una lamina sottile di spessore t.

I nuclei visti dal fascio sono ntA dove n è la densità dei nuclei presenti nella lamina.

$I_0 ntA\pi b^2$ rappresenta il numero di particelle deflesse al secondo di un angolo maggiore di θ mentre $f = nt\pi b^2$ la frazione di particelle deflesse di un angolo maggiore di θ.

Differenziando ora $b(\theta) = \dfrac{K Q_\alpha Q}{m v_0^2} \cot\dfrac{\theta}{2}$

$$db = -\frac{K Q_\alpha Q}{2 m v_0^2 \left(\sin\frac{\theta}{2}\right)^2} d\theta \quad \text{da cui}$$

$$I_0 \underbrace{2\pi b\, db}_{d\sigma} = I_0 \cancel{2}\pi \frac{(K Q_\alpha Q)^2}{\cancel{2}(m v_0^2)^2} \frac{\cot\frac{\theta}{2}}{\left(\sin\frac{\theta}{2}\right)^2} d\theta =$$

$$I_0\, 2\pi b\, db = \frac{I_0 \pi (K Q_1 Q)^2}{(m v_0^2)^2} \; \frac{\cos\frac{\theta}{2}\, \mathrm{sen}\frac{\theta}{2}}{\left(\mathrm{sen}\frac{\theta}{2}\right)^2 \left(\mathrm{sen}\frac{\theta}{2}\right)^2} \, d\theta$$

$$I_0\, 2\pi b\, db = \frac{I_0 \pi (K Q_2 Q)^2 \;\mathrm{sen}\,\theta \; d\theta}{2\,(m v_0^2)^2 \left(\mathrm{sen}\frac{\theta}{2}\right)^4} =$$

$$= I_0 \frac{(K Z z e^2)^2}{4\,(m v_0^2)^2} \; \frac{}{\left(\mathrm{sen}\frac{\theta}{2}\right)^4} \; 2\pi\, \mathrm{sen}\,\theta\, d\theta =$$

$$= \frac{I_0}{4} \left(\frac{Z z e^2}{4\pi m v_0^2}\right)^2 \frac{d\Omega}{\left(\mathrm{sen}\frac{\theta}{2}\right)^4}$$

Questa grandezza rappresenta il numero di particelle deflesse al secondo da un singolo nucleo all'interno dell'angolo $d\theta$.

Nel caso di particelle α $z = 2$ e per la lamina d'oro $Z = 79$.