

L'esperimento di Rutherford

Questa esperienza, che riproduce il famoso esperimento di Ernest Rutherford del 1909, ha lo scopo di studiare l'interazione tra la radiazione α e la materia e in particolare di verificare che la distribuzione angolare della particelle α deflesse da una lamina metallica rispetti la derivazione teorica di Rutherford.

La radiazione α

Le particelle α o raggi α sono una forma di radiazione corpuscolare altamente ionizzante e con basso potere di penetrazione. Sono costituite da due protoni e da due neutroni, legati insieme a formare una particella identica ad un nucleo di elio, e sono perciò indicate dalla scrittura He^{2+} o ${}^4_2\text{He}$. Le particelle α sono solitamente emesse da nuclidi radioattivi degli elementi pesanti (per esempio dagli isotopi dell'uranio, del torio, del radio, etc.) in un processo denominato decadimento α , e l'energia di tali particelle è distribuita attorno ad un valore medio tipico di ogni elemento. La sorgente radioattiva usata nel seguente esperimento consiste in un campione dell'isotopo di americio 241, la cui reazione di decadimento (Figura 1) è:



L'energia media delle particelle α emesse è 5.5 MeV.

Il modello dell'atomo di Thomson

Nel 1899, J. J. Thomson propose il seguente modello sulla struttura dell'atomo: l'atomo neutro contiene un gran numero di elettroni (chiamati allora "corpuscoli"), la cui carica negativa è compensata "da qualche cosa che fa sì che lo spazio attraverso il quale gli elettroni sono diffusi agisca come se esso

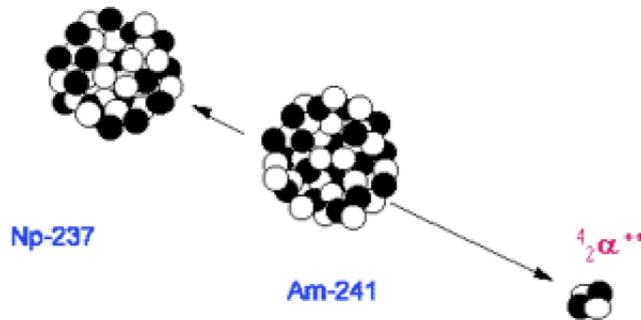


Figura 1: Schema del decadimento di un atomo di ${}^{241}\text{Am}$.

avesse una carica di elettricità positiva eguale alla somma delle cariche negative degli elettroni”. Questo modello prevede perciò due tipi di elettricità: la negativa, granulare; la positiva, pensata come una nebulosa di costituzione continua, come s’immaginano tradizionalmente i fluidi. Vista la particolare configurazione che viene ad assumere l’atomo, questo modello atomico viene anche chiamato il “modello a panettone” (Figura 2).

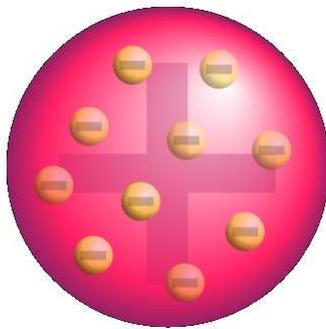


Figura 2: Rappresentazione schematica del “modello a panettone” dell’atomo.

L’esperimento di Rutherford

Nel 1908, il tedesco Hans Geiger (1882-1945) e l’australiano Ernest Marsden (1889-1970) iniziarono, sotto la guida di Ernest Rutherford (1871-1937),

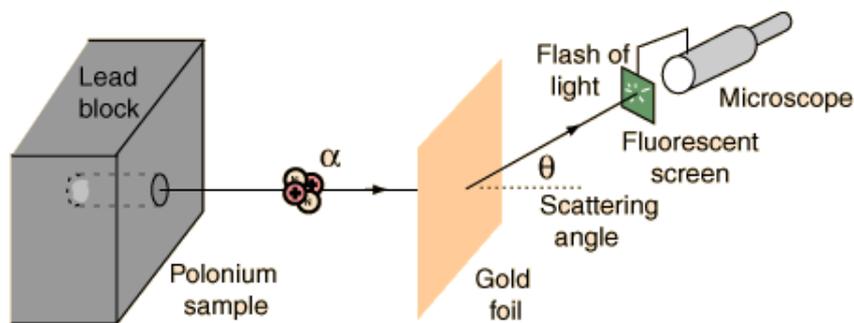


Figura 3: Schema dell'apparato sperimentale usato da Rutherford per sondare la struttura dell'atomo.

lo studio sperimentale della diffusione (o *scattering*) di particelle attraverso sottili strati metallici. L'apparato sperimentale originario era costituito anzitutto da una sorgente radioattiva di polonio che emette particelle α e da uno schermo di piombo con una fenditura sottile che permetteva di ottenere un fascio ben collimato; i raggi α bombardavano quindi una lamina sottile di metallo e venivano in seguito intercettati a diversi angoli da uno schermo di solfuro di zinco, un materiale fluorescente che emette lampi di luce quando viene colpito dalle particelle (Figura 3). Geiger e Marsden osservarono che, anche se la maggior parte delle particelle attraversava il foglio metallico quasi in linea retta, alcune di esse - circa 1 su 8000 - erano fortemente deviate di un angolo maggiore di un angolo retto.

Thomson interpretava la forte deflessione osservata da Geiger e Marsden non come dovuta ad un singolo urto di una particella alpha contro un atomo, ma come la somma di numerose piccole deflessioni subite dalla particella nei suoi urti successivi contro gli atomi della materia attraversata. Fu invano chiesto a Thomson di spiegare come mai le successive piccole deviazioni dovevano essere tutte dello stesso senso, in modo da dare la grande deflessione osservata (Figura 4).

In un saggio del 1911, Rutherford prende in esame la teoria di Thomson e dimostra, con facile calcolo, che la probabilità di ottenere deflessioni maggiori di 90° per effetto di numerosi successivi urti di particelle alpha contro atomi è quasi nulla. Supponiamo anzitutto che la deflessione delle particelle α sia causata da urti con gli elettroni. Nel caso di urto elastico, la velocità acquistata dall'elettrone dopo l'urto non può superare il valore $2v_\alpha$ (dove v_α

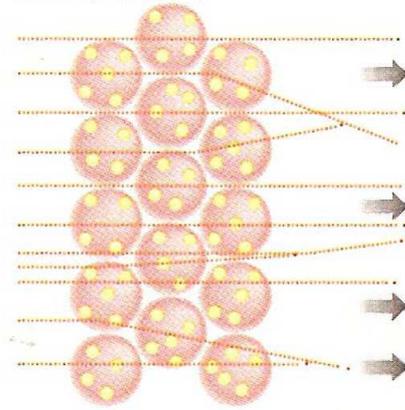


Figura 4: Le particelle α usate per bombardare lo strato metallico dovrebbero attraversare l'atomo "a panettone" subendo solamente piccolissime deviazioni.

è la velocità della particella α prima dell'urto) e questa situazione si ha nel caso di urto elastico centrale (per i calcoli, si veda Appendice A). Ne segue che il massimo momento lineare acquistato dall'elettrone, e perciò perso dalla particella α , non può superare $2m_e v_\alpha$. Ipotizziamo inoltre che il momento perso dalla particella α sia ortogonale al momento iniziale, così da dare la stima dell'angolo massimo di uscita della particella α (Figura 5). Questo angolo risulterà:

$$tg\theta \approx \theta \approx \frac{2m_e v_\alpha}{m_\alpha v'_\alpha} \approx \frac{2m_e v_\alpha}{m_\alpha v_\alpha} \propto 10^{-4} rad \quad (2)$$

Si noti che si è approssimato v'_α con v_α poiché la perdita di quantità di moto della particella α è molto piccola visto la piccola massa dell'elettrone (Appendice A). Rutherford dimostra inoltre, con facili calcoli, che anche una carica positiva uniformemente distribuita all'interno del volume classico dell'atomo devierebbe le particelle α solo di una piccola frazione di grado (Figura 6). La quantità di moto massima Δp (o momento lineare) trasferita alla particella alpha durante l'urto, infatti, si può calcolare mediante il teorema dell'impulso, secondo cui $\Delta p = F\Delta t$. L'interazione tra le particelle è di tipo elettrostatico e l'intensità della forza interagente tra α e la carica positiva dell'atomo si può esprimere mediante l'espressione coulombiana:

$$F = k \frac{Qq}{r^2} \quad (3)$$

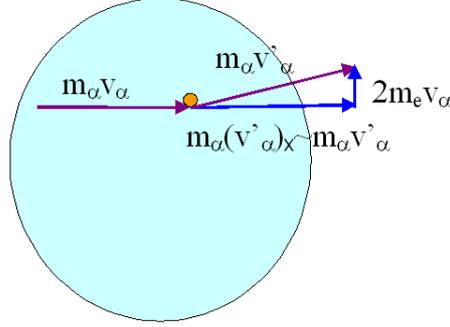


Figura 5: Deflessione subita dalla particella α a causa dell'urto con gli elettroni prevista nel modello dell'atomo di Thomson.

dove Q è la carica positiva dell'atomo, $q = 2e$ è la carica della particella α e r è la distanza tra le due cariche; la massima quantità di moto trasferita ad α avverrà alla minima distanza tra le due cariche, perciò porremo $r = R$ dove R è il raggio dell'atomo in cui la carica positiva è uniformemente distribuita. In prima approssimazione, la durata dell'interazione sarà pari al tempo che la particella α impiega a percorrere la distanza $2R$, ovvero

$$\Delta t = \frac{2R}{v_\alpha} \quad (4)$$

dove v_α è la velocità della particella α . Quindi si avrà

$$\Delta p = F \Delta t < \left(\frac{k2eQ}{R^2} \right) \left(\frac{2R}{v_\alpha} \right) \quad (5)$$

Dalle relazioni di trigonometria, si può ricavare infine l'angolo di deflessione subito dalla particella α , tenendo presente che per angoli piccoli la tangente dell'angolo si può approssimare al valore dell'angolo stesso:

$$\theta \approx \frac{\Delta p}{p} < \frac{4keQ}{MRv_\alpha^2} \quad (6)$$

Nel caso specifico di particelle α di energia 5.5 MeV, si ottiene una stima dell'angolo pari a

$$\theta < \frac{4 \cdot 8.98 \times 10^9 Nm^2/C^2 \cdot (1.6 \times 10^{-19} C)^2 \cdot 79}{3732 MeV/c^2 \cdot 1.6 \times 10^{-19} J/eV \cdot 2 \cdot 0.179 nm \cdot (1.63 \times 10^7 m/s)^2} \quad (7)$$

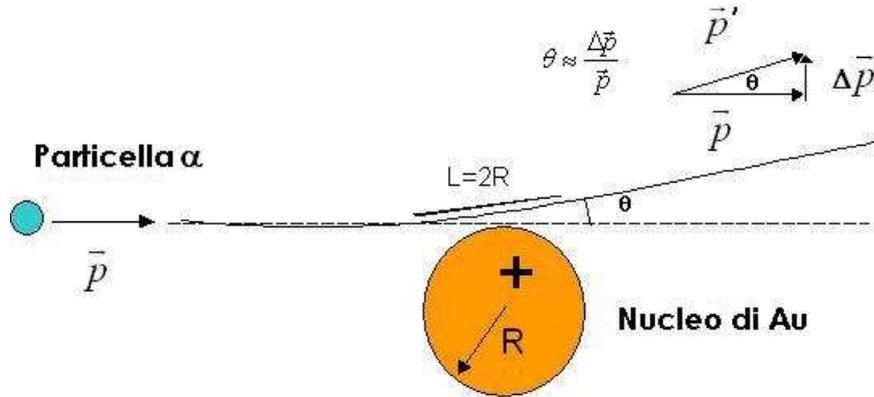


Figura 6: Deflessione subita dalla particella α a causa dell'interazione elettrostatica con la carica positiva atomica prevista nel modello dell'atomo di Thomson.

ovvero

$$\theta < 0.00013 \text{ rad} = 0.0075^\circ \quad (8)$$

In questo calcolo, si utilizza come raggio dell'atomo di oro il valore 0.179 nm e la velocità della particella α è stata calcolata a partire dall'espressione non-relativistica dell'energia cinetica E_k

$$v_\alpha = \sqrt{\frac{2E_k}{m_\alpha}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 5.5 \times 10^6 \text{ eV} \cdot 1.6 \times 10^{-19} \text{ J/eV}}{6.63 \times 10^{-27} \text{ kg}}} = 1.63 \times 10^7 \text{ m/s} \quad (9)$$

Si noti che la presenza di elettroni all'interno del "panettone" non modificherebbe il risultato ottenuto, al contrario, l'attrazione elettrostatica tra la particella α e gli elettroni dell'atomo ridurrebbe ulteriormente l'angolo di deflessione. Rutherford mostra quindi, solo sulla base di considerazioni proprie della fisica classica, che se la carica atomica positiva fosse distribuita su tutto il volume dell'atomo, le particelle α non subirebbero deflessioni di angoli maggiori di 90° . Questa dimostrazione evidenzia inoltre che se il raggio del volume occupato dalla carica positiva nucleare fosse molto più piccolo, si potrebbero ottenere deviazioni più importanti.

Il modello di Rutherford

Alla luce delle precedenti considerazioni, Rutherford avanzò l'ipotesi che almeno per alcune particelle, la grande deflessione dovesse essere attribuita alla deviazione brusca subita dalla particella α passando attraverso un campo elettrico intenso nell'atomo. Ma se la deflessione era dovuta ad un solo urto, occorre necessariamente supporre nell'atomo un nocciolo centrale di dimensioni estremamente piccole, caricato positivamente, e contenente la maggior parte della massa dell'atomo: occorre, insomma, adottare un modello atomico a nucleo ed elettroni rotanti, della cui stabilità ci si sarebbe occupati in seguito (Figura 7a).

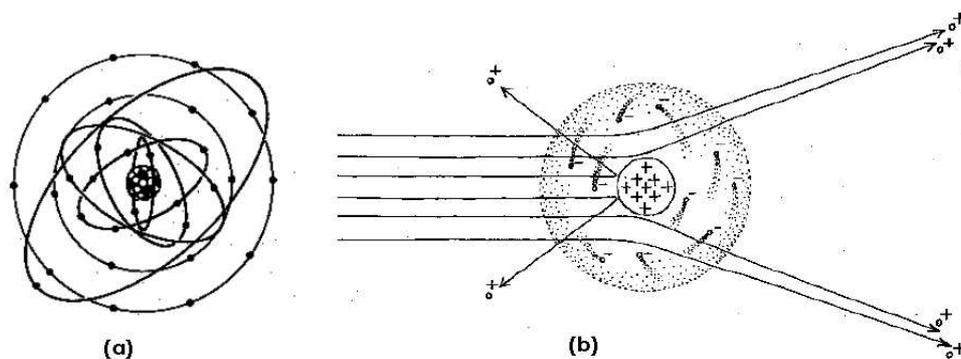


Figura 7: (a) Modello planetario dell'atomo secondo Rutherford. (b) Deflessione subita dalla particella α a causa dell'interazione elettrostatica con il nucleo atomico.

Con tale modello la deflessione si spiega immediatamente. La particella α attraversa l'atmosfera elettronica (i cui effetti si possono trascurare), si avvicina al nucleo e viene fortemente deviata, per la grande forza coulombiana che sorge tra le due cariche positive, costringendola ad un'orbita cometaria (Figura 7b). Rutherford dette la teoria quantitativa della diffusione delle particelle α , che nel 1913 Geiger e Marsden, con una delicata esperienza, confermarono. In particolare, la formula di Rutherford fornisce, per un detector posto ad un angolo θ rispetto alla direzione del fascio di particelle α incidenti, il numero di particelle per unità di area che raggiungono il detector:

$$N(\theta) = \frac{N_i n L Z^2 k^2 e^4}{4r^2 E_k^2 \sin^4(\theta/2)} \quad (10)$$

dove

N_i	=	numero di particelle α incidenti
n	=	numero di atomi per unità di volume del bersaglio
L	=	spessore del bersaglio
Z	=	numero atomico del bersaglio
e	=	carica dell'elettrone
k	=	costante di Coulomb
r	=	distanza tra il bersaglio e il detector
E_k	=	energia cinetica di α
θ	=	angolo di deflessione

Tale formula non ha validità assoluta. Infatti:

- Si riferisce solo alle deflessioni dovute agli urti nucleari, quindi non vale per $\theta \rightarrow 0$, ovvero quando la minima distanza dal nucleo raggiunta dalla particella α è grande; infatti in questo caso la carica nucleare è schermata dagli elettroni atomici, cosicchè l'equazione non diverge;
- non è una formula relativistica;
- si riferisce ad un centro (nucleo) fisso;
- prende in considerazione solo forze coulombiane;
- trascura le dimensioni finite del nucleo;
- non tiene conto della meccanica quantistica.

In particolare, se le particelle α hanno un'energia elevata, esse si avvicinano sufficientemente al centro del nucleo da entrare nel raggio di azione delle forze nucleari (forza forte) e la distribuzione angolare delle particelle α deflesse devia dalla predizione della formula di Rutherford. Proprio da queste deviazioni, fu possibile stimare l'ordine di grandezza del raggio nucleare; ciò che emerse fu che il raggio nucleare è di quattro ordini di grandezza inferiore di quello predetto dal modello di Thomson: mentre Thomson ipotizzava che la carica positiva fosse distribuita su tutto il volume dell'atomo (nel caso dell'oro, ad esempio, il raggio atomico è pari a 1.79×10^{-10} m), il raggio nucleare dell'oro stimato da Rutherford è 6.9×10^{-15} m! Ciò significa che se il nucleo fosse grande come un pallone, l'intero atomo sarebbe grande come un campo da calcio: l'atomo, quindi, si compone prevalentemente di spazio vuoto. In analogia con un sistema planetario, se il nucleo dell'atomo di oro fosse delle

stesse dimensioni del sole, la distanza tra il nucleo e l'elettrone più esterno sarebbe doppia di quella che intercorre tra il sole e Plutone (Figura 8).

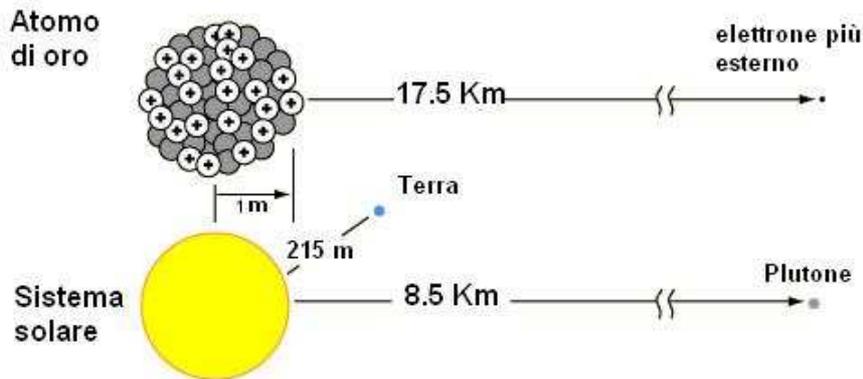


Figura 8: Confronto tra le distanze caratteristiche dell'atomo di oro e del sistema solare. Il raggio del nucleo dell'oro e il raggio del sole sono stati scalati alla misura comune di 1 m.

Diffusione di particelle α al variare dell'angolo

Lo scopo di questa esperienza è quello di riprodurre l'esperienza di Rutherford con il preparato Am-241, posto all'interno di una camera a vuoto: mediante un sensore a semiconduttore, le particelle α emesse dalla sorgente di Americio e diffuse a vari angoli da una laminetta sottile metallica, vengono rivelate e viene confrontata la distribuzione sperimentale con la relazione teorica. L'esperienza viene eseguita in vuoto per permettere alle particelle α di percorrere il loro cammino senza urtare contro le molecole dell'aria. In particolare, si verifica che:

$$N(\theta) \propto \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} \quad (11)$$

dove $N(\theta)$ è il numero di particelle rivelato in funzione dell'angolo e θ è l'angolo tra la direzione del fascio incidente e la direzione di raccolta delle particelle. In particolare si verificherà che, per angoli piccoli, i conteggi sperimentali deviano dalla distribuzione teorica e la distribuzione non diverge (Figura 9).

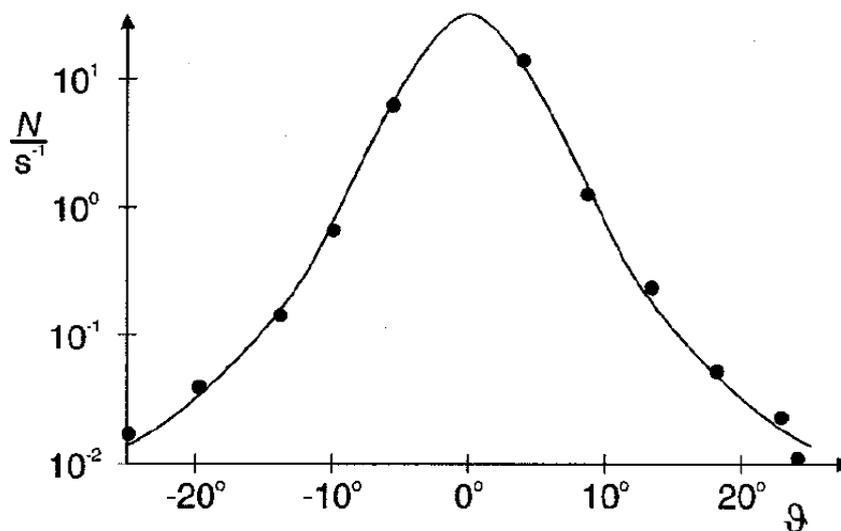


Figura 9: Tasso di diffusione in funzione dell'angolo θ .

Apparato sperimentale

L'esperienza viene realizzata con la seguente strumentazione:

- sorgente di particelle α (preparato di ^{241}Am);
- pompa per il vuoto;
- camera dotata di:
 - valvola di uscita dell'aria collegata alla pompa del vuoto;
 - supporto di plexiglass con scala graduata (sensibilità di 5°);
 - braccio sul quale viene posizionata la sorgente radioattiva e la laminetta metallica;
 - uscita per il rivelatore a semiconduttore.
- laminetta di Au sottile ($2 \mu\text{m}$);
- fessure in plastica per collimare il fascio;
- rivelatore a semiconduttore costituito da un fotodiodo al silicio;
- amplificatore di segnale;

- contatore digitale;
- computer interfacciato all'amplificatore di segnale per l'elaborazione dei dati.

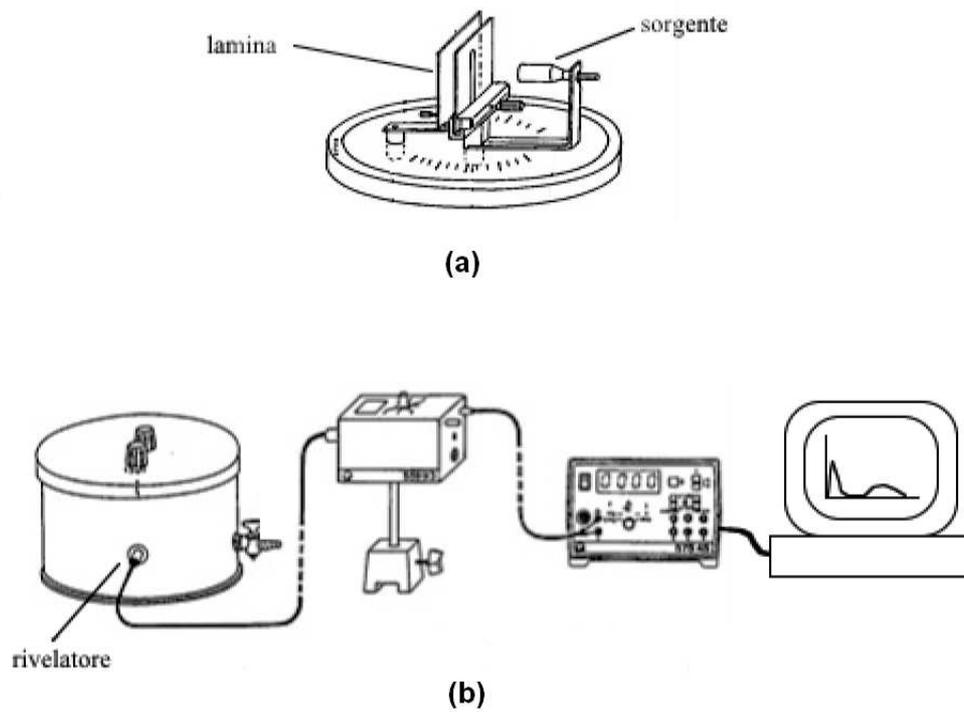


Figura 10: (a) coperchio di plexiglass della camera su cui è montata la sorgente e la laminetta metallica (b) schema generale dell'apparato

Appendice A

Vediamo in dettaglio i calcoli che riguardano gli urti elastici centrali, applicate all'esperienza di Rutherford. La conservazione della quantità di moto prevede che:

$$m_\alpha \vec{v}_\alpha = m_\alpha \vec{v}'_\alpha + m_e \vec{v}'_e \quad (12)$$

dove m_α e m_e sono, rispettivamente, le masse della particella α e dell'elettrone, \vec{v}_α è la velocità di α prima dell'urto e \vec{v}'_α e \vec{v}'_e sono le velocità di α e dell'elettrone dopo l'urto. Nel caso di urto centrale, il moto avviene in una sola dimensione, per cui

$$m_\alpha v_\alpha = m_\alpha v'_\alpha + m_e v'_e \quad (13)$$

Negli urti elastici si conserva inoltre l'energia cinetica, quindi

$$\frac{1}{2} m_\alpha v_\alpha^2 = \frac{1}{2} m_\alpha v_\alpha'^2 + \frac{1}{2} m_e v_e'^2 \quad (14)$$

Per ottenere le espressioni per le velocità dopo l'urto, le equazioni precedenti vengono riscritte come:

$$m_\alpha (v_\alpha - v'_\alpha)(v_\alpha + v'_\alpha) = m_e v_e'^2 \quad (15)$$

$$m_\alpha (v_\alpha - v'_\alpha) = m_e v_e' \quad (16)$$

Dividendo queste relazioni si ottiene l'espressione:

$$v_\alpha + v'_\alpha = v_e' \quad (17)$$

che, sostituita nella seconda equazione, permette di ricavare le velocità dopo l'urto:

$$v'_\alpha = \frac{(m_\alpha - m_e)}{(m_\alpha + m_e)} v_\alpha; \quad v_e' = \frac{2m_\alpha}{(m_\alpha + m_e)} v_\alpha \quad (18)$$

Dal momento che $m_\alpha \gg m_e$, le precedenti relazioni diventano:

$$v'_\alpha \approx v_\alpha; \quad v_e' \approx 2v_\alpha \quad (19)$$

che è il risultato cercato.