

# PROPRIEDADES BÁSICAS - ÁTOMOS

1. **Átomos são pequenos** -  $D \approx 0.1\text{nm}$   
não podem ser visto com luz visível  $\lambda \approx 500\text{ nm}$

2. **Átomos são estáveis**  
não se subdividem espontaneamente  
Forças internas em equilíbrio e em oposição

3. **Átomos contêm elétrons** (cargas negativas),  
mas são eletricamente neutros

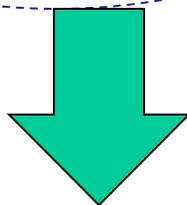
4. **Átomos emitem e absorvem radiação E.M.**  
esta radiação pode ser-  
Luz visível ( $\lambda \approx 500\text{ nm}$ ), raio-X ( $\lambda \approx 1\text{ nm}$ ), UV  
( $\lambda \approx 10\text{ nm}$ ) e infra-vermelho ( $\lambda \approx 1\mu\text{m}$ ),

## Modelo Atômico de Thomson

(J.J. Thomson – prêmio Nobel 1906 – razão  $e/m$ )

Modelo de átomos  
incorpora propriedades conhecidas:

- tamanho, massa, número de elétrons e neutralidade de cargas;
- Átomo contém  $Z$  elétrons que estão distribuídos uniformemente (devido à repulsão mútua) em uma esfera uniforme de carga positiva;
  - A carga positiva é  $+Ze$ ;
  - A massa da esfera  $\approx$  massa do átomo (massa do elétron  $\approx 0$ );
  - $R_{esfera} \approx R_{átomo}$



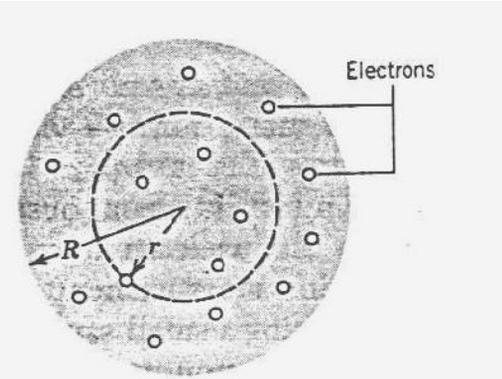
Modelo de “pudim de ameixas”

# Qual a força sobre um elétron?

Para uma sub-esfera  
de raio  $r < R$ :

$$q_{int} = Z \cdot e \cdot \frac{\frac{4}{3}\pi r^3}{\frac{4}{3}\pi R^3} = Z \cdot e \cdot \frac{r^3}{R^3}$$

**Lei de Gauss**  $\int \vec{E} d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon_0} q_{int}$



**FIGURE 6.1** The Thomson model of the atom.  $Z$  tiny electrons are imbedded in a uniform sphere of positive charge  $Ze$  and radius  $R$ . An imaginary spherical surface of radius  $r$  contains a fraction  $r^3/R^3$  of the charge.

Para uma esfera  $\rightarrow$  simetria  $\rightarrow \vec{E}$  é constante sobre a superfície  $q_{int}\epsilon_0 \oint E dS = \epsilon_0 E (4\pi r^2)$ :

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_{int}}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze}{R^3} \cdot r \quad \text{Exp. Ia}$$

$$F = eE = \left[ \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 R^3} \right] = k \cdot r \quad \text{Exp. Ib}$$

**Puxa elétrons para centro  $\rightarrow$  colapso do átomo**

$\exists$  Força contrária para equilíbrio =  $F_{repulsão \text{ do elétron}}$

Similar à situação de massa  $m$  suspensa por uma mola com constante de mola  $k \rightarrow F = kx = mg \rightarrow$

Pode oscilar com frequência  $f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{k/m}$

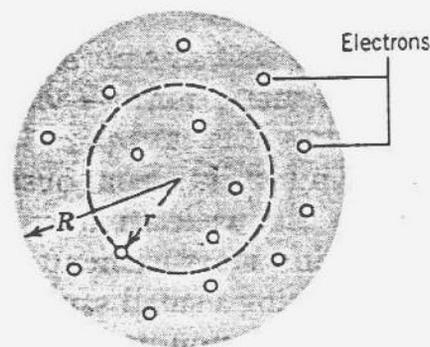
**Elétron ou carga oscilando emite radiação E.M. com mesma frequência característica**

## Modelo de “pudim de ameixas”

Pode oscilar com frequência

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{k/m}$$

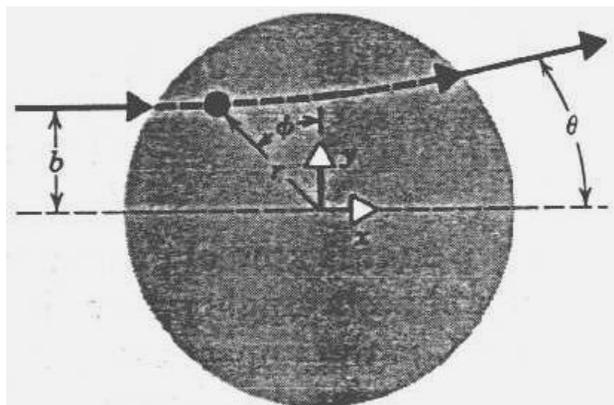
*Elétron ou carga oscilando emite radiação E.M. com mesma frequência característica*



**FIGURE 6.1** The Thomson model of the atom.  $Z$  tiny electrons are imbedded in a uniform sphere of positive charge  $Ze$  and radius  $R$ . An imaginary spherical surface of radius  $r$  contains a fraction  $r^3/R^3$  of the charge.

Absorção de radiação E.M.: espera-se que elétron possa absorver e emitir na mesma característica pelo aumento ou redução da amplitude de oscilação:  
 $f_{\text{absorção}} = f_{\text{emissão}}$ , o que nem sempre ocorre.

## FALHA MAIS SÉRIA DESTE MODELO: ESPALHAMENTO DE PARTÍCULAS CARREGADAS



**FIGURE 6.2** A positively charged alpha particle is deflected by an angle  $\theta$  as it passes through a Thomson-model atom. The coordinates  $r$  and  $\phi$  locate the alpha particle while it is inside the atom.

## Considere partícula + passando pelo átomo

Partícula deve ser defletida de sua trajetória por forças exercidas sobre a partícula do átomo

- 1- Força Repulsiva devido à carga + do átomo;
- 2- Força Atrativa devido à carga – do átomos

Deflexão por repulsão:

$$\Delta p_y = \int F_y dt, \text{ onde } F_y = F \cos \phi$$

E para projétil:  $q(\text{projétil}) = z.e$

$F=qE$ , onde  $E$  é dado por expressão Ia:

$$F = \left[ \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 R^3} \right] r = zkr, \text{ onde } k \text{ é da Exp Ib}$$

Parâmetro de impacto

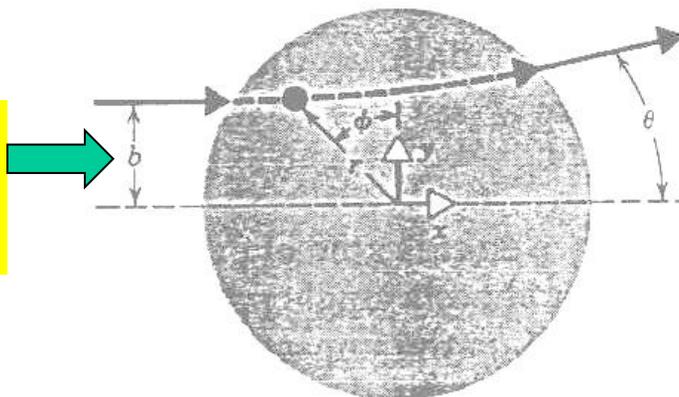
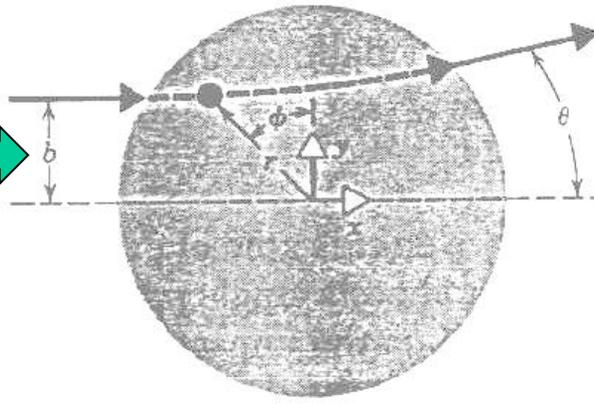


FIGURE 6.2 A positively charged alpha particle is deflected by an angle  $\theta$  as it passes through a Thomson-model atom. The coordinates  $r$  and  $\phi$  locate the alpha particle while it is inside the atom.

Parâmetro de impacto



$$\text{para } \cos\phi \approx \frac{b}{r} \rightarrow \Delta p_y = zkb \int_0^T dt = zkbT$$

Onde T é o tempo total da passagem da carga pelo átomo

Pela Fig.6.3:

$$\Delta p_y = \frac{2zkb}{v} \sqrt{R^2 - b^2}$$

$$\text{Para } T \approx \frac{2\sqrt{R^2 - b^2}}{v}$$

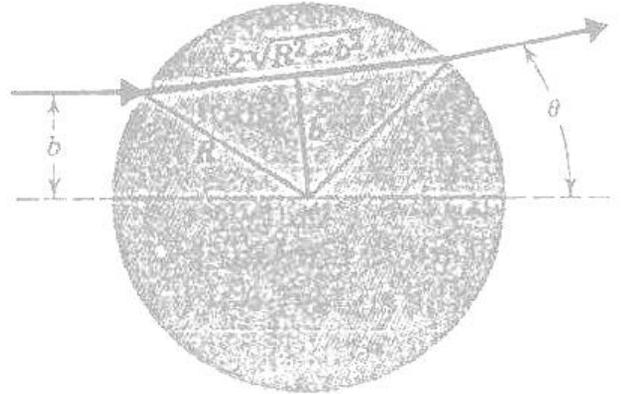


FIGURE 6.3 An approximate geometry of the deflection of an alpha particle by a Thomson atom. The scattering angle, whose maximum value is about  $0.01^\circ$ , has been greatly exaggerated.

Onde v é a velocidade da partícula

$$\text{Assumindo } \text{tg}\theta = \frac{p_y}{p_x} \approx \frac{\Delta p_y}{p} \approx \theta \text{ (}\theta \text{ pequeno)}$$

$$\theta = \frac{2zkb}{mv^2} \sqrt{R^2 - b^2}$$

Na prática tem-se várias partículas incidentes e vários valores de  $b$

## ESTATÍSTICA

Mede-se  $\theta_{max}$  e  $\theta_{medio}$

$$\theta_{max} = \frac{zkR^2}{mv^2} \text{ e } \theta_{medio} = \frac{\pi zkR^2}{4mv^2}$$

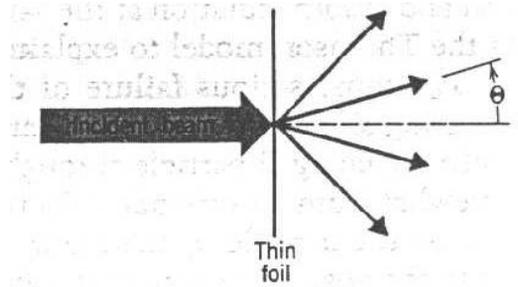
Na prática  $\rightarrow$  multiplas colisões

$$\overline{\Theta} = \sqrt{N} \theta_{medio}$$

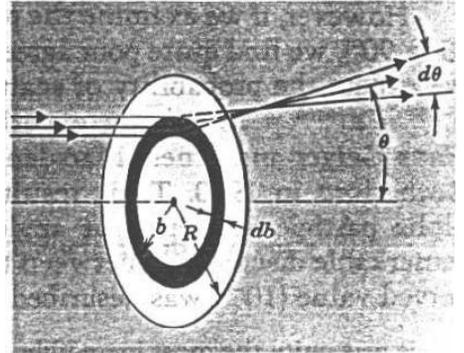
$$\text{Probabilidade} = e^{-x \left( \frac{\Theta}{\overline{\Theta}} \right)^2}$$

para ter

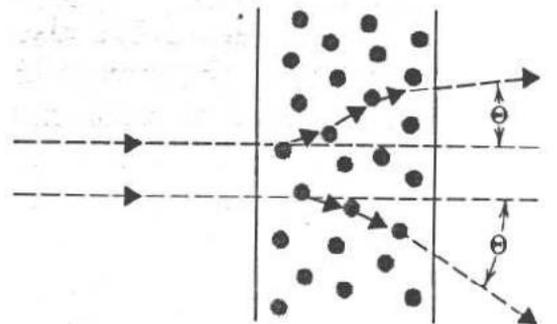
$$\theta > \theta_{medio}$$



**FIGURE 6.4** A typical scattering experiment. An incident beam is scattered by a thin foil; scattered particles are observed at all possible values of  $\theta$  in the laboratory.

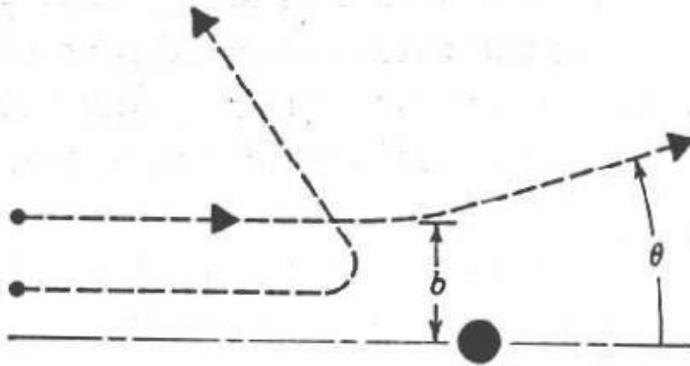


**FIGURE 6.5** Scattering geometry for one atom. Particles entering a circular ring of radius  $b$  and width  $db$  are scattered into a range of angles  $d\theta$  at  $\theta$ .



**FIGURE 6.6** A microscopic representation of the scattering. Some individual scatterings tend to increase  $\Theta$ , while others tend to decrease  $\Theta$ .

## Átomo de Rutherford



**FIGURE 6.7** Scattering by a nuclear atom. The path of the scattered particle is a hyperbola. Smaller impact parameters give larger scattering angles.

## ESPALHAMENTO POR UM ÁTOMO C/ NÚCLEO

Projétil de carga  $ze$  sente força de repulsão:

$$F = \frac{zeZe}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

Para cada parâmetro de impacto  $b$  existe um ângulo  $\theta$  de espalhamento

Encontrar a relação entre  $b$  e  $\theta$

# Átomo de Rutherford

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{b} \sin\phi + \frac{zZe^2}{8\pi\epsilon_0 b^2 K} (\cos\phi - 1)$$

$$b = \frac{zZe^2}{8\pi\epsilon_0 K} \cot\frac{1}{2}\theta$$

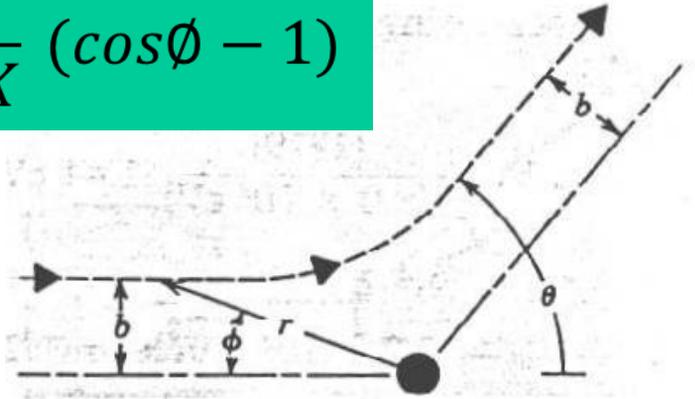


FIGURE 6.8 The hyperbolic trajectory of a scattered particle.

Fração de projéteis espalhados com ângulos  $> \theta$  ou menores que  $b$

$$f_{<b} = f_{>\theta} = nt\pi b^2$$

densidade

Onde:

$$n = \frac{N_A \rho}{M}$$

massa

Nº de átomos/volume

t → espessura da folha

b → dado pela equação acima

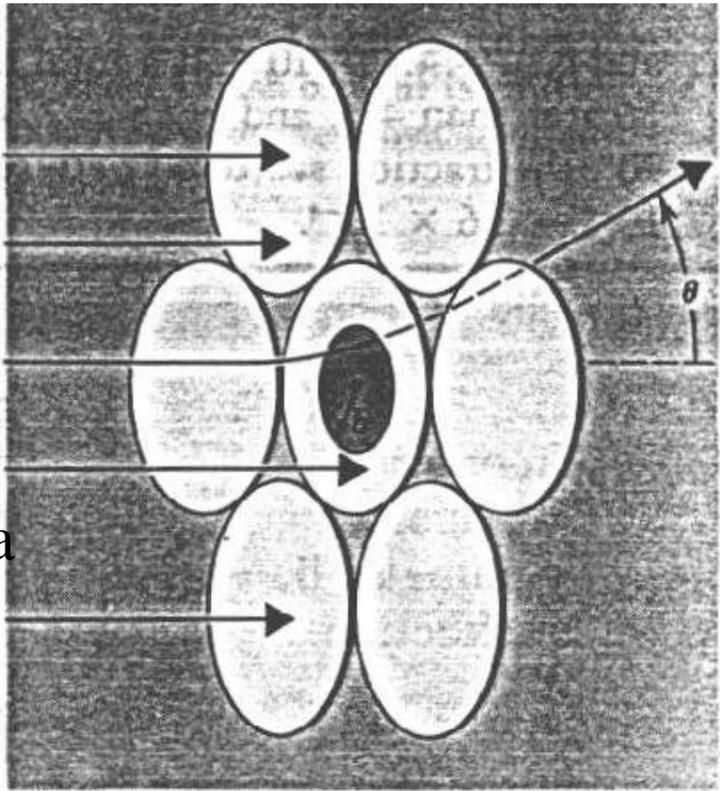
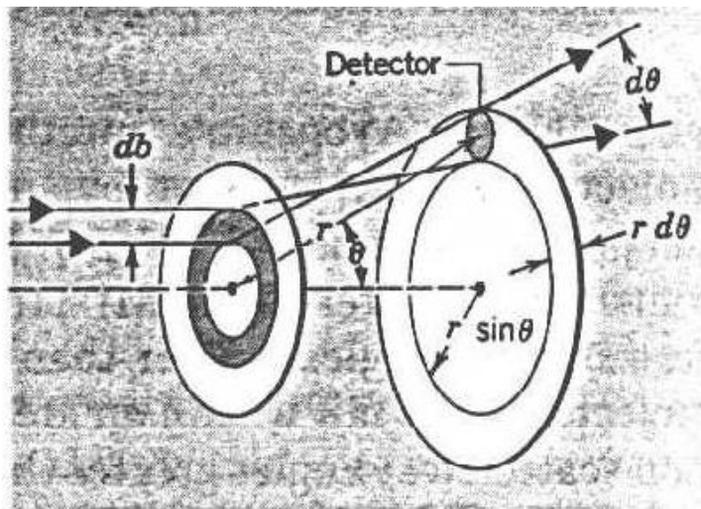


FIGURE 6.9 Scattering geometry for many atoms. For impact parameter  $b$ , the scattering angle is  $\theta$ . If the particle enters the atom within the disc of area  $\pi b^2$ , its scattering angle will be larger than  $\theta$ .

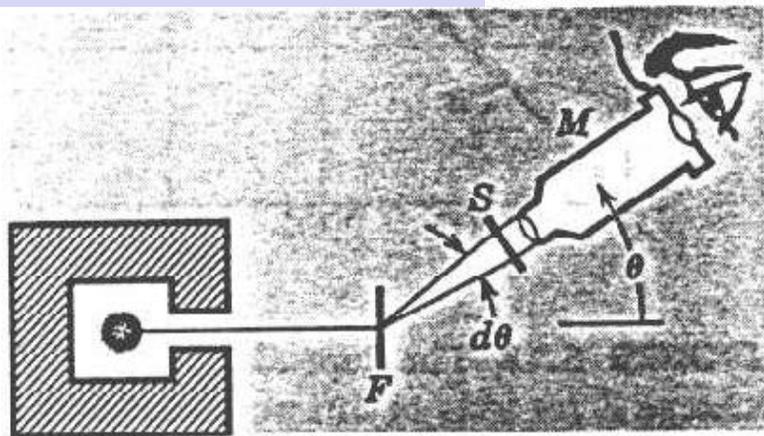
# Fórmula de espalhamento de Rutherford

Probabilidade de espalhamento entre  $\theta$  e  $\theta + d\theta$



**FIGURE 6.10** Particles entering the ring between  $b$  and  $b + db$  are distributed uniformly along a ring of angular width  $d\theta$ . A detector is at a distance  $r$

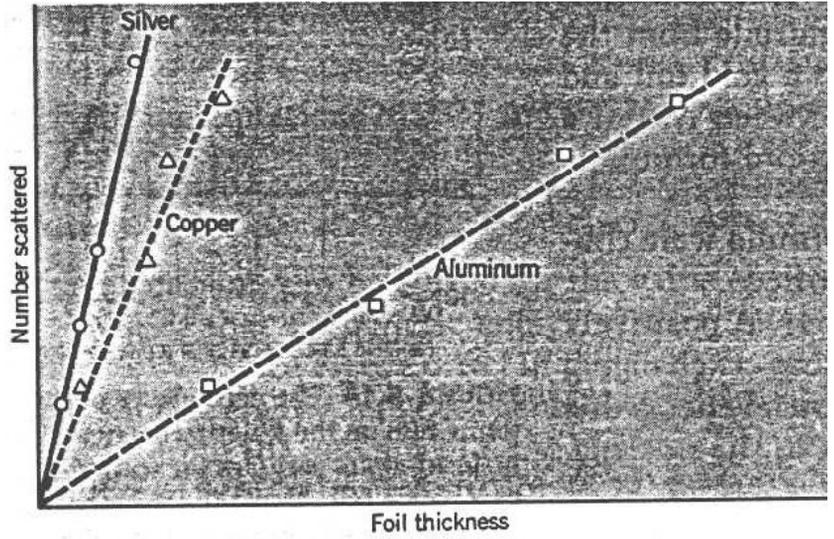
$$N(\theta) = \frac{nt}{4r^2} \left[ \frac{zZ}{2K} \right]^2 \left[ \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right]^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{1}{2}\theta}$$



**FIGURE 6.11** Schematic diagram of alpha-particle scattering experiment. A radioactive source of alpha particles is in a shield with a small hole. Alpha particles strike the foil  $F$  and are scattered into the angular range  $d\theta$ . Each time a scattered particle strikes the screen  $S$  a flash of light is emitted and observed with the movable microscope  $M$ .

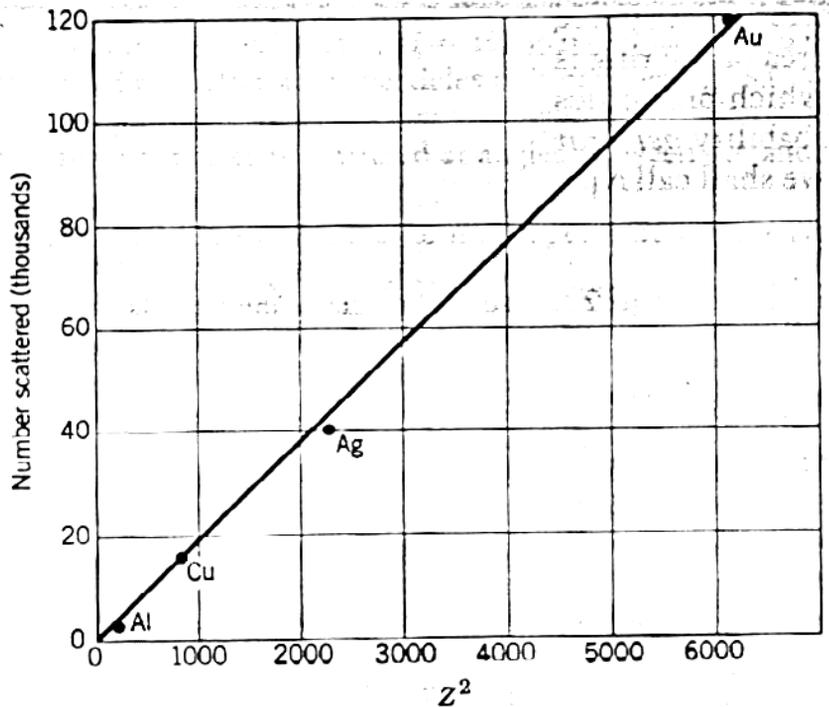
# Átomo de Rutherford

$N(\theta) \times t$   
 $\downarrow$   
 Linear  
 $\downarrow$   
 OK



**FIGURE 6.12** The dependence of scattering rate on foil thickness for three different scattering foils.

$N(\theta) \times Z^2$   
 $\downarrow$   
 Linear  
 $\downarrow$   
 OK



**FIGURE 6.13** The dependence of scattering rate on the nuclear charge  $Z$  for foils of different materials. The data are plotted against  $Z^2$ .

# Átomo de Rutherford

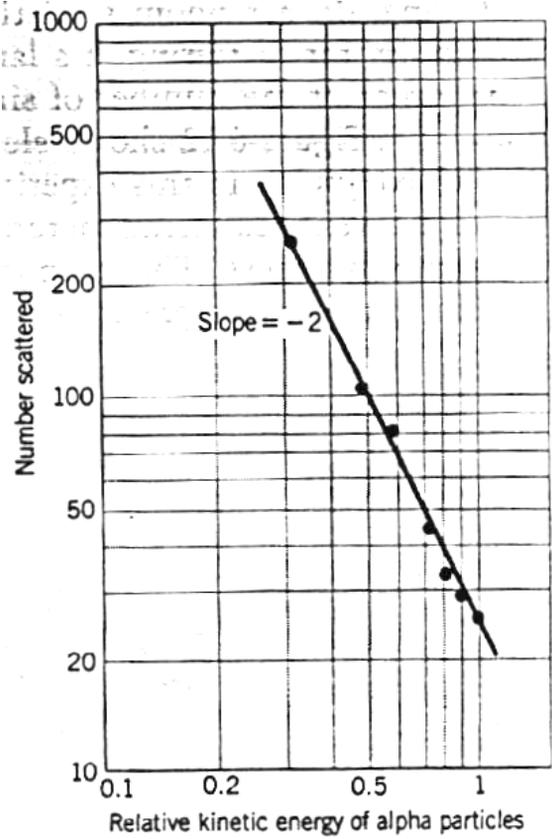
$$N(\theta) \propto K^{-2}$$



Linear



OK



**FIGURE 6.14** The dependence of scattering rate on the kinetic energy of the incident alpha particles for scattering by a single foil. Note the log-log scale; the slope of  $-2$  shows that  $\log N \propto -2 \log K$ , or  $N \propto K^{-2}$ , as expected from the Rutherford formula.

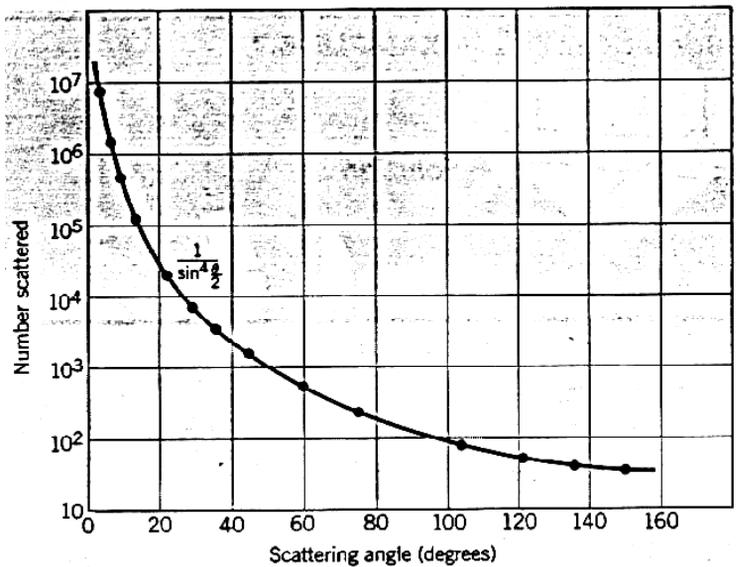
$$N(\theta) \propto \frac{1}{\sin^4 \theta}$$



proporcional

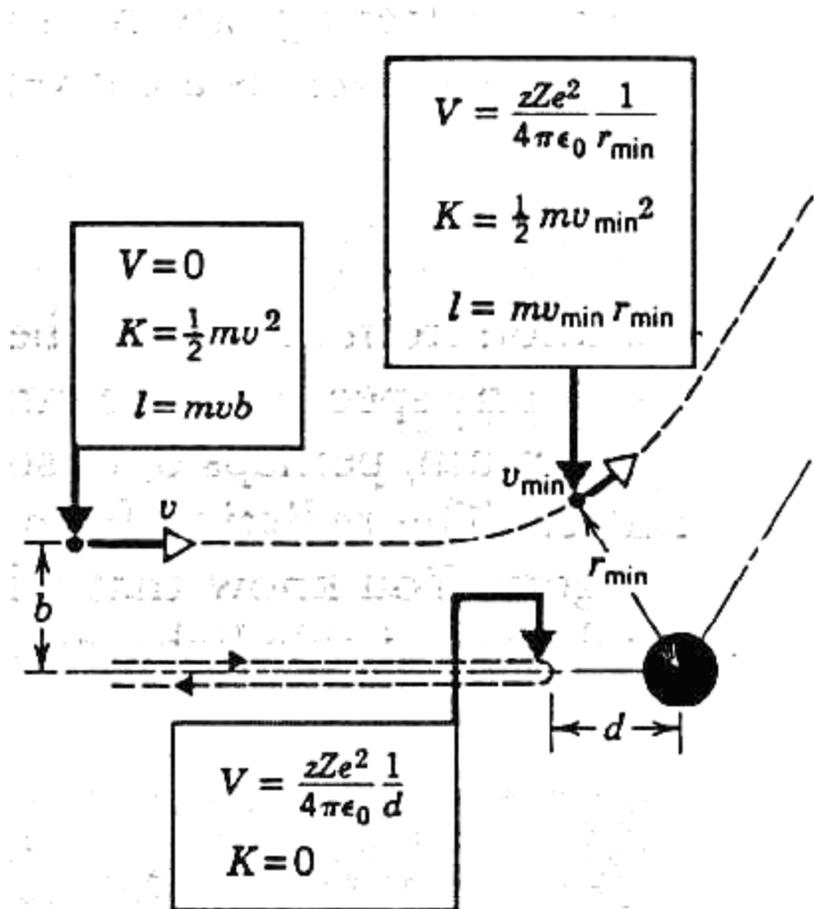


OK



**FIGURE 6.15** The dependence of scattering rate on the scattering angle  $\theta$ , using a gold foil. The  $\sin^{-4}(\theta/2)$  dependence is exactly as predicted by the Rutherford formula.

# Átomo de Rutherford



**FIGURE 6.16** Closest approach of the projectile to the nucleus.

Maior aproximação do projétil ao núcleo:

$$E = K + V = \text{cte}$$

Longe do núcleo:  $E = K = \frac{1}{2}mv^2$

Perto do núcleo  $K \downarrow V \uparrow$ , onde:  $V = \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 r}$

Distância mínima:  $d = \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 K}$