

Universidade de São Paulo Instituto de Física

FÍSICA MODERNA I

AULA 10

Profa. Márcia de Almeida Rizzutto
Pelletron – sala 220
rizzutto@if.usp.br

1o. Semestre de 2015

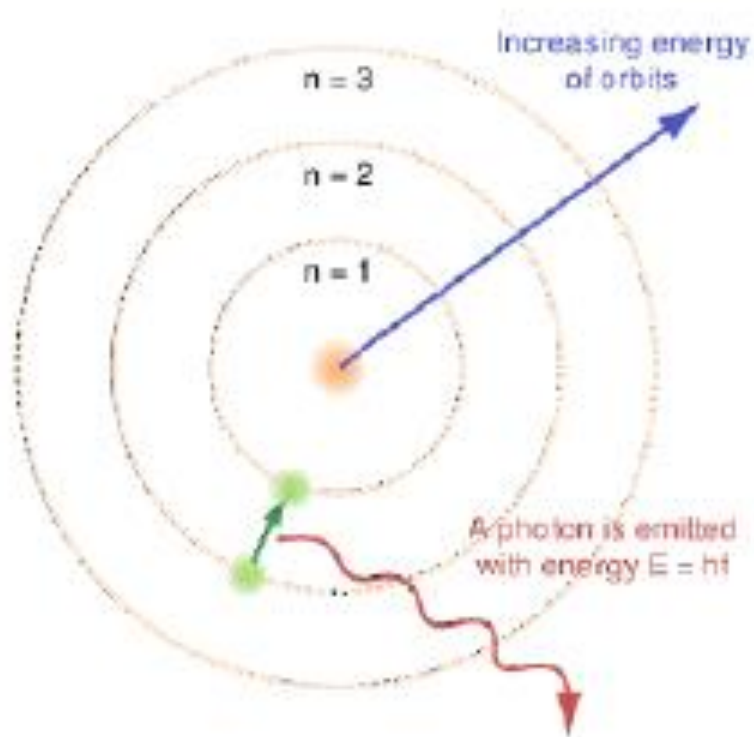
Monitor: Gabriel M. de Souza Santos

Página do curso:

<http://disciplinas.stoa.usp.br/course/view.php?id=5215>

27/03/2015

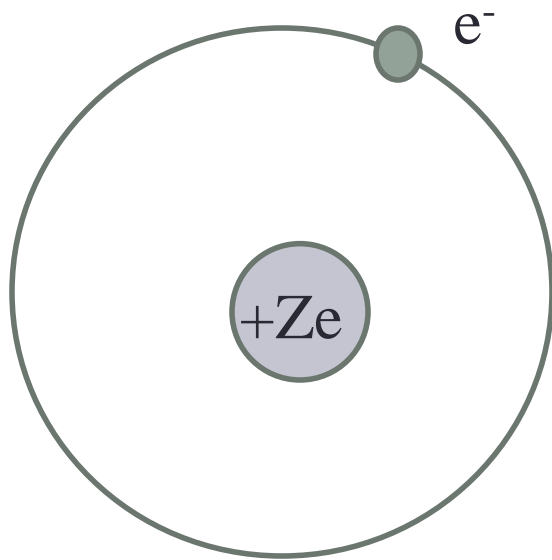
O Modelo de Bohr



- Orbita circular
- $L = n\hbar$
- Energia total constante

- $$\nu = \frac{E_i - E_f}{h}$$

O Modelo de Bohr



- Átomo com núcleo de carga Ze e massa M e elétron com carga $-e$ e massa m_e
- m_e desprezível em relação a M
- Estabilidade mecânica
- Força centrípeta = Força Coulombiana

$$\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{mv^2}{r}$$

$$mv^2 = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}$$

- Momento angular

$$\left. \begin{aligned} L &= n\hbar \\ L &= mvr \end{aligned} \right\}$$

$$mvr = n\hbar$$

$$v = \frac{n\hbar}{mr}$$

O Modelo de Bohr – raio e velocidade

$$\left. \begin{aligned} \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} &= \frac{mv^2}{r} \\ v &= \frac{n\hbar}{mr} \end{aligned} \right\} \begin{aligned} Ze^2 &= 4\pi\epsilon_0 r^2 \frac{mv^2}{r} = 4\pi\epsilon_0 r m v^2 \\ Ze^2 &= 4\pi\epsilon_0 r m \left(\frac{n\hbar}{mr} \right)^2 \\ Ze^2 &= 4\pi\epsilon_0 \frac{n^2 \hbar^2}{mr} \end{aligned}$$

$$r = \frac{4\pi\epsilon_0 n^2 \hbar^2}{Ze^2 m} \rightarrow a_0 = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{me^2} \quad \text{Raio de Bohr} = 0,529 \text{ \AA}$$

$$r_n = \frac{n^2 a_0}{Z}$$

$$v_n = \frac{n\hbar}{mr} = \frac{n\hbar}{m} \frac{Ze^2 m}{4\pi\epsilon_0 n^2 \hbar^2}$$

$$v_n = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 n\hbar}$$

H=1, Z=1, n=1
 $r_1 = 0,05 \text{ nm}$
 $v_1 \sim 2,2 \times 10^6 \text{ m/s}$

Raio atômico é quantizado

O Modelo de Bohr – Energia

- A energia de um elétron atômico se movendo em uma das órbitas possíveis
- A energia cinética do sistema é devido ao elétron
- $K = \frac{1}{2} mv^2$
- O núcleo é massivo comparado com o elétron ($m_{\text{proton}} = 1836m$) e o núcleo pode ser considerado em repouso.

■ A energia potencial V é

$$V = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}$$

■ A energia mecânica total:

$$E = K + V = \frac{1}{2} mv^2 - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$$

$$mv^2 = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}$$

$$E = \frac{1}{2} \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}$$

$$E = -\frac{1}{2} \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}$$

O Modelo de Bohr – Energia

$$E = \frac{1}{2} \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}$$

$$r_n = \frac{n^2 a_0}{Z}$$

Para o H

$$E = -\frac{1}{2} \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}$$

$$E_0 = -\frac{1}{2} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{e^4 m}{\hbar^2}$$

$$E_0 = -13,6\text{eV}$$

$$E_n = -\frac{1}{2} \frac{Z^2 e^2}{4\pi\epsilon_0 n^2 a_0}$$

$$a_0 = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{me^2}$$

$$E_0 = -\frac{1}{2} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{Z^2 e^4 m}{\hbar^2 n^2}$$

$$E_n = -E_0 \frac{Z^2}{n^2}$$

Energia
quantizada

O estado de energia mais baixo:

$$n=1 \quad E_1 = E_0$$

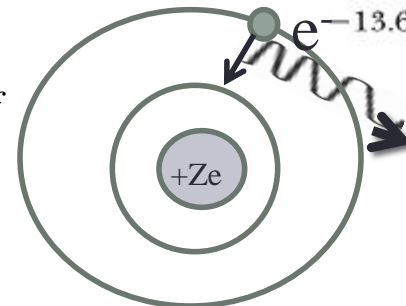
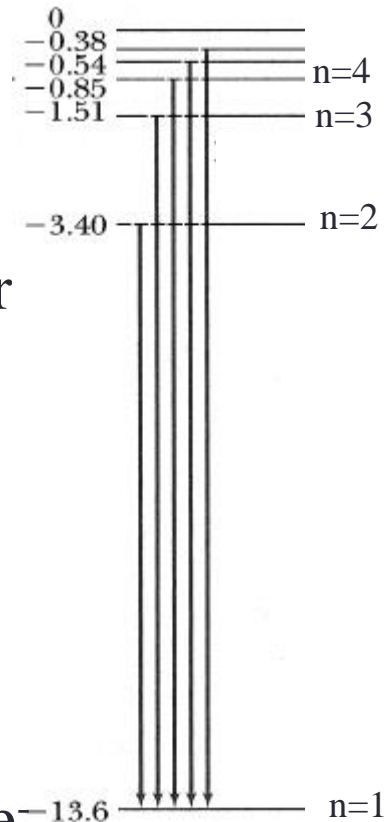
menor raio

Postulados do Modelo de Bohr

- A quantização do momento angular orbital do elétron implica na quantização da energia
- $n=1$ estado fundamental – menor energia
- Hidrogênio
- Níveis discretos de energia
- Os elétrons se movem em certas órbitas sem irradiar energia
- átomo só pode existir em “estados estacionários” com energias quantizadas, E_n , definidas
- Átomos irradiam quando um elétron sofre uma transição de um estado estacionário para outro.
- A frequência da radiação emitida esta relacionadas às energias das órbitas:

$$E_n = -\frac{13,6}{n^2}$$

$$h\nu = E_{ni} - E_{nf}$$



O espectro de linhas

A análise espectroscópica da luz emitida pela descarga em gases e vapores nos revelou uma intrincada estrutura de linhas, cada uma possuindo um determinado comprimento de onda específico.

Hélio

Xenônio

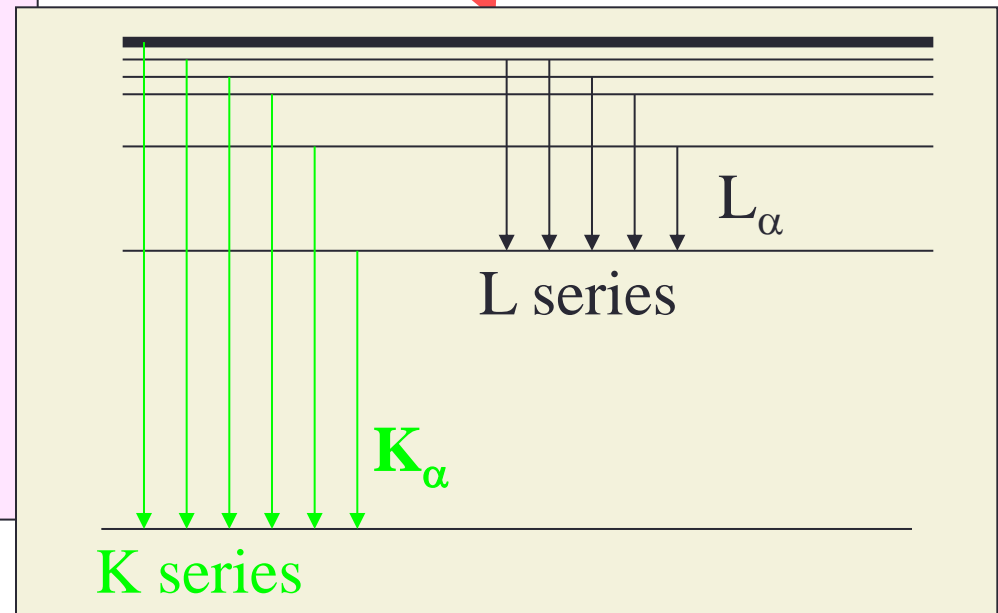
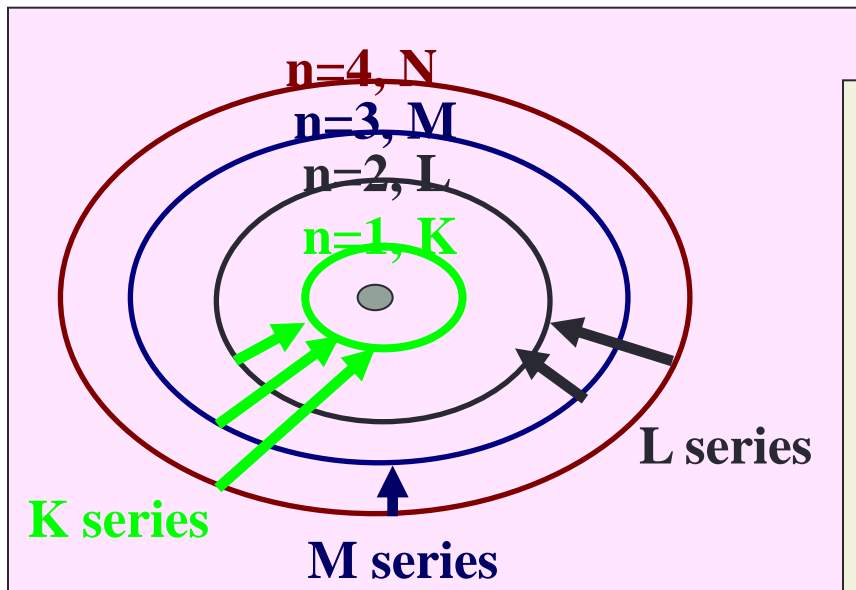
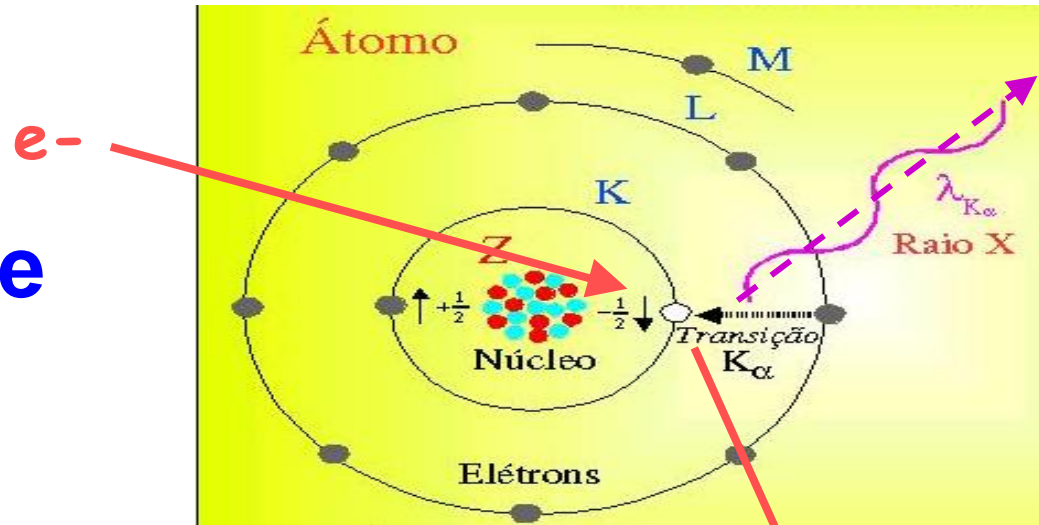
Oxigênio

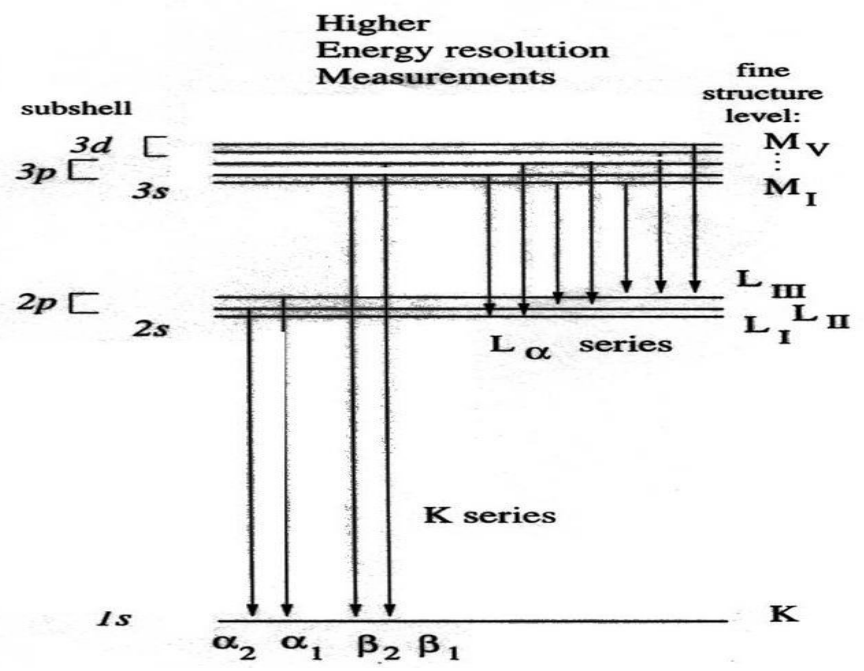
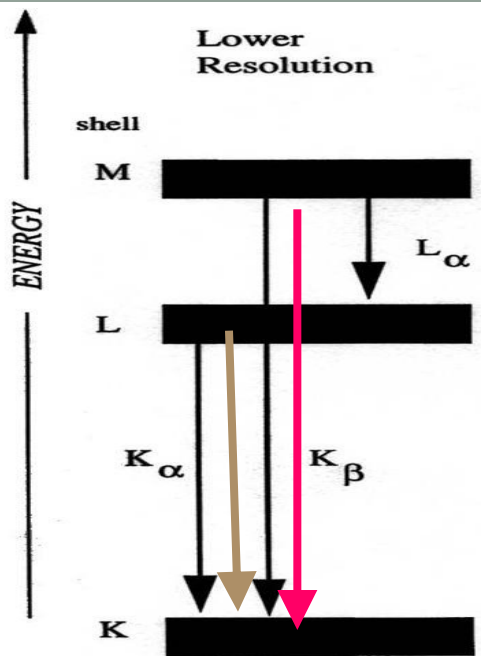
Hidrogênio

Sódio

Ionização e De-excitação

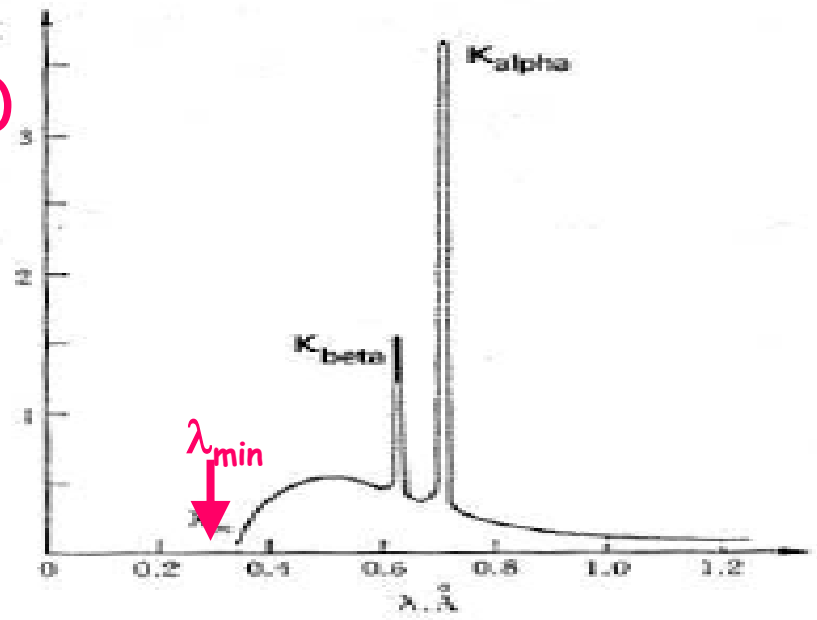
Emissão de Raio-X



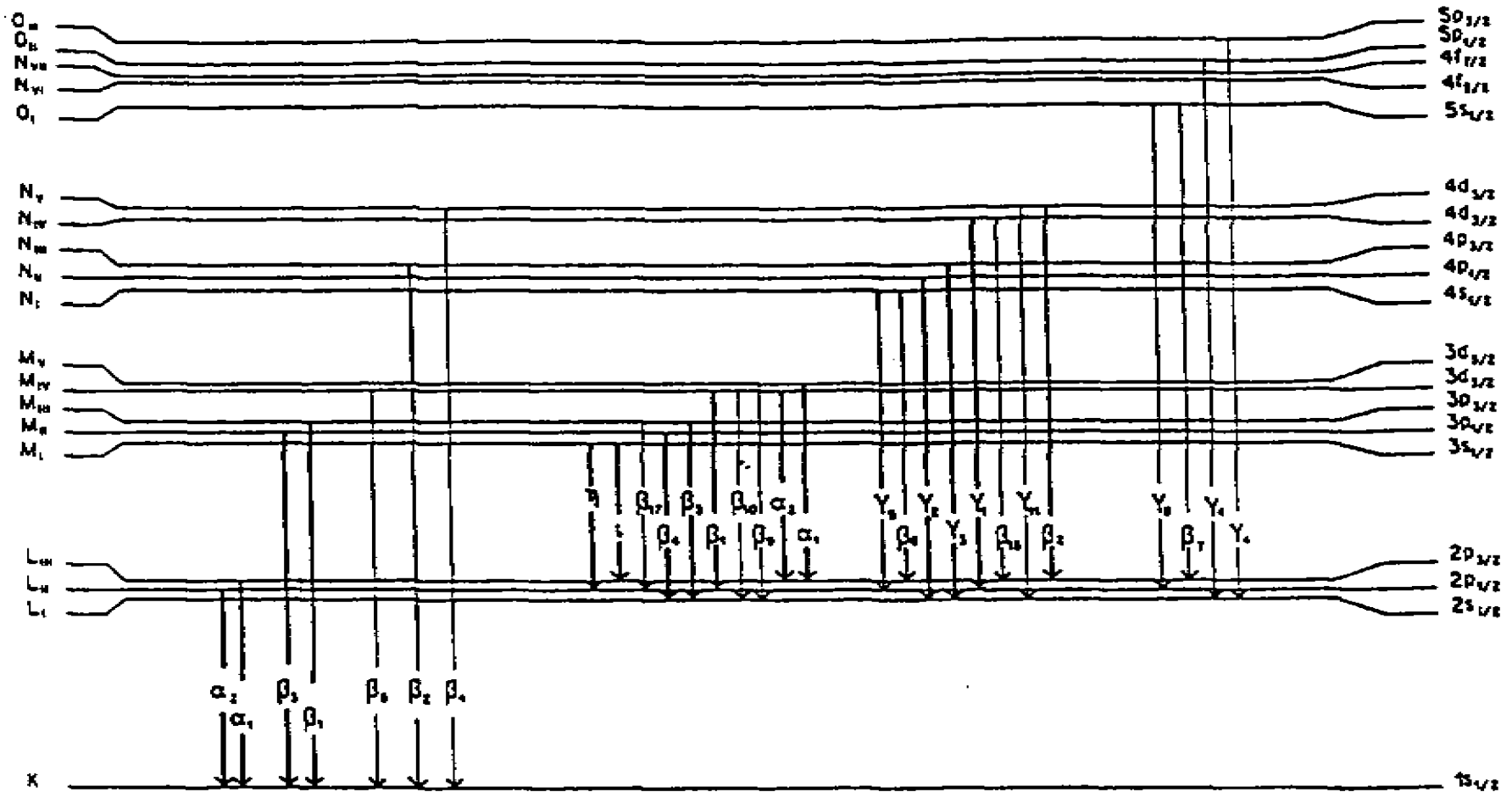


- O fóton de menor comprimento de onda, λ_{min} , seria emitido quando o elétron perdesse o máximo (toda) de sua energia cinética durante a colisão ($K' = 0$).

energia inicial do eletron
 $K = eV = hc/\lambda_{min}$



Principais transições de dipolo para raios-X

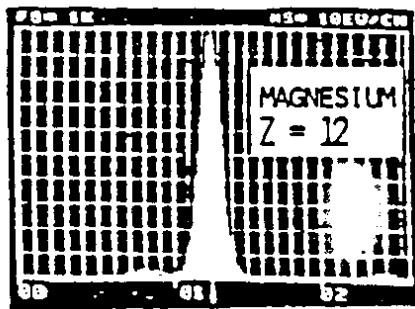


K_α - transições de L \rightarrow K

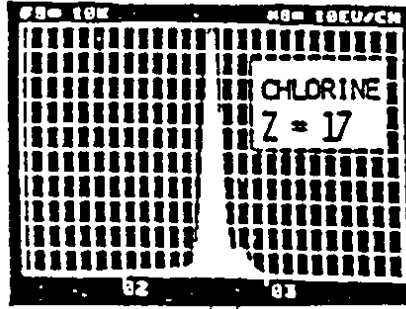
K_β - transições de M \rightarrow K

L_α - transições de M \rightarrow L

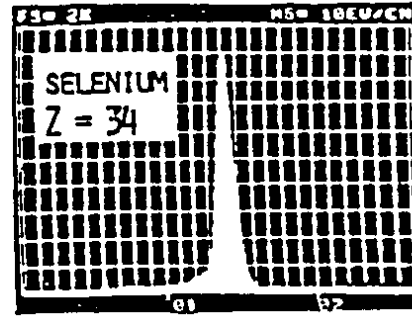
L_β - transições de N \rightarrow L



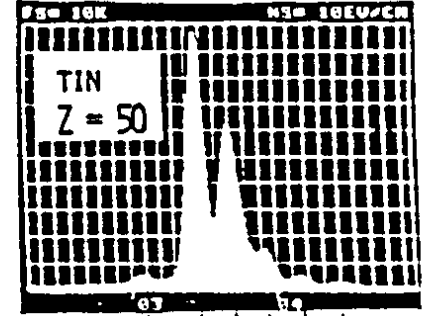
$K\alpha_{1,2}$



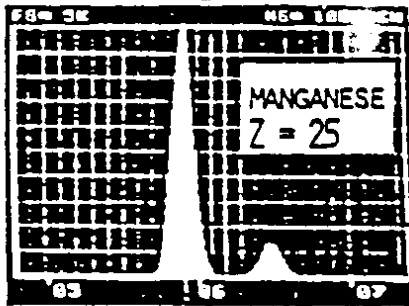
$K\alpha_{1,2}$
 $K\beta_1$



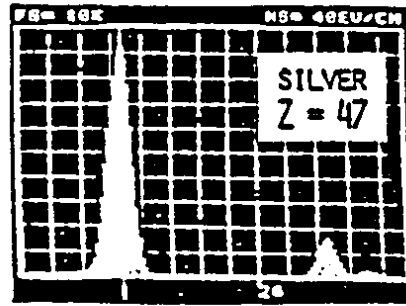
$L\gamma_1$
 $L\gamma_2$



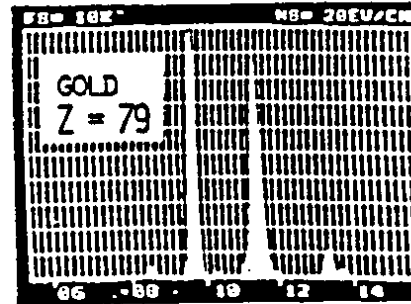
$L\gamma_1$
 $L\gamma_2$
 $L\gamma_3$
 $L\beta_2$
 $L\beta_1$
 $L\gamma_{2,3}$



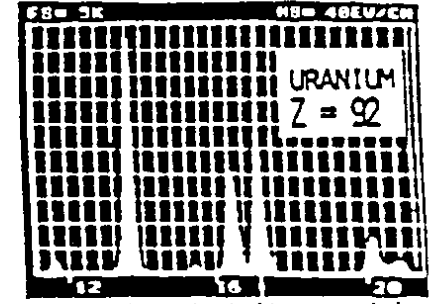
$K\alpha_{1,2}$
 $K\beta_1$



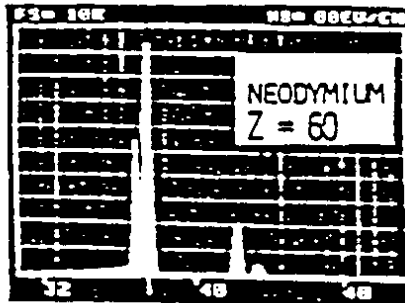
$K\alpha_{1,2}$
 $K\beta_1$
 $K\beta_{2,3}$



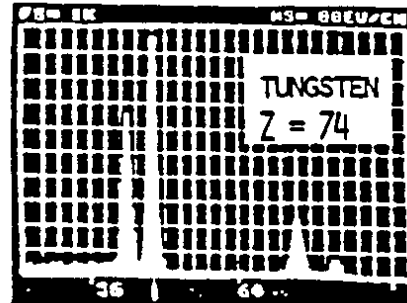
$L\gamma_1$
 $L\alpha_{1,2}$
 $L\gamma_2$
 $L\beta_4$
 $L\beta_{1,2}$
 $L\gamma_{1,2,3}$



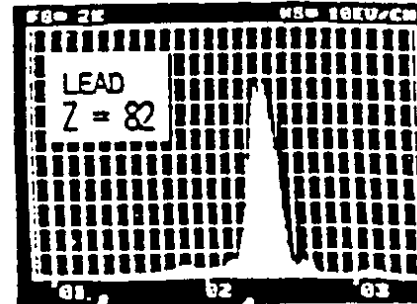
$L\gamma_1$
 $L\alpha_{1,2}$
 $L\gamma_2$
 $L\beta_2$
 $L\beta_1$
 $L\beta_3$
 $L\gamma_{2,3}$
 $L\gamma_3$



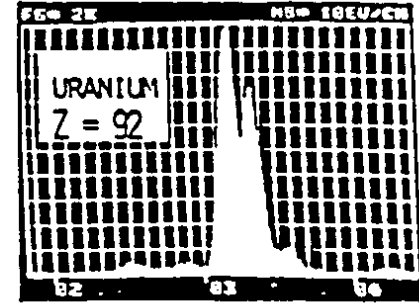
$K\alpha_2$
 $K\alpha_1$
 $K\beta_1$
 $K\beta_{2,3}$



$K\alpha_2$
 $K\alpha_1$
 $K\beta_1$
 $K\beta_{2,3}$



$M\alpha_1$
 $M\beta_1$
 $M\gamma_1$
 $M\gamma_2$
 $M\gamma_3$
 $M\gamma_4$
 $M\gamma_5$
 $M\gamma_6$
 $M\gamma_7$
 $M\gamma_8$
 $M\gamma_9$
 $M\gamma_{10}$
 $M\gamma_{11}$
 $M\gamma_{12}$
 $M\gamma_{13}$
 $M\gamma_{14}$
 $M\gamma_{15}$
 $M\gamma_{16}$
 $M\gamma_{17}$
 $M\gamma_{18}$
 $M\gamma_{19}$
 $M\gamma_{20}$
 $M\gamma_{21}$
 $M\gamma_{22}$
 $M\gamma_{23}$
 $M\gamma_{24}$
 $M\gamma_{25}$
 $M\gamma_{26}$
 $M\gamma_{27}$
 $M\gamma_{28}$
 $M\gamma_{29}$
 $M\gamma_{30}$
 $M\gamma_{31}$
 $M\gamma_{32}$
 $M\gamma_{33}$
 $M\gamma_{34}$
 $M\gamma_{35}$
 $M\gamma_{36}$
 $M\gamma_{37}$
 $M\gamma_{38}$
 $M\gamma_{39}$
 $M\gamma_{40}$
 $M\gamma_{41}$
 $M\gamma_{42}$
 $M\gamma_{43}$
 $M\gamma_{44}$
 $M\gamma_{45}$
 $M\gamma_{46}$
 $M\gamma_{47}$
 $M\gamma_{48}$
 $M\gamma_{49}$
 $M\gamma_{50}$
 $M\gamma_{51}$
 $M\gamma_{52}$
 $M\gamma_{53}$
 $M\gamma_{54}$
 $M\gamma_{55}$
 $M\gamma_{56}$
 $M\gamma_{57}$
 $M\gamma_{58}$
 $M\gamma_{59}$
 $M\gamma_{60}$
 $M\gamma_{61}$
 $M\gamma_{62}$
 $M\gamma_{63}$
 $M\gamma_{64}$
 $M\gamma_{65}$
 $M\gamma_{66}$
 $M\gamma_{67}$
 $M\gamma_{68}$
 $M\gamma_{69}$
 $M\gamma_{70}$
 $M\gamma_{71}$
 $M\gamma_{72}$
 $M\gamma_{73}$
 $M\gamma_{74}$
 $M\gamma_{75}$
 $M\gamma_{76}$
 $M\gamma_{77}$
 $M\gamma_{78}$
 $M\gamma_{79}$
 $M\gamma_{80}$
 $M\gamma_{81}$
 $M\gamma_{82}$
 $M\gamma_{83}$
 $M\gamma_{84}$
 $M\gamma_{85}$
 $M\gamma_{86}$
 $M\gamma_{87}$
 $M\gamma_{88}$
 $M\gamma_{89}$
 $M\gamma_{90}$
 $M\gamma_{91}$
 $M\gamma_{92}$
 $M\gamma_{93}$
 $M\gamma_{94}$
 $M\gamma_{95}$
 $M\gamma_{96}$
 $M\gamma_{97}$
 $M\gamma_{98}$
 $M\gamma_{99}$
 $M\gamma_{100}$



$M\alpha_1$
 $M\beta_1$
 $M\gamma_1$
 $M\gamma_2$
 $M\gamma_3$
 $M\gamma_4$
 $M\gamma_5$
 $M\gamma_6$
 $M\gamma_7$
 $M\gamma_8$
 $M\gamma_9$
 $M\gamma_{10}$
 $M\gamma_{11}$
 $M\gamma_{12}$
 $M\gamma_{13}$
 $M\gamma_{14}$
 $M\gamma_{15}$
 $M\gamma_{16}$
 $M\gamma_{17}$
 $M\gamma_{18}$
 $M\gamma_{19}$
 $M\gamma_{20}$
 $M\gamma_{21}$
 $M\gamma_{22}$
 $M\gamma_{23}$
 $M\gamma_{24}$
 $M\gamma_{25}$
 $M\gamma_{26}$
 $M\gamma_{27}$
 $M\gamma_{28}$
 $M\gamma_{29}$
 $M\gamma_{30}$
 $M\gamma_{31}$
 $M\gamma_{32}$
 $M\gamma_{33}$
 $M\gamma_{34}$
 $M\gamma_{35}$
 $M\gamma_{36}$
 $M\gamma_{37}$
 $M\gamma_{38}$
 $M\gamma_{39}$
 $M\gamma_{40}$
 $M\gamma_{41}$
 $M\gamma_{42}$
 $M\gamma_{43}$
 $M\gamma_{44}$
 $M\gamma_{45}$
 $M\gamma_{46}$
 $M\gamma_{47}$
 $M\gamma_{48}$
 $M\gamma_{49}$
 $M\gamma_{50}$
 $M\gamma_{51}$
 $M\gamma_{52}$
 $M\gamma_{53}$
 $M\gamma_{54}$
 $M\gamma_{55}$
 $M\gamma_{56}$
 $M\gamma_{57}$
 $M\gamma_{58}$
 $M\gamma_{59}$
 $M\gamma_{60}$
 $M\gamma_{61}$
 $M\gamma_{62}$
 $M\gamma_{63}$
 $M\gamma_{64}$
 $M\gamma_{65}$
 $M\gamma_{66}$
 $M\gamma_{67}$
 $M\gamma_{68}$
 $M\gamma_{69}$
 $M\gamma_{70}$
 $M\gamma_{71}$
 $M\gamma_{72}$
 $M\gamma_{73}$
 $M\gamma_{74}$
 $M\gamma_{75}$
 $M\gamma_{76}$
 $M\gamma_{77}$
 $M\gamma_{78}$
 $M\gamma_{79}$
 $M\gamma_{80}$
 $M\gamma_{81}$
 $M\gamma_{82}$
 $M\gamma_{83}$
 $M\gamma_{84}$
 $M\gamma_{85}$
 $M\gamma_{86}$
 $M\gamma_{87}$
 $M\gamma_{88}$
 $M\gamma_{89}$
 $M\gamma_{90}$
 $M\gamma_{91}$
 $M\gamma_{92}$
 $M\gamma_{93}$
 $M\gamma_{94}$
 $M\gamma_{95}$
 $M\gamma_{96}$
 $M\gamma_{97}$
 $M\gamma_{98}$
 $M\gamma_{99}$
 $M\gamma_{100}$

Cálculo das energias das transições

A energia dos fótons envolvidos nestas transições de espectros característicos de raio-X pode ser calculado:

Linha K_α (um e^- da camada L ($n=2$) preenche o buraco da camada K ($n=1$)). O elétron na camada L é parcialmente escondido do núcleo pelos outros elétrons da camada K, assim vê a carga nuclear como $Z-1$ (carga efetiva)



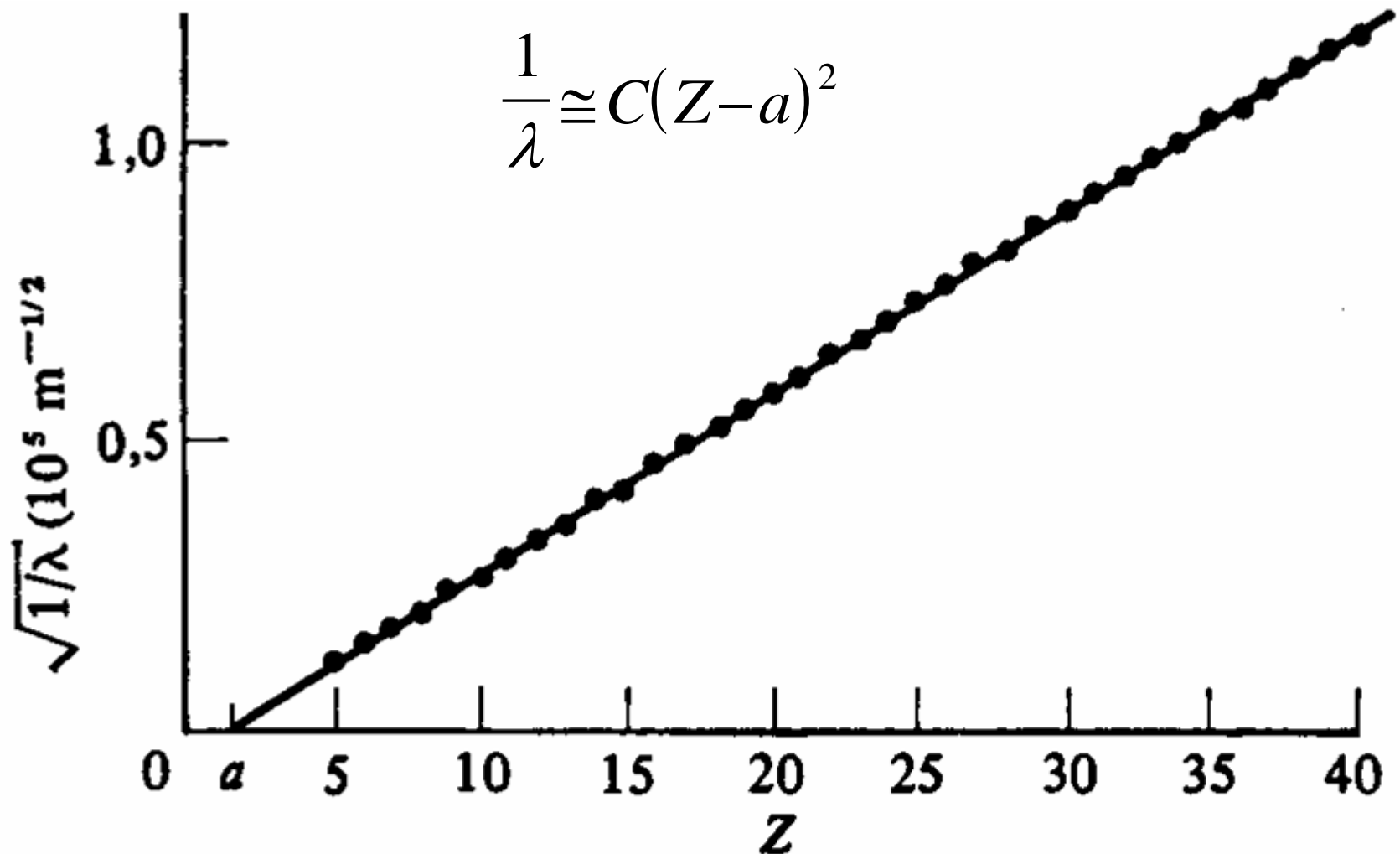
$$E[K_\alpha] = -\frac{ke^2}{2a_0} \frac{(Z-1)^2}{2^2} + \frac{ke^2}{2a_0} \frac{(Z-1)^2}{1^2} = \frac{ke^2}{2a_0} \frac{3(Z-1)^2}{4}$$

Para o Mo ($Z=42$) $E[K_\alpha] = 17.146(\text{keV})$ $\lambda[K_\alpha] = \frac{hc}{E[K_\alpha]} = \frac{12.4\text{keV}\cdot\text{\AA}}{17.146(\text{keV})} = 0.723\text{\AA}$

As energias dos raios-X (λ) das linhas variam de elemento para elemento, pois a energias envolvidas dependem das energias de ligações dos e^- nas camadas internas (que aumentam uniformemente como aumento de Z). Uma série de medidas experimentais realizadas em 1913 e 1914 por H.G. J. **Moseley** das transições K_α de diferentes elementos confirmaram a validade da equação acima

Moseley, 1913

Gráfico de Moseley (raiz quadrada do inverso do comprimento de onda em função do Z)



Estados de energia do átomo

- O modelo de Bohr prevê que a energia total de um elétron em um átomo é quantizada
- Vimos que vale para o átomo monoelétrônico: Hidrogênio
- E aplicamos esta ideia para os outros átomos

Princípio da correspondência

Bohr, 1923:

1. As previsões da teoria quântica para o comportamento de qualquer sistema físico devem corresponder às previsões da teoria clássica no limite no qual os números quânticos que especificam o estado se tornam muito grandes.
2. Uma regra de seleção é válida para todos os números quânticos possíveis. Portanto, todas as regras que são necessárias para obter a correspondência ao limite clássico (n grande) também se aplicam no limite quântico (n pequeno).

Ver Ex. 4-11 (Eisberg,
pág. 159).

Críticas à velha Mecânica Quântica

1. Teoria só trata sistemas periódicos;
2. Não determina as probabilidades de transição;
3. Só funciona para átomos monoelétrônicos;

Conteúdo P1

- **Panorama da Física no final do século XIX**
- **Natureza Ondulatória da Radiação eletromagnética**
 - Radiação Térmica – Hipótese de Planck
- **Dualidade onda – partícula: Radiação eletromagnética e as propriedades corpusculares**
 - Efeito fotoelétrico
 - Efeito Compton
 - Produção e aniquilação de pares
 - Difração de raios-X
- **Dualidade onda – partícula: Matéria e as propriedades corpusculares**
 - Natureza atômica da matéria
 - Modelo de Thomson
 - Modelo de Rutherford
 - Modelo de Bohr
 - Modelo de Sommerfeld – FranckHertz
- **Dualidade onda – partícula: Matéria e as propriedades ondulatórias**
 - Postulado de de Broglie
 - Difração de elétrons,
 - Difração de Bragg
 - Princípios de incerteza
- **Teoria de Schroedinger da Mecânica Quântica**
 - Equação de Schroedinger – equação de onda para o elétron
 - Autofunções e autovalores
 - Valores esperados
 - Potenciais nulo, degrau e poço quadrado
- **Átomo de Hidrogênio**

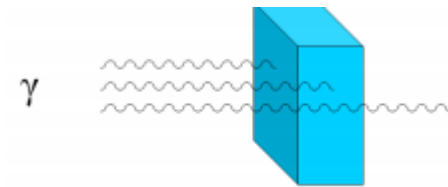
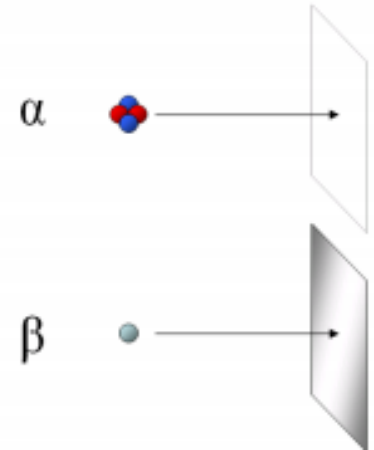
BIBLIOGRAFIA

- 1) Física Quântica, Eisberg e Resnick (ER);
Capítulo 1, 2 e 4 (até 4.7)
- 2) Modern Physics for scientists and engineers, T. Thornton e Andrew Rex (TR);
Capítulo 1, 3 e 4 (até 4.6)
- 3) Modern Physics de Serway, Moses e Moyer (SMM);
Capítulo 3 e 4 (até 4.4), 10.1 e 10.2 (estatística)
- 4) Física Moderna, Paul A. Tipler e Ralph A. Liewellyn (TL);
Capítulo 3 e 4 (até 4.4), 8.1 (Parte estatística)
- 5) Notas de aula do Professor Roberto V. Ribas (RR)
Capítulo 1,2, 3 e 4 (até 4.3)
- 6) Modern Physics, Kenneth Krane (KK)
Capítulo 3 e 6 (até 6.5)
- 7) Física Moderna, Francisco Caruso e Vitor Oguri (FV)
Capítulo 2, 4, 7, 8, 10, 11 e 12 (partes destes capítulos)

Revisão

Tipos de radiação

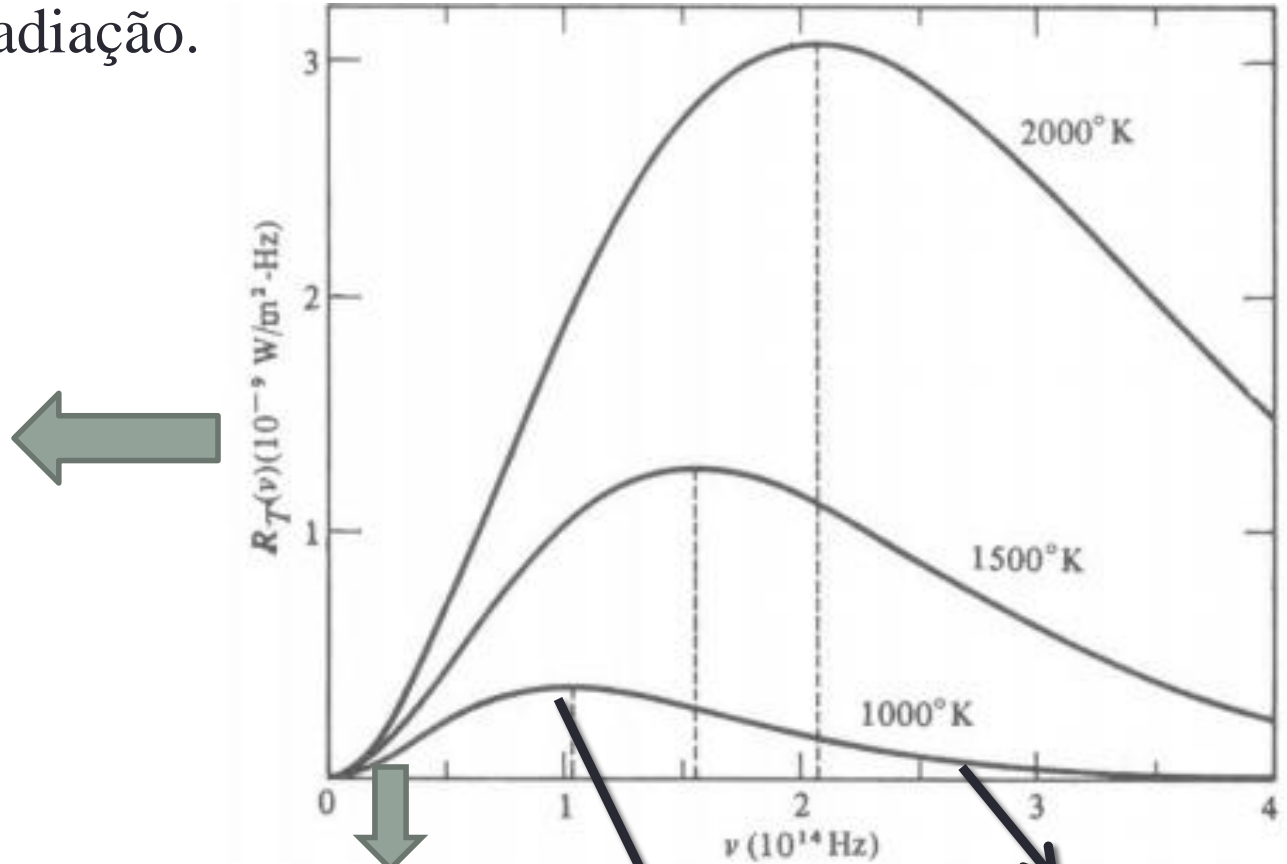
- Rutherford(1899) caracteriza dois tipos: alfa (α) e beta (β). Diferença entre elas: ionização e o poder de penetração. α : altamente ionizante – blindadas por folha de papel. β : menos ionizantes – capazes de atravessar fina (radiografia pode ser feita com raios β)
- Villard (1900) encontrou uma terceira componente dessas radiações - poder de penetração muito maior
- Pierre e Madame Curie (1902) mostraram que os raios β são elétrons
- Rutherford (1908) mostra que a radiação α é equivalente ao elemento He.



Radiação de corpo negro

- A Radiância espectral: $R_T(\nu)$ de um corpo em função da frequência da radiação.

A frequência em que a radiância é máxima varia linearmente com a temperatura. Potência total emitida por metro quadrado (área sob a curva) aumenta rapidamente com a temperatura



Potência irradiada é nula

Potência irradiada é máxima em

$$\nu = 1,1 \times 10^{14} \text{ Hz}$$

Potência irradiada cai

Calculo da densidade de energia usando ondas estacionárias

$$\rho_T(\nu) \propto R_T(\nu)$$

$$\rho_T(\nu)d\nu = \frac{8\pi}{c^3} \nu^2 kT.d\nu$$

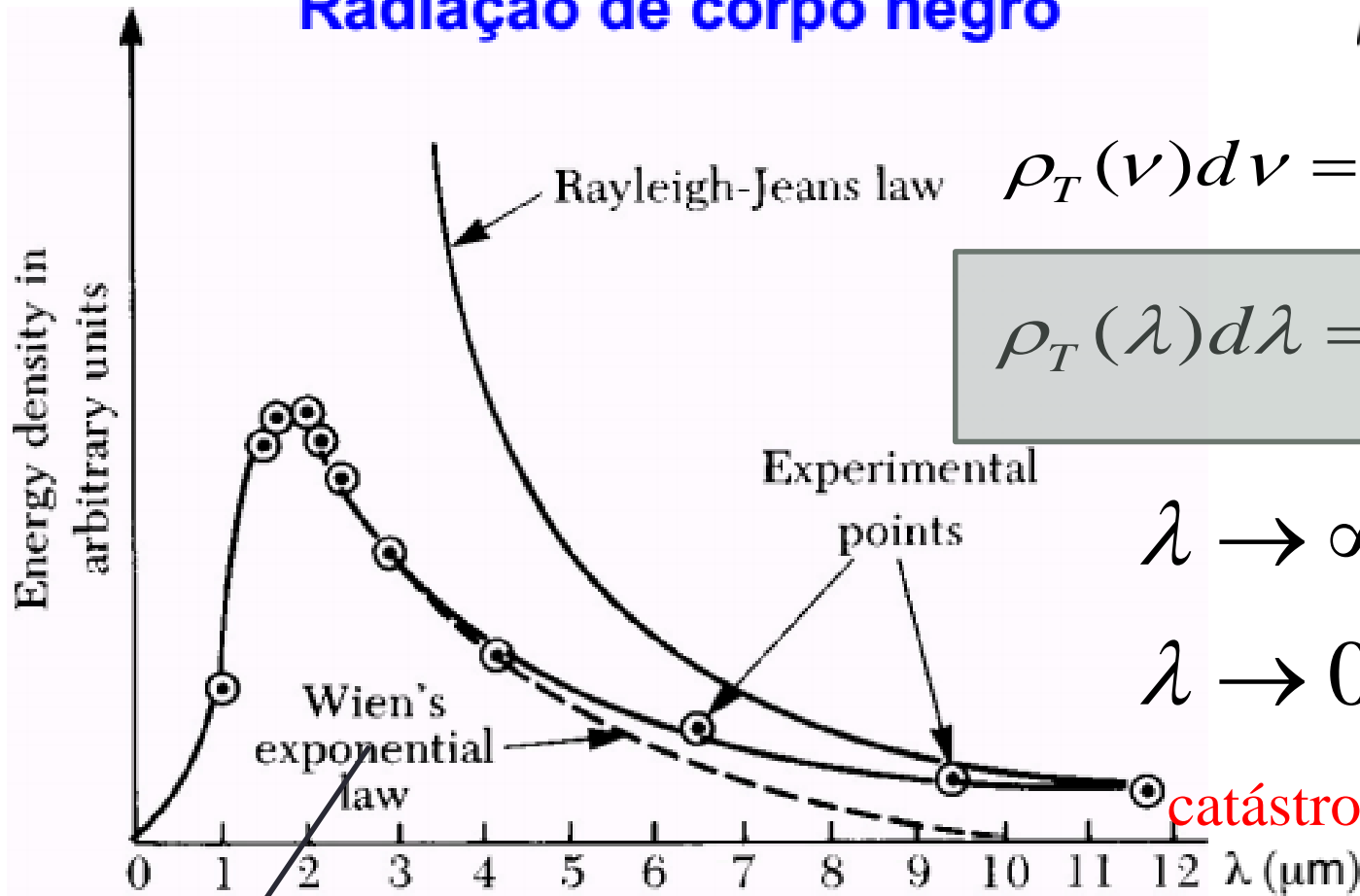
$$\rho_T(\lambda)d\lambda = \frac{8\pi}{\lambda^4} kT.d\lambda$$

$$\lambda \rightarrow \infty, \rho(\lambda) \rightarrow 0$$

$$\lambda \rightarrow 0, \rho(\lambda) \rightarrow \infty$$

catástrofe do ultravioleta

Radiação de corpo negro



$$u(\nu, T) = A \nu^3 e^{-\beta \nu / T}$$

Baseada na distribuição de velocidades de um gás de moléculas

Energia por unidade de volume por unidade de frequência da radiação dentro de uma cavidade de corpo negro

Teoria de Planck da radiação da cavidade

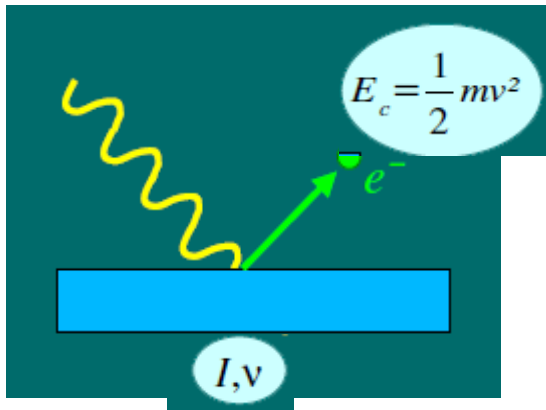
Proposta: a energia dos osciladores seria uma variável discreta, podendo adquirir valores $E_n = nh\nu$. Assim, $\Delta E = h\nu$. De forma que $\langle \varepsilon \rangle \sim kT$ para ΔE pequeno ($\nu \rightarrow 0$); e $\langle \varepsilon \rangle \sim 0$ para ΔE grande ($\nu \rightarrow \infty$); com $h = 6,63 \times 10^{-34}$ J.s.

Assim,
$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

A densidade de energia na cavidade, em função da frequência ou do comprimento de onda fica:

$$\rho_T(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}, \text{ ou } \rho_T(\lambda) = \frac{8\pi}{\lambda^5} \frac{hc}{e^{hc/\lambda kT} - 1}$$

Efeito Foto-elétrico



- Quando a radiação eletromagnética incide sobre um material há emissão de elétrons

- Este efeito foto-elétrico contradiz as previsões da teoria ondulatória (puramente) da radiação eletromagnética (clássica)

Previsões:

1) A energia cinética dos elétrons (E_c) deveria aumentar com a intensidade (I) da onda E-M.

2) Deveria “demorar” para haver emissão de elétrons, dependendo de I .

3) E_c não deveria depender de forma descontínua da frequência (ν) da onda E-M.

Observações experim.:

✗ \Rightarrow 1) E_c não varia com I .

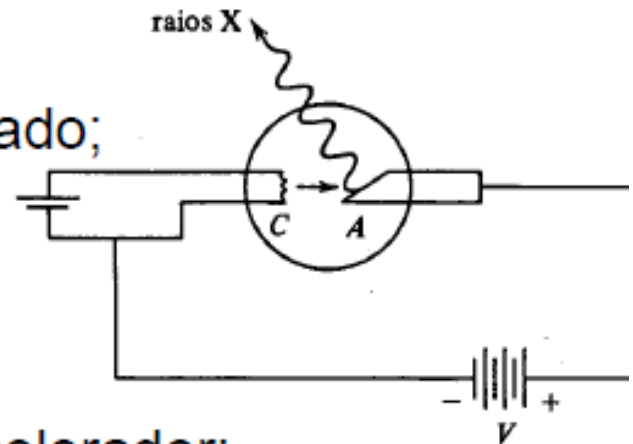
✗ \Rightarrow 2) Não há atraso perceptível.

✗ \Rightarrow 3) Para frequências baixas ($\nu < \nu_0$) não ocorre e.f.e.

Produção de Raios-X

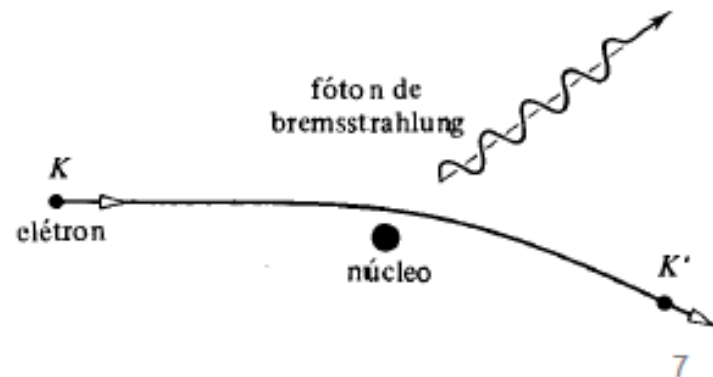
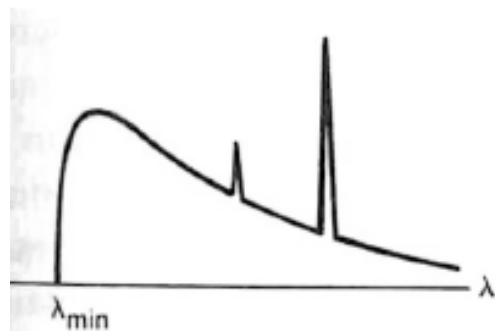
Conteúdo básico:

- funcionamento do equipamento utilizado;
- comportamentos observados:
 1. espectro contínuo com λ_{\min} bem definido e função do potencial acelerador;
 2. picos de energia bem definida sobrepostos ao espectro contínuo e dependentes do material do anodo.



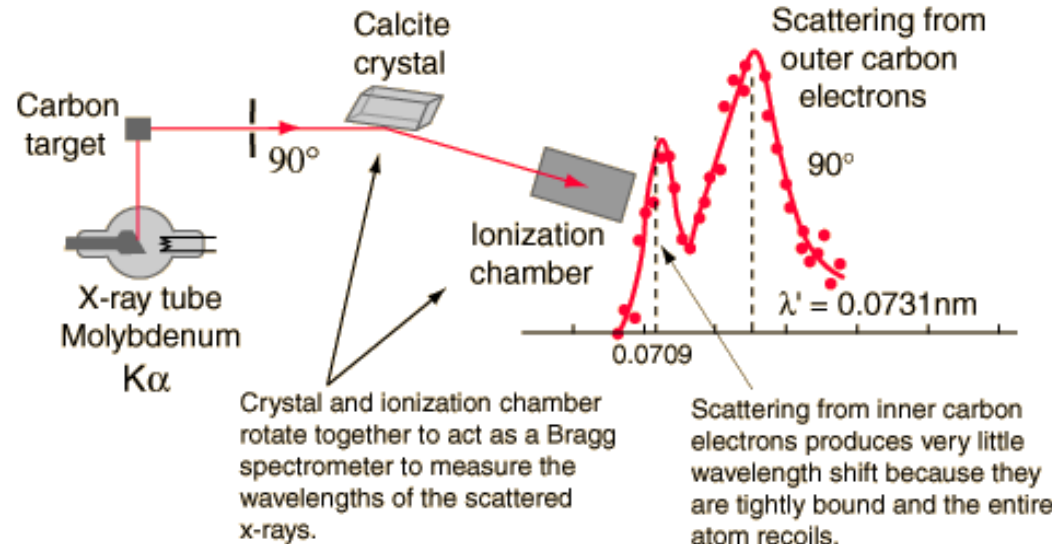
• modelo quântico: fóton. $E_{\gamma} = h\nu = K - K' \Rightarrow \frac{hc}{\lambda} = K - K'$

$$\therefore E_{\gamma, \max} \Rightarrow \lambda_{\min} \Rightarrow K' = 0 \Rightarrow \lambda_{\min} = \frac{hc}{K} = \frac{hc}{eV}$$

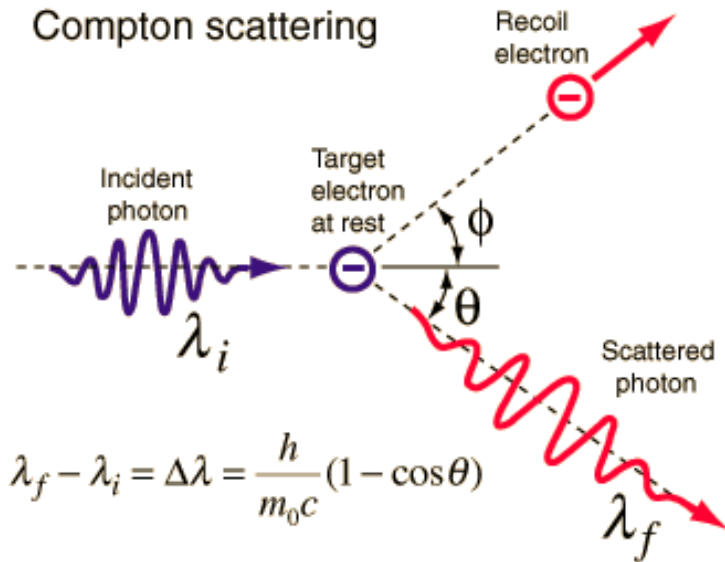


O experimento de Compton

□ Arthur H. Compton (1923)

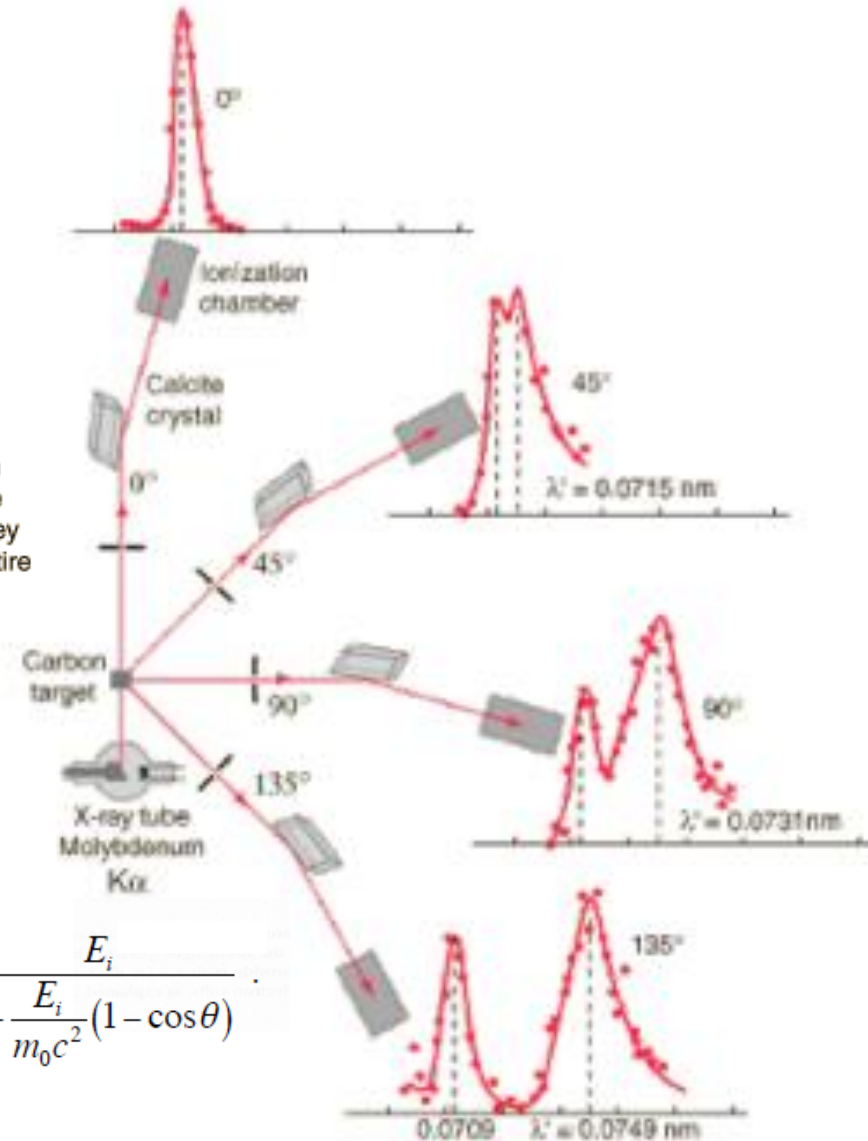


Compton scattering



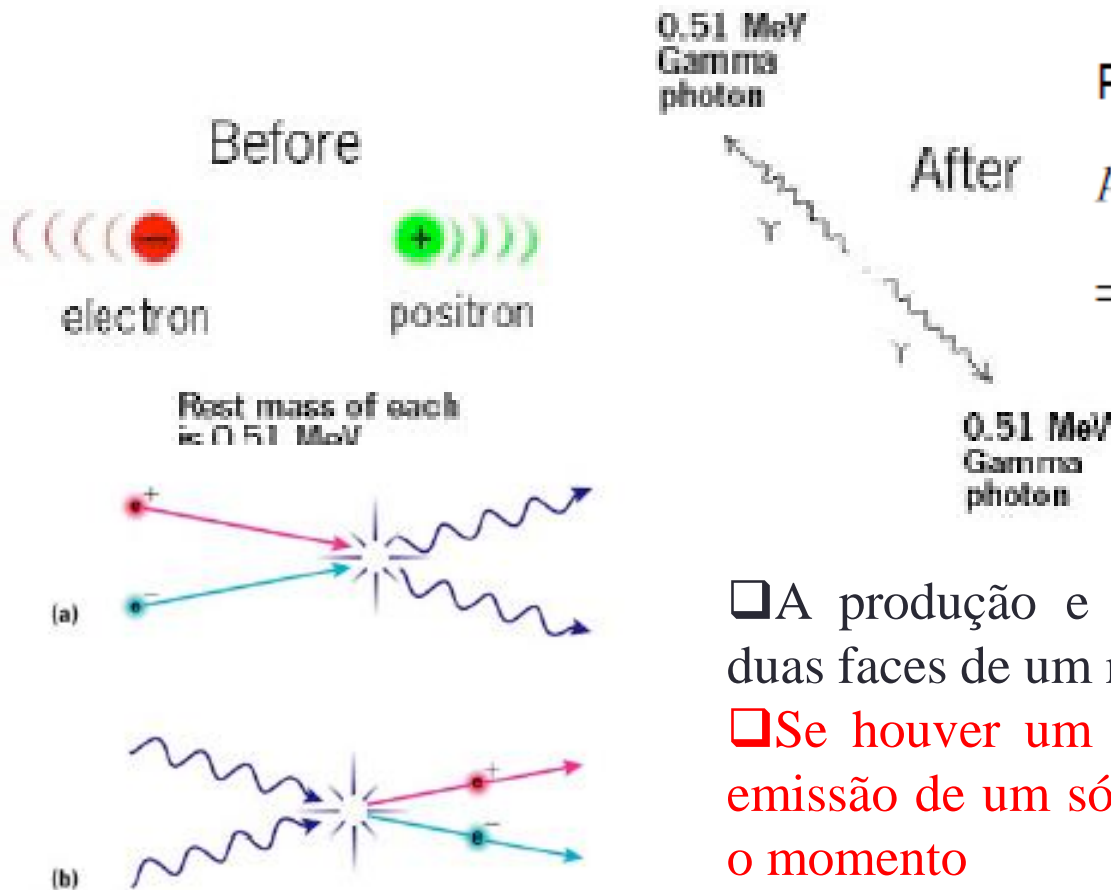
$$\lambda_f - \lambda_i = \Delta\lambda = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\theta)$$

$$E_f = \frac{E_i}{1 + \frac{E_i}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)}$$



Aniquilação de Pares

- Da mesma maneira que podemos criar um par elétron-pósitron o processo inverso pode acontecer:
- Um elétron e um pósitron se aproximam por pouco tempo (10^{-10} s) e podem se aniquilar e produzir fótons



Par e^+ , e^- em repouso \Rightarrow

$$P_{\text{inicial}} = P_{\text{final}} = 0 \Rightarrow \frac{h\nu_1}{c} = \frac{h\nu_2}{c}$$

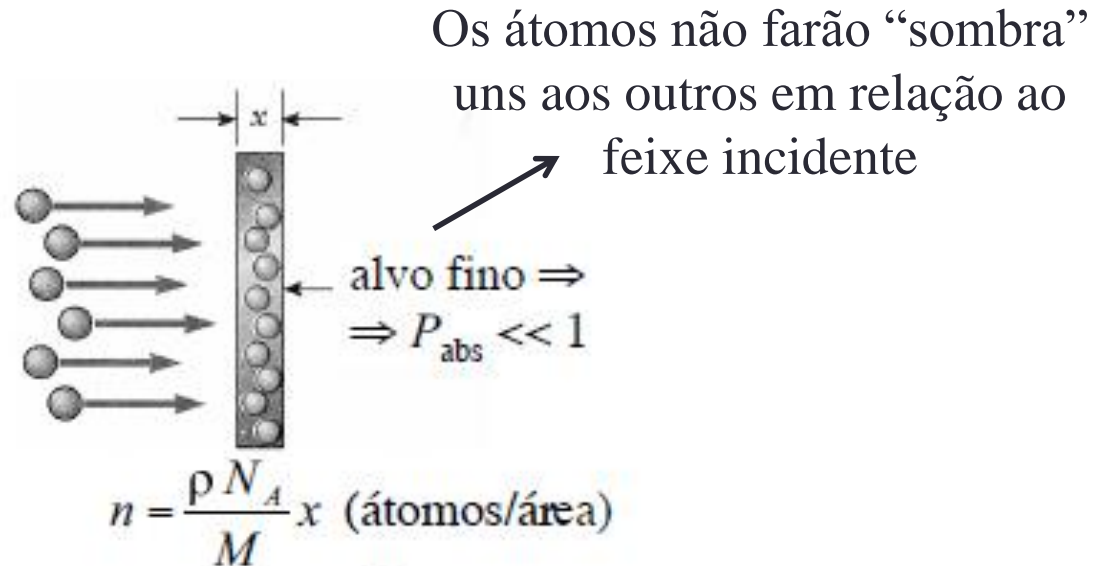
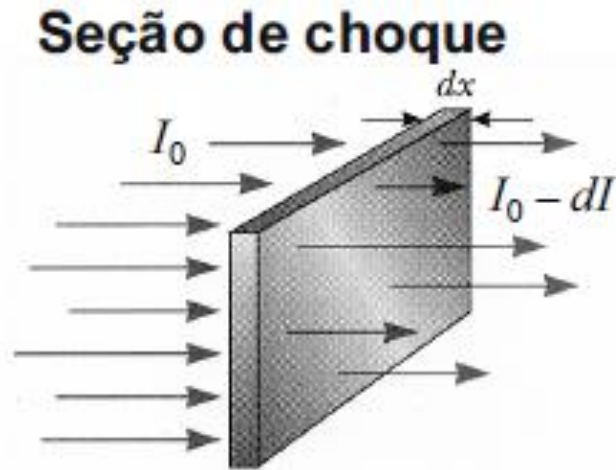
$$\Rightarrow E_{\gamma_1} = E_{\gamma_2} = m_0c^2$$

- A produção e a aniquilação de pares são duas faces de um mesmo processo

- Se houver um núcleo próximo pode haver emissão de um só fóton pois o núcleo absorve o momento

Seção de Choque

Seção de choque define a probabilidade de interação do fóton com um material por algum processo.



O número de absorções fotoelétricas N_{Fe} que ocorrem:

$$N_{Fe} = \sigma_{Fe} \cdot I_0 \cdot n$$

Feixe com I_0 fótons

n átomos por unidade de área

É a seção de choque: probabilidade de um certo tipo de átomo sofrer uma certo tipo de interação (no caso fotoelétrica)

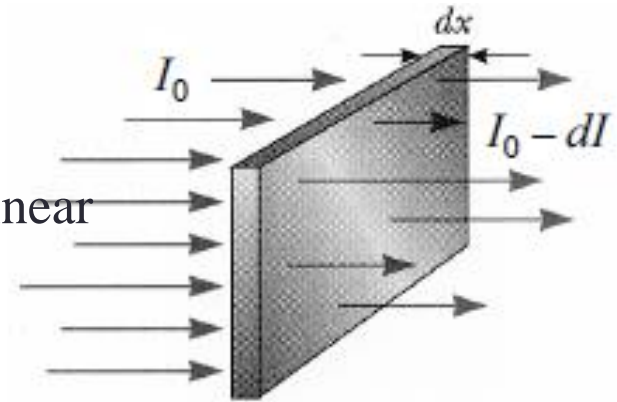
Seção de Choque de absorção de fótons na matéria

$$dI = -I_0 \mu dx$$

Coeficiente de absorção linear

Decréscimo do número de fótons .

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x}$$



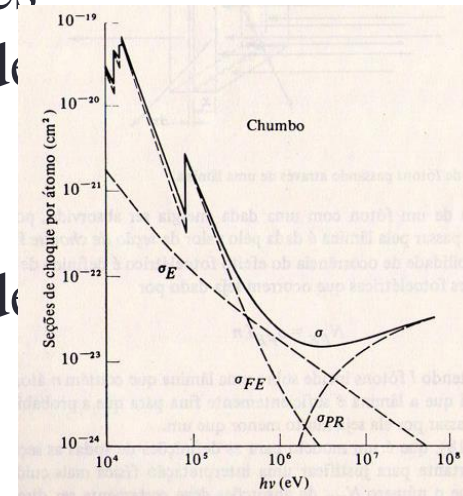
❑ após atravessar uma espessura x de um absorvedor o feixe o intensidade inicial cai exponencialmente para I .

❑ Como a absorção do feixe é causada pelos três processos de interação. O coeficiente de absorção pode ser decomposto em três termos:

$$\mu = \mu_E + \mu_C + \mu_P$$

❑ nos cálculos é comum utilizarmos o coeficiente de absorção de massa definido como

$$\frac{\mu}{\rho} \quad I(x) = I_0 e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right) x}$$



Estrutura do átomo



Experimento de Rutherford, Geiger e Marsden (1909)

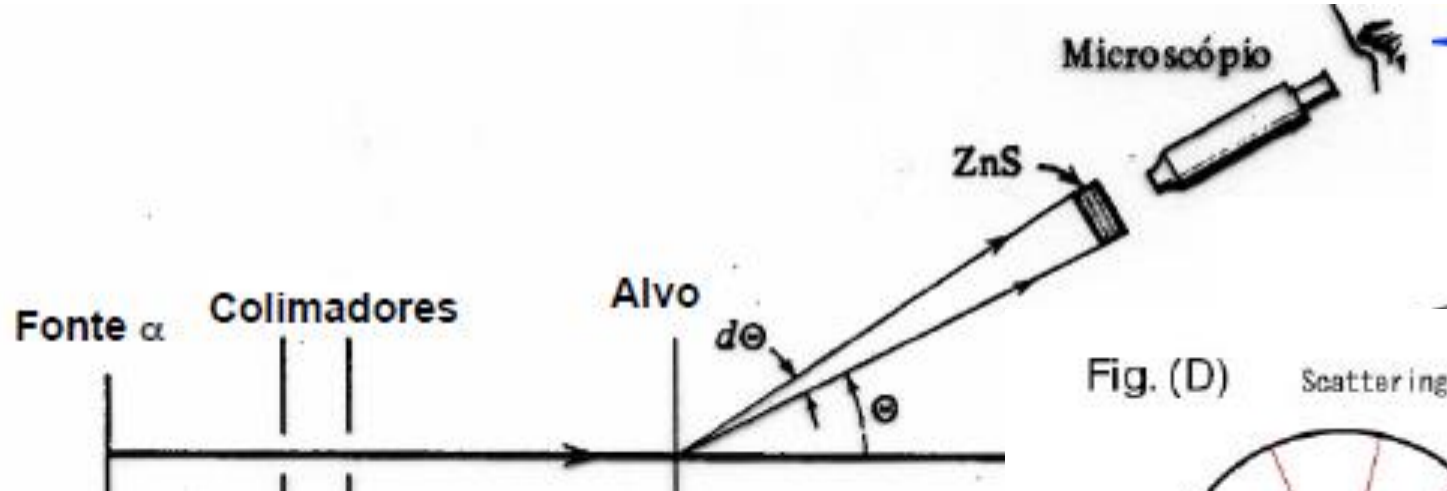
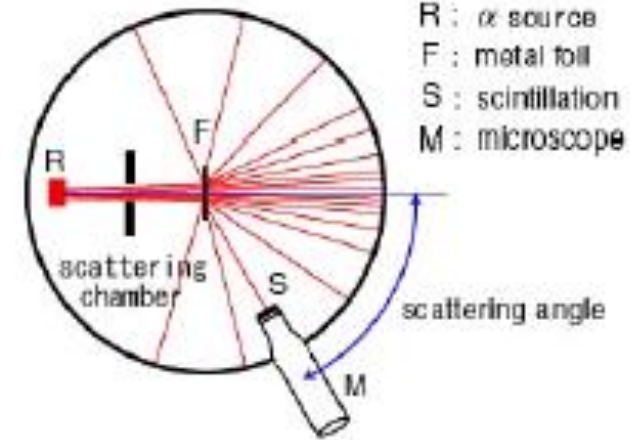
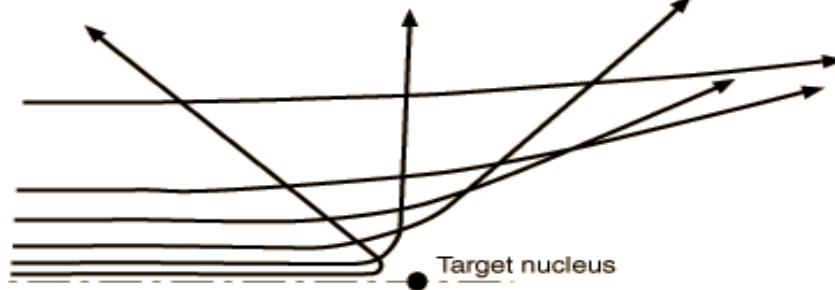


Fig. (D) Scattering of α rays by an atom



Rutherford observou grandes deflexões, sugerindo um núcleo duro e pequeno



1 a cada 8000 α s são espalhadas $> 90^\circ$

ESPALHAMENTO DE RUTHERFORD PARA O ÁTOMO



Estimativa do raio do núcleo

- A trajetória da partícula α neste espalhamento é descrito por uma hipérbole

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{b} \operatorname{sen} \varphi + \frac{D}{2b^2} (\cos \varphi - 1)$$

- D é a distância de máxima aproximação numa colisão frontal

$E_{\text{pot}} = E_{\text{cin}}$

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{D} = \frac{1}{2} m v^2$$

$$D = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\frac{1}{2} m v^2}$$

Modelo de Rutherford

De acordo com o modelo de Rutherford o número de partículas espalhadas α por núcleo observadas na tela de um cintilômetro de área A será a uma distância r da folha espalhadora:

$$\Delta N = \text{Int} \left(\frac{A}{r^2} \right) \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{2E_\alpha} \right)^2 \frac{1}{4} \frac{1}{\text{sen}^4 \theta / 2}$$

Intensidade do feixe α

Chamaremos de n o número de núcleos por unidade de volume

Fator devido a área do cintilômetro e a distância deste da folha espalhadora

partículas α

Energia cinética das partículas α antes do espalhamento

Partículas espalhadoras