

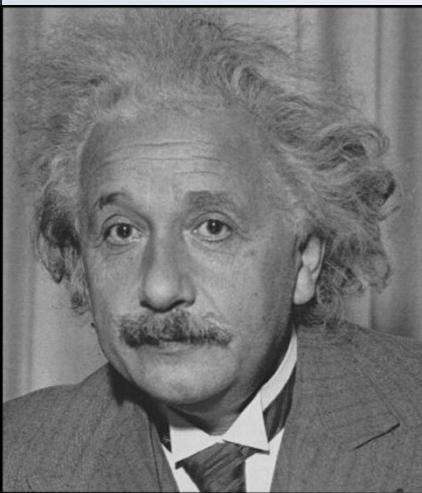
Tópicos de Física Moderna

LEI – 2011 / 2012 – 2º semestre

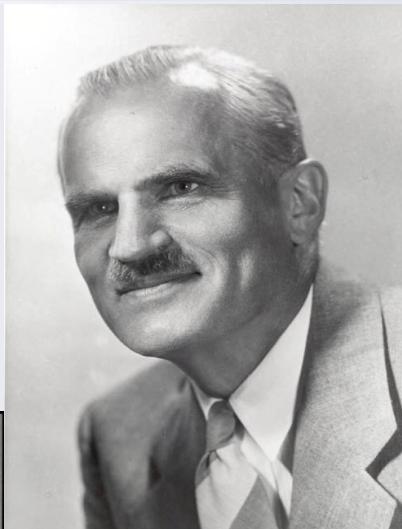
Teresa Viseu (regente)



*Max Planck
(Nobel em 1918)*



*A. Einstein
(Nobel em 1921)*



*A. Compton
(Nobel em 1927)*



*L. de Broglie
(Nobel em 1929)*

3. Física Pré-Quântica

Física, Marcelo Alonso, Edward J. Finn, Escolar Editora (2012) capítulos 30 e 31

- 3.1. *Dificuldades da Física Clássica – Física Pré-Quântica*
- 3.2. *A radiação do corpo negro e os “quanta” de Planck*
- 3.3. *Propriedades Corpusculares da Radiação*
O Efeito Fotoelétrico e os fotões de Einstein
REM – onda versus partícula
- 3.4 *Espetros Atómicos*
Experiência de Franck-Hertz
- 3.5 *Produção de Raios-X*
- 3.6 *Efeito de Compton*
- 3.7 *Modelos Atómicos – Dalton, Thomson, Rutherford, Bohr*
- 3.8 *Propriedades Ondulatórias das Partículas*
Princípio de incerteza de Heisenberg

3.1. Dificuldades da Física Clássica

No capítulo 1 vimos como, na transição do século XI X para o século XX, a Mecânica Newtoniana foi substituída pela Teoria da Relatividade Restrita (aplicável a partículas com $V \approx c$).

Mas, ao mesmo tempo estavam também a **falhar** completamente as tentativas de aplicação das leis da **Física Clássica** à explicação do comportamento da matéria à escala atómica e subatómica.

No século XI X foram dados passos muito importantes nos vários ramos da Ciência principalmente devido à qualidade das medições experimentais que foram realizadas. O problema é que, em vários ramos da Física, começou a não ser possível interpretar os resultados experimentais que estavam a ser obtidos à luz dos modelos existentes até aí!

Isto aconteceu com a **radiação emitida por um corpo aquecido**, com a **radiação absorvida e/ou emitida por átomos no estado gasoso**, com a **obtenção de photocorrentes...**

3.1. Dificuldades da Física Clássica

Na viragem do século XI X para o século XX dá-se uma grande revolução na Física

São propostas novas teorias que são “ousadamente” (sensacionalmente) diferentes de tudo o que se tinha visto até aí ... e que assentam em dois pilares importantes:

Teoria da Relatividade (restrita e geral) (que já abordámos no capítulo 1)

Teoria Quântica (suas aplicações ao átomo e ao núcleo)

A este período ficam também ligados grandes nomes como Einstein, Planck, Bohr, Eisenberg, De Broglie, Schrodinger, E. Fermi, M. Curie ...

São os resultados experimentais inexplicáveis que fazem surgir as bases para o aparecimento da **Física Quântica** que

- permite explicar o comportamento dos átomos, das moléculas, dos núcleos e de outras partículas subatómicas,
- se reduz à Física Clássica quando aplicada a sistemas macroscópicos.

3.2. Radiação do corpo negro

Qualquer corpo aquecido emite radiação – **radiação térmica** e esta radiação depende da temperatura do corpo e das suas propriedades térmicas (poder absorvente e poder emissivo).

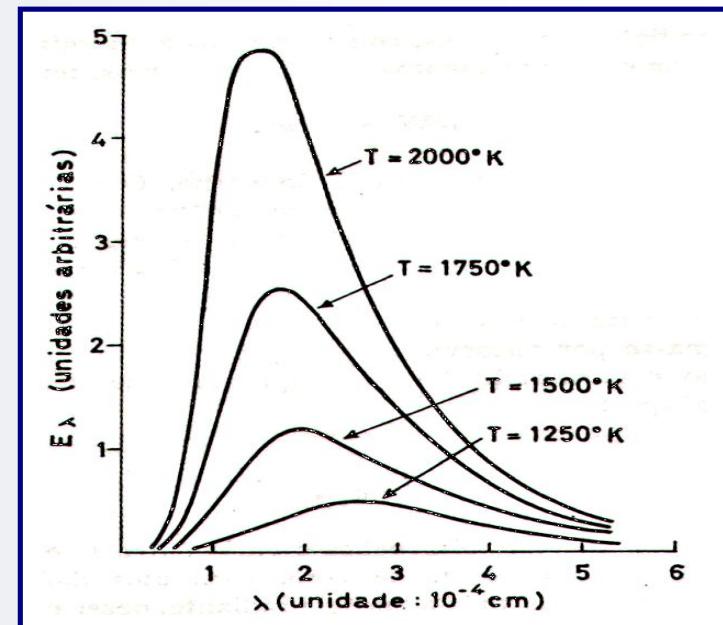
T_{baixas} → radiação IV (nossa carne)

$T_{médias}$ → vermelho (ferro rubro)

T_{altas} → azul, branco (filamento lâmp)

Medidas feitas nos finais do século XIX mostraram que o espetro de energias emitido pelos corpos aquecidos é um espetro contínuo do tipo do mostrado na figura.

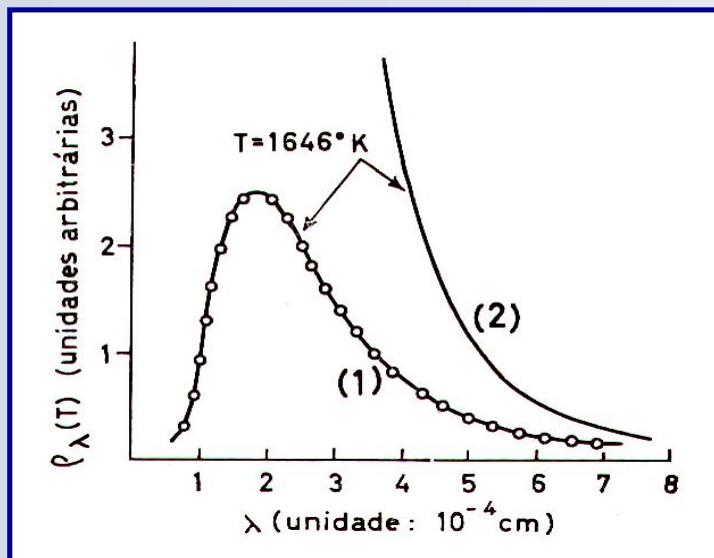
O espetro de energia emitido por um corpo aquecido ideal (**corpo negro**) varia com a temperatura. Quando a temperatura aumenta a energia térmica total emitida aumenta e o máximo de intensidade desloca-se para menores comprimentos de onda - **lei do deslocamento de Wien** (lei empírica), $\lambda_{\max}T = 0.2898 \times 10^{-2} \text{ m K}$



3.2. Radiação do corpo negro

Todas as tentativas para explicar este comportamento com base na Física Clássica (Termodinâmica Clássica), falharam.

Considerando os átomos do corpo emissor como um conjunto de osciladores que emitem REM de todos os comprimentos de onda e assumindo a natureza ondulatória para a REM, é possível obter-se a seguinte relação para a densidade de energia emitida em função do comprimento de onda – **Lei de Rayleigh-Jeans**



$$I(\lambda, T) = \frac{2\pi c k T}{\lambda^4}$$

Onde $k = 1.381 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$
é a constante de Boltzmann

Só que, como se vê na figura junta a representação desta relação - curva (2) é muito diferente da que se verifica experimentalmente - curva (1).

3.2. Radiação do corpo negro

Em 1900 Max Planck “descobriu” uma relação que permitia explicar os resultados experimentais e que se ajustava perfeitamente a eles.

$$I(\lambda, T) = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5 (e^{hc/\lambda kT} - 1)}$$

Só que, para chegar a esta relação admitiu duas hipóteses:

- os níveis de energia nos átomos e nas moléculas estão quantificados
- os átomos e as moléculas só podem absorver ou emitir valores discretos de energia, correspondentes a transições entre os seus estados quânticos. Cada um destes valores discretos absorvido ou emitido é um “quanta” de energia ou fotão.

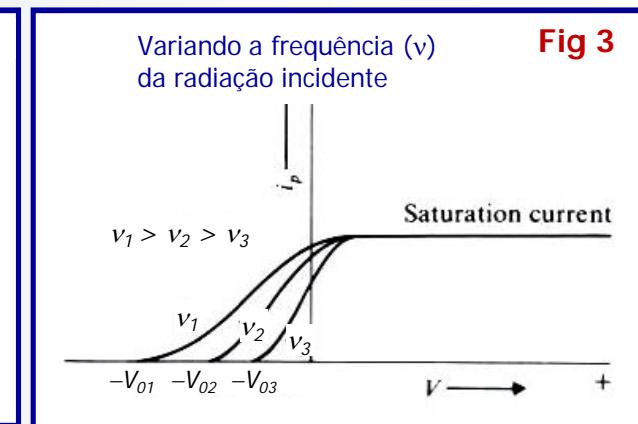
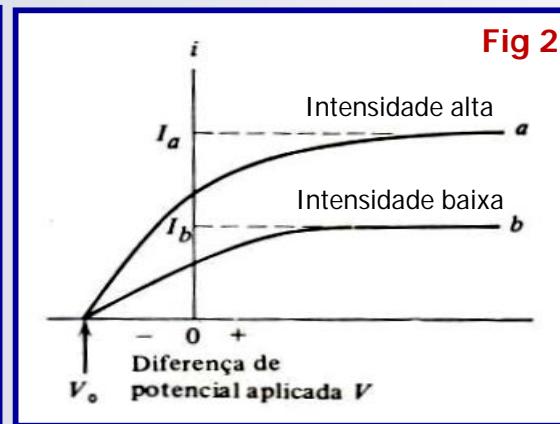
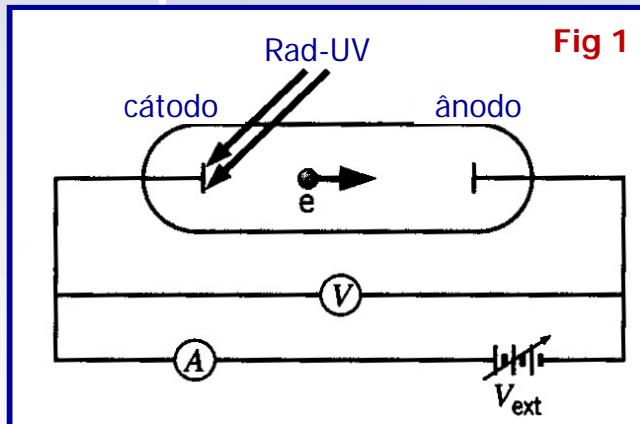
Na função proposta por Planck h é uma constante que se ajustou para reproduzir os resultados experimentais, tendo-se obtido $h = 6.626 \times 10^{-34}$ Js.

Quase em simultâneo surgem outras dificuldades, outras situações inexplicáveis à luz da Física Clássica.

3.3. Propriedades corpusculares da radiação Efeito fotoelétrico

O efeito fotoelétrico foi descoberto em 1887 por Heinrich Hertz.

Illuminando, com radiação monocromática UV, uma superfície metálica (cátodo) são emitidos fotoeletrões dessa superfície metálica que, por aplicação duma diferença de potencial V , se dirigem para o ânodo da fotocélula dando origem a uma photocorrente.



8

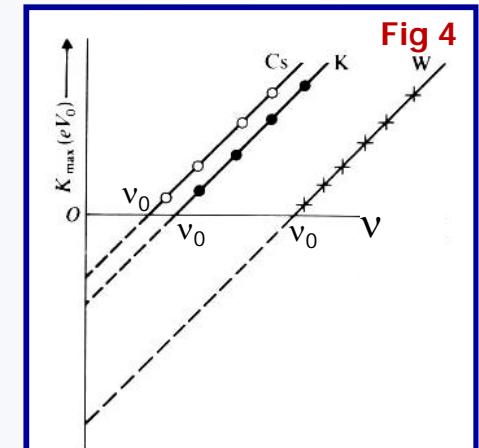
Se V for invertido a corrente não cai imediatamente a zero. Decresce lentamente até se anular, o que sugere que os eletrões são emitidos com alguma energia cinética (apesar de o campo elétrico se opor, alguns eletrões ainda atingem o coletor).

3.3. Propriedades corpusculares da radiação Efeito fotoelétrico

Verifica-se que:

1. A photocorrente medida depende da intensidade da radiação incidente, mas anula-se sempre para o mesmo valor V_0 (chamado potencial de corte). Então eV_0 será igual à energia cinética máxima (K_{\max}) dos fotoeletrões. (Fig 2)
2. Usando frequências incidentes diferentes, o potencial de corte (V_0) varia, sendo maior, em valor absoluto, para as frequências maiores. (Fig 3)
3. Para cada metal do cátodo, há uma dependência linear entre a energia cinética máxima dos fotoeletrões (eV_0) e a frequência da radiação incidente, v .

É portanto necessária radiação com uma certa frequência mínima (v_0) para se observar a emissão de fotoeletrões. A frequência mínima depende do material do cátodo. (Fig 4)



3.3. Propriedades corpusculares da radiação Efeito fotoelétrico

Muitas das características observadas experimentalmente no efeito fotoelétrico não podem ser explicadas pela teoria ondulatória da REM.

Segundo a teoria eletromagnética ondulatória da radiação, a amplitude do campo elétrico (E_0) é proporcional à amplitude de vibração dos eletrões e o quadrado desta amplitude é proporcional à sua energia cinética. Por outro lado o quadrado da amplitude do campo elétrico é também proporcional à intensidade da radiação.

$$(E_0)^2 \propto (\text{amp vib})^2 \propto E_c \propto \text{Int}$$

Então, segundo a teoria ondulatória da REM,

- A energia cinética dos eletrões emitidos deveria aumentar com o aumento da intensidade da radiação incidente. **FALSO!!!** Para uma mesma frequência incidente eV_0 , a energia cinética dos fotoeletrões, é independente da intensidade (Fig 2).
- O efeito fotoelétrico devia ocorrer com qualquer frequência incidente. **FALSO!!!** Existe uma freq. mínima, v_0 , abaixo da qual não se observa emissão de fotoeletrões.
- 10 ➤ Deveria haver um certo intervalo de tempo entre a incidência da radiação e o início da emissão dos fotoeletrões. **FALSO!!!** A emissão é instantânea.

3.3. Propriedades corpusculares da radiação Efeito fotoelétrico

A explicação do efeito fotoelétrico é dada por Einstein em 1905, (Nobel em 1921) generalizando o conceito de fotão de Planck, para a REM. Einstein propõe que a radiação é emitida, propaga-se e é absorvida em porções ou “*quanta*”, os fotões.

Radiação de frequência ν é formada por um determinado número de “pacotes” de energia, os **fotões**, cada um com **energia $E = h\nu$** . O número de fotões define a intensidade da radiação.

Ou seja, Einstein afirmou que **as propriedades “quânticas” são inerentes à própria natureza da radiação** e não apenas aos processos de emissão ou absorção, como Planck já tinha afirmado – estabeleceu a **natureza corpuscular da Radiação**.

Assim, no **efeito fotoelétrico**, um quanta de radiação é absorvido **inteiramente** por um eletrão que está ligado ao material do cátodo. Cada “quanta” ou fotão tem a energia **$E = h\nu$**

A energia de ligação é um parâmetro característico de cada material, e é chamada de **trabalho de extração (ϕ)**.

11

Então, por conservação de energia tem-se

$$h\nu = eV_0 + \phi$$

$$E_{cin}^{máx} = eV_0 = h\nu - \phi$$

3.3. Propriedades corpusculares da radiação Efeito fotoelétrico

O conceito corpuscular associado à REM permite explicar tudo o que o modelo ondulatório não permitia.

1. A energia cinética do eletrão emitido não aumenta com o aumento da intensidade da radiação incidente porque, se duplicarmos a intensidade, duplicamos apenas o número de fotões, mas a energia de cada fotão permanece igual a $h\nu$ e portanto a E_c de cada eletrão mantém-se.
2. O efeito fotoelétrico só ocorre acima de uma frequência mínima porque, sendo $h\nu = E_{c\max} + \phi$, se $E_{c\max} = 0 \Rightarrow h\nu_0 = \phi$. Se $\nu < \nu_0$, não importa quantos fotões incidem, pois não conseguem “arrancar” o eletrão.
3. A emissão dos fotoeletrões é instantânea porque, com a noção de fotão, a energia é fornecida em pacotes. A energia não se espalha nem se acumula... Cada fotão interage, por inteiro, com cada eletrão (interação corpuscular, um fotão com um eletrão).

A primeira verificação experimental sistemática do efeito fotoelétrico, com o correspondente cálculo do valor da constante de Planck, foi feita por A. Millikan em 1916 (Nobel em 1923).

3.3. Propriedades corpusculares da radiação Onda versus partícula

Em Física clássica, os conceitos de **onda** e de **corpúsculo** são distintos.

Ao nível da Física atómica e subatómica, os conceitos de **onda** e de **partícula** deixam de ser distintos. Há um carácter **dualístico onda-corpúsculo** quer para a REM quer para a matéria, como veremos a seguir.

De acordo com a física clássica, a REM propaga-se por ondas, isto é flui continuamente, manifestando um carácter ondulatório. É a natureza ondulatória que justifica fenómenos como reflexão, refração, interferência, difração ou polarização, isto é todos os fenómenos associados à propagação da REM.

A natureza ondulatória da REM revela-se por:

1. A sua intensidade ser proporcional ao quadrado da amplitude do campo elétrico
2. Obedecer ao princípio da sobreposição (permite que duas ondas "se encontrem" num ponto, originem uma perturbação (interferência construtiva ou destrutiva) e saiam do ponto de "colisão" com as mesmas propriedades que tinham antes (imaginem isto com dois carros...)

3.3. Propriedades corpusculares da radiação Onda versus partícula

De acordo com a teoria quântica ou fotónica, a REM é constituída por corpúsculos ou fotões (“quanta” de luz), que se manifestam sempre que a radiação interage com a matéria ao nível atómico ou subatómico.

Ocorrem “choques”, elásticos ou inelásticos entre os fotões e os eletrões (ou outras partículas atómicas), que permitem explicar os fenómenos de absorção, emissão e difusão.

Cada fotão tem uma energia associada e por isso os conceitos de intensidade e energia são distintos um do outro.

A intensidade só tem a ver com o número de fotões que interagem com a matéria e, se a radiação for monocromática, todos os fotões têm a mesma energia e esta não se pode “acumular”, pois a interação é partícula a partícula.

3.4. Espetros atómicos

Ao longo do século XIX foram estudados os espetros de absorção e de emissão de diversos átomos no estado gasoso a baixa pressão.

A principal conclusão a tirar destes estudos é que a emissão de radiação eletromagnética por parte dos átomos livres (do gás) está concentrada em determinadas riscas discretas, que são características de cada elemento, ao contrário dos espetros contínuos característicos da emissão térmica de um corpo maciço aquecido - **corpo negro**). Verifica-se ainda que estes espetros de riscas surgem quer na zona do visível e ultra-violeta, quer também na zona dos raios-X e dos raios γ .

A explicação para estas observações é a quantificação dos níveis de energia dos átomos e moléculas, conceito introduzido por Planck, juntamente com o conceito de Einstein de que a própria REM manifesta um carácter corpuscular quando interage com a matéria ao nível atómico e subatómico.

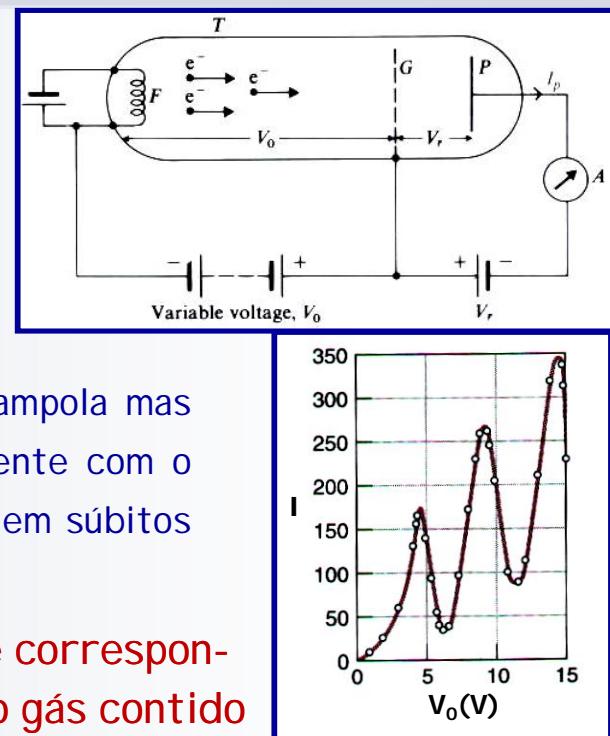
A experiência de Franck-Hertz, realizada pela primeira vez em 1914 (Nobel da Física em 1925), é a primeira prova experimental direta da existência de níveis eletrónicos discretos nos átomos.

3.4. Espetros atómicos Experiência de Franck-Hertz

Considere a ampola T que contém um gás atómico rarefeito. São emitidos eletrões, no filamento incandescente F, que são acelerados em direção à grelha G pela diferença de potencial V_0 , e que atingem o coletor P, medindo-se essa corrente de eletrões no amperímetro A.

À medida que V_0 vai aumentando, aumenta a energia cinética dos eletrões. Estes colidem com os átomos que enchem a ampola mas seguem até ao coletor verificando-se um aumento da corrente com o aumento de V_0 . No entanto, para certos valores de V_0 , existem súbitos decréscimos da corrente medida.

Franck e Hertz concluíram que **as quedas de corrente correspondem a colisões inelásticas dos eletrões com átomos do gás contido na ampola**. Para sofrerem uma colisão inelástica os eletrões terão de ter uma energia cinética igual à separação entre os níveis de energia no átomo. A energia cinética do eletrão é então transferida para o átomo e este passa a um estado excitado (absorção). No caso do átomo de mercúrio, ilustrado na figura, esta separação energética é de cerca de 4.8 eV ($\lambda \sim 259$ nm - UV).

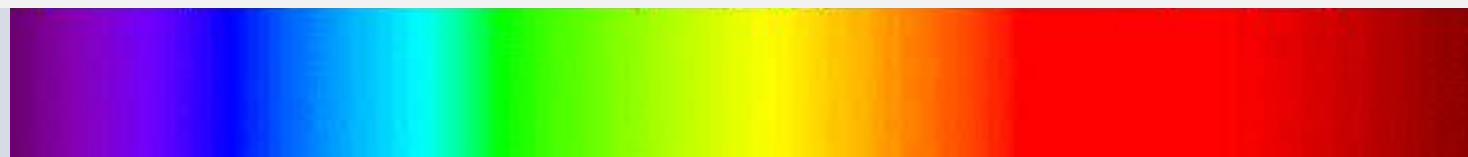


3.4. Espetros atómicos

Como exemplo de um espetro de riscas, mostra-se o espetro de uma lâmpada espectral de mercúrio. A radiação emitida pela lâmpada passa por uma rede de difração que separa a radiação emitida pelos átomos de mercúrio de acordo com os seus comprimentos de onda.



Lembre-se do que viu quando fizemos passar luz branca, proveniente duma fonte de luz contínua (lâmpada do retroprojector) através da rede de difração – viu um espetro contínuo com todas as cores do arco-íris.



NOTA: As lâmpadas de incandescência que usávamos, no século passado, para iluminação, eram lâmpadas que emitiam radiação térmica, espetro contínuo. Algumas das lâmpadas “economizadoras” que usamos hoje, as chamadas lâmpadas fluorescentes, são baseadas no átomo de mercúrio e emitem um espetro de riscas semelhante ao mostrado aqui.

3.4. Espetros atómicos

Porque é que o espetro de emissão do átomo de mercúrio é um espetro de riscas?

O mercúrio (Hg) tem 80 eletrões distribuidos por diversos níveis eletrónicos de acordo com regras bem estabelecidas pela física atómica (que abordaremos resumidamente no próximo capítulo).

Quando “acendemos” a lâmpada colocamos alguns desses eletrões (realmente apenas um eletrão por cada átomo) em estados excitados. Como **os estados eletrónicos estão todos quantificados** o eletrão, ao passar de novo ao estado fundamental, só pode **emitir radiação, fotões**, com certas energias bem definidas – riscas. Como as riscas emitidas pelo átomo de mercúrio se distribuem ao longo das diversas regiões do visível, a radiação emitida que chega aos nossos olhos, não difratada, apresenta-se como branca.

**Todos os átomos têm níveis eletrónicos quantificados
e por isso todos emitem um espetro de riscas característico.**

3.5. Produção de raios-X

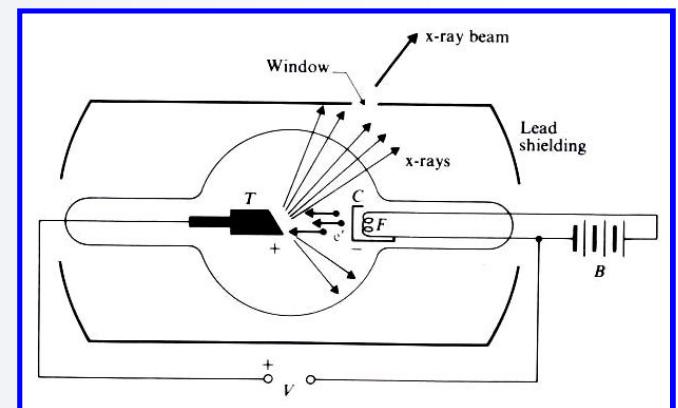
No efeito fotoelétrico os fotões (radiação) incidentes transferem a sua energia para os eletrões (metal do cátodo).

Na experiência de Franck-Hertz (1914) ocorre o processo inverso - eletrões de energia cinética adequada (alguns eV) ao colidirem com átomos (gás rarefeito) podem excitá-los e levá-los a emitir radiação (fotões) na gama do UV-VIS.

Em 1895, bem antes da experiência de Franck-Hertz ter sido realizada, Roentgen descobriu que, se eletrões suficientemente energéticos* incidissem sobre um alvo metálico (T) era emitida radiação de elevada energia e muito penetrante que foi denominada de raios-X (por se desconhecer a sua origem).

* energias da ordem das centenas de keV, ou seja potenciais aceleradores da ordem das centenas de kV

O filamento (F), por aquecimento, fornece os eletrões (cátodo). Uma diferença de potencial acelera-os. Vão colidir num alvo metálico (T), produzindo-se um feixe de RX.

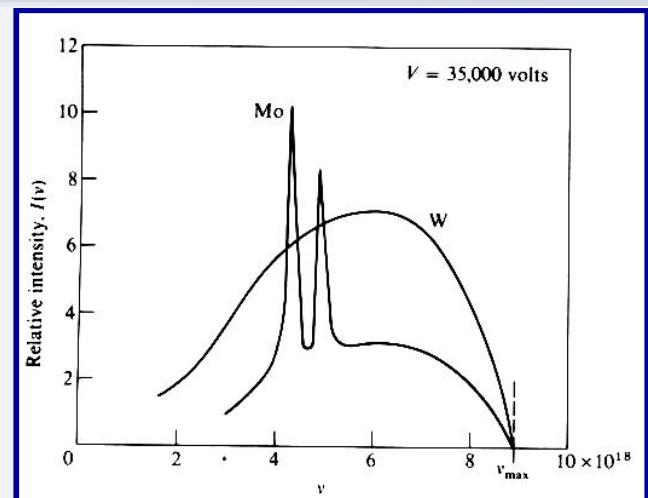
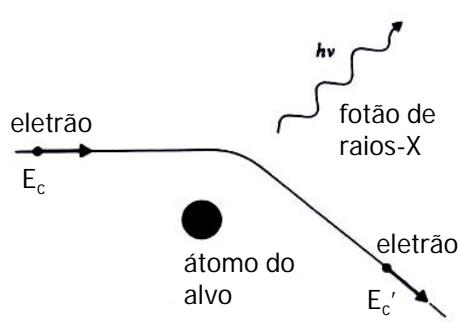


3.5. Produção de raios-X

Os raios-X emitidos mostram uma distribuição contínua de energias, habitualmente com alguns picos característicos do elemento do alvo, até uma certa frequência máxima, $\nu_{\text{máx}}$.

Duane e Hunt verificaram que o comprimento de onda limite (λ_{\min}) do espetro contínuo de RX, é inversamente proporcional à tensão aceleradora V e independente do material do alvo, obedecendo à relação $\lambda_{\min} = \frac{hc}{eV} = \frac{1.24 \times 10^{-6}}{V}$ (SI)

Para perceber a formação dos raios-X considere-se o seguinte esquema:



3.5. Produção de raios-X

Para além da emissão de raios-X por interação de eletrões acelerados com um alvo metálico (espetro contínuo) podem também ser emitidos raios-X por transições entre níveis de energia dos átomos metálicos do alvo (espetro de riscas).

Os raios-X são fotões muito energéticos (com comprimentos de onda entre 0.01 e 1 nm) e podem ser emitidos quando há um rearranjos dos eletrões das camadas internas dos átomos.

Uma vez que estes níveis internos estão naturalmente preenchidos, é necessário remover um destes eletrões internos (o que normalmente se faz bombardeando o átomo com eletrões de energia adequada). Como esta situação é instável, o átomo reage à criação desta lacuna, passando um eletrão de um nível superior para este espaço, com a consequente emissão de um fotão de raios-X. Os fotões assim emitidos têm energias características do átomo e do nível de que provêm.

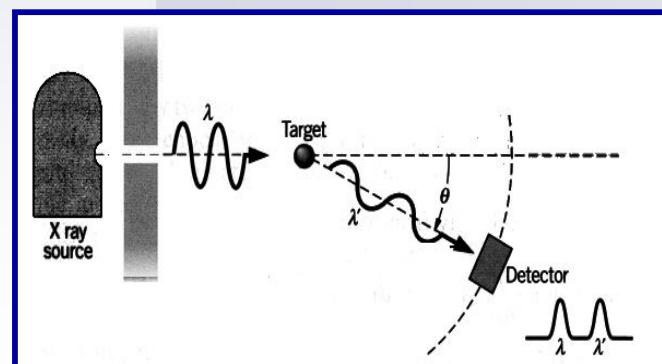
NOTA: Para além do carácter corpuscular, os raios-X, como qualquer radiação eletromagnética, exibem também carácter ondulatório. Já falámos, no capítulo das ondas, da difração de raios-X por redes cristalinas e da Lei de Bragg (slide 51). Como se sabe a difração só é importante quando o c.d.o. da radiação é da mesma ordem de grandeza do parâmetro da rede de difração (os parâmetros de rede dos cristais são da ordem dos nm, tal como os c.d.o. dos raios-X).

3.6. Efeito de Compton

Outro efeito que só pode ser interpretado através da teoria corpuscular da radiação é o chamado **Efeito de Compton**.

Em 1922, **Compton** (Nobel em 1927) estudou a **difusão de raios-X** quando estes colidem com os eletrões livres dum metal e verificou que a **radiação difundida** possui um c.d.o. maior (menor energia) do que a **radiação incidente**.

Compton interpretou os resultados obtidos considerando tratar-se dum choque elástico entre duas partículas: um eletrão livre do metal difusor e um “quanta” ou fotão dos raios-X incidentes. Aplicando os princípios de conservação de energia e de quantidade de movimento chega-se à fórmula de Compton



$$\frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta) = \lambda' - \lambda$$

$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ (desvio de Compton) não depende do c.d.o. do fotão incidente.

$\lambda_c = h/m_e c$ (c.d.o. de Compton) tem, para o eletrão, o valor de 2.4×10^{-12} m.

Então o valor máximo para o desvio de Compton, obtido quando $\theta = 180^\circ$, é de 4.8×10^{-12} m.

Experiência de Compton – raios-X incidem num bloco de grafite e são difundidos em todas as direções. A deteção dos fotões difundidos em função de θ mostra que o c.d.o. dos fotões detetados é tanto maior quanto maior for o ângulo θ .

3.6. Efeito de Compton

Apenas como curiosidade refira-se que é também a difusão da REM pela matéria que explica algumas situações coloridas do nosso dia-a-dia como a *cor azul do céu* e a *cor avermelhada do pôr-do-sol*. Trata-se de uma *difusão (seletiva) da radiação visível*.

Como a radiação visível tem c.d.o. muito maiores do que os raios-X as partículas difusoras têm também de ser maiores (poeiras existentes na atmosfera - vulcões, meteoritos, desertos...).

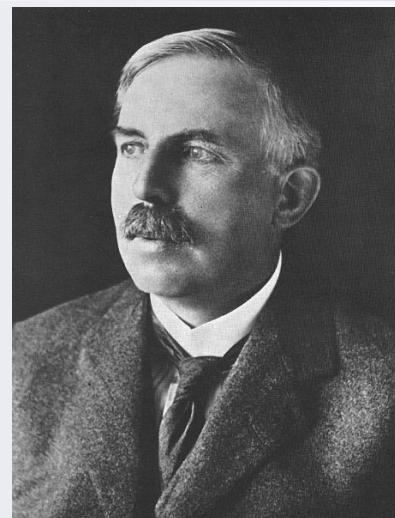
Se estas partículas difusoras tiverem tamanhos adequados provocam difusão seletiva da luz branca do Sol, difundindo predominantemente a radiação azul, que fica assim espalhada na atmosfera dando a cor azul ao céu. Quanto mais radiação de pequenos c.d.o. ficar "retida" na atmosfera mais avermelhada é a radiação que nos chega do Sol. É o que se passa ao fim do dia, perto do pôr-do-sol, quando a espessura de atmosfera atravessada pelos raios solares é muito grande. A percentagem da radiação incidente que é difundida é agora também muito grande e a única radiação que se consegue "escapar" da armadilha difusora que é a atmosfera é a vermelha. A atmosfera fica esbranquiçada e o disco do Sol vai passando de laranja a vermelho.

3.7. Modelos Atómicos

*John Dalton
(1766-1844)*



*John Thomson
(1856-1940)
(Nobel em 1906)*



*Ernest Rutherford
(1871-1937)
(Nobel em 1908)*



*Niels Bohr
(1885-1962)
(Nobel em 1922)*

3.7. Modelos Atómicos

O átomo de Dalton

John Dalton (1766-1844)

- afirmou que a matéria era constituída por "átomos elementares" (o átomo era indivisível).
- mostrou que quando os elementos se combinam, fazem-no em proporções fixas.
- introduziu o conceito de peso atómico (1808) e fez a primeira "tabela" de pesos atómicos. (apesar de errados!)

No início do século XX (1919) inúmeros resultados experimentais, p. e.:

- efeito fotoelétrico
- efeito de Compton
- difração de raios-X ...

evidenciavam a existência de eletrões nos átomos.

A descoberta do eletrão deve-se a J. J. Thomson.

O átomo deixou então de ser considerado indivisível

Símbolos de Dalton

ELEMENTS		
Hydrogen	1	Strontian
Azote	5	Barytes
Carbon	6	Iron
Oxygen	7	Zinc
Phosphorus	9	Copper
Sulphur	13	Lead
Magnesia	20	Silver
Lime	24	Gold
Soda	28	Platina
Potash	42	Mercury

3.7. Modelos Atómicos

O que é que já se sabia sobre os átomos?

- Os átomos são entidades neutras e estáveis e por isso teria que existir uma carga positiva do mesmo módulo da carga dos eletrões.
- Os átomos emitem e absorvem radiação eletromagnética.
- Sabia-se que os átomos são muito pequenos (o raio atómico é da ordem dos Å)
- As experiências feitas indicavam que a massa do eletrão é muitíssimo inferior à de qualquer átomo, mesmo dos mais pequenos. Assim sendo, a maior parte da massa do átomo deveria estar associada à sua carga positiva.

Todas estas evidências levaram a uma “forte” investigação acerca de como seria a distribuição de cargas positivas e negativas nos átomos.



MODELOS ATÓMICOS

3.7. Modelos Atómicos

Modelo atómico de Thomson

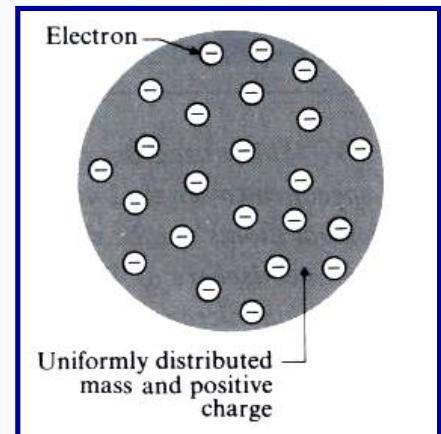
O átomo de Thomson seria uma esfera homogénea de matéria ($r \sim 1\text{\AA}$) carregada positivamente de forma uniforme, na qual os eletrões estariam embebidos (pudim de passas). O átomo seria assim uma entidade neutra.

Devido à repulsão mútua, os eletrões estariam uniformemente distribuídos na esfera de carga positiva e, devido à atração pela carga positiva os eletrões mantinham-se no átomo.

No estado de menor energia, os eletrões estariam fixos nas suas posições de equilíbrio. Em estados excitados (materiais a altas temperaturas, p. e.), os eletrões vibrariam.

O modelo atómico de Thomson incorpora muitas das propriedades conhecidas dos átomos (massa, número de eletrões e neutralidade elétrica). No entanto, para além de outras dificuldades, este modelo não explica a deflexão das partículas alfa pelos átomos (experiência de Rutherford).

Átomo de Thomson



3.7. Modelos Atómicos

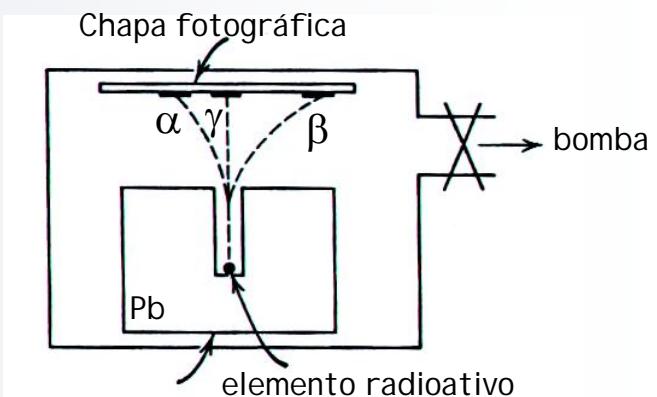
Modelo atómico de Rutherford

A deflexão de partículas alfa por átomos de ouro, foi uma experiência idealizada e realizada por Rutherford em 1911. Contrariamente ao esperado mostrou que o modelo atómico de Thomson não era realista e demonstrou a existência de um núcleo no átomo.

As experiências com partículas alfa só são possíveis porque, em 1896 A. Henri Bequerel descobre a radioatividade. Entre 1896-98 Bequerel e Mme. Curie descobrem que vários elementos pesados emitem espontaneamente partículas e/ou radiação muito energética.

Aplicando um campo magnético essas partículas são defletidas, umas para um lado outras para o outro (conforme a carga), umas mais outras menos (conforme a massa). Identificaram assim três tipos de partículas associadas às desintegrações radioativas:

partículas β (eletrões), partículas α (núcleos de átomos de hélio, com carga $+2e$) e fotões γ (REM).



3.7. Modelos Atómicos

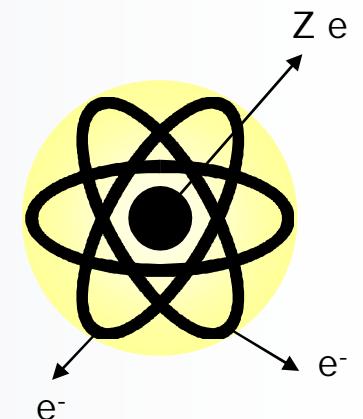
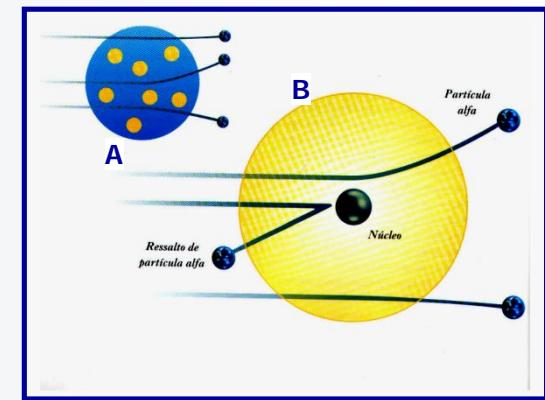
Modelo atómico de Rutherford

A - Situação prevista pelo modelo atómico de Thomson
 $m_\alpha \approx 7300 m_e$; incidiam no alvo a velocidades elevadas.
Então, pelo modelo de Thomson seria de esperar que as partículas α sofressem apenas pequenos desvios.

B - Situação obtida experimentalmente
A grande maioria das partículas atravessa o alvo sem desvios, ou com desvios muito pequenos. No entanto algumas são desviadas de ângulos muito grandes!

Com base nos resultados experimentais obtidos, Rutherford propôs que a carga positiva do átomo devia estar contida num volume muito pequeno (núcleo), quando comparado com o volume atómico, para que a intensidade do campo elétrico na sua proximidade fosse tão grande que justificasse os desvios observados. Quase toda a massa do átomo estaria concentrada nesse núcleo central. O raio do núcleo é muito pequeno ($\sim 10^{-12}\text{cm}$) quando comparado com o raio atómico ($\sim 10^{-8}\text{cm}$). O raio atómico é definido pelas órbitas dos eletrões.

Experiência de Rutherford



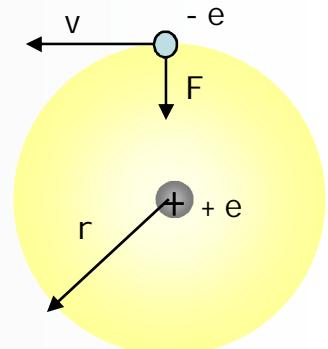
3.7. Modelos Atómicos

Modelo atómico de Rutherford

O modelo atómico de Rutherford é eletrostático isto é os eletrões movem-se em torno do núcleo em órbitas, tal como os planetas à volta do Sol, devido a forças eletrostáticas. Como será então a órbita do eletrão no **átomo de hidrogénio**?

A **força atrativa de Coulomb**, entre o núcleo e o eletrão, fornece a aceleração centrípeta necessária para manter o movimento orbital do eletrão. Admitindo órbitas circulares

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2} = \frac{mv^2}{r} \Rightarrow v = \frac{e}{\sqrt{4\pi\epsilon_0 m r}}$$



A energia total do sistema é:

$$E = E_c + E_p = \frac{1}{2}mv^2 + \left(-\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) \Rightarrow E = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r}$$

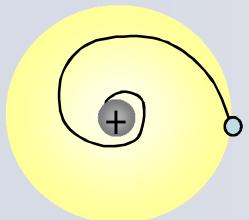
Sabendo que o potencial de ionização do átomo de hidrogénio (energia de ligação do eletrão ao núcleo) é de 13.6 eV, calcula-se o **raio da órbita do eletrão**, que até concorda com o valor experimental !

$$r = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 E} = -\frac{(1.602 \times 10^{-19})^2}{8\pi \times 8.85 \times 10^{-12} \times (-13.6 \times 1.602 \times 10^{-19})} = 0.53 \text{ \AA}$$

3.7. Modelos Atómicos

Modelo atómico de Rutherford

Só que, de acordo com a teoria eletromagnética, cargas aceleradas radiam energia sob a forma de ondas eletromagnéticas. Ou seja, o eletrão, no seu movimento orbital acelerado, perderia energia cinética e mover-se-ia numa espiral em direção ao núcleo! O modelo de Rutherford é então instável...

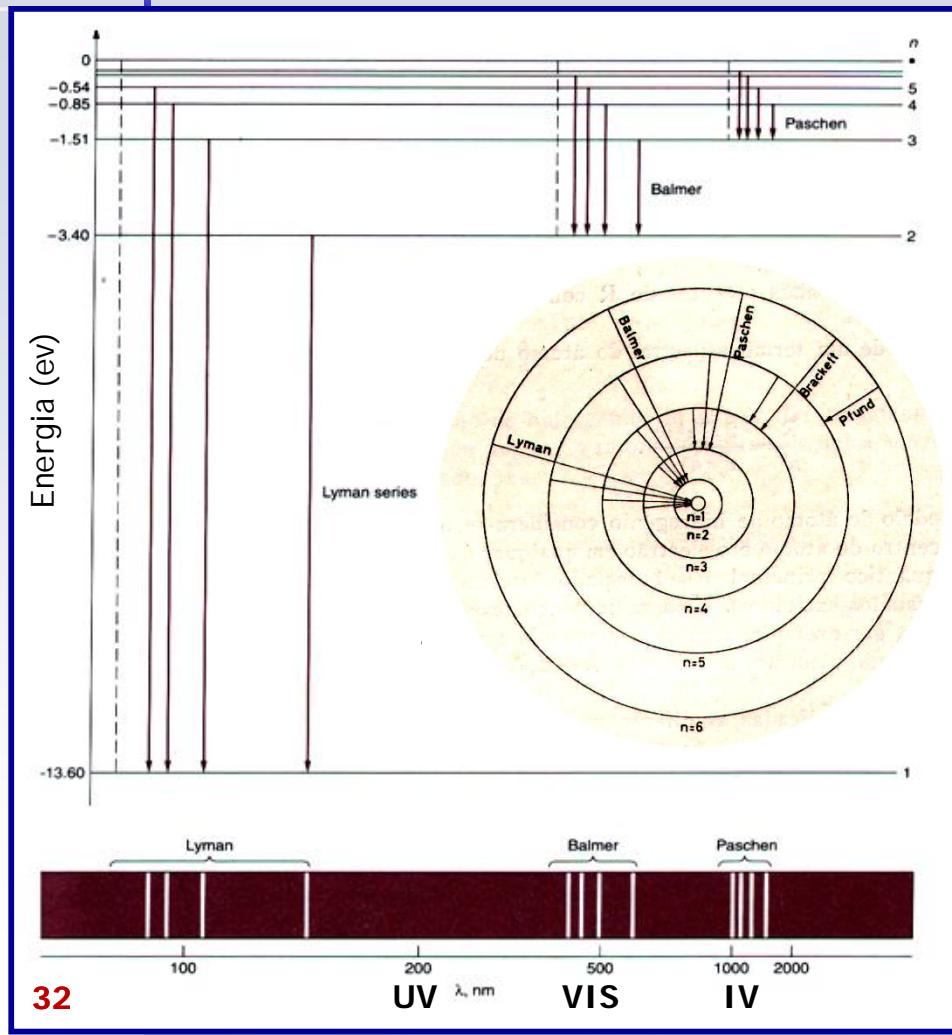


- o átomo colapsaria no núcleo
- o espetro contínuo de radiação daí resultante estaria em contradição com o espectro discreto observado.

O modelo atómico de Rutherford teve o grande mérito de estabelecer a ideia de núcleo e de orbitais circulares para o eletrão, mas não permite explicar a estabilidade do átomo nem o seu espetro discreto de emissão de energia. Tem então que ser melhorado...

3.7. Modelos Atómicos

Séries espetrais do átomo de hidrogénio



Como já se afirmou no slide 15, verifica-se experimentalmente que, quando um gás atómico é excitado, por exemplo através duma descarga elétrica, obtém-se emissão de radiação com riscas características do elemento excitado (*espetro de emissão*).

Verificou-se também experimentalmente que as riscas do espetro do átomo de hidrogénio se podem agrupar em séries espetrais e chegou-se, empiricamente, a uma relação que permite calcular o c.d.o. de qualquer uma destas riscas.

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

com $R = 109\ 677.581\ \text{cm}^{-1}$
(constante de Rydberg)
sendo $n > m$

3.7. Modelos Atómicos

Modelo atómico de Bohr

Niels Bohr, em 1913, propõe um modelo para o átomo, baseado no modelo de Rutherford, mas obedecendo a alguns postulados que evitam o falhanço do modelo anterior (a instabilidade).

Postulados de Bohr

1. De entre todas as trajectórias eletrónicas possíveis pela física clássica, o eletrão só se pode mover em órbitas que correspondam a uma série discreta de valores de energia (níveis atómicos de energia). Nestas órbitas, chamadas órbitas estacionárias, o momento angular do eletrão em relação ao núcleo, L , tem que ser um múltiplo inteiro de \hbar

$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} = n \hbar$$

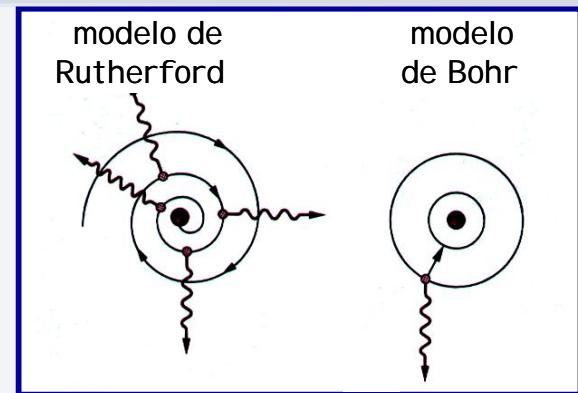
n – número inteiro (número quântico principal)

$\hbar = h / 2\pi$ - constante de Planck reduzida

O estado de menor energia do sistema, $n = 1$, designa-se por **estado fundamental**.

2. Sempre que um eletrão passa dum **estado estacionário** E_i para outro **estado estacionário** de energia E_f , é absorvida ou emitida a energia (fotão)

$$E_i - E_f = h\nu$$

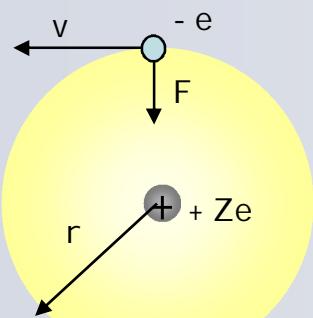


3.7. Modelos Atómicos

Modelo atómico de Bohr

O conceito de **órbita estacionária** e **estado estacionário** é a grande contribuição de Bohr para a compreensão do **átomo quântico**. Segundo Bohr, apesar de estar constantemente acelerado, um eletrão que se move numa dessas órbitas estacionárias, não emite radiação eletromagnética. Portanto a sua energia total E permanece constante. Ou seja, o eletromagnetismo clássico não se aplica ao eletrão atómico.

O 1º postulado de Bohr elimina assim o problema da estabilidade do átomo e permite perceber os espectros de riscas, mas cria outro problema que é violar o eletromagnetismo clássico.



Para um sistema eletrão-núcleo, generalizando agora para um núcleo com carga $+Ze$ e continuando a considerar apenas a força de Coulomb, tal como no modelo de Rutherford tem-se

$$F_e = \frac{Z}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2} = \frac{mv^2}{r}$$

$$E = \frac{1}{2} mv^2 + \left(-\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) = -\frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0 r}$$

3.7. Modelos Atómicos

Modelo atómico de Bohr

Introduzindo apenas a **quantificação de Bohr**, primeiro postulado, $m v r_n = n \hbar$ nas relações anteriores obtém-se

$$r_n = \frac{n \hbar}{m v} = \frac{4 \pi \varepsilon_0 n^2 \hbar^2}{m Z e^2}$$

$$E_n = - \frac{m Z^2 e^4}{8 \varepsilon_0^2 h^2} \left(\frac{1}{n^2} \right) = \frac{E_1}{n^2}$$

em que
 $n = 1, 2, 3, \dots$

Para o átomo de hidrogénio ($Z = 1$), com o eletrão na primeira orbital, obtém-se:

$$r_1 = 5.29 \times 10^{-11} \text{ m} \quad (\text{raio de Bohr})$$

$$E_1 = - 2.18 \times 10^{-18} \text{ J} = - 13.58 \text{ eV}$$

A partir do **segundo postulado de Bohr**, $h\nu = E_i - E_f$, sabe-se que as riscas do espetro atómico correspondem a saltos quânticos de energia $h\nu$.

$$\nu = (E_i - E_f) / h$$

$$1/\lambda = (E_i - E_f) / h c$$

Comparando esta relação com a expressão empírica apresentada no slide 33, verifica-se que, para o átomo de hidrogénio ($Z = 1$) a constante de Rydberg é igual a $1.097 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$

Substituindo E_i e E_f por E_n , obtém-se

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{m Z^2 e^4}{8 \varepsilon_0^2 c h^3} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right)$$

3.7. Modelos Atómicos

Modelo atómico de Bohr

A partir da relação $F_e = \frac{Z}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2} = \frac{mv^2}{r}$ e substituindo r_n por $r_n = \frac{4\pi\epsilon_0 n^2 \hbar^2}{mZe^2}$ obtém-se facilmente $v_n = \frac{Ze^2}{2\epsilon_0 n h}$ que permite calcular a velocidade do eletrão na orbital n.

O modelo atómico de Bohr foi proposto uma década antes do aparecimento da Mecânica Quântica e o seu grande sucesso resulta da explicação que consegue dar para os espetros de riscas dos átomos hidrogenóides. Explica os espetros de absorção como uma transição para um estado excitado de energia, por absorção de um “quanta” de radiação e os espetros de emissão, pelo processo inverso em que é emitido um “quanta” de radiação na passagem do eletrão de um dado estado excitado para outro estado de menor energia.

Apesar do seu sucesso, o modelo atómico de Bohr apresenta várias deficiências:

- não pode ser aplicado a átomos com dois ou mais eletrões;
- não pode ser usado para se calcularem as intensidades das riscas espectrais;
- não permite explicar a estrutura fina (desdobramento) das riscas espetrais
- viola o princípio de incerteza de Heisenberg, ($\Delta r \Delta p \geq \hbar$),

3.7. Modelos Atómicos

Modelo atómico de Bohr

Para ultrapassar as deficiências do modelo atómico de Bohr surgem outros modelos mais complexos como o de Wilson-Sommerfeld, que introduz uma condição de quantificação mais generalizada e em que as órbitas dos eletrões são elíticas.

Mesmo estes modelos mais elaborados continuam a apresentar problemas e a não dar uma resposta satisfatória a alguns resultados observados experimentalmente.

Estes e outros problemas só se resolveriam após o aparecimento, em 1925, do trabalho de Schröedinger, apresentando a **teoria da Mecânica Quântica**

No entanto, o que hoje chamamos de “antiga” teoria quântica (modelos de Bohr e de Sommerfeld) continua ainda a ser muito usada, devido à sua simplicidade, pois permite, de um modo rápido, simples e expedito, obter resultados aproximados para problemas complexos.

3.8 Propriedades Ondulatórias das Partículas

Louis de Broglie, em 1923 (Nobel em 1929) propôs (postulou), na sua tese de doutoramento, que a matéria deveria possuir também um carácter ondulatório, para além do seu caráter corpuscular naturalmente reconhecido.

De acordo com a sua hipótese o dualismo onda-corpúsculo, não seria só para a radiação eletromagnética mas toda a matéria teria características de onda e de corpúsculo, que poderiam ser evidenciadas em situações específicas. Esta era uma ideia muito revolucionária, uma vez que foi proposta antes de haver qualquer evidência experimental para ela.

Para as partículas os conceitos corpuscular (momento linear e energia) e ondulatório (frequência e comprimento de onda) estariam relacionados de maneira semelhante ao que sucede para a radiação eletromagnética.

Para a REM, os fotões, $E^2 = p^2c^2$, $p = \hbar v/c$, $v = c/\lambda$, logo $\lambda = h/p$ (slide 59 do cap1)

Então, por hipótese, as partículas, teriam também uma onda de matéria associada

38

tal que

$$\lambda = \frac{h}{p}$$

$$\boxed{\lambda = \frac{h}{\gamma m v}}$$

λ designa-se o comprimento de onda de de Broglie da partícula.

3.8 Propriedades Ondulatórias das Partículas

A consequência básica da quantificação, da radiação e da matéria, seria então a impossibilidade de se ter uma quantidade isolada de energia sem lhe associar uma certa frequência e vice-versa - relação de Planck ($E = h\nu$)

Para se comprovar o comportamento ondulatório das partículas, teria que ser levada a cabo uma experiência que evidenciasse, por exemplo, um fenómeno de difração envolvendo partículas em movimento.

Como se viu no capítulo das ondas, a difração só é importante quando $\lambda \approx$ tamanho do obstáculo.

Nas redes de difração usadas para a região do visível, a separação entre as linhas é da ordem dos μm . Mas, desde 1914 (experiências de Von Laue de difração de raios-X por cristais) que era conhecido o facto de os cristais conterem planos atómicos distribuídos de maneira regular e o parâmetro de rede (separação entre planos cristalográficos) é da ordem dos \AA (ver slide 51 do cap. 2). Talvez então os cristais pudesse servir de rede de difração para a tal experiência de difração de partículas.

3.8 Propriedades Ondulatórias das Partículas

Atendendo à relação $\lambda = \frac{h}{\gamma m v}$ e ao valor de h , ($h = 6.626 \times 10^{-34} \text{ Js}$), facilmente

se percebe que, se os menores c.d.o. que se podem detetar são da ordem dos Å, então só será possível observar o comportamento ondulatório de partículas de dimensões atómicas e nucleares, e com velocidades elevadas.

As desintegrações radioativas (decaimento β^-), que abordaremos no capítulo 5, permitem obter eletrões com energias cinéticas da ordem dos MeV. Calculando a velocidade destes eletrões, $K = mc^2(\gamma - 1)$, (slide 54 do capítulo 1) obtém-se, para comprimento de onda de de Broglie associado a estes electrões, $\lambda \approx 1 \times 10^{-12} \text{ m}$!

Seria então possível observar o carácter ondulatório destes electrões...

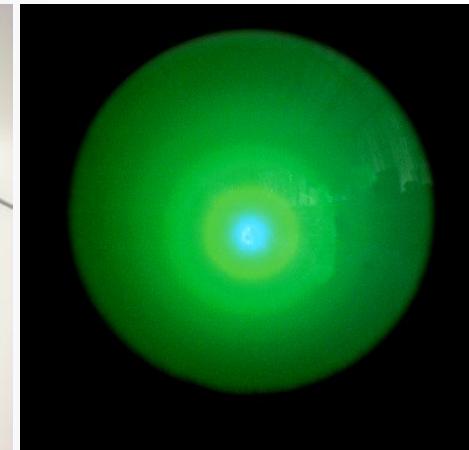
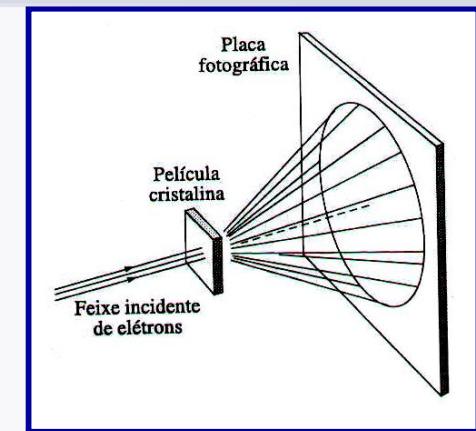
Davisson e Germer nos E.U.A., em 1927, e Thomson em Inglaterra, em 1928, (Nobel em 1937) provaram que é possível difratar eletrões, à semelhança do que sucede com a difração de raios-X, usando uma rede cristalina.

3.8 Propriedades Ondulatórias das Partículas

Thomson fez incidir um feixe de eletrões, colimado e acelerado (a energia dos eletrões foi de cerca de 10^4 eV) numa folha cristalina e muito fina (10^{-7} m) de Au, registando os impactos dos eletrões numa placa fotográfica.

Nas figuras juntas podem ver a montagem que existe no Laboratório de Física do DFUM para fazer esta demonstração.

A existência destes efeitos comprovadamente ondulatórios associados ao movimento das partículas bem como a verificação dos “comprimimentos de onda de Broglie” suscita a questão do real significado físico destas “ondas”.



3.8 Propriedades Ondulatórias das Partículas

As ondas de de Broglie não correspondem a qualquer oscilação do meio material.

O que oscila nas ondas de de Broglie designa-se por “campo de matéria” ou função de onda e representa-se habitualmente por $\Psi(\vec{r}, t)$

A intensidade da função de onda é dada por $|\Psi(\vec{r}, t)|^2 = \Psi^*(\vec{r}, t) \Psi(\vec{r}, t)$ e representa a probabilidade de encontrar a partícula no ponto r e no instante t .

Esta interpretação das funções de onda associadas às ondas de de Broglie é efetivamente a base da Mecânica Quântica. Esta interpretação foi apresentada pela primeira vez por Max Born em 1928, no mesmo ano em que Schrödinger propôs uma forma matemática para a função de onda que descreve como as ondas de matéria se comportam no espaço e no tempo. A forma desta função de onda de matéria depende do sistema que se estiver a estudar e das forças que atuam sobre ele.

A equação de onda de Schrödinger constitui um elemento chave na teoria da Mecânica Quântica. A equação de onda de Schrödinger foi aplicada com êxito ao átomo de hidrogénio e a muitos outros sistemas microscópicos (veio substituir o modelo atómico de Bohr).

3.8 Propriedades Ondulatórias das Partículas

A teoria dualística de de Broglie (ondas de matéria) é compatível com a teoria atómica de Bohr.

O comprimento de onda de de Broglie para o eletrão é, como vimos,

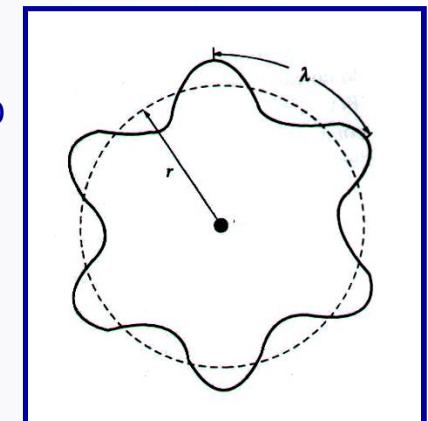
$$\lambda = \frac{h}{m v}$$

O postulado de quantificação de Bohr é $r m v = n \hbar$

Obtém-se então a relação $n \lambda = 2 \pi r_n$ que mostra que o perímetro de cada órbita permitida para o eletrão contém um número inteiro de c.d.o. de de Broglie (onda estacionária) ou seja, que a órbita do eletrão no átomo de Bohr é uma órbita estacionária.

Substituindo na relação $n \frac{h}{m v} = 2 \pi r_n$ a velocidade tal como foi obtida pelo modelo atómico de Bohr, obtém-se

$$\frac{2 n^2 \epsilon_0 h^2}{Z m e^2} = 2 \pi r_n \Rightarrow r_n = \frac{n^2 h^2 \epsilon_0}{\pi m Z e^2}$$



3.8 Propriedades Ondulatórias das Partículas

A função de onda Ψ não é em si mesma uma grandeza mensurável fisicamente, mas contém toda a informação sobre a partícula para se poderem obter, a partir dela, as grandezas mensuráveis como a posição, a energia ou o momento da partícula.

A função de onda de matéria tem uma natureza probabilística e não determinística, por isso o que podemos conhecer são apenas os valores espectáveis para cada uma das grandezas físicas. Então, contrariamente à Física Clássica, em que a limitação à determinação rigorosa do valor de qualquer grandeza física é apenas instrumental, a Física Quântica prevê a existência de limites fundamentais, que nada têm a ver com o instrumento de medida – princípio de incerteza de Heisenberg.

A Física Quântica prevê que é impossível fazer medidas simultâneas da posição e da velocidade de uma partícula, com exactidão infinita.

Em 1927 Werner Heisenberg (Nobel em 1932) introduziu, pela primeira vez, este conceito intrínseco de incerteza $\Delta x \Delta p \geq \hbar$ ou seja, se Δx for pequeno, Δp será grande e vice-versa.

44 Pode-se chegar a outra forma para expressar o princípio de incerteza, relacionando a energia e o tempo $\Delta E \Delta t \geq \hbar$