C3 :

Radiação do corpo negro

Qualquer corpo emite radiação - rad. térmica - que depende das prop. térmicas deste e da temperat.

Corpo negro - corpo ideal aquecido (emite espectro de energias contínuo. (mundo) $P = J/s$ (aqui em es) $p = E \times A$

$$\boxed{E = \sigma T^4 \quad (W/m^2)} \qquad \sigma = 5{,}67 \times 10^{-8}\ W m^{-2} K^{-4}$$

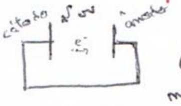
Máximo de intensidade desloca-se para < λ.

$$\boxed{\lambda_{max(T)} \times T = 0{,}2898 \times 10^{-2}\ m K}$$

$$I(\lambda, T) = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5 (e^{hc/\lambda kT} - 1)} \qquad h = 6{,}626 \times 10^{-34}\ J s$$

Esta relação implica supôr que os níveis de energia nos átomos estavam quantificados e que só conseguem emitir ou absorver valor discretos de energia.

Efeito fotoeléctrico



Por aplicação de uma dif. de potencial V (se V for invertido a corrente diminui lentamente, ou seja, os e^- terão E_c e apesar do campo se opôr, alguns ainda atingem o ân.)

∴ Os fotões incidentes transferem E para electrões do cátodo e estes ficam com E_c.

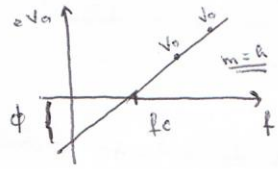
$$\boxed{\begin{array}{c} E_{inc} = E_c + \Phi \\ \hline h f = e V_0 + \Phi \end{array}}$$

Φ - trabalho de extracção

$E = h f \qquad E_c = e V_0$

A fotocorrente depende da Intensidade mas anula-se para o pot. de travagem V_0.

↑ freq. da rad. incid. ⇒ ↑ $E_{cinetica}$ ⇒ ↑ V_0



Einstein explica: há uma gen. do conceito de Planck de fotão para o REM. Cada fotão tem $E = h f$ e a intensidade da radiação é definida pelo nº de fotões.

F.C. achava:

- ↑ intensidade ⇒ ↑ E_c
- E.F. devia acontecer p/ qualquer freq.
- Devia haver delay

F.Q. prova que:

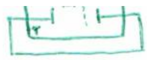
- E_c depende apenas de f
- Existe f_0 min para haver EF: qd $E_c = 0$, $h f = \Phi$ (caso $f < f_0$ ñ há efeito)
- A emissão é instant. (cada fotão interage, por inteiro, com cada elect.)

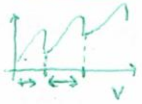
A nat. ondulatória da REM manifesta-se por esta obedecer ao princípio da sobreposição e a nat. corp. manifesta-se sempre que a radiação interage com a matéria a nível atómico (cada fotão c/ E).

Espectros atómicos

A emissão de REM por partes de átomos livres está concentrada em riscas discretas (enqt que o corpo negro emite um espectro contínuo). Isto pq há uma quantificação dos níveis de energia dos átomos e moléculas (Planck + Einstein).

- Exp. de F - Hertz (prova directa da exist





F-H concluiram que as quebras abruptas de corrente correspondiam a colisões inelásticas entre os e^- acelerados e os átomos do gás da ampola. Para isso acontecer, os átomos têm de ter E_c igual à E de separação entre os níveis de energia do átomo.

A E_c do e^- é então transferida para o átomo ficando excitado. Quando este volta para o estado fundamental origina a emissão da radiação c/ valores bem definidos ⇒ esp. descontínuo.

Todos os átomos têm níveis electrónicos quantificados e, por isso, emitem um espectro característico.

∴ Electrões com E_c excitam átomos e estes emitem radiação UV/visível através de colisões.

Produção de Raios - X

1) Emissão p/ interacção de e^- acelerados c/ alvo metálico (até uma certa freq. máxima)

$$\boxed{\lambda_{min} = \frac{hc}{eV} = \frac{1{,}24 \times 10^{-6}}{V}}$$

2) Emissão p/ transições entre níveis de energ. dos átomos do alvo metálico (ao ser retirado electrão interno, há um rearranjo electrónico que leva à emissão de um fotão de R-X)

Efeito de Compton

Só pode ser explicado à luz da teoria corpuscular da radiação.

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

$\Delta\lambda$ → desvio de Compton

$\frac{h}{m_e \cdot c} = 2{,}4 \times 10^{-12}\ m \rightarrow \lambda_{COMPTON}$

$\% E_{per} = \frac{E_0}{E_{in}}$

Perde-se E devido a choque elástico entre as partículas

$\Delta\lambda_{max} = 4{,}8 \times 10^{-12}\ m$

(qd ↑ θ, ↑ λ')

Modelo atómico de Bohr

Os electrões circulariam em órbitas à volta do núcleo de carga positiva que conteria a maior parte da massa.

1º P: electrão só se pode mover em órbitas estacionárias - correspondem a uma série discreta de valores de energia (níveis atómicos). Nestas, o momento angular do e^- em relação ao núcleo tem que ser um múltiplo de ħ

$L = \vec{R} \times \vec{p} = n\hbar$ (n é o nº quant. principal e $\hbar = h/2\pi$)

2º P: sempre que um e^- passa de um estado para outro é absorvida ou emitida E : $\boxed{h f = E_i - E_f}$

$$R_n = \frac{n\hbar}{\mu v} = \frac{4\pi\varepsilon_0 n^2 \hbar^2}{\mu Z e^2} = R_1 \cdot n^2$$

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

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

$$v_n = \frac{Z e^2}{2 \varepsilon_0 n h} = \frac{v_1}{n}$$

→ Const. de Rydberg

Para H: Z = 1 $\mu = m_e$

$R_1 = 5{,}29 \times 10^{-11}\ m$

$E_1 = -2{,}18 \times 10^{-18}\ J = -13{,}58\ eV$

$V_1 = 2{,}2 \times 10^{6}\ m/s$

$R_H = 1{,}0973 \times 10^{7}\ m$

$$\boxed{\mu = \frac{m_1 \cdot m_2}{m_1 + m_2}}$$

O modelo atómico de Bohr consegue explicar as riscas dos átomos hidrogenóides, mas não serve p/ calcular a intensidade das riscas nem pode ser aplic

Broglie

B. defende o dualismo onda-corpúsculo para o REM e para a matéria.

- Para a REM, $E^2 = p^2c^2$, $p = h\nu/c$, $\nu = c/\lambda$, logo $\lambda = h/p$
- Para a matéria, teria de ter uma onda associada tal que $\lambda = h/p$, $p = \gamma m v$, logo, $\boxed{\lambda = \frac{h}{\gamma m v}}$ (λ de de Broglie)

Foi provado ser possível difractar e^-, da mesma maneira que se difractam R-X, com uma rede cristalina.
As ondas de de Broglie correspondem a oscilações de "campos de matéria", tb denominadas funções de onda.
A teoria de de Broglie é compatível c/ Bohr

$\lambda_{Broglie} = \frac{h}{\gamma m v}$
1º Post: $R m v = n \hbar$

$\left\{ n\lambda = 2\pi R_n \right.$ - mostra que o perím. de cada órbita permitida para o e^- é um nº múltiplo de λ Broglie, ou seja, órbitas estacionárias.

$$\boxed{R_n = \frac{n^2 h^2 \varepsilon_0}{\pi m Z e^2}}$$

A função de onda tem uma natureza probabilística, o que implica limites fundamentais que ñ têm a ver com instrumentos de medição. A F.Q. prevê que é impossível fazer medições exactas da posição e velocidade ao mesmo tempo.
Princ. de Incerteza de Heisenberg: $\Delta x \Delta p \geq \hbar \Leftrightarrow \Delta E \Delta t \geq \hbar$

C4:

Eq. de onda de Schrodinger

Descreve como as ondas de matéria se comportam no espaço e no tempo, substituindo o modelo de Bohr.

- eq. que dá E total de uma partícula
$E = E_c + Ep(R)$
ou $E = \frac{p^2}{2m} + Ep(R)$

- eq. de onda clássica
$\Psi(x,t) = \Psi_0 \operatorname{sen}\left(\frac{2\pi}{h}(px - Et)\right)$
ou $\Psi(x,t) = \Psi_0 \cdot e^{i\left[\frac{2\pi}{h}(px - Et)\right]}$

Eq. Sch. Unidimensional: $i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{\partial^2}{\partial^2 x} + Ep(R)\right]\Psi$

[se a partícula em causa estiver num estado estacionário, bem definido, pode-se escrever $E\Psi = \left[\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{\partial^2}{\partial^2 x} + Ep(R)\right]\Psi$

Eq. Sch. tridimensional: $E\Psi = -\frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{\partial^2\Psi}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial^2 y} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial^2 z}\right) + Ep(x,y,z)\Psi$

Situações:

1) Partícula livre ($Ep = 0$) a deslocar-se sobre xx

$Ep = 0 \Rightarrow \frac{\partial^2\Psi}{\partial^2 x} + \frac{E \cdot 2m}{\hbar^2}\Psi = 0 \Leftrightarrow \frac{\partial^2\Psi}{\partial^2 x} + k^2\Psi = 0$

Esta eq. diferencial admite como soluções eq. da forma: $\Psi(x,t) = \Psi_0 e^{-i(\omega t \pm kx)}$ (representa a onda a propagar-se $\pm x$)

2) Partícula num poço de potencial infinito tridimensional cúbico, de largura L

A função de onda adquire a fórmula
$\Psi(x,y,z) = (2/L)^{3/2} \cdot \operatorname{sen}\left(\frac{n_1\pi x}{L}\right) \operatorname{sen}\left(\frac{n_2\pi y}{L}\right) \operatorname{sen}\left(\frac{n_3\pi z}{L}\right)$

e os estados de energia são dados por
$E (n_1^2 + \dots^2 + n_3^2) \quad \hbar^2$

Sendo $E = \frac{h^2}{8mL^2}$, teremos $E = 6,024 \times 10^{\dots}$ J. A menor energia possível acontece qd $n_1 = n_2 = n_3 = 1$, e será esta a energia do estado fundamental
$E_0 = 3E = 112,8$ eV. (Todos os outros estados dizem-se excitados).

$E_{ioniz} = -E_n$ (E min a fornecer à partícula para a retirar da interacção a que está sujeita)

Estrutura atómica e molecular

Raios atómicos ~ 10^{-10} m
Z - nº protões e A - nº protões e neutrões
nº neutrões $\geq$ Z $\rightarrow$ excepto no H ($n = 0$)

H	He^+	Li^+
1e	1e	1e
1p	2p	3p

Séries(H):
- Lyman ($n=1$)
- Balmer ($n=2$)
- Paschen ($n=3$)
- Brackett ($n=4$)

Com a eq. de Sch surgem 3 nºs quânticos

- Nº q. principal $\quad n = 1, 2, \dots$
- Nº q. orbital $\quad l = 0, \dots, n-1$
- Nº q. magnético orb. $\quad m_l = -l, \dots, 0, \dots, l$

Distribuição electrónica

$1s^2$ - (1, 0, 0)
$2s^2$ - (2, 0, 0)
$2p^6$ - (2, 1, 0)
(2, 1, 1)
(2, 0, 1)

$3s^2$	$4p^6$	$6s^2$	$7s^2$
$3p^6$	$5s^2$	$4f^{14}$	$5f^{14}$
$4s^2$	$4d^{10}$	$5d^{10}$	(...)
$3d^{10}$	$5p^6$	$6p^6$	

Cada conjunto (n, l, m_l) define um estado diferente. Todos os estados com o mesmo n têm E iguais e dizem-se degenerados.

Transições electrónicas

(Correspondem a uma mudança de estado quântico por parte de um electrão)

São responsáveis pelas cores de tudo que os rodeia: espectro do visível $\lambda = 750$ nm B G R $\lambda = 400$ nm
blue green red
branca

Ex: corante que absorve blue e red, é da cor green, c esteja nob luz branca. Se a luz for azul, ou vermel[ha] será preta (= ñ haver luz).

eV $\rightarrow$ Ec que e^- adquire ao ser sujeito a uma d.d.p. de 1 V

$m_e = 9,11 \times 10^{-31}$ Kg
$m_p = 1,67 \times 10^{-27}$ Kg
x J $= 6,242 \times 10^{18} \times x$ eV
x eV $= x \times 1,602 \times 10^{-19}$ J

$K = mc^2(\gamma - 1)$
$E_c = \frac{1}{2}mv^2$
$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$

F	10^4	10^0	10^{12}		10^{15}	10^{18}	$10^{2\dots}$
λ	10^3	10^{-2}	10^{-5}	$0,5 \times 10^{-6}$	10^{-8}	10^{-10}	$10^{-1\dots}$
N!	O. Rádio	Micro-O.	IV	Vis	UV	X-R	Y-R