

## Fundamentos dos processos de emissão e absorção de radiação X

POR LÍDIA SALGUEIRO

(Prof. Auxiliar da Faculdade de Ciências de Lisboa)

### 1. Generalidades

Um átomo é constituído por um núcleo, carregado positivamente, e um cortejo de electrões negativos. Numa primeira aproximação consideram-se os electrões agrupados em níveis caracterizados por um número inteiro, designado por número quântico total. Assim, para  $n=1, 2, 3, \dots$ , tem-se, respectivamente, os níveis  $K, L, M, \dots$  (modelo das órbitas circulares).

Para interpretar o espectro descontínuo, emitido pelos átomos hidrogenóides, Bohr introduziu os dois postulados seguintes, conhecidos por postulados de Bohr:

1) Entre todas as trajetórias electrónicas só podem ser descritas as que correspondem a uma série descontínua de valores da energia (níveis atómicos de energia); para estas órbitas o momento angular do electrão, em relação ao núcleo, é tal que:

$$(1) \quad |\vec{r} \wedge m\vec{v}| = n\hbar,$$

sendo  $n$  um número inteiro (número quântico total) e  $\hbar$  a constante reduzida de Planck, isto é,

$$(2) \quad \hbar = \frac{h}{2\pi}.$$

2) Sempre que um átomo passa de um estado estacionário, de energia  $E$ , para outro estado estacionário, de energia  $E'$ , é emitida ou absorvida energia, tal que:

$$(3) \quad E - E' = h\nu.$$

Se for  $E < E'$  a energia é absorvida; no caso contrário é emitida energia.

Para obter melhor acordo entre a teoria e os factos experimentais Sommerfeld generalizou a teoria de Bohr das órbitas circulares; admitiu que as órbitas possíveis descritas pelos electrões, são circunferências e elipses, em que o núcleo ocupa um dos focos.

A condição de quantificação (1) não é suficiente para fixar, sem ambiguidade, os eixos da elipse. Por este facto, Sommerfeld introduziu uma condição de quantificação, que generaliza o postulado de Bohr, da quantificação do momento angular, e que se traduz pela expressão:

$$(4) \quad \oint p_i dq_i = n_i h,$$

sendo  $q_i$  uma coordenada, variando periodicamente (coordenada generalizada),  $p_i$  o correspondente valor do momento conjugado e  $n_i$  um número inteiro.

A partir deste aperfeiçoamento da teoria de Bohr foram introduzidos os números quânticos azimutal ( $k$ ) e radial ( $n_r$ ), tal que:

$$(5) \quad n = k + n_r.$$

Concluiu-se ainda que as únicas trajectórias permitidas para o electrão, correspondem a ser

$$(6) \quad \frac{b}{a} = \frac{k}{n},$$

sendo  $a$  e  $b$ , respectivamente, os semi-eixos maior e menor da elipse. A grandeza  $k$  pode tomar valores inteiros de 1 a  $n$ .

Tem-se assim, para  $n=1$ ,  $k=1$  (nível  $K$ ); para  $n=2$ ,  $k=1, 2$  (nível  $L$ ), para  $n=3$ ,  $k=1, 2, 3 \dots$  (nível  $M$ ). Há pois, para cada valor de  $n$ , uma órbita circular e para  $n > 1$ , há uma ou mais órbitas elípticas.

Mostra-se, no entanto, que, à multiplicidade de órbitas, para cada valor de  $n$ , não corresponde uma multiplicidade de níveis energéticos, visto provar-se que a energia não depende de  $k$ .

Sommerfeld mostrou, no entanto, que a energia do sistema atómico, entrando em linha de conta com a variação relativista da massa do electrão com a sua velocidade, deve ser acrescida de um termo  $\Delta E$ , tal que,

$$(7) \quad \Delta E = K f(n, k),$$

sendo  $K$  uma constante.

Daqui resulta que a subdivisão dos níveis, anteriormente referida, corres-

ponde na realidade, uma multiplicidade de níveis energéticos; há pois, um nível  $K$ , dois níveis  $L$ , etc.

A partir da mecânica ondulatória concluiu-se que o número quântico  $k$  deve ser substituído por um número quântico  $l$ , tal que  $l = k - 1$ .

Posteriormente, em 1925, Uhlenbeck e Goudsmit, consideraram a hipótese de que o electrão tem movimento de rotação em torno de si próprio. A introdução deste conceito levou a um desdobramento de alguns níveis atómicos e à de um número quântico de *spin*, de valor  $1/2$ , e de um número quântico interno  $j$ , tal que

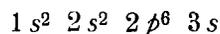
$$(8) \quad j = l \pm 1/2.$$

Assim, para o nível  $K$ ,  $l=0$  e  $j=0$  (nível simples); para o nível  $L$ , ter-se-á:

$$l=0 (j=1/2) \text{ ou } l=1 (j=1/2, 3/2),$$

o que corresponde a três subníveis e assim sucessivamente. É fácil de ver que para o nível  $M$  haverá cinco subníveis.

Um electrão de número quântico azimutal  $l=0, 1, 2, 3, 4, 5, \dots$  designa-se, em espectroscopia, respectivamente por electrão  $s, p, d, f, g, h \dots$ . Uma representação, por exemplo, do tipo



indica-nos, imediatamente, a distribuição electrónica do átomo considerado. Os coeficientes 1, 2, 3 referem-se aos valores do número quântico total (níveis  $K, L, M$ ), enquanto que os *expoentes*, para cada subnível, representam o número total de electrões desse subnível; a soma dos *expoentes* é portanto igual ao número atómico do elemento. Vê-se, portanto, que no caso acima representado se tem:

nível  $K \dots 2$  electrões ( $l=0$ )

nível  $L \dots 2$  electrões ( $l=0$ )

e 6 electrões ( $l=1$ )

nível  $M \dots 1$  electrão ( $l=1$ ).

O elemento considerado tem, portanto, o número atómico  $Z=11$  (sódio).

Suponhamos agora um átomo, colocado num campo magnético, de modo que a influência recíproca dos seus electrões seja desprezável, perante a acção do campo magnético. Os vectores  $\vec{l}$  e  $\vec{s}$  orientam-se de modo que as suas projecções  $m_l$  e  $m_s$  na direcção do campo, tomem os valores:

$$(9) \quad m_l = l, l-1, \dots, 0, \dots, -(l-1), -l,$$

o que corresponde a  $(2l+1)$  valores e

$$(10) \quad m_s = +1/2 \text{ ou } m_s = -1/2.$$

Pode assim caracterizar-se um electrão pelos quatro números quânticos  $n$ ,  $l$ ,  $m_l$  e  $m_s$ ;  $m_l$  e  $m_s$  designam-se, respectivamente, por *número quântico magnético orbital* e por *spin*.

Pauli apresentou um princípio, designado por princípio de exclusão de Pauli, segundo o qual não podem existir, no mesmo átomo, dois electrões com os quatro números quânticos iguais. Como o número de valores que  $m_l$  pode tomar é  $(2l+1)$  e a cada valor de  $m_l$  correspondem dois valores de  $m_s$ , o número máximo de electrões com o mesmo valor de  $n$  e com o mesmo valor de  $l$ , de modo a não ser violado o princípio de exclusão de Pauli, é  $2(2l+1)$ .

O número máximo de electrões em cada nível atómico é pois:

$$(11) \quad 2 \sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) = 2n^2.$$

Para o sódio teremos, portanto (fig. 1):

nível	$n$	$l$	$m_l$	$m_s$	número de electrões	
					subnível	nível
$K$	1	0(s)	0	$\uparrow \downarrow$	2	2
$L$	2	0(s)	0	$\uparrow \downarrow$	2	8
			+1	$\uparrow \downarrow$		
		1(p)	0	$\uparrow \downarrow$	6	
			-1	$\uparrow \downarrow$		
$M$	3	0(s)	0	$\uparrow$	1	1

Fig. 1 — Distribuição electrónica para o sódio no estado normal.

Do quadro anterior conclui-se que para  $m_l = +1, 0, -1$  há sempre dois valores de  $m_s$ , correspondendo, portanto, a cada valor de  $m_l$  dois electrões de *spin* oposto (excepto no caso do nível  $M$  em que só há um valor de  $m_s$ , visto o correspondente subnível  $M_1$  estar incompleto).

## 2. Emissão e absorção de raios X em átomos isolados

Consideremos um átomo, de número atómico  $Z$ ; se irradiarmos o átomo com fótons de energia suficiente para fazer deslocar o electrão do nível  $K$  para uma grande distância do núcleo, ficando o electrão com uma energia cinética nula, podemos dizer que o seu número quântico total é igual a infinito. O átomo fica com uma lacuna no nível  $K$ ; a diferença de energia entre os estados correspondentes aos dois estados referidos é a energia de ionização  $K$  ou energia de ligação do electrão  $1s$ . O átomo, neste caso, absorveu energia.

De modo análogo, se forem arrancados electrões, por exemplo dos subníveis  $L_2$

ou  $M_1$ , ter-se-ão lacunas naqueles sub-níveis.

A energia do átomo fica acrescida da energia de ionização e a sua desexcitação pode fazer-se, por exemplo, por uma transição electrónica do nível de  $n=2$  para  $n=1$ . O átomo fica num estado de menor excitação, visto o electrão de  $n=2$  ter uma energia menor do que o de  $n=1$ ; em seguida poderá haver transições electrónicas de um nível de  $n=3$  para  $n=2$ ; estas transições continuam até faltar um electrão num nível exterior. O átomo pode então captar, por exemplo, um electrão livre, ficando no estado neutro.

Se considerarmos um átomo ionizado no nível  $r$  (energia  $E_r$ ) e se for  $E_0$  a energia do átomo neutro, tem-se:

$$E_r = E_0 + W_r,$$

sendo  $W_s$  a energia de ionização do átomo, no nível  $s$ .

Se a passagem de electrões de  $s$  para  $r$  for radiativa há emissão de radiação X de energia:

$$h\nu = E_r - E_s = W_r - W_s.$$

Se a referida transição não for radiativa, a energia  $W_r - W_s$  provoca a emissão de um electrão de Auger no nível  $t$ , por exemplo, desde que seja

$$W_r - W_s > W_t.$$

$W_t$  é a energia de extracção electrónica do nível  $t$  de um átomo já previamente ionizado noutro nível. Neste caso, o átomo fica duplamente ionizado.

Os espectros de raios X classificam-se em espectros  $K, L, M, \dots$ , conforme os

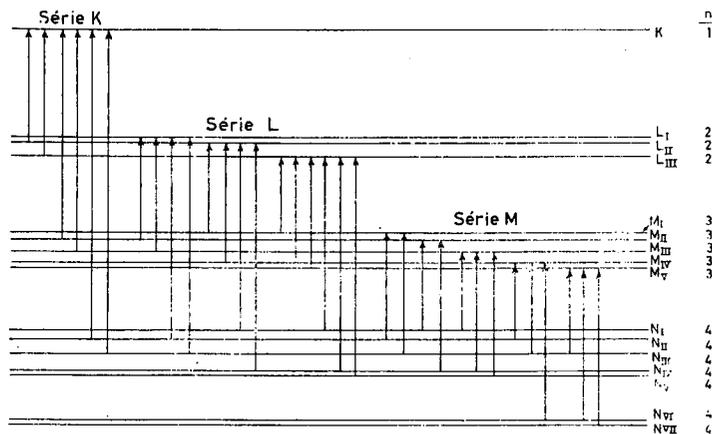


Fig. 2 — Esquema dos níveis de energia do urânio, com a indicação das várias transições, correspondentes à emissão de espectros  $K, L, M$  de raios X.

sendo  $W_r$  a energia necessária para extrair um electrão do nível  $r$ . Se, em seguida, se produzir uma transição  $s \rightarrow r$ , há uma transferência de ionização para  $s$  e a energia do átomo ionizado em  $s$ , é:

$$E_s = E_0 + W_s,$$

fotões emitidos corresponderem, respectivamente, a transição radiativa, para os níveis atômicos  $K, L, M, \dots$  (fig. 2).

Para o elemento que temos vindo a estudar ( $Z=11$ ) podemos fazer a representação esquemática indicada na figura 3; na referida figura considera-se um átomo

não perturbado (a) e, em (b), (c) e (d), átomos ionizados, respectivamente nos níveis  $K$ ,  $L$  e  $M$ ; supõe-se o nível  $L$  desdobrado, apenas, em dois subníveis.

Notemos que as lacunas podem ser produzidas por transmissão ao átomo, de energia sob outra forma (por ex., electrões com uma certa energia cinética).

Considerámos que no átomo, ao ser irradiado por fótons, poderia haver deslocamento de electrões para uma grande distância do núcleo, ficando os electrões com uma energia cinética nula.

Se o átomo for irradiado com radiação de energia suficiente, um electrão  $1s$

O electrão do nível  $M_1$  designa-se por electrão de valência.

As setas ascendentes, correspondentes à absorção de radiação, terminam, respectivamente, no nível de valência  $M_2$  e na região de estados contínuos de energia acima da energia zero (limite de ionização).

### 3. Energia de Fermi

Dissémos que, de acordo com o princípio de exclusão de Pauli, dois electrões, no mesmo átomo, não podem ter os qua-

NÍVEL	NÚMEROS QUÂNTICOS			CONFIGURAÇÃO ELECTRÓNICA	a	b	c	d
	$n$	$l$	$m_l$					
$M_1$	3	0	0	$3s$	•	•	•	○
$L$	2	1	-1, 0, 1	$2p^6$ $2s^2$	•••••	•••••	••••○	•••••
		0	0		••	••	••	••
$K$	1	0	0	$1s^2$	••	•○	••	••

Fig. 3 — Configuração electrónica e níveis de energia para um átomo isolado ( $Z = 11$ ); nos vários níveis os símbolos • e ○ representam, respectivamente, a presença de um electrão e de uma lacuna.

pode ir para um nível vazio (por ex.,  $M_2$ , que não tem electrões para o átomo considerado e no estado normal) (fig. 4 b).

O electrão pode ainda ser removido do átomo e transformar-se num electrão livre, com um excesso de energia cinética (estado de energia positiva).

Na fig. 3, e seguintes, as distâncias energéticas entre os níveis  $K$ ,  $L$ ,  $M$ , estão numa escala arbitrária.

Na fig. 5 indica-se o conjunto de níveis electrónicos para um átomo isolado; as transições referentes à absorção de radiação figuram-se por setas ascendentes, enquanto que as setas descendentes correspondem à emissão de radiação.

tro números quânticos ( $n, l, m_l, m_s$ ) iguais. Todas as partículas que satisfazem ao referido princípio designam-se por partículas de Fermi.

Na fig. 6 representam-se em dois diagramas (a e b), respectivamente, partículas que não obedecem ou obedecem ao referido princípio. No primeiro caso há oito partículas idênticas, no mesmo nível, quando o sistema tem uma energia mínima. No segundo caso há apenas duas partículas por nível. A energia total do sistema é maior do que no caso anterior.

Quando se tem um sistema de  $N$  partículas de Fermi, a energia do sistema é mínima quando há duas partículas em

cada estado de energia, desde  $E=0$  até  $E=E_F$ , sendo  $E_F$  uma energia designada por energia ou nível de Fermi.

Se as partículas forem electrões eles dispõem-se, portanto, em estados de menor energia desde o estado mais baixo até ao nível de Fermi.

A probabilidade de que uma partícula de Fermi, num sistema em equilíbrio tér-

temperatura do metal aumenta, os electrões vão passando para níveis não ocupados, ficando cada nível no máximo com dois electrões.

A energia de Fermi é dada pela relação:

$$(13) \quad E_F = 3^{2/3} \pi^{4/3} \frac{\hbar^2}{2m} \rho^{2/3},$$

sendo  $\hbar$  a constante reduzida de Planck,  $m$  a massa da partícula e  $\rho$  o número de partículas por unidade de volume.

O valor médio da energia das partículas é

$$(14) \quad \bar{E} = \frac{3}{5} E_F.$$

Vamos calcular o valor de  $E_F$  para os electrões do elemento de  $Z=11$  (sódio) a que temos referido o nosso estudo. Este elemento tem um electrão de valência (nível  $M_1$ ) por átomo; tem-se que

$$\rho = N \times \frac{0,97}{23} \text{ cm}^{-3},$$

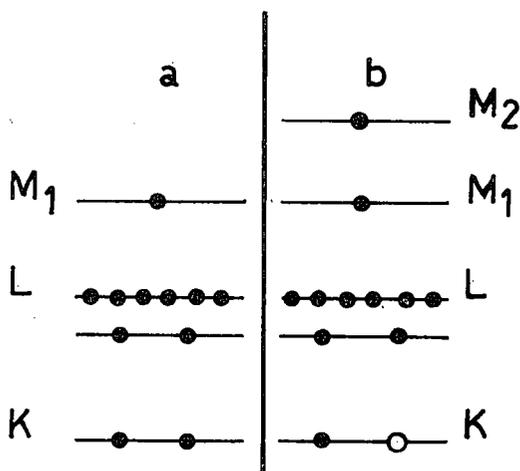


Fig. 4 — Átomo de sódio: a) estado normal; b) lacuna no nível K, devido à passagem de um electrão para  $M_2$ .

mico, à temperatura absoluta  $T$ , esteja no estado de energia  $E$ , é:

$$(12) \quad F(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_0}{kT}\right)}$$

sendo  $E_0$  uma constante que depende de  $T$  e que é igual a  $E_F$  para  $kT \ll E_F$ , sendo  $k$  a constante de Boltzmann. Esta expressão mostra que se  $T=0$ ,  $F(E)=1$  para  $E < E_F$ ;  $F(E)=0$ , para  $E > E_F$  (curva 1 da fig. 7). Para  $T=300$  °K tem-se a curva 2 da mesma figura.

Em consequência de que acabámos de expor, para um gás de Fermi, a  $T=0$ , todos os estados abaixo do nível de Fermi estão completamente cheios. Quando a

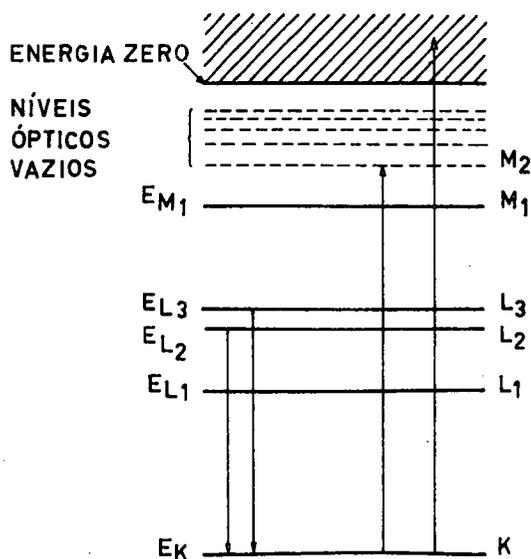


Fig. 5 — Diagrama dos níveis de energia para um átomo isolado, indicando-se por setas ascendentes ou descendentes algumas das possíveis transições conduzindo à absorção ou emissão de energia.

sendo  $N$  o número de Avogadro,  $0,97 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$  a massa específica do cobre e  $23 \text{ g}$  o seu átomo-grama. Substituindo em (13) as grandezas pelos seus valores, sendo  $m$  a massa do electrão, obtém-se:

$$E_F = 3,2 \text{ eV};$$

é este, portanto, o valor da energia que corresponde ao estado de energia máxima.

Os electrões de condução do sódio têm uma energia total mínima à temperatura

A energia de agitação térmica para  $300^\circ\text{K}$  seria:

$$3/2 kT = 0,025 \text{ eV},$$

valor muito inferior ao da energia de Fermi.

#### 4. Espectros em átomos não isolados

Como vimos, se considerarmos um átomo isolado no espaço, os níveis de

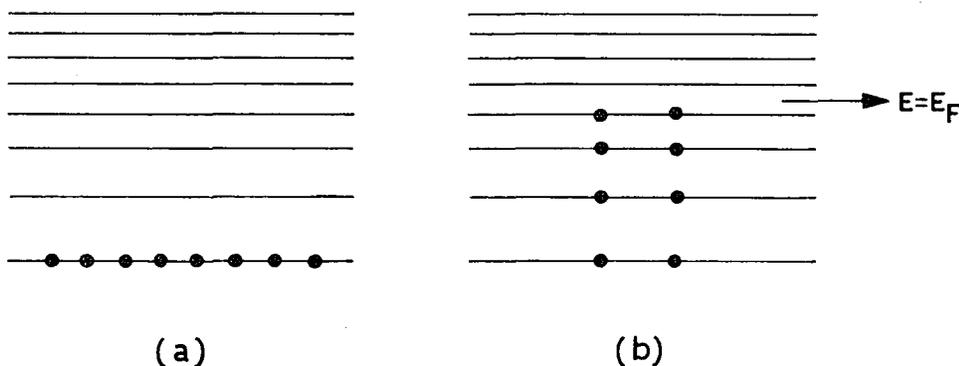


Fig. 6 — a) partículas que não obedecem ao princípio de exclusão de Pauli. b) partículas que obedecem ao princípio de exclusão de Pauli.

do zero absoluto. A energia média do electrão de condução é, como vimos

$$\bar{E} = 3/5 E_F = 1,9 \text{ eV};$$

se as partículas não obedecessem ao princípio de exclusão de Pauli, todas as partículas estariam no estado fundamental quando a temperatura absoluta fosse  $T=0$  e a energia seria nula.

Para que estas partículas tivessem a energia média de  $1,9 \text{ eV}$  deveriam ter uma energia de agitação térmica correspondente a uma temperatura tal que

$$3/2 kT = 1,9 \text{ eV},$$

ou seja

$$T \sim 2 \times 10^4 \text{ }^\circ\text{K}.$$

energia dos seus diferentes electrões são perfeitamente determinados.

Consideremos agora um sistema composto por dois átomos de hidrogénio, no seu estado fundamental  $E_0$ . A cada átomo corresponde um próton que designaremos respectivamente por  $a$  e  $b$ ; os referidos prótons ocupam posições fixas e supô-los-emos, de início, a uma grande distância  $R$ , um do outro.

Se  $\psi_a^{(1)}$  e  $\psi_b^{(2)}$  forem as funções de onda próprias individuais dos átomos  $a$  e  $b$ , uma possível função própria do sistema dos dois átomos é  $\psi' = \psi_a^{(1)} \psi_b^{(2)}$ ; neste caso admite-se que os electrões (1) e (2) estão associados, respectivamente, aos átomos  $a$  e  $b$ . No entanto, os dois electrões são indistinguíveis, não se podendo afirmar a

qual dos átomos estão associados. Portanto, a função própria  $\psi'' = \psi_a^{(2)} \psi_b^{(1)}$  é também uma função própria do sistema. Há, pois, duas soluções da equação de onda, correspondente à mesma energia  $E$ ; neste caso  $E = 2E_0$ .

Suponhamos, agora, que os núcleos se aproximam até uma distância em que há a considerar uma interacção entre os dois átomos. A energia potencial do sistema inclui agora termos adicionais, resultantes do acoplamento entre os dois

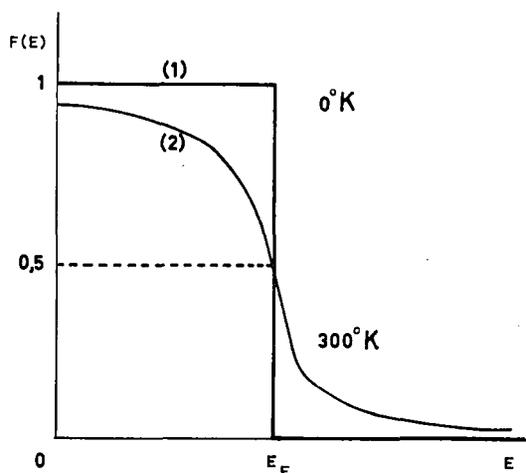


Fig. 7

electrões, entre os dois núcleos ou entre os electrões e o núcleo.

Neste caso há dois valores diferentes  $E_1$  e  $E_2$  da energia do sistema. Os níveis vão-se desdobrar, de acordo com a fig. 8, em que  $d$  representa a distância entre os átomos.

Se tivermos um sistema de  $N$  átomos, a energia do sistema, sem considerar a interacção entre os átomos, é  $NE_0$ . Quando se aproximam os átomos, de modo a levá-los aos nós de uma rede cristalina, cada nível quântico do átomo isolado é substituído por  $N$  subníveis muito próximos.

Os níveis energéticos ficam decompostos em bandas permitidas, separadas por bandas interditas.

A fig. 9 representa a variação da energia em função da distância entre os átomos, no caso considerado. Os níveis energéticos ficam nas bandas  $AA', BB' \dots$ , (bandas permitidas).

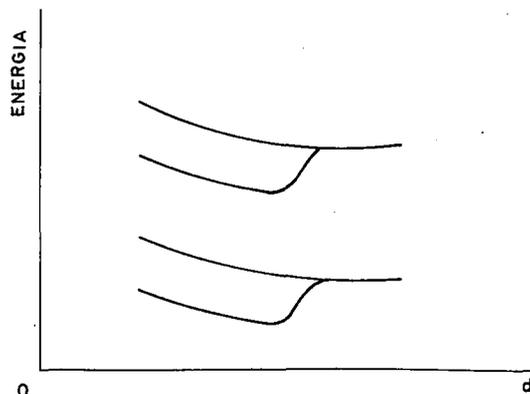


Fig. 8

Os intervalos como  $A'B$ , são as bandas interditas. É o caso, por exemplo, de os átomos se aproximarem a uma distância suficientemente pequena, da ordem de grandeza da dos nós de uma rede cristalina.

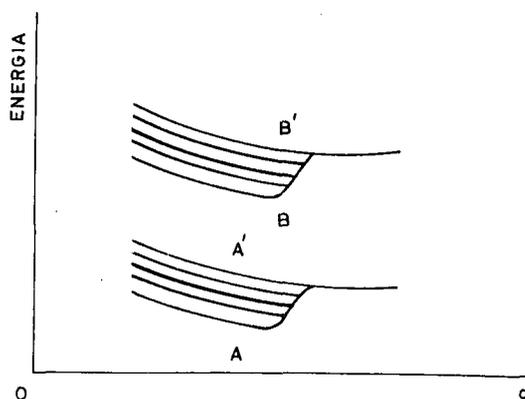


Fig. 9

Em certos casos as bandas permitidas podem sobrepor-se. As bandas relativas aos electrões das camadas profundas, que estão submetidas a fortes acções nucleares são muito estreitas; neste caso, os electrões das camadas exteriores actuam

como alvos protectores da acção dos electrões dos átomos vizinhos.

As bandas correspondentes aos electrões mais exteriores (electrões de valência), ficam assim constituídas por níveis discretos de energia. A banda permitida, de energia superior à da banda de valência, designa-se por «banda de condução».

Nos condutores as bandas de valência e de condução estão em parte sobrepostas.

Consideremos agora um diagrama de energia para um sólido, por exemplo, magnésio ( $Z=12$ ); na figura 10 não representámos o nível  $K$ , e indicámos as ban-

As setas 3 e 4 definem as frequências limites  $V \rightarrow 2p_{1/2}$ , correspondentes a transições da banda de valência para o nível  $L_2$ .

As energias estão marcadas em ordenadas ( $eV$ ), tomando como zero a energia do nível  $AB$ .

Como a largura do subnível  $L_3$  é  $< 0,02 eV$ , as radiações a que se referem as setas 1, 2 dão-nos indicações sobre a largura da banda de energia, correspondente aos electrões de valência. O mesmo se pode concluir em relação às transições que dizem respeito às setas 3, 4. Como o

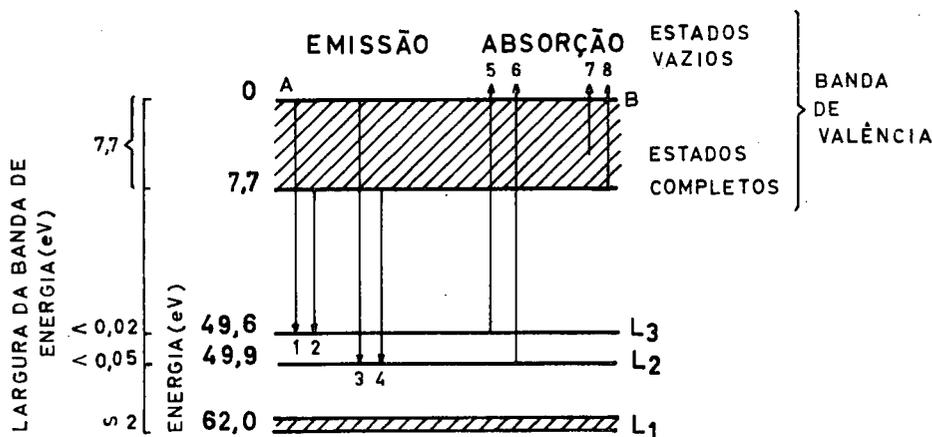


Fig. 10 — Níveis de energia do magnésio.

das de energia correspondentes aos subníveis  $L_1$ ,  $L_2$  e  $L_3$ , resultantes de não se tratar de átomos isolados. Assim, as larguras das referidas bandas, são respectivamente,  $\sim 2eV$ ,  $< 0,05eV$  e  $< 0,02eV$ . A banda de valência  $V$  é constituída por uma banda de largura  $7,7eV$  (estados completos) e por outra banda de estados vazios.

As setas 1 e 2 correspondem a transições para  $L_3$  (emissão de radiação), que podemos representar por  $V \rightarrow 2p_{3/2}$ , em que  $2p_{3/2}$  é a representação simbólica de um electrão do nível  $L_3$  ( $n=2$ ,  $l=1$ ,  $j=1+1/2=3/2$ ).

intervalo energético entre  $L_2$  e  $L_3$  é de

$$49,9 - 49,6 = 0,3 eV,$$

os espectros de emissão, correspondentes às transições 1,2 e 3,4, sobrepõem-se.

Na mesma figura as setas 5, 6 referem-se a transições originando absorção de radiação.

Se  $\nu_{L_3}$  for a frequência correspondente à absorção em  $L_3$ , um fóton de energia  $> h\nu_{L_3}$ , pode ser absorvido nesse nível. Um electrão é então transferido para um estado vazio, acima dos níveis preenchidos da banda de valência (seta 5). Se a

energia do fotão incidente for inferior a  $h\nu_{L_3}$ , a absorção não pode envolver o nível  $L_3$ . Nesse caso o fotão incidente apenas pode ser absorvido por um electrão da banda de valência (setas 7, 8).

Do que acabamos de expor mostra-se que os espectros dos átomos isolados não coincidem com os espectros dos sólidos. No entanto, como os electrões dos níveis interiores mais fortemente ligados ao átomo são, em geral, os responsáveis pelos espectros de raios X, estes espectros não são muito alterados quando não se consideram os átomos isolados, visto o alargamento energético dos subníveis interiores ser pequeno.

## 5. Conclusões

Em 1930 a teoria electrónica dos metais, desenvolvida por Sommerfeld e Bloch, mostrou que os electrões de condução num metal estavam distribuídos numa banda de energia constituída por níveis. Assim, a radiação X emitida por átomos no estado sólido deveria ser diferente da emitida por átomos no estado gasoso.

Além disso, das transições electrónicas da referida banda exterior para níveis interiores resultaria a emissão dum espectro que pode permitir tirar conclusões sobre a largura energética de electrões da banda de condução.

O comportamento dos electrões num cristal é regulado pelas leis da Mecânica Quântica. No entanto, a determinação dos valores próprios da energia dos electrões num cristal é difícil sendo necessário

tratar o problema com várias simplificações. Pode considerar-se um grande número de núcleos positivos, colocados nos nós duma rede cristalina e continuar a supor-se que cada átomo está cercado por electrões, colocados em vários níveis como nos átomos isolados; no entanto, o movimento dos electrões exteriores é muito modificado, visto que as distâncias interatómicas do cristal são comparáveis com as dimensões das órbitas dos níveis exteriores.

A espectroscopia de raios X dá uma informação segura sobre as estruturas dos átomos. Este método é, como vimos, ainda poderoso para elucidar certos comportamentos da estrutura electrónica dos sólidos.

## BIBLIOGRAFIA

- 1 — M. VALADARES, *Elementos de Física Atómica*, Lisboa, 1947.
- 2 — L. G. PARRAT, *Electronic band structure of solid by X-ray spectroscopy*, Rev. of Mod. Phys., V. 31, 616, 1959.
- 3 — A. SANDSTRÖM, *Experimental Methods of X-ray spectroscopy: ordinary wavelenghts*, Handbook der Physik (X-Rays), 78, 1957.
- 4 — D. TOMBOULIAN, *The experimental Methods of soft X-ray spectroscopy and the valence band spectra of the light elements*, Handbook der Physik (X-Rays), 246, 1957.
- 5 — H. SEMAT, *Introduction to Atomic and Nuclear Physics*, New York, 1966.
- 6 — R. GUILLIEN, *Les semi-conducteurs et leurs applications*, Paris, 1967.
- 7 — L. SALGUEIRO, J. G. FERREIRA, *Introdução à Física Atómica e Nuclear*, (Vol. I), Lisboa, 1970.