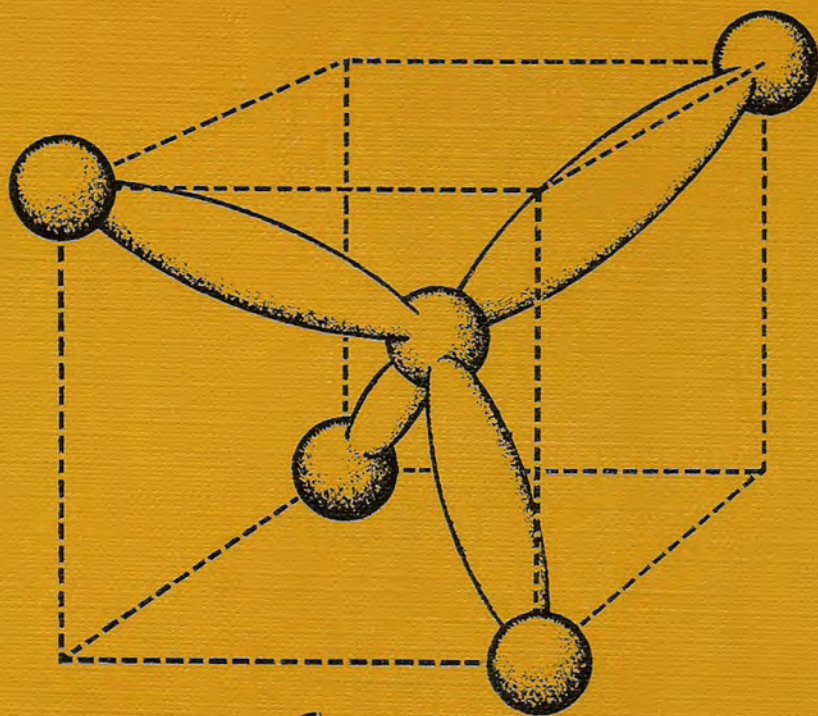


HILTON ANDRADE DE MELLO
RONALDO SÉRGIO DE BIASI

INTRODUÇÃO À FÍSICA DOS SEMICONdutoRES



 MEC

INTRODUÇÃO À FÍSICA DOS SEMICONDUTORES

FICHA CATALOGRÁFICA

(Preparada pelo Centro de Catalogação-na-fonte,
Câmara Brasileira do Livro, SP)

Melo, Hilton Andrade de.

M485i Introdução à física dos semicondutores |por| Hilton
Andrade de Mello |e| Ronaldo Sérgio de Biasi. São Paulo,
Edgard Blücher; Brasília, INL, 1975.
p. ilustr.

Bibliografia.

1. Semicondutores I. Biasi, Ronaldo Sérgio de, 1943—
II. Instituto Nacional do Livro. III. Título.

CCF/CBL/SP-75-1026

CDD: 537.622

CDU: 536.311

Índice para catálogo sistemático (CDD):

1. Semicondutores: Física 537.622

Eng.º HILTON ANDRADE DE MELLO
*Engenheiro Eletrônico e Nuclear; Eng.º pela Stanford University,
California, EUA; Chefe do Laboratório de Instrumentação e
Controle do Instituto de Engenharia Nuclear*

Ph. D. RONALDO SÉRGIO DE BIASI
*Engenheiro Eletrônico; Ph. D. pela University of Washington,
Washington, EUA; Professor de Física do Estado Sólido
do Instituto Militar de Engenharia*

INTRODUÇÃO À FÍSICA DOS SEMICONDUTORES



EDITORA EDGARD BLÜCHER Ltda.

EM CONVÊNIO COM O INSTITUTO NACIONAL DO LIVRO—
— MINISTÉRIO DA EDUCAÇÃO E CULTURA

©1975 *Editora Edgard Blücher Ltda.*

Este livro foi coeditado com o Instituto Nacional do Livro/Ministério da Educação e Cultura, dentro do Programa do Livro Didático-Ensino Superior, patrocinado pela Secretaria de Planejamento da Presidência da República.

*É proibida a reprodução total ou parcial
por quaisquer meios
sem autorização escrita da editora*

EDITORA EDGARD BLÜCHER LTDA.

0 1000 CAIXA POSTAL 5450 — RUA PEIXOTO GOMIDE, 1400
END. TELEGRÁFICO: BLUCHERLIVRO — FONES (011)287-2043 E 288-5285
SÃO PAULO — SP — BRASIL

Impresso no Brasil *Printed in Brazil*

A nossas esposas
MARIA DE PAULA
e
MARÍLIA

Conteúdo

Introdução	IX
Constantes físicas	XI
Parâmetros de alguns semicondutores a 27 °C	XII
1. Considerações clássicas sobre a estrutura atômica	1
2. Noções básicas de mecânica quântica	8
3. Aplicações da mecânica quântica	13
4. Noções de cristalografia	27
5. Aplicação da mecânica quântica a um cristal	42
6. Propriedades básicas dos materiais semicondutores	49
7. Distribuições estatísticas	61
8. Aplicação da distribuição de Fermi-Dirac a um material semicondutor	70
9. Transporte de cargas nos semicondutores	83
10. Junções <i>PN</i>	93
11. Transistores de junção	107
12. Outros fenômenos observados nos semicondutores	114
Apêndices	
A. Teorema de Bloch	119
B. Experiências em semicondutores	121
Respostas e sugestões para os exercícios propostos	123

Introdução

Desde a invenção do transistor, o estudo da Eletrônica tem-se concentrado cada vez mais no projeto e utilização dos dispositivos semicondutores. Em consequência, passou-se a exigir do estudante de Eletrônica um conhecimento das propriedades básicas da matéria que até então não era realmente necessário para sua profissão.

Ao mesmo tempo, o estudo dos materiais semicondutores foi incluído no currículo das escolas de Física, como uma aplicação de grande interesse prático dos conceitos abstratos da Física do Estado Sólido.

Neste livro, que foi escrito tendo em vista tanto os estudantes de Eletrônica como os de Física, procuramos relacionar as propriedades básicas dos dispositivos semicondutores aos conceitos fundamentais da Mecânica Quântica e da Física do Estado Sólido.

O Cap. 1 é uma introdução histórica à teoria eletrônica da matéria; as noções fundamentais de Mecânica Quântica são apresentadas no Cap. 2.

No Cap. 3 são discutidas duas aplicações importantes da Mecânica Quântica: o estudo da estrutura eletrônica dos átomos e o estudo do Gás de Fermi.

Os conceitos de cristalografia necessários ao estudo dos sólidos são expostos no Cap. 4; no Cap. 5, estudamos a aplicação dos princípios de Mecânica Quântica a um sólido cristalino, surgindo naturalmente o conceito de faixas de energia permitidas e faixas proibidas.

O Cap. 6 é dedicado ao estudo das propriedades básicas dos materiais semicondutores; nesse capítulo são definidos e discutidos os conceitos de ligação covalente, buraco, recombinação, impureza, energia de ionização e massa efetiva.

As distribuições estatísticas, essenciais para a compreensão dos fenômenos coletivos nos sólidos, são examinadas no Cap. 7; no Cap. 8, a distribuição de Fermi-Dirac é aplicada a um material semicondutor, como meio para calcular as concentrações de elétrons e buracos.

O Cap. 9 trata dos fenômenos de transporte nos semicondutores, introduzindo os conceitos de mobilidade e difusão.

Os Caps. 10 e 11 mostram que os conceitos desenvolvidos nos capítulos anteriores podem ser aplicados diretamente aos dois dispositivos semicondutores mais usados na prática: os diodos semicondutores (Cap. 10) e os transistores de junção (Cap. 11).

O Cap. 12 trata de alguns fenômenos importantes que não foram discutidos nos capítulos anteriores: Luminescência, Efeito Túnel e Efeito Hall.

O Teorema de Bloch, essencial para a compreensão dos fenômenos de condução nos sólidos, é demonstrado no Apêndice A; o Apêndice B é uma lista de referências a experiências simples que ilustram os fenômenos estudados neste livro.

No final de cada capítulo, o leitor encontrará uma série de exercícios. As respostas ou sugestões para alguns exercícios — assinalados com um asterisco — se encontram no final do livro.

Queremos expressar nossos agradecimentos a todos que colaboraram conosco, em especial ao físico Luiz Telmo Auler por seus comentários e sugestões, ao Sr. Luis Antonio Costa Ferreira pela cuidadosa execução das ilustrações, e à Sr^{ta}. Eneida A. Mendonça pelo excelente trabalho de datilografia dos originais.

H. A. M.

R. S. B.

CONSTANTES FÍSICAS

Símbolo	Nome	Valor e unidade
Gerais		
c	velocidade da luz no vácuo	$2,998 \times 10^8$ m/s
L	número de Loschmidt	$2,69 \times 10^{25}$ m ⁻³
N_0	número de Avogadro	$6,0225 \times 10^{23}$ mol ⁻¹
k	constante de Boltzmann	$1,381 \times 10^{-23}$ J/K
Atômicas		
h	constante de Planck	$6,626 \times 10^{-34}$ J-s
\hbar	$h/2\pi$	$1,054 \times 10^{-34}$ J-s
a_0	raio de Bohr	$5,292 \times 10^{-11}$ m
Elétricas		
ϵ_0	permissividade do vácuo	$8,854 \times 10^{-12}$ F/m
μ_0	permeabilidade do vácuo	$1,257 \times 10^{-6}$ H/m
Partículas		
m_e	massa de repouso do elétron	$9,108 \times 10^{-31}$ kg
M_p	massa de repouso do próton	$1,672 \times 10^{-27}$ kg
M_n	massa de repouso do nêutron	$1,675 \times 10^{-27}$ kg
q	valor absoluto da carga do elétron	$1,601 \times 10^{-19}$ C
Gases		
R_0	constante dos gases perfeitos	8,31 J/mol-K

PARÂMETROS DE ALGUNS SEMICONDUTORES A 27 °C

	Ge	Si	GaAs
Densidade (átomos/cm ³)	$4,42 \times 10^{22}$	$5,00 \times 10^{22}$	$2,21 \times 10^{22}$
Constante da rede (nm)	0,556	0,543	0,565
Massa específica (g/cm ³)	5,32	2,33	5,32
Largura da faixa proibida (eV)	0,67	1,11	1,40
Concentração intrínseca (portadores/cm ³)	$2,40 \times 10^{13}$	$1,45 \times 10^{10}$	$9,00 \times 10^5$
Mobilidade (cm ² /V · s):			
Elétrons	3 900	1 350	8 600
Buracos	1 900	480	250
Constante dielétrica	16,3	11,7	12,0
Densidade efetiva de estados:			
Faixa de condução: N_c (cm ⁻³)	$1,04 \times 10^{19}$	$2,80 \times 10^{19}$	$4,70 \times 10^{17}$
Faixa de valência: N_v (cm ⁻³)	$6,00 \times 10^{18}$	$1,04 \times 10^{19}$	$7,00 \times 10^{18}$

1 Considerações clássicas sobre a estrutura atômica

No início deste século, não havia unanimidade entre os cientistas a respeito da estrutura dos átomos. Thomson (1907)^(*) propôs um modelo segundo o qual as partículas positivas e negativas estariam uniformemente distribuídas em todo o átomo.

Experiências realizadas com partículas alfa (núcleos de hélio) emitidas por uma substância radioativa mostraram que essas partículas sofrem um desvio quando atravessam uma lâmina fina de ouro ou prata. O desvio é chamado de *espalhamento*. De acordo com o modelo de Thomson, o ângulo de espalhamento, \varnothing , deveria ser sempre menor que 90° , como na Fig. 1.1 (a).

Entretanto, as experiências de Geiger e Marsden (1909) mostraram que algumas das partículas alfa sofrem um desvio maior que 90° , como na Fig. 1.1 (b).

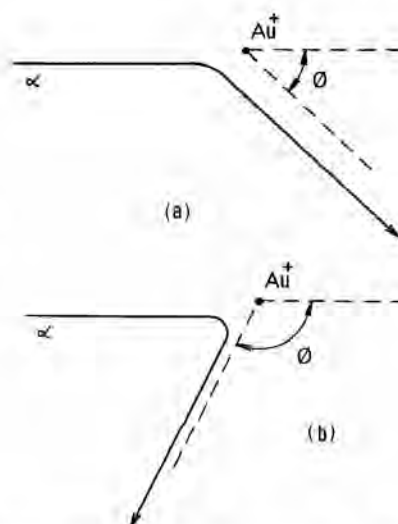


Figura 1.1 Espalhamento de partículas alfa:

(a) ângulo $\varnothing < 90^\circ$; (b) ângulo $\varnothing > 90^\circ$

Para explicar esse fato, Rutherford (1911) sugeriu que as partículas que constituem o átomo não estão uniformemente distribuídas, mas que toda a carga positiva está concentrada em uma região central (núcleo), enquanto que a carga negativa está distribuída em torno da região central.

Posteriormente, verificou-se que a região central do átomo (núcleo) é constituída por dois tipos diferentes de partículas, o próton, que possui uma carga elétrica positiva, e o nêutron, que não possui carga elétrica. As cargas negativas distribuídas em torno do núcleo foram associadas às partículas chamadas elétrons, que possuem carga elétrica negativa. As cargas e massas dos três tipos de partículas estão indicadas na Tab. 1.1.

^(*)No final do capítulo o leitor pode encontrar a referência completa

Tabela 1.1

Partícula	Massa	Carga elétrica
Elétron	$m_e = 9,1083 \times 10^{-31} \text{ kg}$	$-1,609 \times 10^{-19} \text{ coulomb}$
Nêutron	$M_n = 1838,65 m_e$	0
Próton	$M_p = 1836,12 m_e$	$+1,609 \times 10^{-19} \text{ coulomb}$

O átomo em seu estado normal é eletricamente neutro; como a carga do próton tem o mesmo valor numérico que a carga do elétron, o número de elétrons em um átomo deve ser igual ao número de prótons no núcleo. Esse número é chamado de número atômico e representado pela letra Z . A soma do número de prótons e do número de nêutrons é chamada de número de massa e representada pela letra M . Sem nos preocuparmos com a distribuição dos elétrons em torno do núcleo, podemos representar esquematicamente um átomo como na Fig. 1.2.

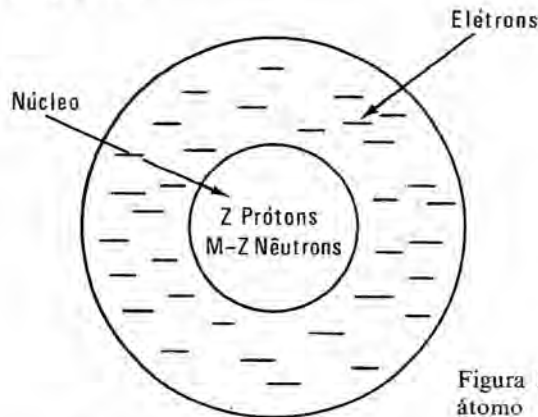


Figura 1.2 Representação esquemática de um átomo

Nosso próximo passo será o estudo da distribuição dos elétrons em torno do núcleo. Antes, porém, convém mencionar um outro fenômeno, estudado por Planck, cuja explicação serviu de base para a formulação de duas importantes teorias: a teoria da emissão fotoelétrica de Einstein e a teoria do espectro do hidrogênio de Bohr. Trata-se do estudo da distribuição da energia irradiada por um corpo negro^(*) em função do comprimento de onda da radiação (Rayleigh, 1900 – Jeans, 1905). Quando o problema do corpo negro é resolvido utilizando-se a teoria eletromagnética clássica, chega-se à conclusão de que a intensidade da radiação do corpo negro deve variar inversamente com a quarta potência do comprimento de onda. Na Fig. 1.3 vemos os resultados previstos usando a teoria eletromagnética clássica e os resultados experimentais.

A fórmula de Rayleigh-Jeans concorda com os dados experimentais para grandes comprimentos de onda, mas conduz a resultados absurdos para pequenos comprimentos de onda. Planck (1901) verificou que admitindo que o corpo

^(*)Corpo negro é definido como qualquer corpo cuja emissividade é igual a 1, isto é, que irradia energia com o máximo possível de eficiência. O corpo negro também tem um fator de absorção unitário, isto é, absorve toda a energia que incide sobre ele

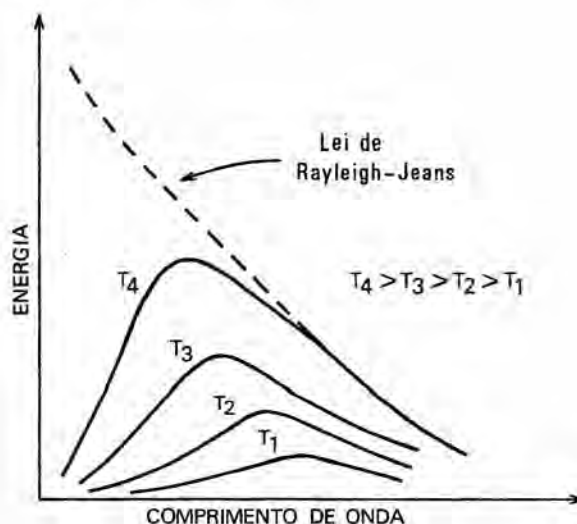


Figura 1.3 Distribuição espectral da energia irradiada pelo corpo negro. A teoria eletromagnética clássica conduz à Lei de Rayleigh-Jeans, segundo a qual $R_{\lambda} = 2\pi ckT\lambda^{-4}$

negro não irradia continuamente, como a teoria eletromagnética clássica prevê, mas em quanta^(*) de energia, cada quantum com uma energia $h\nu$ onde ν é a frequência da radiação e h uma constante escolhida convenientemente, era possível obter uma boa concordância com os dados experimentais. Planck atribuiu a h o valor de $6,55 \times 10^{-27}$ erg-s.

É evidente que uma proposição arbitrária como a de Planck, que contrariava a estabelecida teoria eletromagnética de Maxwell, não teve grande receptividade por parte dos cientistas da época. Entretanto, Einstein (1905) utilizou a hipótese de Planck para explicar com grande sucesso o fenômeno da emissão fotoelétrica, que consiste na emissão de elétrons por um metal quando este é exposto a uma fonte luminosa^(**).

Passemos agora ao estudo do movimento dos elétrons em torno do núcleo. Como o elétron possui uma carga elétrica e está em movimento, deveria, de acordo com a teoria eletrodinâmica clássica, irradiar energia continuamente. Em consequência, não existiriam átomos estáveis, ao contrário do que se observa na prática. Essa contradição permaneceu até que Bohr (1913, 1915), contrariando as leis da eletrodinâmica clássica, propôs que o elétron gira em torno do núcleo em órbitas estáveis, nas quais não emite energia eletromagnética. Bohr propôs ainda que as órbitas nas quais o elétron não irradia são *órbitas estacionárias*, tais que o momento angular^(***) do elétron é igual a um número

^(*)Quanta é o plural de quantum

^(**)De acordo com Einstein, o fenômeno fotoelétrico é representado pela equação: $h\nu = mv^2/2 + \phi$, onde $h\nu$ é o quantum da luz, $mv^2/2$ a energia cinética com que o elétron é emitido e ϕ é a função trabalho do material, que corresponde à energia necessária para deslocar o elétron até a superfície do metal

^(***)De um modo geral, chamamos de momento angular o momento da quantidade de movimento ($m \cdot \vec{v}$) em relação ao ponto considerado (definido pelo raio vetor \vec{r}): momento angular = $m \cdot \vec{v} \times \vec{r}$ (Nessa expressão \times significa produto vetorial)

inteiro de $h/2\pi$, onde h é a mesma constante usada por Planck:

$$\text{momento angular} = mvr = nh/2\pi$$

onde n é um número inteiro.

Finalmente, Bohr introduziu outra hipótese, baseada nos estudos de Planck. Ele supôs que quando o elétron passa de uma órbita de energia E_2 para uma órbita de energia E_1 ($E_2 > E_1$), irradia energia com uma frequência tal que a relação de Planck é satisfeita, isto é, $E_2 - E_1 = h\nu$.

Vamos aplicar as hipóteses de Bohr ao caso simples do átomo de hidrogênio, que possui apenas um elétron. Suponhamos que esse elétron está descrevendo uma trajetória circular em torno do núcleo (Fig. 1.4).

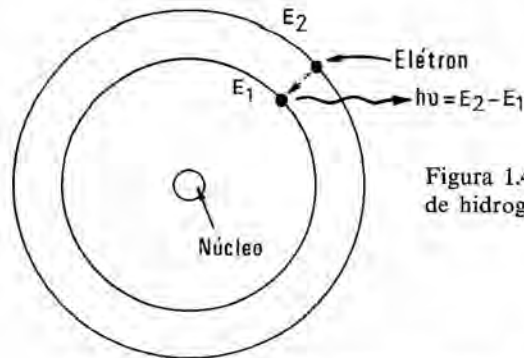


Figura 1.4 Representação esquemática do átomo de hidrogênio

Para que a órbita seja estável, a força de atração que o núcleo exerce sobre o elétron deve ser equilibrada pela força centrífuga resultante do movimento de rotação; isto é^(*),

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q^2}{r^2} = \frac{mv^2}{r}, \quad (\text{Eq. 1.1})$$

onde

q é a carga do elétron,
 m é a massa do elétron,
 v é a velocidade tangencial do elétron,
 r é o raio da órbita.

A energia total do elétron é a soma da energia potencial e da energia cinética; isto é,

$$E = E_C + E_P = \frac{mv^2}{2} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q^2}{r} \quad (\text{Eq. 1.2})$$

Vamos agora introduzir a restrição de que o momento angular deve ser um número inteiro de $h/2\pi$:

$$mvr = nh/2\pi \quad (\text{Eq. 1.3})$$

^(*)O leitor deve observar que estamos usando o sistema MKS *racionalizado*, no qual a força de atração entre duas cargas q_1 e q_2 é dada por $F = q_1q_2/4\pi\epsilon_0r^2$. Caso estivéssemos usando o sistema *não-racionalizado*, teríamos

$$F = \frac{1}{\epsilon_0} \frac{q_1q_2}{r^2}$$

De acordo com as Eqs. 1.1, 1.2 e 1.3, temos

$$E = -\frac{mq^4}{8\epsilon_0^2 n^2 h^2}. \quad (\text{Eq. 1.4})$$

Para duas órbitas 1 e 2, as energias serão dadas por

$$E_1 = -\frac{mq^4}{8\epsilon_0^2 n_1^2 h^2}, E_2 = -\frac{mq^4}{8\epsilon_0^2 n_2^2 h^2}, \quad (\text{Eq. 1.5})$$

onde os números inteiros n_1 e n_2 caracterizam as duas órbitas.

A diferença de energia entre as duas órbitas é dada por

$$\Delta E = E_2 - E_1 = \frac{mq^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) = hv. \quad (\text{Eq. 1.6})$$

Finalmente, a frequência ν da radiação é dada por

$$\nu = \frac{mq^4}{8\epsilon_0^2 h^3} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right). \quad (\text{Eq. 1.7})$$

O resultado anterior, obtido por Bohr, está de pleno acordo com os resultados experimentais. Na verdade, os espectroscopistas já haviam observado o espectro do hidrogênio, chegando a fórmulas empíricas que permitiam prever as radiações monocromáticas emitidas. Essas fórmulas eram usadas para calcular, não o comprimento de onda ou a frequência, mas o chamado *número de onda* (frequência da radiação dividida pela velocidade da luz). Rydberg, por exemplo, mostrou que as séries observadas por Lyman, Balmer e Paschen podiam ser enquadradas na fórmula geral seguinte:

$$\text{número de onda} = R \left(\frac{1}{M^2} - \frac{1}{N^2} \right), \quad (\text{Eq. 1.8})$$

onde M e N são números inteiros e R é a chamada constante de Rydberg ($R = 109,737 \text{ cm}^{-1}$).

Em termos de números de onda, a expressão obtida por Bohr (Eq. 1.6) pode ser escrita:

$$\text{número de onda} = \frac{mq^4}{8\epsilon_0^2 h^3 c} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad (\text{Eq. 1.9})$$

ou

$$\text{número de onda} = R' \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (\text{Eq. 1.10})$$

onde:

$$R' = \frac{mq^4}{8\epsilon_0^2 h^3 c}$$

A constante R' que aparece na Eq. 1.10 concorda excepcionalmente bem com o valor experimental (R) obtido por Rydberg.

Na Fig. 1.5 ilustramos algumas transições entre órbitas permissíveis para o átomo de hidrogênio.

Neste ponto pode parecer que o problema está completamente resolvido. Entretanto quando o espectro do hidrogênio é examinado com mais cuidado, verifica-se que as linhas previstas pela teoria de Bohr são na realidade compostas

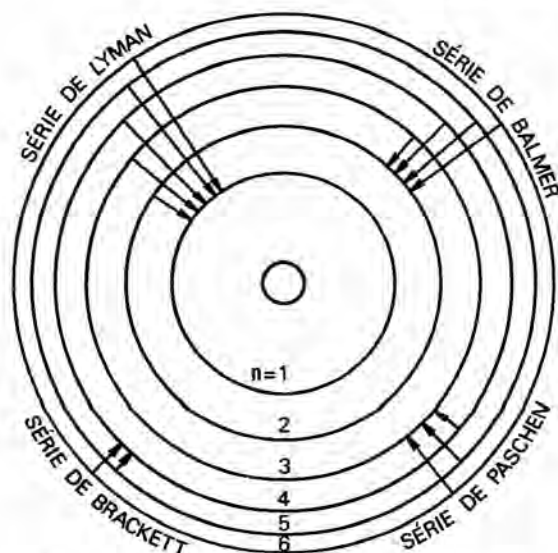


Figura 1.5 Algumas transições correspondentes às linhas do espectro do hidrogênio de várias linhas muito próximas, que constituem a chamada *estrutura fina do espectro*. Esse desdobramento das linhas do espectro, que não é previsto na teoria original de Bohr, pode ser explicado a partir dos princípios da Mecânica quântica.

EXERCÍCIOS

- (*)1.1. Calcule, usando a Eq. 1.4, o raio da órbita de menor energia do átomo de hidrogênio, o chamado raio de Bohr.
- (*)1.2. Calcule as frequências das radiações correspondentes à série de Lyman e à série de Balmer.

REFERÊNCIAS

- BOHR, N., "On the Constitution of Atoms and Molecules", *Phil. Mag.* **10**, 91 (1905).
- BOHR, N., "On the Quantum Theory of Radiation and the Structure of the Atom", *ibid.*, **30** (1915).
- EINSTEIN, A., "Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes be treffenden heuristischen Gesichtspunkt", *Ann. Physik* **17**, 132 (1905).
- GEIGER, H. e E. MARSDEN, "On a Diffuse Reflection of the α — Particles", *Proc. Roy. Soc.* **82**, 495 (1909).
- GEIGER, H. e E. MARSDEN, "The Laws of Deflection of α — Particles Through Large Angles", *Phil. Mag.* **25**, 604 (1913).
- JEANS, J. H., "On the Partition of Energy between Matter and Aether", *Phil. Mag.* **10**, 91 (1905).

(*)As respostas e/ou sugestões para os exercícios em todo o livro, indicados com (*), estão no final do livro

Thank You for previewing this eBook

You can read the full version of this eBook in different formats:

- HTML (Free /Available to everyone)
- PDF / TXT (Available to V.I.P. members. Free Standard members can access up to 5 PDF/TXT eBooks per month each month)
- Epub & Mobipocket (Exclusive to V.I.P. members)

To download this full book, simply select the format you desire below

