

- 22 Construa uma tabela similar à tabela mostrada na Figura 29.11 para átomos contendo de 11 a 19 elétrons. Utilize a regra de Hund e a intuição baseada em seus conhecimentos.
- 23 Descendo pela tabela periódica, qual subcamada é preenchida em primeiro lugar, a subcamada $3d$ ou a $4s$? Qual configuração eletrônica tem uma energia mais baixa: $[\text{Ar}]3d^44s^2$ ou $[\text{Ar}]3d^54s^1$? Qual tem o maior número de elétrons desemparelhados? Identifique esse elemento e discuta a regra de Hund neste caso. (*Observação:* A notação $[\text{Ar}]$ representa a configuração preenchida para o argônio.)
- 24 Dois elétrons no mesmo átomo têm $n = 3$ e $\ell = 1$. Liste os números quânticos para os estados possíveis do átomo. (b) Quantos estados seriam possíveis se o princípio da exclusão não funcionasse?
- 25 Considere um átomo em seu estado fundamental, com seus elétrons exteriores preenchendo completamente a camada M. (a) Identifique o átomo. (b) Liste o número de elétrons em cada subcamada.
- 26 Um certo elemento tem seu elétron mais externo em um estado $3p$. Ele tem valência +3, pois tem três elétrons a mais do que um certo gás nobre. Que elemento é este?
- 27 (a) Ao analisar a Tabela 29.4 em ordem crescente de número atômico, observe que os elétrons preenchem as subcamadas de tal forma que as subcamadas com os menores valores de $n + \ell$ são preenchidas em primeiro lugar. Se duas subcamadas têm o mesmo valor de $n + \ell$, a camada com o menor valor de n é preenchida em primeiro lugar. Utilizando essas duas regras, apresente a ordem em que as subcamadas são preenchidas até $n + \ell = 7$. (b) Faça uma previsão da valência química para os elementos que têm números atômicos 15, 47 e 86, depois compare suas previsões com as valências reais.
- 28 Para um átomo neutro de elemento 110, qual seria a provável configuração eletrônica do estado fundamental?
- 29 Para um elétron com momento magnético μ_s em um campo magnético B , o resultado do Problema 20 no Capítulo 22 (vol. III) implica o seguinte: O elétron pode estar em um estado de energia mais alta com a componente z do seu momento magnético oposta ao campo, ou pode estar em um estado de energia mais baixa com a componente z do seu momento magnético na direção do campo. A diferença de energia entre esses dois estados é de $2\mu_B B$. Utilizando alta resolução, observa-se que muitas raia espectrais são dubletos. O dubleto mais famoso é composto pelas duas raia amarelas no espectro do sódio (as raia D), com comprimentos de onda de 588,995 nm e 589,592 nm. A existência desse dubleto foi explicada em 1925 por Goudsmidt e Uhlenbeck, ao postular que um elétron tem momento angular do spin intrínseco. Quando o átomo de sódio é excitado com seu elétron mais externo em um estado $3p$, o movimento orbital do elétron mais externo gera um campo magnético. A energia do átomo é um pouco diferente a depender de se o próprio elétron tem spin para cima ou spin para baixo neste campo. Logo, a energia do fóton irradiada pelo átomo quando ele retorna ao seu estado fundamental depende da energia do estado excitado. Calcule

a magnitude do campo magnético interno que faz a mediação deste assim chamado *acoplamento spin-órbita*.

Seção 29.7 Espectros Atômicos: no Visível e de Raios X

- 30 (a) Determine os valores possíveis dos números quânticos ℓ e m_ℓ para o íon He^+ no estado correspondendo a $n = 3$. (b) Qual é a energia desse estado?
- 31 Se você deseja produzir raios X de 10,0 nm no laboratório, qual é a voltagem mínima que precisa usar ao acelerar os elétrons?
- 32 Na produção dos raios X, elétrons são acelerados por meio de uma alta voltagem ΔV e então desacelerados ao colidir com o alvo. Mostre que o menor comprimento de onda de um raio X que pode ser produzido é dado por

$$\lambda_{\min} = \frac{1240 \text{ nm} \cdot V}{\Delta V}$$

- 33 Utilize o método ilustrado no Exemplo 29.8 para calcular o comprimento de onda do raio X emitido por um alvo de molibdênio ($Z = 42$) quando um elétron se desloca da camada L ($n = 2$) para a camada K ($n = 1$).
- 34 O comprimento de onda dos raios X característicos correspondendo à raia K_β é 0,152 nm. Determine o material no alvo.
- 35 São lançados elétrons sobre um alvo de bismuto e são produzidos raios X. Determine (a) a energia de transição da camada M para a camada L para o bismuto e (b) o comprimento de onda do raio X emitido quando um elétron cai da camada M para a camada L.
- 36 A série K do espectro discreto do tungstênio contém comprimentos de onda de 0,018 5 nm, 0,020 9 nm e 0,021 5 nm. A energia de ionização da camada K é 69,5 keV. Determine as energias de ionização das camadas L, M e N. Esquematize as transições.

Seção 29.8 Conexão com o Contexto – Átomos no Espaço

- 37 No espaço interestelar, o hidrogênio atômico produz a raia espectral nítida chamada de radiação de 21 cm, que é muito útil aos astrônomos na detecção de nuvens de hidrogênio entre estrelas. Essa radiação é útil porque é o único sinal emitido pelo hidrogênio frio e porque a poeira interestelar que obscurece a luz visível é transparente a estas ondas de rádio. A radiação não é gerada por uma transição eletrônica entre estados de energia caracterizados por valores diferentes de n . Em vez disso, no estado fundamental ($n = 1$), os spins do próton e do elétron podem ser paralelos ou antiparalelos, com uma resultante ligeiramente diferente nestes estados de energia. (a) Qual condição tem a maior energia? (b) Mais precisamente, a raia tem comprimento de onda de 21,11 cm. Qual é a diferença de energia entre os estados? (c) O tempo de vida médio no estado excitado é de aproximadamente 10^7 anos. Calcule a incerteza associada na energia do nível excitado de energia.

- 38 Problema de Revisão.** Este problema refere-se à Seção 24.3. Prove que o deslocamento Doppler no comprimento de onda das ondas eletromagnéticas é descrito por

$$\lambda' = \lambda \sqrt{\frac{1 + v/c}{1 - v/c}}$$

onde λ' é o comprimento de onda medido por um observador afastando-se com velocidade v de uma fonte que está irradiando ondas de comprimento de onda λ .

- 39** Um quasar distante está afastando-se da Terra com uma velocidade tão alta que a raia azul H_γ de 434 nm do hidrogênio é observada a 510 nm, na parte central verde do espectro (Figura P29.39). (a) Com que velocidade o qua-

sar está se afastando? Você pode utilizar o resultado do Problema 38. (b) Edwin Hubble descobriu que todos os corpos fora do grupo local de galáxias estão se afastando de nós, com velocidades proporcionais a suas distâncias. A lei de Hubble é expressa como $v = HR$, onde a constante de Hubble tem o valor aproximado de $H = 17 \times 10^{-8}$ m/s · ly. Determine a distância da Terra até esse quasar.

Problemas Adicionais

- 40 Problema de Revisão.** (a) Quanta energia é necessária para fazer com que um elétron no hidrogênio se desloque do estado $n = 1$ para o estado $n = 2$? Suponha que o elétron ganha essa energia por colisões com átomos de hidro-

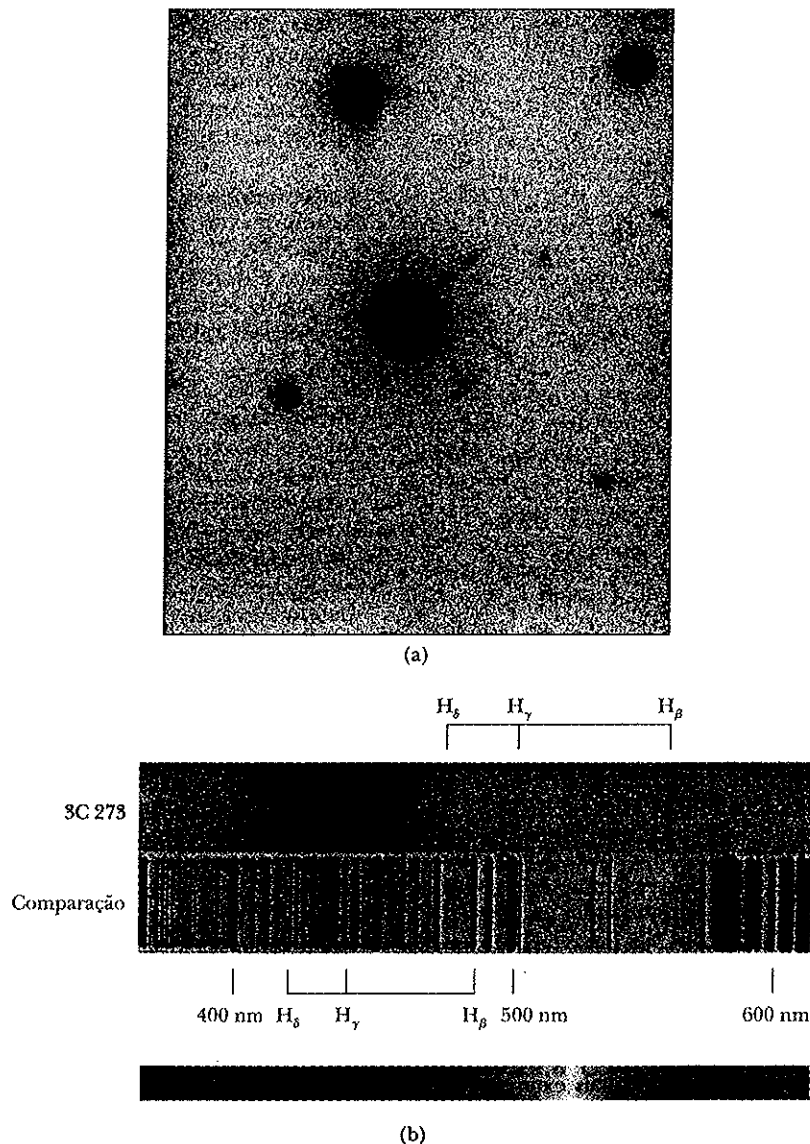


Figura P29.39 (a) Imagem do quasar 3C273. (b) Espectro do quasar acima de um espectro de comparação emitido por átomos de hidrogênio e de hélio estacionários. As duas partes da figura foram impressas como negativos fotográficos em preto e branco para revelar os detalhes. (Fotografia de Maarten Schmidt/Palomar Observatory/California Institute of Technology)

- gênio a uma alta temperatura. A qual temperatura a energia cinética atômica média de $3k_B T/2$, onde k_B é a constante de Boltzmann, seria grande o suficiente para excitar os elétrons?
- 41* Mostre que o valor médio de r para o estado $1s$ do hidrogênio tem o valor $3a_0/2$. (Dica: Utilize a Equação 29.7.)
- 42* Suponha que três partículas idênticas neutras de massa m e spin $\frac{1}{2}$ estão contidas em uma caixa unidimensional de comprimento L . Qual é a energia do estado fundamental deste sistema?
- 43 Suponha que um átomo de hidrogênio está no estado $2s$. Considerando $r = a_0$, calcule valores para (a) $\psi_{2s}(a_0)$, (b) $|\psi_{2s}(a_0)|^2$, e (c) $P_{2s}(a_0)$. (Dica: Utilize a Equação 29.8.)
- 44* Os estados da matéria são: sólido, líquido, gás e plasma. O plasma pode ser descrito como um gás de partículas carregadas, ou como um gás de átomos ionizados. A maior parte da matéria no Sistema Solar está na forma de plasma (por todo o interior do Sol). De fato, a maior parte da matéria do Universo está na forma de plasma; assim como é a chama de uma vela. Utilize a informação na Figura 29.12 para fazer uma estimativa de ordem de grandeza para a temperatura à qual um elemento químico típico precisa ser elevado para que se transforme em plasma, ionizando a maior parte dos átomos na amostra. Explique o seu raciocínio.
- 45* (a) Mostre que a posição radial mais provável para um elétron no estado $2s$ do hidrogênio é $r = 5,236a_0$. (b) Mostre que a função de onda dada pela Equação 29.8 está normalizada.
- 46 A força sobre um momento magnético μ_z em um campo magnético não uniforme B_z é dada por $F_z = \mu_z(dB_z/dz)$. Se um feixe de átomos de prata percorrer uma distância horizontal de 1,00 m através de um campo destes e cada átomo tiver uma velocidade de 100 m/s, qual tem de ser a intensidade do gradiente do campo dB_z/dz para desviar o feixe 1,00 mm?
- 47 Um elétron no cromo desloca-se do estado $n = 2$ para o estado $n = 1$ sem emitir um fóton. Em vez disso, o excesso de energia é transferido para um elétron mais externo (no estado $n = 4$), que é então ejetado pelo átomo. (Isso é chamado de processo Auger, e o elétron ejetado é chamado de elétron Auger.) Utilize a teoria de Bohr para encontrar a energia cinética do elétron Auger.
- 48* Suponha que a energia de ionização de um átomo seja 4,10 eV. No espectro desse mesmo átomo, observamos raios de emissão com comprimentos de onda de 310 nm, 400 nm e 1 377,8 nm. Utilize essa informação para construir o diagrama de níveis de energia com o menor número de níveis. Suponha que os níveis mais elevados estão juntos.
- 49* Dentro de uma ordem de grandeza, todos os átomos têm o mesmo tamanho. (a) Para mostrar isso, estime os diâmetros para o alumínio (com massa molar de 27,0 g/mol e densidade de 2,70 g/cm³) e para o urânio (massa molar de 238 g/mol e densidade de 18,9 g/cm³). (b) Em que implicam esses resultados sobre as funções de onda para os elétrons das camadas interiores quando vamos para átomos de massas atômicas cada vez maiores? (Dica: O volu-

me molar é aproximadamente $D^3 N_A$, onde D é o diâmetro atômico e N_A é o número de Avogadro.)

- 50* Para o hidrogênio no estado $1s$, qual é a probabilidade de encontrar o elétron a uma distância do núcleo maior do que $2,50a_0$?
- 51* De acordo com a física clássica, uma carga e deslocando-se com uma aceleração a irradia a uma taxa de

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{1}{6\pi\epsilon_0} \frac{e^2 a^2}{c^3}$$

(a) Mostre que um elétron em um átomo de hidrogênio clássico (veja a Figura 29.3) segue uma espiral para dentro do núcleo a uma taxa de

$$\frac{dr}{dt} = -\frac{e^4}{12\pi^2\epsilon_0^2 r^2 m_3^2 c^3}$$

(b) Encontre o tempo necessário para o elétron chegar a $r = 0$, começando de $r_0 = 2,00 \times 10^{-10}$ m.

- 52 Na técnica conhecida como ressonância do spin do elétron (ESR), uma amostra contendo elétrons desemparelhados é colocada em um campo magnético. Considere a situação mais simples, na qual está presente apenas um elétron e , portanto, só são possíveis dois estados de energia, correspondendo a $m_s = \pm \frac{1}{2}$. Na ESR, a absorção de um fóton faz o momento magnético do spin do elétron se inverter do estado de energia mais baixa para o estado de energia mais alta. De acordo com o resultado do Problema 20 no Capítulo 22 (vol. III), a variação na energia é de $2\mu_B B$. (O estado de energia mais baixa corresponde ao caso quando o momento magnético μ_{spin} está alinhado com o campo magnético, e o estado de energia mais alta corresponde ao caso quando μ_{spin} está alinhado na direção oposta à do campo.) Qual é a frequência do fóton necessária para excitar uma transição ESR em um campo magnético de 0,350 T?
- 53* Mostre que a função de onda para um elétron no estado $2s$ no hidrogênio

$$\psi_{2s}(r) = \frac{1}{4\sqrt{2}\pi} \left(\frac{1}{a_0} \right)^{3/2} \left(2 - \frac{r}{a_0} \right) e^{-r/2a_0}$$

satisfaz à equação de Schrödinger com simetria esférica dada no Problema 9.

- 54* **Problema de Revisão.** Steven Chu, Claude Cohen-Tannoudji e William Phillips receberam o Prêmio Nobel de 1997 de física "pelo desenvolvimento do método de resfriamento e confinamento de átomos com luz de laser". Uma parte do trabalho deles foi feita com um feixe de átomos (massa $\sim 10^{-25}$ kg) que se deslocava a uma velocidade da ordem de 1 km/s, similar à velocidade das moléculas no ar à temperatura ambiente. Um intenso feixe de luz de laser ajustado para uma transição atômica no intervalo visível (suponha 500 nm) é direcionado para o feixe atômico. Isto é, o feixe atômico e o feixe de luz deslocam-se em direções opostas. Um átomo no estado fundamental absorve um fóton imediatamente. O momento total é conservado no processo de absorção. Após um tempo de vida da ordem de 10^{-8} s, o átomo excitado irradia por emissão espontânea. Ele tem

uma probabilidade igual de emitir um fóton em qualquer direção. Assim, é nulo o "recuo" médio do átomo em muitos ciclos de absorção e emissão. (a) Estime a desaceleração média do feixe atômico. (b) Qual é a ordem de grandeza da distância percorrida pelos átomos no feixe até parar?

- 55* Utilize os níveis de energia para o hidrogênio para mostrar que, quando o elétron vai do estado n para o estado $n-1$, a frequência da luz emitida é dada por

$$f = \left(\frac{2\pi^2 m_e k_e^2 e^4}{h^3 n^2} \right) \frac{2n-1}{(n-1)^2}$$

- 56* Calcule a frequência da luz que um átomo de hidrogênio deve emitir de acordo com a teoria clássica. Para fazer isso, observe que a frequência de revolução do elétron é $v/2\pi r$, onde r é o raio de Bohr de sua órbita. Mostre que, quando n se aproxima de infinito na equação do Problema 55, a expressão se comporta como $1/n^3$ e reduz-se à frequência clássica esperada para a emissão do átomo. Esse é um exemplo do *princípio da correspondência*, que exige que os modelos clássico e quântico concordem entre si para grandes valores de n .

57 LENINGRADO, 1930 – Lev Davidovich Landau resolveu a equação de Schrödinger para uma partícula carregada deslocando-se em um campo magnético uniforme. Um único elétron deslocando-se perpendicularmente a um campo B pode ser considerado como um átomo sem um núcleo. Landau provou que sua energia é quantizada em valores discretos uniformes de $\hbar B/m_e$.

HARVARD, 1999 – Gerald Gabrielse aprisiona um único elétron em um recipiente metálico evacuado com um tamanho da ordem de centímetro resfriado a uma temperatura de 80 mK. Em um campo magnético de módulo 5,26 T, o elétron circula por horas em seu nível de energia mais baixa, gerando um sinal mensurável enquanto se desloca. (a) Calcule o tamanho de um salto quântico na energia do elétron. (b) Para comparação, calcule $k_B T$ como uma medida da energia disponível para o elétron na radiação de corpo negro das paredes do recipiente. (c) Pode ser introduzida radiação de microondas para excitar o elétron. Calcule a frequência e o comprimento de onda do fóton que o elétron absorve quando salta para seu segundo nível de energia. A medida da frequência de absorção ressonante verifica a teoria e permite uma determinação precisa das propriedades do elétron.

RESPOSTAS DOS ENIGMAS RÁPIDOS

- 29.1 (a) 9. Para $n = 3$, os valores permitidos de ℓ são 0, 1 e 2. O estado $\ell = 0$ só tem um valor possível de m_ℓ . O m_ℓ para $\ell = 1$ tem três valores ($-1, 0, 1$) e cinco valores ($-2, -1, 0, 1, 2$) para $\ell = 2$. (b) 16. Além dos nove estados até $\ell = 2$ no item (a), adicionamos os sete valores ($-3, -2, -1, 0, 1, 2, 3$) de m_ℓ para $\ell = 3$.

- 29.2 Cinco valores (0, 1, 2, 3, 4) de ℓ e nove valores diferentes ($-4, -3, -2, -1, 0, 1, 2, 3, 4$) de m_ℓ como segue:

ℓ	m_ℓ
0	0
1	-1, 0, 1
2	-2, -1, 0, 1, 2
3	-3, -2, -1, 0, 1, 2, 3
4	-4, -3, -2, -1, 0, 1, 2, 3, 4

- 29.3 Não. Se a energia do átomo de hidrogênio fosse proporcional a n (ou a qualquer potência de n), a energia iria tornar-se infinita quando n crescesse até o infinito. Mas a energia do átomo é *inversamente* proporcional a n^2 . Assim, quando n vai para o infinito, a energia do átomo aproxima-se de zero a partir do lado negativo. Consequentemente, a frequência máxima da radiação emitida aproxima-se de um valor determinado pela diferença de energia entre zero e a energia (negativa) do estado fundamental.

- 29.4 É mostrado na próxima figura o modelo vetorial para $\ell = 1$.

- 29.5 Final: M. Inicial: O (pois o subscrito β indica que a camada inicial é a segunda camada acima de M).

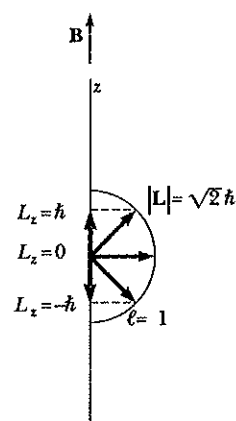
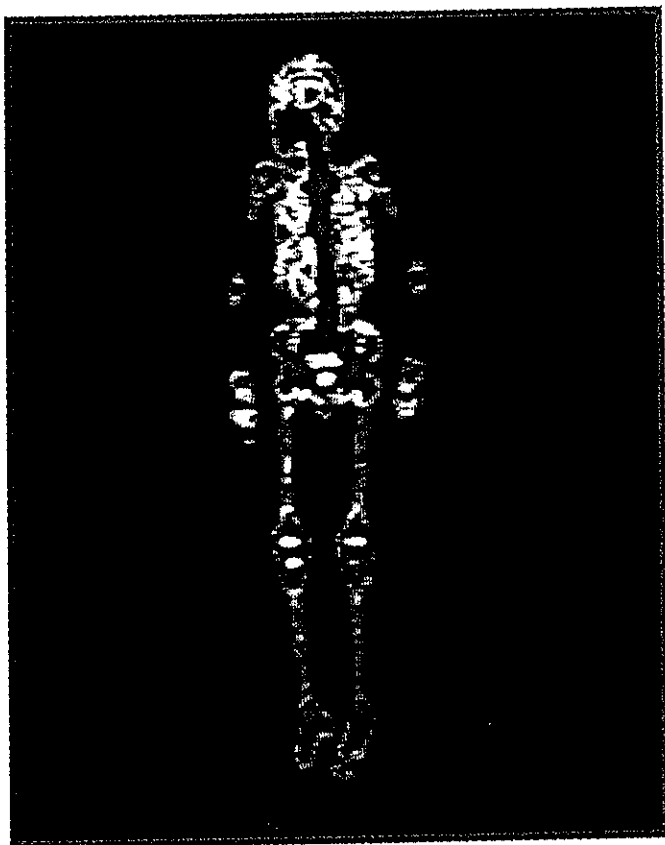


Figura RER29.4

- 29.6 Os comprimentos de onda dos raios X característicos são determinados pela separação entre os níveis de energia nos átomos do alvo, que não estão relacionados com a energia com que os elétrons são impelidos ao alvo. A única dependência é que os elétrons incidentes precisam ter energia suficiente para ejetar um elétron atômico de uma camada interior.

- 29.7 Sim. Se os elétrons chegam ao alvo com energia muito baixa, os elétrons atômicos não podem ser ejetados e não aparecem os raios X característicos. Como os elétrons incidentes sofrem acelerações, aparece o espectro contínuo.



capítulo 30

Uma imagem dos ossos do corpo inteiro obtida com a injeção de um elemento radioativo no corpo e detecção dos raios gama emitidos pela concentração do elemento nos ossos. Os raios gama são emitidos pelos núcleos que estão sofrendo decaimento radioativo.

(Alexander Tsiaris/Science Source/Photo Researchers, Inc.)

Física Nuclear

Em 1896, o ano que marcou o nascimento da física nuclear, Antoine Henri Becquerel (1852-1908) apresentou o mundo da ciência à radioatividade nos compostos de urânio ao descobrir acidentalmente que os cristais de sulfato de potássio uranilo emitiam uma radiação invisível que podia sensibilizar uma chapa fotográfica quando a chapa estava coberta para excluir luz. Após uma série de experiências, ele concluiu que a radiação emitida pelos cristais era de um tipo novo, um tipo que não necessitava de estimulação externa, e era tão penetrante que podia sensibilizar chapas fotográficas protegidas e ionizar gases.

Seguiu-se a isso uma grande quantidade de pesquisas à medida que os cientistas tentavam compreender a radiação emitida pelos núcleos radioativos. O trabalho pioneiro de Rutherford mostrou que a radiação era de três tipos, que ele denominou de raios alfa, beta e gama. Experiências posteriores mostraram que os raios alfa eram núcleos de hélio, os raios beta eram elétrons ou partículas relacionadas, chamadas pósitrons, e os raios gama eram fótons de alta energia.

Como vimos na Seção 29.1, as experiências de 1911 de Rutherford estabeleceram que o núcleo de um átomo tem um volume muito pequeno e que a maior parte da massa atômica está contida no núcleo. Além disso, esses estudos demons-

Sumário do Capítulo

- 30.1 Algumas Propriedades dos Núcleos
- 30.2 Energia de Ligação
- 30.3 Radioatividade
- 30.4 Os Processos de Decaimento Radioativo
- 30.5 Reações Nucleares
- 30.6 Conexão com o Contexto – O Motor das Estrelas
- Resumo

traram um novo tipo de força, a força nuclear, apresentada pela primeira vez na Seção 5.6 (vol. I), que é predominante em distâncias da ordem de 10^{-15} m e essencialmente nula em distâncias maiores do que esta.

Neste capítulo discutimos as propriedades e a estrutura do núcleo atômico. Descreveremos as propriedades básicas dos núcleos, das forças nucleares, da energia de ligação nuclear, do fenômeno da radioatividade e das reações nucleares.

30.1 • ALGUMAS PROPRIEDADES DOS NÚCLEOS

No modelo estrutural bem-aceito do núcleo, todos os núcleos são compostos de dois tipos de partículas: prótons e nêutrons. A única exceção é o núcleo do hidrogênio comum, que é composto de um único próton, sem nêutrons. Ao descrever o núcleo atômico, identificamos as seguintes grandezas inteiras:

- O **número atômico** Z (introduzido no Capítulo 29) é igual ao número de prótons no núcleo (o número atômico é chamado algumas vezes de número de cargas)
- O **número de nêutrons** N é igual ao número de nêutrons no núcleo
- O **número de massa** A é igual ao número de núcleons (nêutrons mais prótons) no núcleo. Isto é, $A = N + Z$.

PREVENÇÃO DE ARMADILHA 30.1

O número de massa não é a massa atômica



O número de massa A não deve ser confundido com a massa atômica, definida na Seção 1.2 (vol. I). O número de massa é um inteiro específico de um isótopo e não tem unidades – é simplesmente uma contagem do número de núcleons. A massa atômica geralmente não é um inteiro, pois é uma média das massas dos isótopos naturais de um dado elemento e tem unidades de u.

Ao representar os núcleos, é conveniente ter uma representação simbólica que mostre quantos prótons e nêutrons estão presentes. O símbolo usado é A_ZX , onde X representa o elemento químico para o elemento. Por exemplo ${}^{56}_{26}\text{Fe}$ (ferro) tem um número de massa de 56 e um número atômico de 26; portanto, contém 26 prótons e 30 nêutrons. Quando é improvável surgir confusão, omitimos o pré-subscrito Z , pois o símbolo químico pode ser utilizado para determinar Z .

Os núcleos de todos os átomos de um elemento particular contêm o mesmo número de prótons mas, frequentemente, contêm números diferentes de nêutrons. São chamados de **isótopos** os núcleos que estão relacionados desta maneira. Os isótopos de um elemento têm o mesmo valor de Z , mas valores diferentes de N e de A . As abundâncias naturais dos isótopos podem diferir bastante. Por exemplo, ${}^1_6\text{C}$, ${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{13}_6\text{C}$, e ${}^{14}_6\text{C}$ são quatro isótopos do carbono. A abundância natural do isótopo ${}^{12}_6\text{C}$ é de aproximadamente 98,9%, enquanto a abundância do isótopo ${}^{13}_6\text{C}$ é de apenas 1,1%. (${}^1_6\text{C}$ e ${}^{14}_6\text{C}$ existem em quantidades ínfimas.) Mesmo o elemento mais simples, o hidrogênio, tem isótopos: ${}^1_1\text{H}$, o núcleo do hidrogênio comum; ${}^2_1\text{H}$, o deutério; e ${}^3_1\text{H}$, o trítio. Alguns isótopos não ocorrem naturalmente, mas podem ser produzidos em laboratório por meio de reações nucleares.

Carga e Massa

O próton tem uma única carga positiva $+e$, o elétron tem uma única carga negativa $-e$, onde $e = 1,60 \times 10^{-19}$ C, e o nêutron é eletricamente neutro. Como o nêutron não tem carga, não interage eletricamente com outras partículas e é difícil de ser detectado.

Definimos no Capítulo 1 (vol. I) a unidade de massa atômica u , de modo que a massa atômica do isótopo ${}^{12}_6\text{C}$ é exatamente igual a 12 u , onde $1 u = 1,660\,559 \times 10^{-27}$ kg. O próton e o nêutron têm, cada um, massa de aproximadamente 1 u , e o elétron tem uma massa que é apenas pequena fração de uma unidade de massa atômica:

$$\text{Massa do próton} = 1,007\,276\,u$$

$$\text{Massa do nêutron} = 1,008\,665\,u$$

$$\text{Massa do elétron} = 0,000\,549\,u$$

TABELA 30.1			
Massas do Próton, do Neutrão e do Elétron em Várias Unidades			
Partícula	kg	u	MeV/c ²
Próton	1.6726×10^{-27}	1.007276	938.27
Neutrão	1.6749×10^{-27}	1.008665	939.57
Elétron	9.109×10^{-31}	0.00054858	0.511

Como a energia de repouso de uma partícula é dada por $E_R = mc^2$ (Seção 9.7, vol. I), é muitas vezes conveniente expressar a unidade de massa atômica em termos de sua energia de repouso equivalente. Para uma unidade de massa atômica, temos

$$E_R = mc^2 = (1,660\,559 \times 10^{-27} \text{ kg})(2,997\,92 \times 10^8 \text{ m/s})^2 \\ = 931,494 \text{ MeV}$$

Usando esta equivalência, os físicos nucleares freqüentemente expressam massa em termos da unidade MeV/c^2 , onde

$$1 \text{ u} = 931,494 \text{ MeV}/c^2$$

São fornecidas, na Tabela 30.1, as massas de várias partículas simples. As massas e algumas outras propriedades de isótopos selecionados são fornecidas na Tabela 30.3 e na Tabela A.3 no Apêndice A.

O Tamanho dos Núcleos

O tamanho e a estrutura dos núcleos foram investigados pela primeira vez nas experiências de espalhamento de Rutherford, discutidas na Seção 29.1. Utilizando o princípio da conservação da energia, Rutherford encontrou uma expressão para a distância mínima de aproximação de uma partícula alfa deslocando-se diretamente em direção ao núcleo, antes de se afastar do núcleo devido à repulsão de Coulomb.

Vamos considerar o sistema composto pela partícula alfa incidente e pelo núcleo, e vamos aplicar a versão da energia do modelo de sistema isolado. Em uma colisão frontal, a energia cinética da partícula alfa incidente (como supomos que o núcleo tem uma massa muito maior do que a partícula alfa, consideramos essa energia cinética como sendo a energia cinética do sistema) é convertida completamente em energia potencial elétrica do sistema quando a partícula está momentaneamente parada (Figura 30.1). Igualando a energia cinética inicial da partícula alfa ($Z = 2$) com a energia potencial elétrica do sistema quando a partícula alfa é parada, temos

$$\frac{1}{2}mv^2 = k_e \frac{q_1 q_2}{r} = k_e \frac{(2e)(Ze)}{d}$$

onde d é a distância de maior aproximação, Z é o número atômico do núcleo do alvo, e usamos uma expressão não relativística para a energia cinética, pois as velocidades das partículas alfa vindo de decaimento radioativo são pequenas comparadas com c . Resolvendo esta equação para d , encontramos

$$d = \frac{4k_e Z e^2}{mv^2}$$

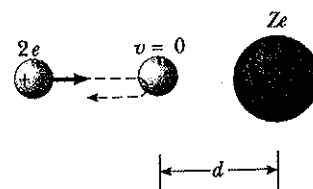


FIGURA 30.1

Colisão frontal de uma partícula alfa com um núcleo de carga Ze . Devido à repulsão de Coulomb entre cargas de mesmo sinal, a partícula alfa pára momentaneamente a uma distância d do núcleo-alvo, chamada de distância de maior aproximação.

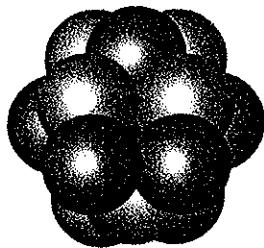


Figura 30.2

Um núcleo pode ser modelado como um aglomerado de esferas compactamente agrupadas, sendo cada esfera um núcleon.

Rutherford descobriu, a partir desta expressão, que as partículas alfa se aproximavam do núcleo até uma distância de $3,2 \times 10^{-14}$ m quando a lâmina era de ouro. Baseado neste cálculo e em sua análise dos resultados das colisões que não eram frontais, Rutherford concluiu que o raio do núcleo de ouro tem de ser menor do que esse valor. Para átomos de prata, encontrou-se uma distância de maior aproximação de 2×10^{-14} m. A partir desses resultados, Rutherford concluiu que a carga positiva em um átomo está concentrada em uma pequena esfera chamada de núcleo, cujo raio não é maior do que aproximadamente 10^{-14} m. Observe que esse raio é aproximadamente 10^{-4} vezes menor do que o raio de Bohr, correspondendo a um volume nuclear que é aproximadamente 10^{-12} vezes menor do que o volume do átomo de hidrogênio. O núcleo é uma parte incrivelmente pequena do átomo! Como tamanhos tão pequenos são comuns na física nuclear, uma unidade conveniente de comprimento é o *femtômetro* (fm), algumas vezes chamado de *fermi*, definido como

$$1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$$

Desde a época das experiências de espalhamento de Rutherford, uma grande quantidade de outras experiências tem mostrado que a maioria dos núcleos pode ser modelada geometricamente como sendo aproximadamente esférica com um raio médio de

- *Raio de um núcleo*

$$r = r_0 A^{1/3}$$

[30.1]

onde A é o número de massa e r_0 é uma constante igual a $1,2 \times 10^{-15}$ m. Como o volume de uma esfera é proporcional ao cubo do raio, segue-se, da Equação 30.1, que o volume de um núcleo (que se supõe como sendo esférico) é diretamente proporcional a A , o número total de núcleons. Isso sugere que **todos os núcleos têm aproximadamente a mesma densidade**. Os núcleons combinam-se para formar um núcleo como se fossem esferas compactamente agrupadas (Figura 30.2).

Exemplo 30.1 Volume e Densidade Nuclear

Encontre (a) uma expressão aproximada para a massa de um núcleo com número de massa A , (b) uma expressão para o volume desse núcleo em função do número de massa, e (c) um valor numérico para esta densidade.

Solução (a) A massa do próton é aproximadamente igual à do nêutron. Assim, se a massa de uma dessas partículas é m , a massa do núcleo é aproximadamente

(b) Supondo que o núcleo é esférico e usando a Equação 30.1, descobrimos que o volume é

$$V = \frac{4}{3} \pi r^3 = \frac{4}{3} \pi r_0^3 A$$

(c) A densidade nuclear é

$$\begin{aligned} \rho_n &= \frac{m_{\text{núcleo}}}{V} = \frac{Am}{\frac{4}{3} \pi r_0^3 A} = \frac{3m}{4 \pi r_0^3} \\ &= \frac{3(1,67 \times 10^{-27} \text{ kg})}{4 \pi (1,2 \times 10^{-15} \text{ m})^3} = \end{aligned}$$

Observe que a densidade nuclear é aproximadamente $2,3 \times 10^{14}$ vezes maior do que a densidade da água (10^3 kg/m^3)!

Estabilidade Nuclear

Como o núcleo consiste em um grupo compactamente aglomerado de prótons e nêutrons, você pode se surpreender de que ele possa existir. As forças eletrostáticas repulsivas muito intensas entre prótons muito próximos deveriam causar a desintegração do núcleo. Contudo, os núcleos são estáveis devido à presença de uma outra força, a **força nuclear** (veja a Seção 5.6, vol. I). Esta força, que é de curto alcance (existe para separações entre partículas menores do que aproximadamente 2 fm), é uma força atrativa que age entre todas as partículas nucleares.

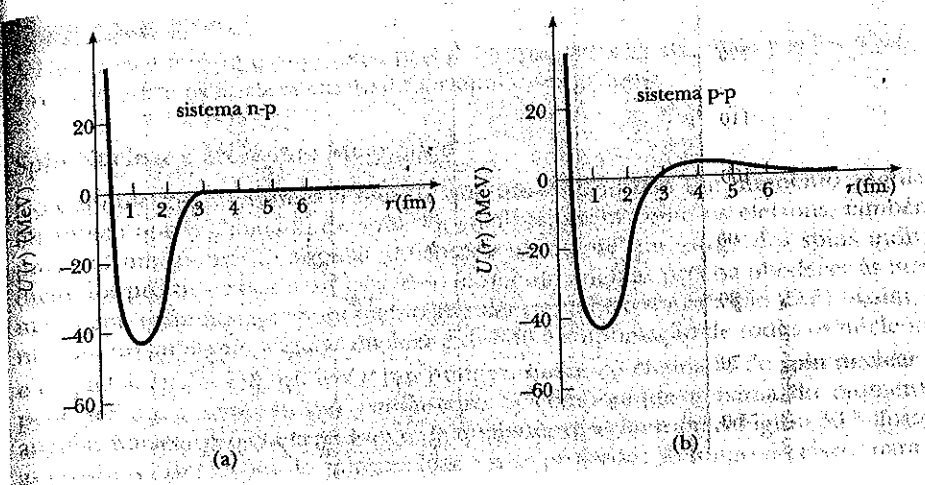


Figura 30.3 (a) Energia potencial em função da distância de separação para o sistema nêutron-próton. (b) Energia potencial em função da distância de separação para o sistema próton-próton. A diferença nas duas curvas é devida à repulsão de Coulomb no caso da interação próton-próton.

Os prótons atraem-se mutuamente por meio da força nuclear e, ao mesmo tempo, repelem-se mutuamente pela força de Coulomb. A força nuclear também atua entre pares de nêutrons e entre nêutrons e prótons.

A força nuclear domina a força repulsiva de Coulomb dentro do núcleo (em curto alcance). Se isso não ocorresse, não existiriam núcleos estáveis. Além disso, a força nuclear é independente da carga. Em outras palavras, as forças associadas com as interações próton-próton, próton-nêutron e nêutron-nêutron são as mesmas, exceto pela força repulsiva de Coulomb adicional para a interação próton-próton.

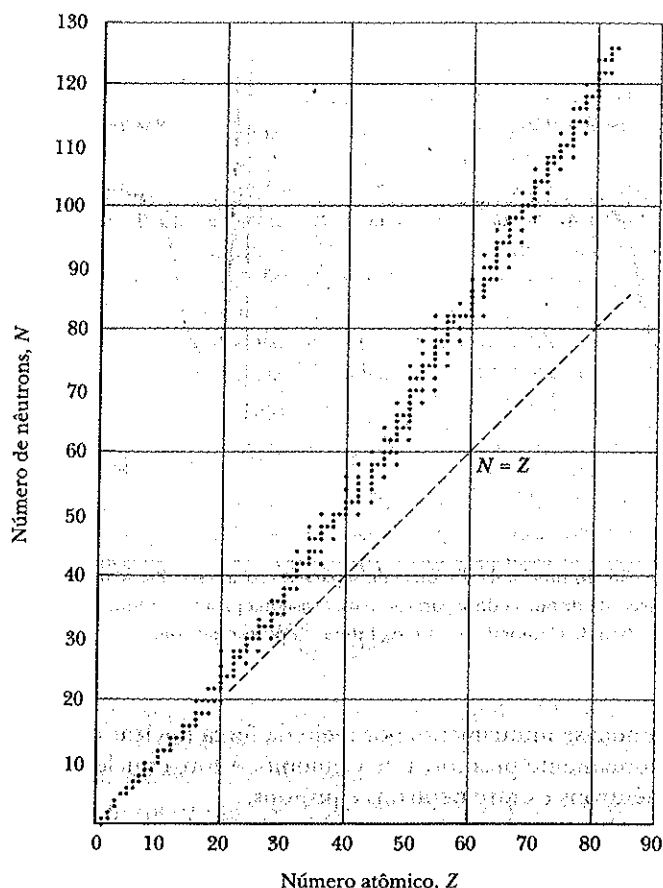
A evidência para o alcance limitado das forças nucleares vem das experiências de espalhamento e dos estudos das energias de ligação nucleares, que discutiremos brevemente. O curto alcance da força nuclear é mostrado no gráfico da energia potencial nêutron-próton (n-p) da Figura 30.3a obtida espalhando-se nêutrons a partir de um alvo contendo hidrogênio. A profundidade do poço de energia potencial n-p é de 40 a 50 MeV, e uma forte componente repulsiva previne os núcleons de se aproximarem além de 0,4 fm. Uma outra característica interessante da força nuclear é que seu valor depende das orientações relativas de spin dos núcleons, como mostrado por experiências de espalhamento utilizando feixes e alvos com spins polarizados.

A força nuclear não afeta os elétrons, permitindo que elétrons energéticos atuem como sondas pontuais da densidade de carga dos núcleos. Como a força nuclear é independente da carga, isso também significa que a principal diferença entre as interações n-p e p-p é que a energia potencial p-p consiste em uma *superposição* das interações nuclear e de Coulomb, como mostrado na Figura 30.3b. Para distâncias menores do que 2 fm, as energias potenciais p-p e n-p são aproximadamente iguais, mas, para distâncias maiores do que essas, o potencial p-p tem uma barreira de energia positiva com um máximo em 4 fm.

Existem ao redor de 260 núcleos estáveis; foram observadas centenas de outros núcleos, mas que são instáveis. Uma representação gráfica útil na física nuclear é um gráfico de N em função de Z para núcleos estáveis, como mostrado na

WEB

Para uma versão bem detalhada e interativa da Figura 30.4, visite o Brookhaven National Lab em www.dne.bnl.gov/CoN/

**Figura 30.4**

Número de nêutrons N em função do número atômico Z para núcleos estáveis (pontos). A linha tracejada corresponde à condição $N = Z$.

Figura 30.4. Observe que os núcleos leves são estáveis se eles contêm números iguais de prótons e nêutrons – isto é, se $N = Z$ –, mas os núcleos pesados são estáveis se $N > Z$. Isso pode ser parcialmente compreendido ao se reconhecer que, à medida que aumenta o número de prótons, aumenta a intensidade da força de Coulomb, que tende a desintegrar o núcleo. Conseqüentemente, são necessários mais nêutrons para estabilizar o núcleo, já que os nêutrons sofrem apenas as forças nucleares atrativas. Finalmente, quando $Z = 83$, as forças repulsivas entre os prótons não podem ser compensadas pela adição de mais nêutrons. Elementos que contêm mais do que 83 prótons não têm núcleos estáveis.

É interessante que a maioria dos núcleos estáveis têm valores pares de A . De fato, certos valores de Z e de N correspondem a núcleos que têm estabilidade excepcionalmente elevada. Esses valores de N e de Z , chamados de **números mágicos**, são

$$Z \text{ ou } N = 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 \quad [30.2]$$

Por exemplo, o núcleo do hélio (dois prótons e dois nêutrons), que tem $Z = 2$ e $N = 2$, é muito estável. Isso lembra a estabilidade química dos gases inertes e sugere níveis de energia nucleares quantizados, o que ocorre de fato. Alguns modelos estruturais do núcleo prevêem uma estrutura de camadas similar à estrutura para o átomo.

Exercício Rápido 30.1

A Figura 30.4 mostra muitos exemplos de grupos verticais de vários pontos. Qual é a relação entre os núcleos em qualquer um desses grupos?

Spin Nuclear e Momento Magnético

No Capítulo 29, discutimos o fato de que um elétron tem um momento angular intrínseco que é chamado de spin. Os núcleos, assim como os elétrons, também possuem um momento angular intrínseco resultante que surge dos spins individuais dos prótons e dos nêutrons. Esse momento angular precisa obedecer às mesmas regras quânticas que o momento angular orbital e o spin (Seção 29.5). Assim, o módulo do **momento angular nuclear** é devido à combinação de todos os núcleons e é igual a $\sqrt{I(I+1)}\hbar$, onde I é um número quântico chamado de **spin nuclear** e pode ser um inteiro ou um semi-inteiro. A componente máxima do momento angular nuclear projetada ao longo de qualquer direção é $I\hbar$. A Figura 30.5 ilustra as possíveis orientações do spin nuclear e suas projeções ao longo do eixo z para o caso $I = \frac{3}{2}$.

O momento angular nuclear tem um momento magnético nuclear associado a ele. O momento magnético de um núcleo é medido em termos do **magnéton nuclear** μ_n , sendo uma unidade do momento magnético definida como

$$\mu_n = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5,05 \times 10^{-27} \text{ J/T} \quad [30.3]$$

Esta definição é análoga à Equação 29.15 para a componente z do momento magnético do spin para um elétron, que é o magnéton de Bohr μ_B . Observe que μ_n é menor do que μ_B por um fator de aproximadamente 2 000, devido à grande diferença nas massas do próton e do elétron.

O momento magnético de um próton livre é de $2,792 \, 8\mu_n$. Infelizmente, nenhuma teoria geral do magnetismo nuclear explica esse valor. Um outro ponto surpreendente é o fato de que um nêutron, apesar de não possuir carga elétrica, também tem um momento magnético, que tem um valor de $-1,913 \, 5\mu_n$. O sinal negativo indica que o momento magnético do nêutron é oposto ao seu momento angular do spin. Esse momento magnético para uma partícula neutra sugere que precisamos conseguir um modelo estrutural para o nêutron que explique essa observação. Tal modelo estrutural, o *modelo dos quarks*, será discutido no Capítulo 31.

Exercício Rápido 30.2

Quais das seguintes grandezas você esperaria que mostrassem variação muito pequena entre isótopos diferentes de um elemento? (a) massa atômica; (b) momento magnético do spin nuclear; (c) comportamento químico.

Ressonância Magnética Nuclear e Imagem por Ressonância Magnética

A energia potencial associada com um momento de dipolo magnético em um campo magnético externo é dada por $-\mu \cdot B$. Quando a projeção de μ está ao longo do campo, a energia potencial associada com o momento de dipolo é $-\mu B$; este é o valor mínimo. Quando a projeção de μ é oposta ao campo, a energia potencial tem seu valor máximo μB . Como a direção do momento magnético para uma partícula é quantizada, as energias do momento magnético no campo também são quantizadas. Além disso, como o vetor spin não pode se alinhar exatamente com a direção do campo magnético, os valores extremos da energia são $\pm \mu_z B$, onde μ_z é a componente z do momento magnético. Esses dois estados de energia para um núcleo com um spin de $\frac{1}{2}$ são mostrados na Figura 30.6. Esses estados são chamados muitas vezes de **estados de spin**, pois diferem em energia como consequência da direção do spin.

• *Magnéton nuclear*

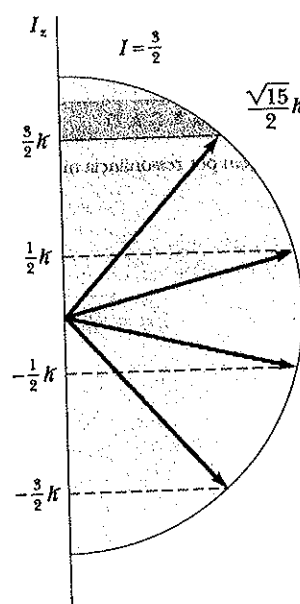
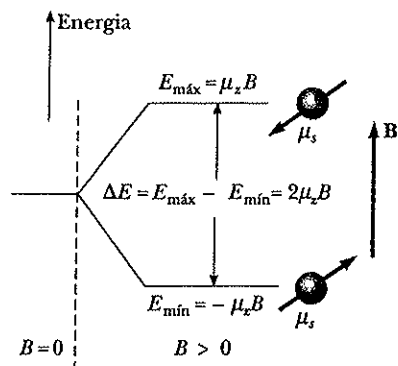


Figura 30.5

Possíveis orientações do vetor momento angular do spin nuclear e suas projeções ao longo do eixo z para o caso $I = \frac{3}{2}$.

**Figura 30.6**

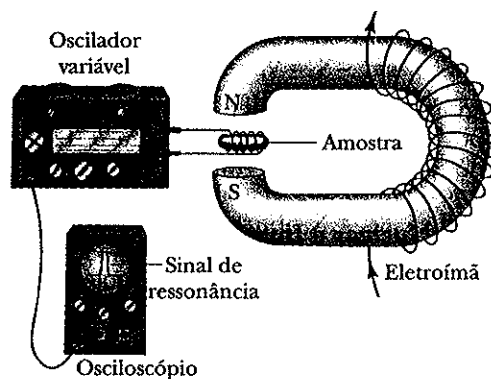
Um núcleo, cujo spin é $\frac{1}{2}$, pode ocupar um entre dois estados de energia quando colocado em um campo magnético externo. O estado de energia mais baixa $E_{\text{mín}}$ corresponde ao caso em que o vetor momento magnético do spin μ , tem uma componente na mesma direção que o campo magnético, e o estado de energia mais alta $E_{\text{máx}}$ corresponde ao caso no qual a componente é oposta ao campo.

É possível observar transições entre esses dois estados de spin em uma amostra utilizando-se uma técnica conhecida como **ressonância magnética nuclear** (NMR, da sigla em inglês). Um campo magnético contínuo modifica a energia associada com os estados de spin, separando-os em energia (Figura 30.6). Além disso, a amostra é irradiada com ondas eletromagnéticas no intervalo das ondas de rádio do espectro eletromagnético. Quando a frequência das ondas de rádio é ajustada de tal forma que a energia do fóton coincida com a energia de separação entre os estados de spin, o fóton é absorvido por um núcleo no estado fundamental, elevando o sistema composto pelo núcleo e pelo campo magnético ao estado de spin com energia mais alta. Isso termina em uma absorção resultante de energia pelo sistema, que é detectada pelo controle experimental e sistema de medida. A Figura 30.7 ilustra um diagrama do aparelho utilizado para detectar um sinal de ressonância magnética nuclear. A energia absorvida é fornecida pelo gerador que produz as ondas de rádio. A ressonância magnética nuclear e uma técnica relacionada chamada de ressonância do spin do elétron são métodos muito importantes para estudar sistemas nucleares e atômicos e como esses sistemas interagem com suas vizinhanças. Um espectro típico de ressonância magnética nuclear é mostrado na Figura 30.8.

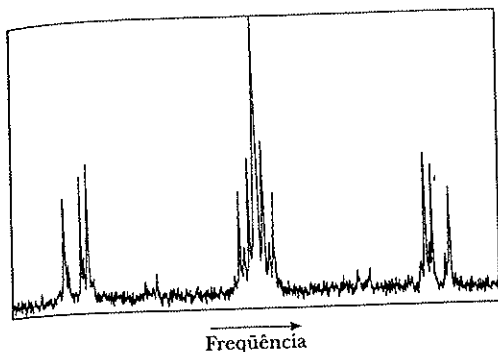
Uma técnica de diagnóstico médico muito utilizada, chamada de **imagem por ressonância magnética** (MRI, da sigla em inglês), é baseada na ressonância magnética



Imagem por ressonância magnética

**Figura 30.7**

Montagem experimental para a ressonância magnética nuclear. O campo magnético de radiofrequência gerado pela bobina ao redor da amostra e fornecido pelo oscilador com frequência variável tem de ser perpendicular ao campo magnético constante criado pelo eletroímã. Quando os núcleos na amostra estiverem na condição de ressonância, os núcleos absorvem energia do campo de radiofrequência da bobina, o que altera as características do circuito no qual a bobina está incluída.

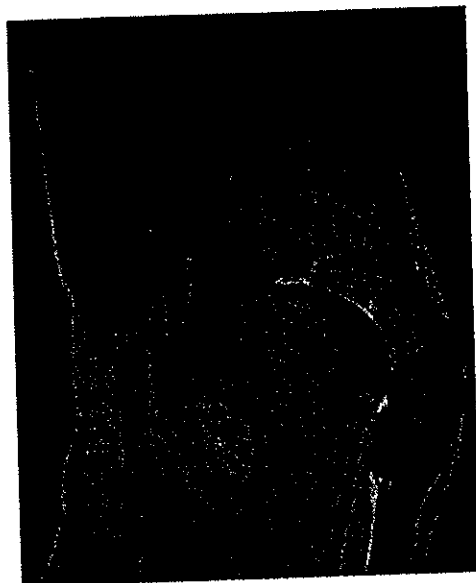
**Figura 30.8**

Um espectro de ressonância magnética nuclear do ^{31}P em um complexo metálico de ponte contendo platina. As raia ao lado do pico central mais intenso resultam da interação entre o ^{31}P e outros núcleos ^{31}P distantes. O conjunto de raia mais afastado é devido à interação entre o ^{31}P e núcleos de platina vizinhos. O espectro foi gravado em um campo fixo de aproximadamente 4 T, e a frequência média era de 200 MHz.

nuclear. Na imagem por ressonância magnética, o paciente é colocado dentro de um grande solenóide que fornece um campo magnético que varia ao longo do espaço. Devido ao gradiente no campo magnético, prótons em átomos de hidrogênio, nas moléculas da água em diferentes partes do corpo, têm separações diferentes na energia entre os estados de spin, de tal forma que o sinal ressonante pode ser utilizado para fornecer informação sobre as posições dos prótons. Um computador é utilizado para analisar a informação da posição, fornecendo dados para construir a imagem final. Na Figura 30.9 é mostrada uma imagem de ressonância magnética com um detalhe incrível da estrutura interna do corpo. A principal vantagem da imagem por ressonância magnética sobre outras técnicas de imagem no diagnóstico médico é que ela não causa danos às estruturas celulares como ocorre com os raios X. Os fótons associados com os sinais de radiofrequência utilizados na imagem por ressonância magnética têm energias de apenas aproximadamente 10^{-7} eV. Como as intensidades das ligações moleculares são muito maiores (da ordem de 1 eV), a radiação de radiofrequência não pode causar dano celular. Em comparação, os raios X ou os raios γ têm energias variando de 10^4 até 10^6 eV e podem causar dano celular considerável. Assim, apesar dos receios de alguns indivíduos com a palavra *nuclear* associada com a imagem por ressonância magnética, a radiação de radiofrequência envolvida é muito mais segura do que os raios X!

WEB

Para várias imagens de ressonância magnética de um embrião humano, visite embryo.soad.umich.edu/animal/home.html

**Figura 30.9**

Uma imagem por ressonância magnética de um joelho. (Susie Leavines/Photo Researchers, Inc.)

30.2 • ENERGIA DE LIGAÇÃO

A massa de um núcleo é sempre menor do que a soma das massas dos seus núcleons. Como massa é uma manifestação da energia, a **energia de repouso total do sistema ligado (o núcleo) é menor do que a energia de repouso combinada dos núcleons separados**. Esta diferença de energia é chamada de **energia de ligação** E_l do núcleo e representa a energia que precisa ser adicionada a um núcleo para decompô-lo em suas componentes:

- *Energia de ligação de um núcleo*

$$E_l = [ZM(\text{H}) + (A - Z)m_n - M(\text{X})]c^2 \quad (30.4) \quad \text{[30.4]}$$

onde $M(\text{H})$ é a massa atômica do átomo do hidrogênio neutro, $M(\text{X})$ representa a massa atômica do elemento X , m_n é a massa do nêutron, e todas as massas estão em unidades de massa atômica. Observe que a massa dos Z elétrons incluída no primeiro termo na Equação 30.4 se cancela com a massa dos Z elétrons incluída no termo $M(\text{X})$ dentro de uma pequena diferença associada com a energia de ligação atômica dos elétrons. Como as energias de ligação atômicas são tipicamente de vários elétrons-volt e as energias de ligação nucleares são de vários megaelétrons-volts (MeV), esta diferença é desprezível, e adotamos um modelo de simplificação no qual a ignoramos.

Exemplo 30.2 A Energia de Ligação do Dêuteron

Calcule a energia de ligação do dêuteron (o núcleo de um átomo de deutério), que consiste em um próton e um nêutron, sendo dado que a massa atômica do deutério é de 2,014 102 u.

Solução Vemos a partir da Tabela 30.1 que a massa do átomo de hidrogênio, representando o próton, é $M(\text{H}) = 1,007\,825$ u, e a massa do nêutron é $m_n = 1,008\,665$ u. Portanto,

$$M(\text{H}) + m_n = 2,016\,490 \text{ u}$$

Para calcular a diferença de massa, subtraímos a massa do deutério deste valor:

$$\begin{aligned} \Delta m &= (M(\text{H}) + m_n) - M({}_1^2\text{H}) \\ &= 2,016\,490 \text{ u} - 2,014\,102 \text{ u} \\ &= 0,002\,388 \text{ u} \end{aligned}$$

A energia de ligação é Δmc^2 :

$$E_l = \Delta mc^2 = (0,002\,388 \text{ u})(931,494 \text{ MeV/u}) = 2,224 \text{ MeV}$$

Este resultado nos diz que, para separar um dêuteron nos seus constituintes, um próton e um nêutron, é necessário fornecer 2,224 MeV de energia para o dêuteron. Uma maneira de fornecer essa energia ao dêuteron é bombardeá-lo com partículas energéticas.

Na Figura 30.10, mostra-se um gráfico da energia de ligação por núcleon E_b/A como uma função do número de massa para vários núcleos estáveis. Observe que a curva tem um máximo nas vizinhanças de $A = 60$, correspondendo aos isótopos do ferro, cobalto e níquel. Isto é, núcleos com números de massa maiores ou menores do que 60 não estão ligados tão fortemente quanto os núcleos com $A \approx 60$.

A energia de ligação por núcleon na Figura 30.10 é aproximadamente constante em 8 MeV para $A > 20$. Neste caso, diz-se que estão *saturadas* as forças nucleares entre um núcleon particular e todos os outros núcleons no núcleo; isto é, um

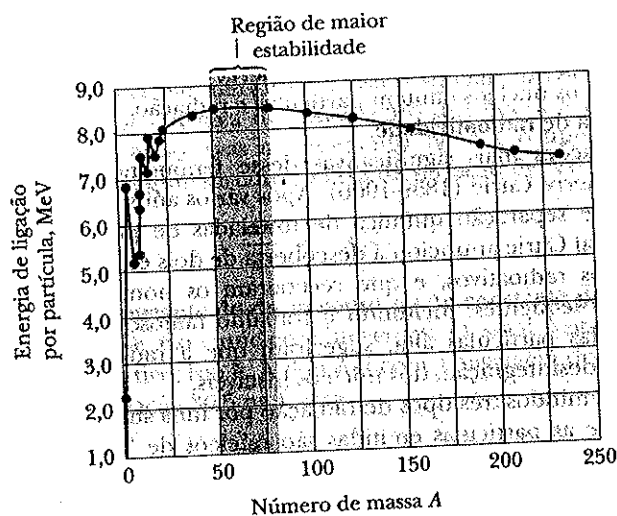


Figura 30.4
Energia de ligação por nucleão em função do número de massa para núcleos que estão ao longo da linha de estabilidade na Figura 30.4.

núcleon particular interage apenas com um número limitado de outros núcleons devido ao aspecto de curto alcance da força nuclear. Esses outros núcleons podem ser vistos como sendo os vizinhos mais próximos na estrutura de agrupamento compacto mostrado na Figura 30.2.



PENSANDO A FÍSICA 30.1

A Figura 30.10 mostra um gráfico da quantidade média de energia necessária para remover um nucleão do núcleo. A Figura 29.12 no capítulo anterior mostra a energia necessária para remover um elétron de um átomo. Por que a Figura 30.10 mostra um valor *aproximadamente constante* da energia necessária para remover um nucleão (acima de $A = 20$, aproximadamente), mas a Figura 29.12 mostra valores *muito variáveis* da energia necessária para remover um elétron do átomo?

Raciocínio No caso da Figura 30.10, o valor aproximadamente constante da energia de ligação nuclear é uma consequência do curto alcance da força forte nuclear. Um dado nucleão interage apenas com seus poucos vizinhos mais próximos, em vez de interagir com todos os núcleons no núcleo. Assim, não importando quantos núcleons estejam presentes no núcleo, remover um nucleão implica separá-lo apenas de seus vizinhos mais próximos. Portanto, a energia para fazer isso é independente de quantos núcleons estejam presentes.

Por outro lado, a força elétrica mantendo os elétrons ligados ao núcleo em um átomo é uma força de longo alcance. Um elétron em um átomo interage com todos os prótons no núcleo. Quando aumenta a carga nuclear, ocorre uma atração mais forte entre o núcleo e os elétrons. Consequentemente, quando aumenta a carga nuclear, é necessária mais energia para remover um elétron. Isso é demonstrado pela tendência crescente da energia de ionização na Figura 29.12 para cada período.

**Marie Curie (1867-1934)**

Marie Curie, uma cientista polonesa, dividiu o Prêmio Nobel de física de 1903 com seu marido, Pierre, e com Henri Becquerel por seus trabalhos sobre a radioatividade espontânea e sobre a radiação emitida pelas substâncias radioativas. "Continuo a acreditar que as idéias que então nos guaram são as únicas que podem levar ao verdadeiro progresso social. Não há esperança de se construir um mundo melhor sem melhorar o indivíduo. Para alcançar esse objetivo, cada um de nós precisa trabalhar em direção ao seu maior desenvolvimento, aceitando ao mesmo tempo sua parcela de responsabilidade na vida em geral da humanidade." (FPG International)

30.3 • RADIOATIVIDADE

No início deste capítulo, discutimos a descoberta da radioatividade por Becquerel, que indicou que os núcleos emitem partículas e radiação. Essa emissão espontânea foi logo chamada de **radioatividade**.

As investigações mais significativas desse fenômeno foram realizadas por Marie Curie e Pierre Curie (1859-1906). Após vários anos de processos cuidadosos e trabalhosos de separação química de toneladas de pechblenda, um minério radioativo, o casal Curie anunciou a descoberta de dois elementos até então desconhecidos, ambos radioativos, e que receberam os nomes de polônio e rádio. Experiências subseqüentes, incluindo o trabalho famoso de Rutherford sobre o espalhamento das partículas alfa, sugeriram que a radioatividade resultava do decaimento, ou desintegração, dos núcleos instáveis.

Podem ser emitidos três tipos de radiação por uma substância radioativa: raios alfa (α), em que as partículas emitidas são núcleos de ${}^4\text{He}$; raios beta (β), nos quais as partículas emitidas são elétrons ou pósitrons; e raios gama (γ), nos quais as partículas emitidas são fótons de alta energia. Um **pósitron** é uma partícula similar ao elétron em todos os aspectos, exceto por ele ter uma carga $+e$ (diz-se que o pósitron é a **antipartícula** do elétron; discutiremos as antipartículas com mais detalhes no Capítulo 31). É usado o símbolo e^- para designar um elétron e e^+ designa um pósitron.

É possível distinguir essas três formas de radiação utilizando o esquema ilustrado na Figura 30.11. A radiação vinda de uma variedade de amostras radiotivas é direcionada para dentro de uma região com um campo magnético. A radiação é separada em três componentes pelo campo magnético, duas componentes curvando-se em direções opostas e a terceira componente não sofrendo mudança de direção. A partir dessa observação simples, pode-se concluir que a radiação do feixe que não é desviado não transporta carga (o raio gama), a componente desviada para cima corresponde às partículas carregadas positivamente (partículas alfa), e a componente desviada para baixo corresponde às partículas carregadas negativamente (e^-). Se o feixe inclui pósitrons (e^+), essas partículas são desviadas para cima.

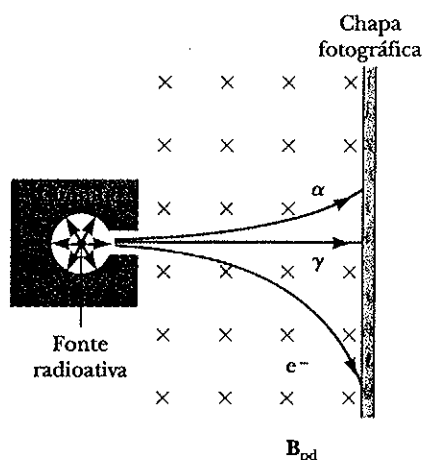
Os três tipos de radiação têm poderes de penetração bem diferentes. As partículas alfa penetram apenas em uma folha de papel, as partículas beta podem penetrar alguns milímetros de alumínio e os raios gama podem penetrar vários centímetros de chumbo.

PREVENÇÃO DE ARMADILHA 30.2

Raios ou partículas?



No início da história da física nuclear, foi usado o termo *radiação* para descrever as emanações dos núcleos radioativos. Sabemos agora que dois dentre os três tipos de radiação, a saber, radiação alfa e radiação beta, envolvem a emissão de partículas. Embora estes não sejam exemplos de radiação eletromagnética, a utilização do termo *radiação* para todos os três tipos está profundamente enraizada em nossa linguagem. Usaremos este termo devido à sua ampla utilização na comunidade da física.



A radiação de fontes radioativas pode ser separada em três componentes utilizando-se um campo magnético para desviar as partículas carregadas. A chapa fotográfica à direita registra os eventos. Os raios gama não são desviados pelo campo magnético.

A taxa na qual ocorre um processo de decaimento em uma amostra radioativa é proporcional ao número de núcleos radioativos presentes na amostra (isto é, aqueles núcleos que ainda não decaíram). Isso é similar ao comportamento do crescimento populacional – a taxa de nascimento dos bebês é proporcional ao número de pessoas que estão vivas no momento. Se N é o número de núcleos radioativos presentes em algum instante, a taxa de variação de N é dada por

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N \quad [30.5]$$

onde λ é chamada de **constante de decaimento** ou de **constante de desintegração**, tendo um valor diferente para núcleos diferentes. O sinal negativo indica que dN/dt é um número negativo; isto é, N diminui com a passagem do tempo.

Se escrevemos a Equação 30.5 na forma

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt$$

podemos integrar de um instante inicial arbitrário $t = 0$ até um instante posterior t :

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt$$

$$\ln\left(\frac{N}{N_0}\right) = -\lambda t$$

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad [30.6]$$

A constante N_0 representa o número de núcleos radioativos que ainda não se desintegraram em $t = 0$. Já vimos comportamentos exponenciais antes, por exemplo, com a descarga de um capacitor na Seção 21.9 (vol. III). Baseados nessas experiências, podemos identificar o inverso da constante de decaimento $1/\lambda$ como o tempo necessário para o número de núcleos que ainda não se desintegraram diminuir para $1/e$ de seu valor original. Assim, $1/\lambda$ é a **constante de tempo** para este decaimento, similar às constantes de tempo que investigamos para o decaimento da corrente em um circuito RC na Seção 21.9 e em um circuito RL na Seção 23.6 (ambas as seções no vol. III).

A **taxa de decaimento** $R = |dN/dt|$ é obtida diferenciando-se a Equação 30.6 com relação ao tempo:

$$R = \left| \frac{dN}{dt} \right| = N_0 \lambda e^{-\lambda t} = R_0 e^{-\lambda t} \quad [30.7]$$

onde $R = N\lambda$ e $R_0 = N_0\lambda$ é a taxa de decaimento em $t = 0$. Frequentemente chama-se de **atividade** à taxa de decaimento de uma amostra. Observe que N e R decaem exponencialmente com o tempo. O gráfico de N em função de t na Figura 30.12 ilustra a lei do decaimento exponencial.

Uma unidade comum de atividade para uma amostra radioativa é o **curie** (Ci), definido como

$$1 \text{ Ci} \equiv 3,7 \times 10^{10} \text{ desintegrações/s}$$

Esta unidade foi escolhida como a unidade original de atividade, pois é a atividade aproximada de 1 g de rádio. A unidade de atividade do SI é chamada de **becquerel** (Bq):

$$1 \text{ Bq} \equiv 1 \text{ desintegração/s}$$

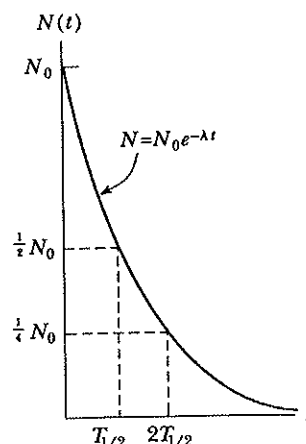


Figura 30.12

Gráfico da lei do decaimento exponencial para núcleos radioativos. O eixo vertical representa o número de núcleos radioativos presentes em qualquer instante t , e o eixo horizontal é o tempo. O intervalo $T_{1/2}$ é a meia-vida da amostra.

• Taxa de decaimento em uma amostra radioativa

• O curie

• O becquerel

Portanto, $1 \text{ Ci} = 3,7 \times 10^{10} \text{ Bq}$. As unidades de atividade utilizadas mais comumente são milicuries (mCi) e microcuries (μCi).

Um parâmetro útil para caracterizar o decaimento radioativo é a **meia-vida** $T_{1/2}$. A meia-vida de uma substância radioativa é o tempo necessário para que se desintegre metade de um número dado de núcleos radioativos. Colocando $N = N_0/2$ e $t = T_{1/2}$ na Equação 30.6, obtém-se

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}$$

Escrevendo isso na forma $e^{\lambda T_{1/2}} = 2$ e tomando o logaritmo natural dos dois lados, temos

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad [30.8]$$

- Relação entre meia-vida e constante de decaimento

PREVENÇÃO DE ARMADILHA 30.3

Meia-vida



Tenha certeza de que compreende o conceito de meia-vida. Em particular, certifique-se de que você não acredita que todos os núcleos se desintegraram após duas meias-vidas.

Esta é uma expressão conveniente relacionando a meia-vida com a constante de decaimento. Observe que, após ter decorrido um intervalo de tempo de uma meia-vida, permanecem $N_0/2$ núcleos radioativos (por definição); após duas meias-vidas, metade dos núcleos restantes se desintegraram e permanecem $N_0/4$; após três meias-vidas, permanecem $N_0/8$; e assim por diante. Em geral, após n meias-vidas, o número de núcleos radioativos que permanece é $N_0/2^n$.

Enigma Rápido 30.3

No seu aniversário, você mede a atividade de uma amostra de ^{210}Bi , que tem uma meia-vida de 5,01 dias. A atividade que você mede é de $1,000 \mu\text{Ci}$. Qual será a atividade dessa amostra no seu próximo aniversário? (a) $1,000 \mu\text{Ci}$ (b) 0 (c) $\approx 0,2 \mu\text{Ci}$ (d) $\approx 0,01 \mu\text{Ci}$ (e) $\approx 10^{-22} \mu\text{Ci}$



PENSANDO A FÍSICA 30.2

O isótopo ^{14}C é radioativo e tem uma meia-vida de 5 730 anos. Se você parte de uma amostra de 1 000 núcleos de carbono 14, quantos deles permanecem (não se desintegraram) após 17 190 anos?

Raciocínio Em 5 730 anos, metade da amostra se terá desintegrado, deixando 500 núcleos de ^{14}C radioativos. Em outros 5 730 anos (para um tempo total transcorrido de 11 460 anos), o número de núcleos remanescentes é 250. Após 5 730 anos adicionais (tempo total de 17 190 anos), restam 125 núcleos.

Esses números representam circunstâncias ideais. O decaimento radioativo é um processo promediado sobre um número muito grande de átomos, e o resultado real depende da estatística. Nossa amostra original neste exemplo continha apenas 1 000 núcleos, o que certamente não é um número muito grande quando estamos lidando com átomos, para os quais medimos os números em amostras macroscópicas em termos do número de Avogadro. Assim, se fôssemos contar realmente o número de núcleos remanescentes após uma meia-vida para essa pequena amostra, provavelmente ele não seria exatamente 500.

Exemplo 30.3 A Atividade do Rádio

A meia-vida do núcleo radioativo $^{226}_{88}\text{Ra}$ é de $1,6 \times 10^3$ anos. Se uma amostra contém $3,0 \times 10^{16}$ desses núcleos no tempo t , determine a atividade neste instante.

Solução Primeiro, vamos converter a meia-vida para segundos:

$$T_{1/2} = (1,6 \times 10^3 \text{ anos})(3,16 \times 10^7 \text{ s/ano}) = 5,0 \times 10^{10} \text{ s}$$

Agora podemos usar este valor na Equação 30.8 para encontrar a constante de decaimento:

$$\lambda = \frac{0,693}{T_{1/2}} = \frac{0,693}{5,0 \times 10^{10} \text{ s}} = 1,4 \times 10^{-11} \text{ s}^{-1}$$

Podemos calcular a atividade R da amostra no instante t usando $R = \lambda N$, onde N é o número de núcleos radioativos presentes neste instante:

$$R = \lambda N = (1,4 \times 10^{-11} \text{ s}^{-1})(3,0 \times 10^{16}) = 4,1 \times 10^5 \text{ Bq}$$

Como $1 \text{ Ci} = 3,7 \times 10^{10} \text{ Bq}$, a atividade, ou taxa de decaimento, é

$$R = (4,1 \times 10^5 \text{ Bq}) \left(\frac{1 \text{ Ci}}{3,7 \times 10^{10} \text{ Bq}} \right) = 1,1 \times 10^{-5} \text{ Ci}$$

Exemplo 30.4 A Atividade do Carbono

Uma amostra radioativa contém $3,50 \mu\text{g}$ de $^{14}_6\text{C}$, puro, que tem uma meia-vida de 20,4 min. (a) Determine o número de núcleos presentes inicialmente.

Solução A massa atômica do $^{14}_6\text{C}$ é de aproximadamente 14,0 u e, portanto, 14,0 g contém o número de Avogadro de núcleos. Portanto, $3,50 \mu\text{g}$ contém N_0 núcleos, onde

$$\frac{N_0}{6,02 \times 10^{23} \text{ núcleos/mol}} = \frac{3,50 \times 10^{-6} \text{ g}}{14,0 \text{ g/mol}}$$

$$N_0 = 1,58 \times 10^{10}$$

(b) Qual é a atividade inicial da amostra e qual é a atividade após 8,00 h?

Solução Como $T_{1/2} = 20,4 \text{ min} = 1,22 \times 10^3 \text{ s}$, a constante de decaimento é

$$\lambda = \frac{0,693}{T_{1/2}} = \frac{0,693}{1,22 \times 10^3 \text{ s}} = 5,66 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$$

Portanto, a atividade inicial da amostra é

$$R_0 = \lambda N_0 = (5,66 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1})(1,58 \times 10^{10})$$

$$= 8,95 \times 10^6 \text{ Bq}$$

Podemos usar a Equação 30.7 para descobrir a atividade em qualquer tempo t . Para $t = 8,00 \text{ h} = 2,88 \times 10^4 \text{ s}$, vemos que $\lambda t = 16,3$ e, assim,

$$R = R_0 e^{-\lambda t} = (8,95 \times 10^6 \text{ Bq}) e^{-16,3}$$

$$= 1,58 \times 10^{10} \text{ Bq}$$

EXERCÍCIO Calcule o número de núcleos radioativos remanescentes após 8,00 h.

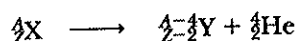
Resposta $N = 1,58 \times 10^{10}$ núcleos

30.4 • OS PROCESSOS DE DECAIMENTO RADIOATIVO

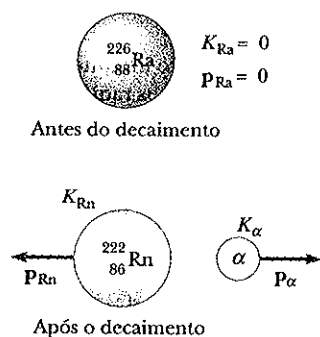
Quando um núcleo se transforma em um outro núcleo sem influência externa, o processo é chamado de **decaimento espontâneo**. Como afirmamos na seção anterior, um núcleo radioativo se desintegra espontaneamente pelos decaimentos alfa, beta ou gama. Discutiremos esses três processos com mais detalhes.

Decaimento Alfa

Se um núcleo emite uma partícula alfa (^4_2He) em um decaimento espontâneo, ele perde dois prótons e dois nêutrons. Portanto, N diminui 2 unidades, Z diminui 2 unidades e A diminui 4 unidades. O decaimento pode ser escrito com uma representação simbólica como

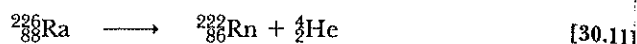
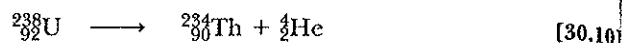


$$[30.9] \quad \bullet \text{ Decaimento alfa}$$

**Figura 30.13**

O decaimento alfa do rádio. O núcleo do rádio está inicialmente em repouso. Após o decaimento, o núcleo do radônio tem energia cinética K_{Rn} e momento p_{Rn} , e a partícula alfa tem energia cinética K_α e momento p_α .

onde X é chamado de **núcleo-pai**, e Y, de **núcleo-filho**. Como uma regra geral, (1) a soma dos números de massa tem de ser a mesma nos dois lados da representação simbólica, e (2) a soma dos números atômicos tem de ser a mesma dos dois lados. Como exemplos, ^{238}U e ^{226}Ra são ambos emissores de partículas alfa e se desintegram de acordo com os esquemas



A meia-vida para o decaimento do ^{238}U é $4,47 \times 10^9$ anos, e a meia-vida para o decaimento do ^{226}Ra é $1,60 \times 10^3$ anos. Nos dois casos, observe que A do núcleo-filho é 4 unidades menor do que o valor do núcleo-pai. Da mesma forma, Z é reduzido 2 unidades.

O decaimento do ^{226}Ra é mostrado na Figura 30.13. Além das regras para o número de massa e para o número atômico, a energia total do sistema precisa ser conservada no decaimento. Chamando de M_X a massa do núcleo-pai, de M_Y a massa do núcleo-filho, e de M_α a massa da partícula alfa, podemos definir a **energia de desintegração Q**:

$$Q \equiv (M_X - M_Y - M_\alpha)c^2 \quad [30.12]$$

Observe que o valor de Q estará em joules se as massas estiverem em quilogramas, e $c = 3,00 \times 10^8$ m/s. Contudo, quando as massas nucleares estiverem expressas na unidade de massa atômica u mais conveniente, o valor de Q poderá ser calculado em unidades MeV utilizando-se a expressão

$$Q = (M_X - M_Y - M_\alpha) \times 931,494 \text{ MeV/u} \quad [30.13]$$

A energia de desintegração Q representa a diminuição na energia de ligação do sistema e aparece na forma da energia cinética do núcleo-filho e da partícula alfa. Este é um exemplo nuclear da versão da energia do modelo do sistema isolado. Nenhuma energia está entrando ou saindo do sistema. A energia do sistema simplesmente se transforma de energia da massa em energia cinética, e a Equação 30.13 fornece a quantidade de energia transformada no processo. Essa quantidade é chamada algumas vezes de **valor Q** da reação nuclear.

Além da conservação da energia, também podemos aplicar a versão do momento do modelo de sistema isolado para o decaimento. Como o momento do sistema isolado tem de ser conservado, a partícula alfa mais leve desloca-se com uma velocidade muito maior do que o núcleo-filho após ocorrer a desintegração. Conseqüentemente, a maior parte da energia cinética disponível está associada com a partícula alfa. Geralmente, partículas leves transportam a maior parte da energia nas desintegrações nucleares.

A Equação 30.13 sugere que as partículas alfa são emitidas com uma energia discreta. Essa energia é calculada no Exemplo 30.5. Na prática, descobrimos que as partículas alfa são emitidas com um conjunto de energias discretas, com o valor máximo calculado como no Exemplo 30.5. Isso ocorre porque a energia do núcleo é quantizada, de forma similar às energias quantizadas no átomo. Na Equação 30.13, supomos que o núcleo-filho permanece no estado fundamental. Contudo, se o núcleo-filho é deixado em um estado excitado, fica disponível uma energia menor para o decaimento, e a partícula alfa é emitida com uma energia menor do que a máxima. O fato de as partículas alfa terem um conjunto discreto de energia é uma evidência direta para a quantização da energia no núcleo. Isso é consistente com o modelo de uma partícula quântica sob condições de contorno, pois os núcleons são partículas quânticas e estão sujeitos às restrições impostas por suas forças mútuas.

Finalmente, é interessante observar que, se fosse admitida a hipótese de o ^{238}U (ou outros emissores de partículas alfa) se desintegrar emitindo prótons e

PREVENÇÃO DE ARMADILHA 30.4

Um outro Q



Já vimos o símbolo Q antes. Certifique-se de compreender que este é um significado totalmente novo para este símbolo — a energia de desintegração. Não é calor nem carga, grandezas para as quais utilizamos o símbolo Q anteriormente.

nêutrons, a massa dos produtos da desintegração ultrapassaria a massa do núcleo-pai, correspondendo a valores negativos de Q . Isto não pode ocorrer para um sistema isolado, logo, essas desintegrações espontâneas não ocorrem.

Exercício Rápido 30.4

Um estudante afirma que uma forma pesada do hidrogênio se desintegra por emissão alfa. Como você reagiria a isso?

Exemplo 30.5 A Energia Liberada Quando o Rádío se Desintegra

O núcleo do ^{226}Ra sofre um decaimento alfa de acordo com a Equação 30.11. Calcule o valor Q desse processo.

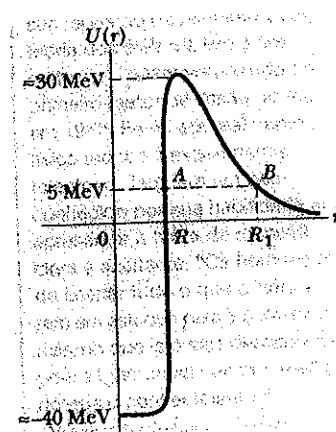
Solução Utilizando a Equação 30.13 e os valores da Tabela A.3, vemos que

$$\begin{aligned} Q &= [M(^{226}\text{Ra}) - M(^{222}\text{Rn}) - M(^4\text{He})] \times 931,494 \text{ MeV/u} \\ &= (226,025\,406 \text{ u} - 222,017\,574 \text{ u} - 4,002\,603 \text{ u}) \\ &\quad \times 931,494 \text{ MeV/u} \\ &= (0,005\,229 \text{ u}) \times (931,494 \text{ MeV/u}) = 4,87 \text{ MeV} \end{aligned}$$

É deixado para o Problema 49, no final do capítulo, mostrar que a energia cinética da partícula alfa é de aproximadamente 4,8 MeV, enquanto a energia do núcleo-filho que recua é de apenas cerca de 0,1 MeV.

Nós nos voltamos agora para um modelo estrutural do mecanismo do decaimento alfa que permite alguma compreensão do processo de decaimento. Imagine que a partícula alfa se forma dentro do núcleo-pai de modo que o núcleo-pai seja uma combinação da partícula alfa e do núcleo-filho remanescente. A Figura 30.14 é uma representação gráfica da energia potencial do sistema da partícula alfa e do núcleo-filho. O eixo horizontal é a distância de separação r entre o centro do núcleo-filho e o centro da partícula alfa. A distância R é o alcance da força nuclear. A curva representa os efeitos combinados (1) da força de Coulomb repulsiva, que fornece o pico positivo para $r > R$, e (2) da força nuclear atrativa, que faz a curva de energia ser negativa para $r < R$. Como vimos no Exemplo 30.5, uma energia de desintegração típica é de alguns MeV, que é a energia cinética aproximada da partícula alfa emitida, representada pela linha tracejada inferior na Figura 30.14. De acordo com a física clássica, a partícula alfa fica aprisionada no poço de potencial. Como, então, ela escapa do núcleo?

A resposta a essa questão foi fornecida por Gamow e, independentemente, Ronald Gurney e Edward Condon em 1928, usando a mecânica quântica. O ponto de vista da mecânica quântica é de haver alguma probabilidade de que a partícula possa tunelar através da barreira, como discutimos na Seção 28.13. Nosso modelo da curva de energia potencial, combinada com a possibilidade de tunelamento, prevê que a probabilidade de tunelamento deve aumentar quando aumenta a energia da partícula, devido ao encurtamento da barreira para energias maiores. Essa probabilidade maior deve estar refletida como uma maior atividade e, conseqüentemente, uma meia-vida menor. Os dados experimentais mostram esse tipo de relacionamento – núcleos com maiores energias das partículas alfa têm meias-vidas menores. Se a curva da energia potencial na Figura 30.14 for modelada como uma série de barreiras quadradas cujas alturas variam com a separação entre as partículas de acordo com essa curva, podemos garantir uma relação teórica entre a energia da partícula e a meia-vida, relação esta que apresenta uma concordância excelente com os resul-



Energia potencial em função da distância de separação para um sistema composto de uma partícula alfa e de um núcleo-filho. Classicamente, a energia associada com a partícula alfa não é grande o suficiente para ultrapassar a barreira de energia e, assim, a partícula não deveria ser capaz de escapar do núcleo. Na realidade, a partícula alfa escapa por tunelamento através da barreira.

tados experimentais. Tal aplicação particular da modelagem e da física quântica é uma demonstração muito efetiva da potência desses enfoques.

A Figura 28.23 mostra a função de onda de uma partícula que realiza um tunelamento através de uma barreira unidimensional. Uma função de onda similar com simetria esférica descreve a barreira de penetração de uma partícula alfa que deixa um núcleo. A função de onda existe tanto dentro quanto fora do núcleo e sua amplitude é constante no tempo. Dessa forma, a função de onda descreve corretamente a probabilidade pequena, mas constante, de que o núcleo se desintegrará. O momento da desintegração não pode ser previsto. Em geral, a mecânica quântica conclui que o futuro não está determinado. (Essa característica está em contraste com a mecânica clássica, de acordo com a qual a trajetória de um corpo pode ser calculada com uma precisão arbitrariamente alta a partir de um conhecimento preciso de sua posição e velocidade iniciais, assim como das forças exercidas sobre ele.) Temos de concluir que as leis fundamentais da natureza são probabilísticas.

Um detector de radiação pode ser usado para mostrar que um núcleo radioativo se desintegra irradiando uma partícula em um instante particular e em uma certa direção. Para indicar o contraste entre esse resultado experimental e a função de onda que o descreve, Schrödinger imaginou uma caixa contendo um gato, uma amostra radioativa, um contador de radiação e um frasco de veneno. Quando um núcleo na amostra se desintegra, o contador ativa a administração de veneno letal para o gato. A mecânica quântica prevê corretamente a probabilidade de encontrar o gato morto quando a caixa é aberta. Antes de a caixa ser aberta, o animal tem uma função de onda descrevendo-o como um gato parcialmente morto, com alguma chance de estar vivo?

Esta questão está sendo investigada atualmente, nunca com gatos reais, mas algumas vezes com experiências de interferência baseadas na experiência descrita na Seção 28.7. O ato de medida altera o sistema de um estado probabilístico para um estado definido? Quando uma partícula emitida por um núcleo radioativo é detectada em um local específico, a função de onda descrevendo a partícula colapsa para zero instantaneamente em todo lugar no Universo? (Einstein chamou essa mudança de estado de uma "ação à distância fantasmagórica".) Existe uma diferença fundamental entre um sistema quântico e um sistema macroscópico? Basicamente, ainda não são conhecidas as respostas a tais questões.

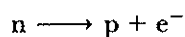
Decaimento Beta

Quando um núcleo radioativo realiza um decaimento beta, o núcleo-filho tem o mesmo número de núcleons que o núcleo-pai, mas o número atômico altera-se 1 unidade:

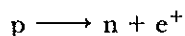


Novamente, observe que são conservados o número de núcleons e a carga total nestes decaimentos. Contudo, como veremos mais tarde, os processos não são completamente descritos por essas expressões, pelos motivos que logo apresentaremos.

É importante observar que o elétron ou pósitron envolvido nesses decaimentos é criado dentro do núcleo como um passo inicial no processo de desintegração. Por exemplo, durante o decaimento beta-menos, um nêutron no núcleo é transformado em um próton e um elétron:



Para o decaimento beta-mais, temos um próton transformado em um nêutron e um pósitron:



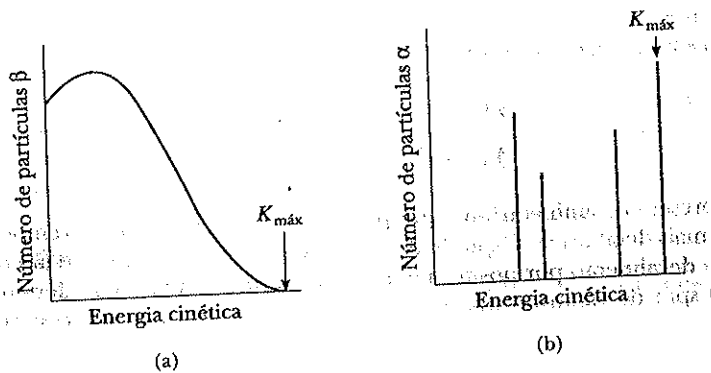


Figura 30.15

(a) Distribuição das energias de partículas beta em um decaimento beta típico. São observadas todas as energias até um valor máximo. (b) Em contraste com isso, são discretas as energias das partículas alfa surgindo de um decaimento alfa.

Fora do núcleo, este processo não ocorrerá, pois o nêutron e o elétron têm uma massa total maior do que a massa do próton. Contudo, o processo pode ocorrer dentro do núcleo, pois consideramos as variações de massa-energia de todo o sistema nuclear, não apenas das partículas individuais. No decaimento beta-mais, o processo indicado anteriormente resulta em uma diminuição na massa do núcleo, logo, o processo ocorre de fato espontaneamente. Depois que tenha ocorrido qualquer um dos processos anteriores dentro do núcleo, é emitido o elétron ou o pósitron.

Assim como ocorreu no decaimento alfa, precisa ser conservada, no decaimento beta, a energia do sistema isolado, composto pelo núcleo e pela partícula emitida. Descobre-se experimentalmente que as partículas beta são emitidas sobre um espectro contínuo de energias (Figura 30.15a), o que é diferente das partículas alfa, que são emitidas com energias discretas (Figura 30.15b). O aumento da energia cinética do sistema precisa ser equilibrado pela diminuição na massa do sistema; qualquer um desses valores é o valor Q . Contudo, como todos os núcleos que estão se desintegrando têm a mesma massa inicial, **o valor Q precisa ser o mesmo para cada decaimento.** Em função disso, por que os elétrons emitidos têm energias cinéticas diferentes? A versão da energia do modelo do sistema isolado parece fazer uma previsão incorreta! Experiências adicionais mostram que, de acordo com os processos de decaimento dados pelas Equações 30.14 e 30.15, também falham as versões do momento angular (spin) e do momento linear do modelo do sistema isolado – não são conservados nem o momento angular nem o momento linear do sistema!

Claramente, o modelo estrutural para o decaimento beta tem de ser diferente do modelo para o decaimento alfa. Pauli propôs em 1930, após uma grande quantidade de estudos teóricos e experimentais, que uma terceira partícula tem de estar envolvida no decaimento para explicar a energia, o momento linear e o momento angular “que estão faltando”. Posteriormente, Enrico Fermi denominou de **neutrino** (o pequenino neutro) esta partícula, pois ela tem de ser eletricamente neutra e tem pouca ou nenhuma energia de repouso. Embora não tenha sido detectado por muitos anos, o neutrino (símbolo ν , da letra *nu* grega) foi finalmente detectado experimentalmente em 1956 por Frederick Reines e Clyde Cowan. Ele tem as seguintes propriedades:

- Carga elétrica nula
- Uma massa menor do que a massa do elétron e, possivelmente, nula (Experiências recentes sugerem que a massa do neutrino é menor do que $7 \text{ eV}/c^2$.)
- Um spin de $\frac{1}{2}$
- Interação muito fraca com a matéria que o torna, portanto, bem difícil de ser detectado



Enrico Fermi (1901-1954)

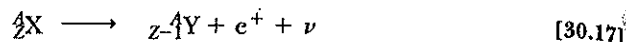
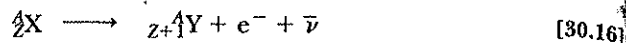
Fermi, um físico italiano que imigrou para os Estados Unidos para escapar dos fascistas, recebeu o Prêmio Nobel de Física em 1938 por produzir os elementos transurânicos pelo bombardeamento de nêutrons e por sua descoberta das reações nucleares realizadas por meio de nêutrons lentos. Fez muitas outras contribuições importantes para a física, incluindo sua teoria do decaimento beta, a teoria dos elétrons livres nos metais e o desenvolvimento do primeiro reator de fissão do mundo em 1942. Fermi era realmente um físico teórico e experimental talentoso. Também era bem conhecido por sua habilidade em apresentar a física de maneira clara e excitante. “Os homens têm de aceitar tudo o que a Natureza tem em estoque para a humanidade, mesmo que isto seja desagradável, pois a ignorância nunca é melhor do que o conhecimento.”

(National Accelerator Laboratory)

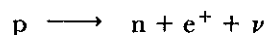
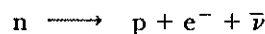
- *Propriedades do neutrino*

Podemos escrever agora os processos de decaimento beta (Equações 30.14 e 30.15) em suas formas corretas:

• *Dcaimento beta*



onde $\bar{\nu}$ representa o **antineutrino**, a antipartícula do neutrino. Discutiremos antipartículas com mais detalhes no Capítulo 31. Por ora, é suficiente dizer que **um neutrino é emitido no decaimento por pósitron e um antineutrino é emitido no decaimento por elétron**. O spin do neutrino permite que o momento angular seja conservado nos processos de decaimento. Apesar de sua pequena massa, o neutrino transporta momento, o que permite que o momento linear seja conservado. Os decaimentos do nêutron e do próton dentro do núcleo são descritos mais apropriadamente como



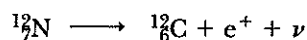
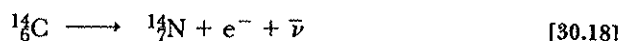
PREVENÇÃO DE ARMADILHA 30.5

Número de massa do elétron



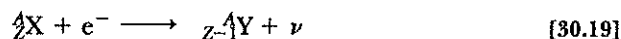
Uma notação alternativa para um elétron é o símbolo ${}_{-1}^0e$. Isso não implica que o elétron tenha energia de repouso nula. Contudo, a massa do elétron é tão menor que a massa do núcleon mais leve, que a aproximamos de nula no contexto dos decaimentos e reações nucleares.

Como exemplos de decaimentos beta, podemos escrever os esquemas de decaimento para o carbono 14 e para o nitrogênio 12:



No decaimento beta-mais, o sistema final é constituído pelo núcleo-filho, pelo pósitron e neutrino ejetados, e por um elétron emitido pelo átomo para neutralizar o átomo-filho. Em alguns casos, isto representa um aumento global na massa-energia, de tal forma que este processo não ocorre. Há um processo alternativo que permite que alguns núcleos ricos em prótons possam desintegrar-se e tornar-se mais estáveis. Este processo, chamado de **captura de elétron**, ocorre quando um núcleo-pai captura um de seus próprios elétrons orbitais e emite um neutrino. O produto final após o decaimento é um núcleo cuja carga é $Z-1$:

• *Processo de captura de elétron*



Na maioria dos casos, é capturado um elétron da camada K interna, processo chamado de **captura K**. Nesse processo, as únicas partículas emitidas são o neutrino e os fótons de raios X, originando-se em elétrons de camadas superiores que vão para a vacância deixada pelo elétron K capturado.

Datação pelo Carbono



Datação pelo carbono

O decaimento beta do ${}^{14}C$ dado pela Equação 30.18 é utilizado para datar amostras orgânicas. Os raios cósmicos (partículas de alta energia que vêm do espaço sideral) na atmosfera superior causam reações nucleares que criam o ${}^{14}C$. A razão do ${}^{14}C$ para o ${}^{12}C$ nas moléculas de dióxido de carbono em nossa atmosfera tem um valor constante de aproximadamente $1,3 \times 10^{-12}$. Todos os organismos vivos têm a mesma razão de ${}^{14}C$ para ${}^{12}C$, pois estão trocando continuamente dióxido de carbono com suas vizinhanças. Contudo, quando um organismo morre, não absorve mais ${}^{14}C$ da atmosfera e, assim, a razão de ${}^{14}C$ para ${}^{12}C$ diminui como consequência do decaimento beta do ${}^{14}C$, que tem uma meia-vida de 5 730 anos. Portanto, é possível determinar a idade do material medindo sua atividade por unidade de massa devida à desintegração do ${}^{14}C$. Utilizando a datação pelo carbono, foram identificadas amostras de madeira, carvão, ossos e conchas como tendo vivido de 1 000 a 25 000 anos atrás.

Um exemplo particularmente interessante é a datação dos Pergaminhos do Mar Morto, um grupo de manuscritos descobertos por um pastor em 1947 (Figura 30.16). A tradução mostrou que eram documentos religiosos, incluindo a maior parte dos livros do Antigo Testamento. A datação pelo carbono aplicada ao material no qual estavam embrulhados estabeleceu sua idade como de aproximadamente 1 950 anos.

Exercício Rápido 30.5

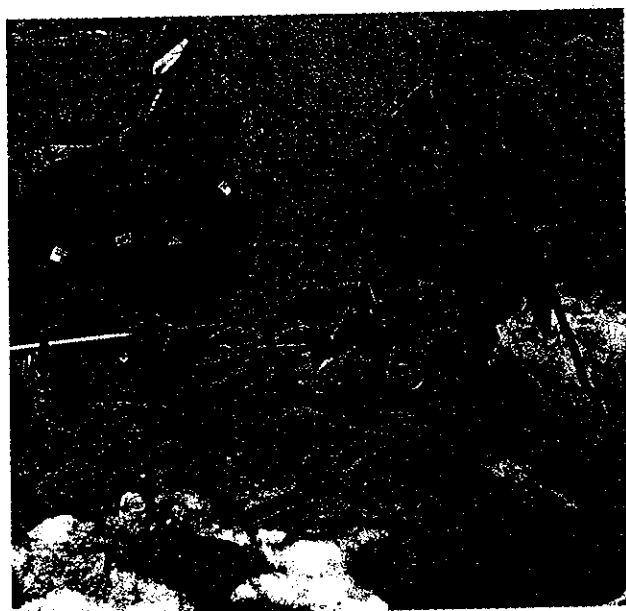
A datação pelo carbono 14 pode ser utilizada para medir a idade de uma pedra?



PENSANDO A FÍSICA 30.3

Em 1991, um turista alemão descobriu os restos mortais bem preservados do Homem do Gelo preso em uma geleira nos Alpes Italianos (Figura 30.17). A datação radioativa de uma amostra do Homem do Gelo revelou uma idade de 5 300 anos. Por que os cientistas datam a amostra utilizando o isótopo ^{14}C , em vez do ^{11}C , um emissor beta com uma meia-vida de 20,4 min?

Raciocínio O ^{14}C tem uma meia-vida longa de 5 730 anos, assim, a fração dos núcleos de ^{14}C remanescentes após uma meia-vida é alta o suficiente para que se meçam variações precisas na atividade da amostra. O isótopo ^{11}C , que tem uma meia-vida muito curta, não é útil porque sua atividade diminui para um valor extremamente pequeno em um período de 5 300 anos, tornando impossível detectar a idade da amostra.



O Homem do Gelo, descoberto em 1991 quando uma geleira italiana derreteu o suficiente para expor seus restos mortais. Suas posses, em particular suas ferramentas, lançaram luz sobre a forma de vida das pessoas que viveram na Idade do Bronze. A datação pelo carbono 14 foi utilizada para determinar quanto tempo atrás viveu esta pessoa. (Paul Hanny/Gamma Liaison)



(a)



(b)

Figura 30.16

(a) Um fragmento dos Pergaminhos do Mar Morto, que foram descobertos nas cavernas da fotografia (b). O material de acondicionamento dos pergaminhos foi analisado utilizando-se datação pelo carbono para determinar sua idade. (M. Milner/Corbis Sygma)

APLICAÇÃO

Datação pelo carbono e o Homem do Gelo

Se uma amostra a ser datada não é muito velha, suponhamos que tenha cerca de 50 anos, então você deve selecionar o isótopo de algum outro elemento cuja meia-vida seja comparável com a idade da amostra. Por exemplo, se a amostra continha hidrogênio, você poderia medir a atividade do ^3H (trítio), um emissor beta com meia-vida de 12,3 anos. Como uma regra geral, a idade esperada da amostra deve ser longa o suficiente para que seja medida uma mudança na atividade, mas não tão longa que sua atividade não possa ser detectada.



PENSANDO A FÍSICA 30.4

É encontrado um caixão de madeira que contém um esqueleto segurando uma estátua de ouro. Quais dos três corpos (caixão, esqueleto e estátua de ouro) podem ser datados pelo carbono para que se conheçam suas idades?

Raciocínio Apenas o caixão e o esqueleto podem ser datados pelo carbono. Esses dois itens realizaram troca de ar com suas vizinhanças durante suas vidas, o que resultou em uma razão fixa do carbono 14 para o carbono 12. Quando morreram o ser humano e a árvore da qual foi feito o caixão, a quantidade de carbono 14 começou a diminuir devido ao decaimento radioativo. O ouro da estátua nunca viveu e não respirou ar, logo, não possui carbono 14 para ser detectado.

Exemplo 30.6 Datação Radioativa

É encontrado um pedaço de carvão com massa de 25,0 g nas ruínas de uma antiga cidade. A amostra indica uma atividade do ^{14}C ($T_{1/2} = 5730$ anos) de 250 desintegrações/min. Há quanto tempo está morta a árvore de onde proveio esse pedaço de carvão?

Solução Em primeiro lugar, vamos calcular a constante de decaimento para o ^{14}C :

$$\lambda = \frac{0,693}{T_{1/2}} = \frac{0,693}{(5730 \text{ anos})(3,16 \times 10^7 \text{ s/anos})}$$

$$= 3,83 \times 10^{-12} \text{ s}^{-1}$$

O número dos núcleos de ^{14}C pode ser calculado em duas etapas. Em primeiro lugar, o número dos núcleos de ^{12}C em 25 g de carbono é dado por

$$N(^{12}\text{C}) = \frac{6,02 \times 10^{23} \text{ núcleos/mol}}{12,0 \text{ g/mol}} (25,0 \text{ g})$$

$$= 1,25 \times 10^{24} \text{ núcleos}$$

Supondo que a razão de ^{14}C para ^{12}C é de $1,30 \times 10^{-12}$, vemos que o número de núcleos de ^{14}C em 25,0 g *antes* da desintegração era de

$$N_0(^{14}\text{C}) = (1,30 \times 10^{-12})(1,25 \times 10^{24})$$

$$= 1,63 \times 10^{12} \text{ núcleos}$$

Portanto, a atividade inicial da amostra era

$$R_0 = \lambda N_0 = (3,83 \times 10^{-12} \text{ s}^{-1})(1,6 \times 10^{12} \text{ núcleos})$$

$$= 6,24 \text{ desintegrações/s} = 374 \text{ desintegrações/min}$$

Podemos agora calcular a idade do carvão utilizando a Equação 30.7, que relaciona a atividade R em qualquer instante t com a atividade inicial R_0 :

$$R = R_0 e^{-\lambda t} \quad \text{ou} \quad e^{-\lambda t} = \frac{R}{R_0}$$

Como é dado que $R = 250$ desintegrações/min, e como descobrimos que $R_0 = 374$ desintegrações/min, podemos calcular t tomando o logaritmo natural dos dois lados da última equação:

$$-\lambda t = \ln\left(\frac{R}{R_0}\right) = \ln\left(\frac{250}{374}\right) = -0,403$$

$$t = \frac{0,403}{\lambda} = \frac{0,403}{3,83 \times 10^{-12} \text{ s}^{-1}}$$

$$= 1,05 \times 10^{11} \text{ s} = 1,63 \times 10^3 \text{ anos}$$

Esta técnica de datação radioativa por carbono tem sido utilizada com sucesso para medir as idades de muitas relíquias orgânicas com até 25 000 anos de idade.

TABELA 30.2	Processos de Decaimento
Decaimento alfa	$X \rightarrow Y + \alpha$
Decaimento beta	$X \rightarrow Y + e^- + \bar{\nu}$
Decaimento beta menos	$X \rightarrow Y + e^+ + \nu$
Emissão de fóton	$X^* \rightarrow X + \gamma$
Decaimento gama	$X^* \rightarrow X + \gamma$

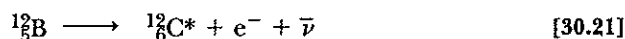
Decaimento Gama

Como mencionamos na discussão do decaimento alfa, a energia de um núcleo é quantizada de forma similar à quantização do átomo, embora os estados de energia permitidos estejam separados por diferenças maiores, medidas em MeV. Muito freqüentemente, um núcleo que realiza um decaimento radioativo é deixado em um estado de energia excitada, e pode então realizar um segundo decaimento para um estado de energia mais baixa, talvez para o estado fundamental, emitindo um fóton. Os fótons emitidos nesse processo são chamados de **raios gama**. Esses fótons têm energia muito alta (~ 1 MeV) em comparação com a energia da luz visível (da ordem de alguns elétrons-volt). Lembre-se, do Capítulo 29, que a energia dos fótons emitidos (ou absorvidos) por um átomo é igual à diferença de energia entre os dois estados quânticos envolvidos na transição. Similarmente, um fóton de raio gama tem uma energia hf que é igual à diferença de energia ΔE entre dois estados quânticos nucleares. Quando um núcleo decai emitindo um raio gama, ele não se modifica, exceto pelo fato de terminar em um estado de energia mais baixa. Podemos representar o decaimento gama como



onde X^* indica um núcleo em um estado excitado.

Um núcleo pode alcançar um estado excitado em consequência de uma colisão violenta com uma outra partícula. Contudo, é mais comum que um núcleo esteja em um estado excitado após sofrer um decaimento alfa ou beta. A próxima sequência de eventos representa uma situação típica na qual ocorre decaimento gama:



A Figura 30.18 mostra o esquema de decaimento para o ${}^{12}\text{B}$, que efetua um decaimento beta para um ou para outro nível do ${}^{12}\text{C}$. Ele pode ou (1) desintegrar-se diretamente para o estado fundamental do ${}^{12}\text{C}$ emitindo um elétron de 13,4 MeV, ou pode (2) sofrer um decaimento beta-menos para um estado excitado do ${}^{12}\text{C}^*$, seguido pelo decaimento gama para o estado fundamental. Esse último processo resulta na emissão de um elétron de 9,0 MeV e de um fóton de 4,4 MeV.

Na Tabela 30.2 estão resumidos os diversos processos pelos quais um núcleo radioativo sofre decaimento.

30.5 • REAÇÕES NUCLEARES

Discutimos na Seção 30.4 os processos pelos quais o núcleo pode transformar-se espontaneamente em um outro núcleo realizando um processo de decaimento radioativo. Também é possível modificar as estruturas e propriedades dos núcleos bombardeando-os com partículas energéticas. Tais transformações são chamadas de **reações nucleares**. Rutherford foi o primeiro a observar reações nucleares, em 1919, utilizando

• Decaimento gama

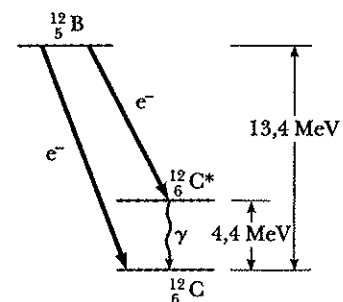


Figura 30.18

O núcleo ${}^{12}\text{B}$ realiza um decaimento beta para um ou para outro nível do ${}^{12}\text{C}$: diretamente para o estado fundamental ou para um estado excitado. A desintegração para o nível excitado, ${}^{12}\text{C}^*$, é seguida pelo decaimento gama para o estado fundamental.

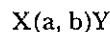
fontes radioativas que ocorrem naturalmente como partículas de bombardeamento. Desde então, têm sido observadas milhares de reações nucleares em consequência do desenvolvimento, na década de 1930, de aceleradores de partículas carregadas. Com a tecnologia avançada de hoje em dia nos aceleradores de partículas e nos detectores de partículas, é possível alcançar energias de partículas maiores do que $1\,000\text{ GeV} = 1\text{ TeV}$. Essas partículas de alta energia são utilizadas para criar novas partículas cujas propriedades estão ajudando a solucionar os mistérios do núcleo.

Considere uma reação (Figura 30.19) na qual um núcleo-alvo X é bombardeado por uma partícula incidente a , resultando em um núcleo diferente Y e em uma partícula emergente b :

• *Reação nuclear*



Algumas vezes, esta reação é escrita na forma da representação simbólica equivalente



Na seção anterior, o valor Q , ou energia de desintegração, associado com o decaimento radioativo foi definido como a variação na energia de repouso, que é a quantidade da energia de repouso transformada em energia cinética durante o processo de decaimento. De maneira similar, definimos a **energia da reação Q** associada com uma reação nuclear como a **variação total na energia de repouso que surge em consequência da reação**

• *Energia da reação Q*

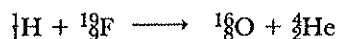
$$Q = (M_a + M_X - M_Y - M_b)c^2 \quad [30.24]$$

É chamada de **exotérmica** uma reação para a qual Q é positiva. Após a reação, a energia de repouso transformada aparece como um aumento na energia cinética de Y e de b em relação à energia cinética de a e de X .

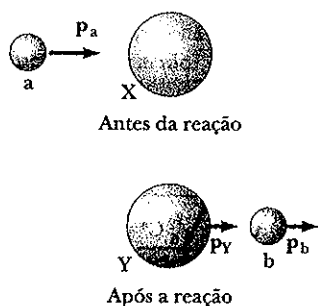
É chamada de **endotérmica** uma reação para a qual Q é negativa e representa um aumento na energia de repouso. Uma reação endotérmica não ocorrerá a menos que a partícula de bombardeamento tenha uma energia cinética maior do que $|Q|$. A energia cinética mínima da partícula incidente que é necessária para ocorrer essa reação é chamada de **limiar de energia**. O limiar de energia é maior do que $|Q|$, pois temos de conservar também o momento linear em um sistema isolado das partículas iniciais e finais. Se uma partícula incidente tem apenas a energia $|Q|$, há energia suficiente para aumentar a energia de repouso do sistema, mas não sobra nenhuma energia para a energia cinética das partículas finais – não há movimento após a reação. Assim, a partícula incidente tem momento antes da reação, mas não há momento do sistema após a reação – isso representa uma violação da lei de conservação do momento.

Se ocorrer uma reação nuclear na qual são idênticas as partículas a e b , de tal forma que X e Y também serão idênticos, a reação é chamada de um **evento de espalhamento**. Se a energia cinética é conservada durante o espalhamento (isto é, se $Q = 0$), o evento é classificado como **espalhamento elástico**. Por outro lado, se $Q \neq 0$, a energia cinética não é conservada e a reação é chamada de **espalhamento inelástico**. Por exemplo, se o núcleo-alvo for levado a um estado excitado pelo evento, sua energia total será maior do que era antes do espalhamento, e a energia cinética das partículas finais será menor do que no caso elástico. Esta terminologia é idêntica à terminologia utilizada ao se lidar com colisões entre corpos macroscópicos (Seção 8.3, vol. I).

Além da energia e do momento, a carga total e o número total de núcleons também têm de ser conservados no sistema de partículas para uma reação nuclear. Por exemplo, considere a reação ${}^1_1\text{H} + {}^{19}_9\text{F} \longrightarrow {}^{18}_8\text{O} + {}^1_1\text{H}$, que tem um valor Q de 8,124 MeV. Podemos mostrar esta reação de forma mais explícita como



Vemos que o número total de núcleons antes da reação ($1 + 19 = 20$) é igual ao número total após a reação ($18 + 2 = 20$). Além disso, a carga total ($Z = 10$) é a mesma antes e depois da reação.



Uma reação nuclear. Antes da reação, uma partícula a incidente desloca-se em direção a um núcleo-alvo X . Após a reação, o núcleo-alvo foi transformado no núcleo Y , e emerge uma partícula b do local da reação.

Conexão com o Contexto

30.6 • O MOTOR DAS ESTRELAS

Uma das características importantes das reações nucleares é a de que muito mais energia é liberada (isto é, convertida da massa-energia) do que em reações químicas normais, como na queima de combustíveis fósseis. Vamos olhar novamente em nossa curva da energia de ligação (veja a Figura 30.10) e considerar duas reações nucleares importantes que estão relacionadas com essa curva. Se um núcleo pesado à direita do gráfico divide-se em dois núcleos mais leves, aumenta a energia de ligação total dentro do sistema, representando energia liberada pelos núcleos. Esse tipo de reação foi observado e relatado em 1939 por Otto Hahn e Fritz Strassman. Esta reação é conhecida como **fissão** e foi de grande interesse científico e político na época da Segunda Guerra Mundial devido ao desenvolvimento das primeiras armas nucleares.

Na reação de fissão, um núcleo fissionável (o núcleo-alvo X), que frequentemente é o ^{235}U , absorve um nêutron lento (a partícula incidente a) e o núcleo divide-se em dois núcleos menores (os dois núcleos Y_1 e Y_2), liberando energia e mais nêutrons (várias partículas b). Esses nêutrons podem então ser absorvidos dentro de outros núcleos, causando outras fissões. Se não houver controle, o resultado é uma explosão por reação em cadeia, como sugerido na Figura 30.20. Com um controle apropriado, o processo de fissão é utilizado em usinas nucleares de geração de energia.

Examinando a outra extremidade da curva de energia de ligação, vemos que também podemos aumentar a energia de ligação do sistema e liberar energia pela combinação de dois núcleos leves. Esse é o processo de **fusão**, que é difícil de ocorrer pelo fato de que os núcleos têm de superar uma repulsão de Coulomb muito forte antes de se

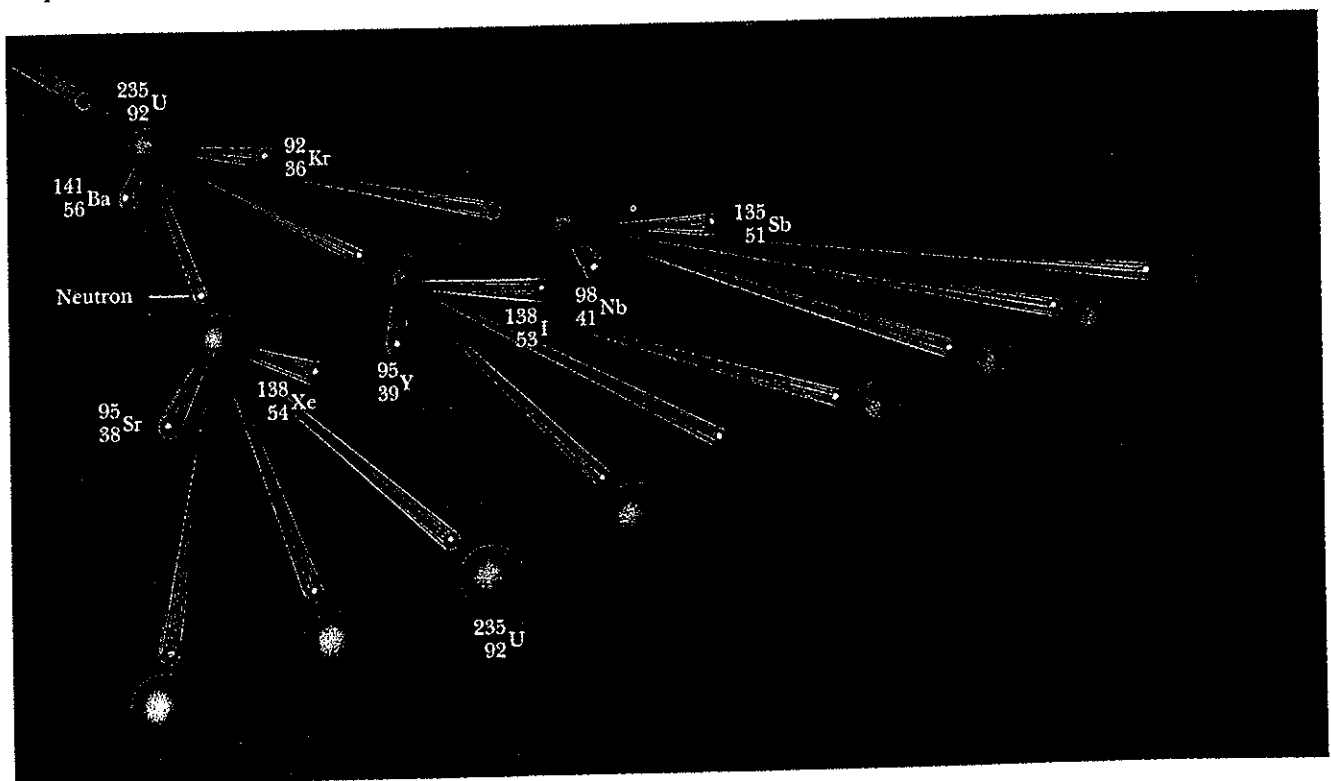


Figura 30.20

Uma reação nuclear em cadeia iniciada pela captura de um nêutron por um núcleo de ^{235}U .

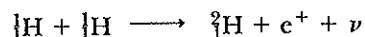
WEB

Para informações sobre fusão do National Fusion Energy Science Web Site, visite www.fusionscience.org/

aproximarem o suficiente para se fundir. Uma maneira de ajudar os núcleos a superar essa repulsão é fazê-los se deslocarem com uma energia cinética muito alta, elevando o sistema dos núcleos a uma temperatura muito alta. Se a densidade dos núcleos também é alta, é grande a probabilidade de os núcleos colidirem e pode ocorrer a fusão. O problema tecnológico de criar temperaturas e densidades muito altas está obstruindo o progresso na área da pesquisa em fusão controlada terrestre.

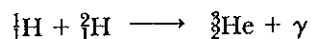
Existem, em alguns locais da Natureza (por exemplo, nos núcleos das estrelas), as altas densidades e temperaturas necessárias. Considere como sendo um sistema isolado uma coleção de gás e poeira em algum lugar do Universo. O que acontece quando esse sistema se comprime devido à sua própria atração gravitacional? A energia do sistema é conservada, e diminui a energia potencial gravitacional associada com as partículas separadas, enquanto aumenta a energia cinética das partículas. Isso ocorre exatamente como uma bola em queda; as partículas cósmicas estão "caindo" em direção ao centro gravitacional. Quando as partículas em queda colidem com as partículas que já se deslocaram para a região central do colapso, a energia cinética das partículas em queda é distribuída para as outras partículas por colisões – transforma-se em energia interna, que está relacionada com a temperatura do conjunto de partículas.

Se o sistema tiver material suficiente de tal forma que a temperatura e a densidade do núcleo do sistema aumentem até o ponto em que a fusão possa ocorrer, o sistema transforma-se em uma estrela. O principal constituinte do Universo é o hidrogênio, assim, a reação de fusão no centro de uma estrela combina núcleos de hidrogênio – prótons – em núcleos de hélio. Um processo de reação comum para estrelas com núcleos relativamente frios ($T < 15 \times 10^6$ K) é o **ciclo próton-próton**. Na primeira etapa do processo, combinam-se dois prótons para formar deutério:

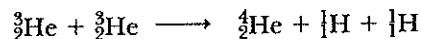


Observe o núcleo ${}^2_1\text{H}$ implícito que é formado, mas que não aparece na equação da reação. Esse núcleo é altamente instável e se desintegra muito rapidamente por decaimento beta-mais para o núcleo de deutério, um pósitron e um neutrino.

Na próxima etapa, o núcleo de deutério funde-se com um outro próton para formar um núcleo de hélio 3:

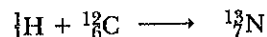


Finalmente, dois núcleos de hélio 3 formados nessas reações podem fundir-se para formar o hélio 4 e dois prótons:

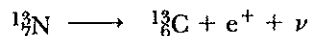


O resultado líquido desse ciclo foi a junção de quatro prótons para formar um núcleo de hélio 4, com a liberação de energia que finalmente deixa a estrela como radiação eletromagnética a partir de sua superfície. Além disso, observe que a reação libera neutrinos, que funcionam como um sinal para o decaimento beta ocorrendo dentro da estrela. A observação do maior fluxo de neutrino de uma supernova é uma ferramenta importante para se analisar o evento.

Em estrelas com núcleos mais quentes ($T > 15 \times 10^6$ K), um outro processo domina, chamado de **ciclo de carbono**. Em temperaturas tão elevadas, núcleos de hidrogênio podem ser fundido em núcleos mais pesados do que o hélio, tal como o carbono. Nas seis primeiras etapas do ciclo, um núcleo de carbono funde-se com um próton para formar nitrogênio:



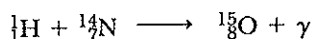
O núcleo de nitrogênio é rico em prótons e realiza decaimento beta-mais:



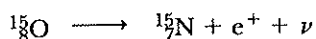
O núcleo de carbono 13 resultante funde-se com um outro próton, com a emissão de um raio gama:



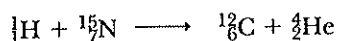
O nitrogênio 14 funde-se com um outro próton, com mais emissão gama:



O núcleo de oxigênio realiza decaimento beta-mais:



E, finalmente, o nitrogênio 15 funde-se com um outro próton:



Observe que o efeito líquido desse processo é a combinação de quatro prótons em um núcleo de hélio, assim como no ciclo próton-próton. O carbono 12 com o qual iniciamos o processo volta no final, e, assim, ele atua apenas como um catalisador para o processo e não é consumido.

Dependendo de sua massa, uma estrela converte energia em seu núcleo a uma taxa entre 10^{23} e 10^{33} W. A energia liberada pelos núcleos atômicos no núcleo da estrela sai através do envoltório ao redor por radiação e por convecção. A energia é então irradiada a partir da superfície da estrela como luz infravermelha, visível e ultravioleta. O peso do envoltório evita a explosão do núcleo da estrela. Todo o sistema é estável enquanto durar o fornecimento de hidrogênio no núcleo.

Nos capítulos anteriores, apresentamos exemplos das aplicações da física quântica e da física atômica nos processos que ocorrem no espaço. Neste capítulo, vimos que os processos nucleares também têm um papel importante no cosmo. A formação das estrelas é um processo crítico no desenvolvimento do Universo. A energia fornecida pelas estrelas é crucial para a vida em planetas como a Terra. Discutiremos, no próximo e último capítulo, os processos que ocorrem em uma escala ainda menor, a escala das *partículas elementares*. Descobriremos novamente que analisar uma escala ainda menor nos permite avançar nossa compreensão do sistema com a maior escala, o Universo.

RESUMO

Uma espécie nuclear pode ser representada por ${}_Z^AX$, onde A é o **número de massa**, o número total de núcleons, e Z é o **número atômico**, o número total de prótons. O número total de nêutrons em um núcleo é o **número de nêutrons** N , onde $A = N + Z$. Elementos com o mesmo Z , mas com valores diferentes de A e de N , são chamados de **isótopos**.

Supondo que um núcleo é esférico, seu raio é

$$r = r_0 A^{1/3} \quad [30.1]$$

onde $r_0 = 1,2$ fm.

Os núcleos são estáveis devido à **força nuclear** entre os núcleons. Essa força de curto alcance é maior do que a força repulsiva de Coulomb para distâncias menores do que cerca de 2 fm e é independente da carga.

Núcleos leves são mais estáveis quando o número de prótons é igual ao número de nêutrons. Os núcleos pesados são mais estáveis quando o número de nêutrons excede o número de prótons. Além disso, muitos núcleos estáveis têm valores pares

tanto de Z quanto de N . Os núcleos com uma estabilidade invulgarmente elevada têm o valor de Z ou de N igual a 2, 8, 20, 28, 50, 82 e 126, chamados de **números mágicos**.

Os núcleos têm um momento angular do spin intrínseco de magnitude $\sqrt{I(I+1)}\hbar$, onde I é o **número quântico do spin nuclear**. O momento magnético de um núcleo é medido em termos do **magnéton nuclear** μ_n , onde

$$\mu_n = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5,05 \times 10^{-27} \text{ J/T} \quad [30.3]$$

A diferença de massa entre os núcleons separados e o núcleo contendo esses núcleons, quando multiplicada por c^2 , fornece a **energia de ligação** E_l do núcleo: $E_l = \Delta mc^2$. Podemos calcular a energia de ligação de qualquer núcleo ${}_Z^AX$ utilizando a expressão

$$E_l(\text{MeV}) = [ZM(\text{H}) + Nm_n - M({}_Z^AX)] \times 931,494 \text{ MeV/u} \quad [30.4]$$

Processos radioativos incluem o decaimento alfa, o decaimento beta e o decaimento gama. Uma partícula alfa é um núcleo ${}^4\text{He}$; uma partícula beta é um elétron (e^-) ou um pósitron (e^+); uma partícula gama é um fóton de alta energia.

Se um material radioativo contém N_0 núcleos radioativos em $t = 0$, o número N de núcleos remanescentes no tempo t é dado por

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad [30.6]$$

onde λ é a constante de decaimento, ou constante de desintegração. A taxa de decaimento, ou atividade, de uma substância radioativa é dada por

$$R = \left| \frac{dN}{dt} \right| = N_0 \lambda e^{-\lambda t} = R_0 e^{-\lambda t} \quad [30.7]$$

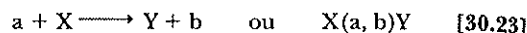
onde $R_0 = N_0 \lambda$ é a atividade em $t = 0$. A meia-vida $T_{1/2}$ é definida como o tempo necessário para ocorrer a desintegração de um número dado de núcleos radioativos, onde

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} \quad [30.8]$$

O decaimento alfa pode ocorrer porque, de acordo com a mecânica quântica, alguns núcleos têm barreiras que podem

ser penetradas pelas partículas alfa (o processo de tunelamento). Esse processo é energeticamente mais favorável para aqueles núcleos que apresentam grande excesso de nêutrons. Um núcleo pode realizar um decaimento beta de duas maneiras. Ele pode emitir um elétron (e^-) e um antineutrino ($\bar{\nu}$); ou um pósitron (e^+) e um neutrino (ν). No processo de captura de elétron, o núcleo de um átomo absorve um de seus próprios elétrons (usualmente da camada K) e emite um neutrino. No decaimento gama, um núcleo em um estado excitado decai para seu estado fundamental e emite um raio gama.

Podem ocorrer reações nucleares quando um núcleo-alvo X é bombardeado por uma partícula a, resultando em um núcleo Y e em uma partícula emergente b:



A energia de repouso transformada em energia cinética nesta reação, chamada de energia da reação Q , é dada por

$$Q = (M_a + M_X - M_Y - M_b)c^2 \quad [30.24]$$

É chamada de **exotérmica** uma reação para a qual Q é positiva. É chamada de **endotérmica** uma reação para a qual Q é negativa. A energia cinética mínima da partícula incidente necessária para ocorrer essa reação é chamada de **limiar de energia**.

QUESTÕES

- Na experiência de Rutherford, suponha que uma partícula alfa dirige-se diretamente ao núcleo de um átomo. Por que a partícula alfa não faz contato físico com o núcleo?
- Explique as principais diferenças entre os raios alfa, beta e gama.
- Por que os elementos mais pesados necessitam de mais nêutrons para manter a estabilidade?
- O momento magnético de um próton realiza uma precessão com uma frequência ω_p na presença de um campo magnético. Se a intensidade do campo magnético for dobrada, o que acontecerá com a frequência de precessão?
- Por que quase todos os isótopos naturais estão acima da linha $N = Z$ na Figura 30.4?
- Se um núcleo tiver uma meia-vida de um ano, isso significa que ele se terá desintegrado completamente após dois anos? Explique.
- Qual fração de uma amostra radioativa se terá desintegrado após o tempo de duas meias-vidas?
- São preparadas duas amostras do mesmo nuclídeo. A amostra A tem o dobro da atividade inicial da amostra B. Como se compara a meia-vida de A com a meia-vida de B? Após terem passado cinco meias-vidas para cada uma das amostras, qual será a razão de suas atividades?
- Se não fossem nascer mais pessoas, a lei do crescimento populacional se pareceria bastante com a lei do decaimento radioativo. Discuta esta afirmativa.
- Se um núcleo captura um nêutron lento, o produto fica em um estado altamente excitado, com uma energia de aproximadamente 8,0 MeV acima do estado fundamental. Explique a fonte da energia de excitação.
- Utilize a analogia de uma bala e de um rifle para explicar por que o núcleo que recua transporta apenas uma fração muito pequena da energia de desintegração no decaimento α de um núcleo.
- Se um núcleo como ${}^{226}\text{Ra}$ inicialmente em repouso sofre um decaimento alfa, qual partícula terá mais energia cinética após a desintegração, a partícula alfa ou o núcleo-filho?
- Explique por que muitos núcleos pesados realizam decaimento alfa, mas não emitem espontaneamente nêutrons ou prótons.
- Se uma partícula alfa e um elétron tiverem a mesma energia cinética, qual sofrerá o maior desvio ao atravessar um campo magnético?
- Se for mantido um filme fotográfico dentro de uma caixa de madeira, as partículas alfa de uma fonte radioativa fora da caixa não irão impressionar o filme, mas as partículas beta podem impressioná-lo. Explique isto.
- Suponha que pudesse ser mostrado que a intensidade dos raios cósmicos na superfície da Terra foi muito maior 10 000 anos atrás. Como essa diferença afetaria aquilo que aceitamos hoje em dia como valores corretos da datação pelo carbono da idade de amostras antigas de materiais orgânicos?
- O núcleo radioativo ${}^{226}\text{Ra}$ tem uma meia-vida de aproximadamente $1,6 \times 10^3$ anos. Como o Sistema Solar tem ao

redor de 5 bilhões de anos, por que ainda encontramos esse núcleo na natureza?

- 18 A partir da Tabela A.3, identifique os quatro núcleos estáveis que apresentam números mágicos em Z e N .
- 19 *E rápido, rápido além da compreensão
Gira ao redor da beleza e do poder da Terra.
Os céus brilham em alternância
Com profundidade e frio e uma noite chuvosa.
O oceano encrespa-se em correntes poderosas
Para cima a partir da base abissal de pedras,
Com as rochas e o mar em movimento agitado
Em uma rápida corrida celestial eterna.
E as tempestades rugem em disputa
Do mar para a terra, da terra para o mar.*

Com raiva criam uma corrente ao nosso redor

De significado profundo, energía.

Lá brilha um desastre em forma de raios

Antes do trovão, seguindo seu caminho.

Mas, Mestre, todos os Seus servos honram

A ordem suave do Seu dia.


Johann Wolfgang von Goethe escreveu esse canto dos arcanjos em *Fausto* meio século antes de ser reconhecida a lei da conservação da energia. Os estudantes, muitas vezes, consideram conveniente pensar em uma lista de várias "formas de energia", desde a energia cinética até a nuclear. Argumente a favor ou contra o ponto de vista de que esses versos fazem uma referência óbvia ou indireta a toda forma de energia e de transferência de energia.

PROBLEMAS

1, 2*, 3* = direto, intermediário, desafiador

 = computador útil para a solução do problema

■ = par de problemas numérico/simbólico

 = aplicação à ciência da vida

Observação: A Tabela 30.3 será útil para muitos desses problemas. Uma lista mais completa das massas atômicas é dada na Tabela A.3 no Apêndice A.

TABELA 30.3

[illegible]

Seção 30.1 Algumas Propriedades dos Núcleos

- 1 Qual é a ordem de grandeza do número de prótons no seu corpo? Do número de nêutrons? Do número de elétrons?
- 2 Encontre o raio de (a) um núcleo de ${}^4_2\text{He}$ e (b) um núcleo de ${}^{238}_{92}\text{U}$.
- 3* Quanta energia (em MeV) uma partícula α precisa ter para alcançar a superfície de um núcleo de ouro ($Z = 79$, $A = 197$)? Suponha que o núcleo de ouro permanece estacionário.
- 4* **Problema de Revisão.** Qual seria a força gravitacional entre duas bolas de golfe (cada uma com 4,30 cm de diâmetro), separadas por 1,00 m, se fossem feitas de matéria nuclear?
- 5 Espera-se que entre em colapso uma estrela que termine sua vida com uma massa duas vezes maior do que a massa do Sol, combinando seus prótons e elétrons para formar uma estrela de nêutrons. Pode-se pensar nesta estrela como um núcleo atômico gigante. Se uma estrela com massa de $2 \times 1,99 \times 10^{30}$ kg se transformasse em uma estrela de nêutrons ($m_n = 1,67 \times 10^{-27}$ kg), qual seria seu raio? (Suponha que $r = r_0 A^{1/3}$.)
- 6 Identifique, a partir da Tabela A.3, os núcleos estáveis que correspondem aos números mágicos dados pela Equação 30.2.
- 7 Faça um diagrama como o da Figura 30.5 para os casos em que I é igual a (a) $\frac{5}{2}$ e (b) 4.
- 8 A radiofrequência em que um núcleo apresenta absorção ressonante entre estados de spin é chamada de frequência de precessão de Larmor e é dada por

$$f = \frac{\Delta E}{h} = \frac{2\mu B}{h}$$

onde μ é o momento magnético do núcleo. Calcule a frequência de Larmor para (a) nêutrons livres em um campo

magnético de 1,00 T, (b) prótons livres em um campo magnético de 1,00 T, e (c) prótons livres no campo magnético da Terra em um local onde o módulo do campo é de $50,0 \mu\text{T}$.

Seção 30.2 Energia de Ligação

- 9 Utilizando o gráfico na Figura 30.10, estime quanta energia é liberada quando um núcleo com número de massa 200 se divide em dois núcleos, cada um com número de massa 100.
- 10 Calcule a energia de ligação por núcleon para (a) ^2H , (b) ^4He , (c) ^{56}Fe , e (d) ^{238}U .
- 11 Um par de núcleos para os quais $Z_1 = N_2$ e $Z_2 = N_1$ são chamados de *isóbaros especulares* (os números atômicos e os números de nêutrons estão trocados). Podem ser utilizadas medidas da energia de ligação desses núcleos para se obter evidência da independência das forças nucleares em relação à carga (isto é, são iguais as forças nucleares próton-próton, próton-nêutron e nêutron-nêutron). Calcule a diferença na energia de ligação para os dois isóbaros especulares ^{15}O e ^{15}N . A repulsão elétrica entre oito prótons em vez de sete explica a diferença.
- 12 São chamados de *isóbaros* os núcleos que têm os mesmos números de massa. O isótopo ^{139}La é estável. Um isóbaro radioativo ^{139}Pr localiza-se abaixo da linha de núcleos estáveis na Figura 30.4 e desintegra-se por emissão e^+ . Um outro isóbaro radioativo do ^{139}La , ^{139}Cs , desintegra-se por emissão e^- e localiza-se acima da linha de núcleos estáveis na Figura 30.4. (a) Qual desses três isóbaros tem a maior razão de nêutrons para prótons? (b) Qual deles tem a maior energia de ligação por núcleon? (c) Qual dos dois isóbaros radioativos, ^{139}Pr ou ^{139}Cs , você espera que seja mais pesado?

Seção 30.3 Radioatividade

- 13 Uma amostra de um material radioativo contém $1,00 \times 10^{15}$ átomos e tem uma atividade de $6,00 \times 10^{11}$ Bq. Qual é sua meia-vida?
- 14 A meia-vida do ^{131}I é de 8,04 dias. Em um certo dia, a atividade de uma amostra do iodo 131 é de 6,40 mCi. Qual será sua atividade 40,2 dias mais tarde?
- 15 Uma amostra que foi preparada recentemente de um certo isótopo radioativo tem uma atividade de 10,0 mCi. Após 4,00 h, sua atividade é de 8,00 mCi. (a) Encontre a constante de decaimento e a meia-vida. (b) Quantos átomos do isótopo estavam contidos na amostra que foi preparada recentemente? (c) Qual é a atividade da amostra 30,0 h após ela ter sido preparada?
- 16 Quanto tempo transcorre antes que 90,0% da radioatividade de uma amostra de ^{75}As desapareça, como medido por sua atividade? A meia-vida do ^{75}As é de 26 h.
- 17 Um núcleo radioativo tem meia-vida $T_{1/2}$. Uma amostra contendo esses núcleos tem uma atividade inicial R_0 . Calcule o número de núcleos que se desintegram durante o intervalo entre os instantes t_1 e t_2 .
- 18 **Poluição interna do ar.** O urânio existe naturalmente nas pedras e no solo. Em uma etapa de sua série de decaimentos

radioativos, o ^{238}U produz o gás quimicamente inerte radônio 222, com uma meia-vida de 3,82 dias. O radônio sai do solo para misturar-se na atmosfera, tornando tipicamente o ar livre radioativo com atividade de 0,3 pCi/L. O ^{222}Rn pode ser um sério poluente em residências, acumulando-se até alcançar atividades muito maiores em espaços fechados. Se a radioatividade do radônio ultrapassar 4 pCi/L, a Agência de Proteção Ambiental sugere que se tomem providências para diminuir a radioatividade, reduzindo-se a infiltração do ar a partir do solo. (a) Converta a atividade de 4 pCi/L em unidades de becquerel por metro cúbico. (b) Quantos átomos de ^{222}Rn existem em um metro cúbico de ar que apresenta essa atividade? (c) O radônio constitui qual fração da massa de ar?

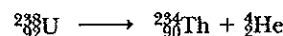
- 19 Um prédio ficou acidentalmente contaminado com radioatividade. O material de vida mais longa no prédio é o estrôncio 90. (O ^{90}Sr tem uma massa atômica de 89,907 7 u, e sua meia-vida é de 29,1 anos. Ele é particularmente perigoso, pois substitui o cálcio nos ossos.) Suponha que o prédio inicialmente continha 5,00 kg dessa substância distribuída uniformemente por todo ele (uma situação muito improvável) e que o nível seguro é definido como sendo de menos de 10,0 desintegrações/min (para que seja pequena em comparação com a radiação de fundo). Por quanto tempo o prédio ficará inseguro?

Seção 30.4 Os Processos de Decaimento Radioativo

- 20 Identifique o nuclídeo ou partícula (X) que está faltando:

- (a) $X \rightarrow ^{65}\text{Ni} + \gamma$
- (b) $^{215}_{84}\text{Po} \rightarrow X + \alpha$
- (c) $X \rightarrow ^{55}_{26}\text{Fe} + e^+ + \nu$
- (d) $^{108}_{48}\text{Cd} + X \rightarrow ^{108}_{47}\text{Ag} + \nu$
- (e) $^{14}_7\text{N} + ^4_2\text{He} \rightarrow X + ^{17}_8\text{O}$

- 21 Encontre a energia liberada no decaimento alfa



A Tabela 30.3 será útil.

- 22 Uma amostra viva em equilíbrio com a atmosfera contém um átomo de ^{14}C (meia-vida = 5 730 anos) para cada $7,7 \times 10^{11}$ átomos de carbono estáveis. Uma amostra arqueológica de madeira (celulose, $\text{C}_{12}\text{H}_{22}\text{O}_{11}$) contém 21,0 mg de carbono. Quando a amostra é colocada dentro de um contador beta blindado com eficiência de contagem de 88,0%, são acumuladas 837 contagens em uma semana. Supondo que o fluxo de raios cósmicos e que a atmosfera da Terra não se tenham alterado apreciavelmente desde que a amostra foi formada, encontre a idade da amostra.
- 23 **Problema de Revisão.** Carbono monoionizado é acelerado através de 1 000 V e entra em um espectrômetro de massa para se determinarem os isótopos presentes (veja o Capítulo 22, vol. III). A magnitude do campo magnético no espectrômetro é de 0,200 T. (a) Determine os raios das