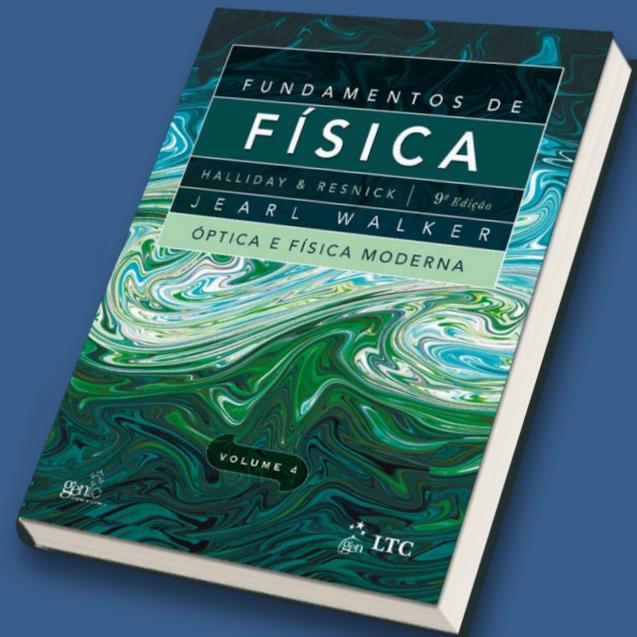


*Halliday*  
Fundamentos de Física  
Volume 4



**LTC**  
EDITORA



[www.grupogen.com.br](http://www.grupogen.com.br)

<http://gen-io.grupogen.com.br>



Saúde



ROCA



Jurídico



Exatas

LTC  
EDITORA

Humanas



O GEN | Grupo Editorial Nacional reúne as editoras Guanabara Koogan, Santos, Roca, AC Farmacêutica, LTC, Forense, Método, E.P.U. e Forense Universitária



O GEN-IO | GEN – Informação Online é o repositório de material suplementar dos livros dessas editoras

[www.grupogen.com.br](http://www.grupogen.com.br)

<http://gen-io.grupogen.com.br>

# Capítulo 43

## Energía Nuclear



## 43.1 O Que é Física?

**Tabela 43-1**

### **Energia Liberada por 1 kg de Matéria**

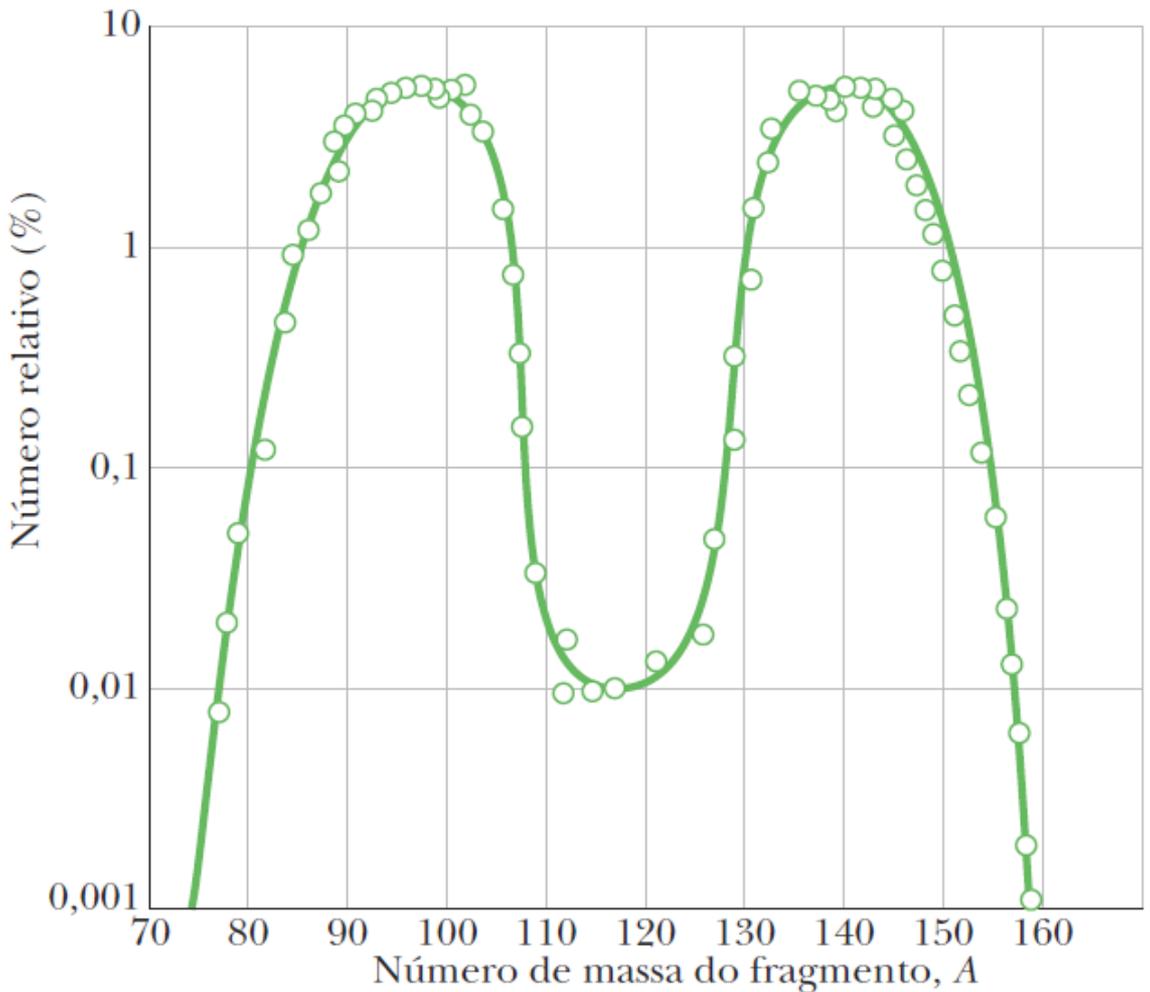
Forma de Matéria	Processo	Tempo <sup>a</sup>
Água	Queda d'água de 50 m	5 s
Carvão	Combustão	8 h
UO <sub>2</sub> Enriquecido	Fissão em um reator	690 anos
<sup>235</sup> U	Fissão total	$3 \times 10^4$ anos
Deutério	Fusão total	$3 \times 10^4$ anos
Matéria e antimatéria	Aniquilação total	$3 \times 10^7$ anos

<sup>a</sup>Esta coluna mostra o tempo durante o qual a energia gerada manteria acesa uma lâmpada de 100 W.

Tanto na queima de um combustível químico como na de um combustível nuclear, a liberação de energia é acompanhada por uma diminuição da massa, de acordo com a equação  $Q = -\Delta mc^2$ . A diferença principal entre a queima de urânio e a queima de carvão está em que, no primeiro caso, uma fração muito maior da massa disponível é consumida.

# 43.2 Fissão do Urânio: O Processo Básico

**Figura 43-1** Distribuição estatística, por número de massa, dos fragmentos de fissão do  $^{235}\text{U}$ . Observe que a escala vertical é logarítmica.



Os números de massa mais prováveis, que estão presentes em cerca de 7% dos eventos, são  $A = 95$  e  $A = 140$ .

## 43.2 Fissão do Urânio: O Processo Básico



Como os produtos da fissão não são estáveis, sofrem uma série de decaimentos, como, por exemplo,

$$^{140}\text{Xe} \rightarrow ^{140}\text{Cs} \rightarrow ^{140}\text{Ba} \rightarrow ^{140}\text{La} \rightarrow ^{140}\text{Ce}$$

$T_{1/2}$	14 s	64 s	13 d	40 h	Estável
Z	54	55	56	57	58

$$^{94}\text{Sr} \rightarrow ^{94}\text{Y} \rightarrow ^{94}\text{Zr}$$

$T_{1/2}$	75 s	19 min	Estável
Z	38	39	40

## 43.2 Fissão do Urânio: O Processo Básico

A energia liberada pela fissão,  $Q$ , é dada por

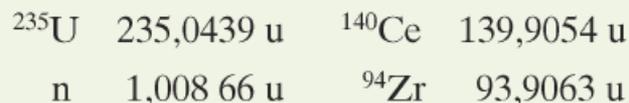
$$Q = \left( \begin{array}{c} \text{energia de ligação} \\ \text{final total} \end{array} \right) - \left( \begin{array}{c} \text{energia de ligação} \\ \text{inicial} \end{array} \right)$$
$$Q = \left( \begin{array}{c} \Delta E_{\text{eln}} \\ \text{final} \end{array} \right) \left( \begin{array}{c} \text{número final} \\ \text{de núcleons} \end{array} \right) - \left( \begin{array}{c} \Delta E_{\text{eln}} \\ \text{inicial} \end{array} \right) \left( \begin{array}{c} \text{número inicial} \\ \text{de núcleons} \end{array} \right)$$

No caso de núclídeos pesados ( $A \sim 240$ ), a energia de ligação por núcleon é da ordem de 7,6 MeV/núcleon; no caso de núclídeos de massa intermediária ( $A \sim 120$ ), a energia é da ordem de 8,5 MeV/núcleon. Assim, a energia liberada pela fissão de um núclídeo pesado em dois núclídeos de massa intermediária é

$$Q = \left( 8,5 \frac{\text{MeV}}{\text{núcleon}} \right) (2 \text{ núcleons}) \left( 120 \frac{\text{núcleons}}{\text{núcleo}} \right) - \left( 7,6 \frac{\text{MeV}}{\text{núcleon}} \right) (240 \text{ núcleons}) \approx 200 \text{ MeV.}$$

## Exemplo: Energia $Q$ da Fissão de Urânio 235

Determine a energia de desintegração  $Q$  para o evento de fissão da Eq. 43-1, levando em conta o decaimento dos fragmentos da fissão mostrado nas Eqs. 43-2 e 43-3. As massas necessárias para realizar o cálculo são



### IDEIAS-CHAVE

(1) A energia de desintegração  $Q$  é a energia que é convertida de energia de repouso em energia cinética dos produtos do decaimento. (2)  $Q = -\Delta m c^2$ , em que  $\Delta m$  é a variação de massa.

**Cálculos** Como devemos levar em conta o decaimento dos fragmentos da fissão, combinamos as Eqs. 43-1, 43-2 e 43-3 para obter a transformação global



Apenas um nêutron aparece na Equação 43-7 porque o nêutron causador da reação, que deveria aparecer do lado

esquerdo da equação, é compensado, do lado direito, por um dos nêutrons emitidos no processo de fissão. A diferença de massa para a reação da Eq. 43-7 é

$$\begin{aligned} \Delta m &= (139,9054 \text{ u} + 93,9063 \text{ u} + 1,008 66 \text{ u}) \\ &\quad - (235,0439 \text{ u}) \\ &= -0,223 54 \text{ u}, \end{aligned}$$

e a energia de desintegração correspondente é

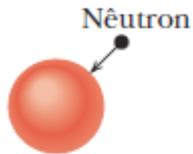
$$\begin{aligned} Q &= -\Delta m c^2 = -(-0,223 54 \text{ u})(931,494 013 \text{ MeV/u}) \\ &= 208 \text{ MeV}, \end{aligned} \quad (\text{Resposta})$$

em boa concordância com a estimativa da Eq. 43-6.

Se a fissão acontece no interior de um sólido, a maior parte da energia de desintegração, que a princípio assume a forma da energia cinética dos produtos da fissão, contribui para aumentar a energia interna do corpo, revelando-se externamente como um aumento de temperatura. Cinco ou seis por cento da energia de desintegração, porém, estão associados aos antineutrinos emitidos durante o decaimento beta dos fragmentos da fissão. Essa energia escapa quase toda do sólido e é perdida.

# 43.3 Um Modelo para a Fissão Nuclear

O  $^{235}\text{U}$  absorve um nêutron térmico (de baixa energia cinética) e se torna  $^{236}\text{U}$ .



(a)

Parte da massa se transforma em energia, que faz o núcleo oscilar.



(b)

As oscilações produzem um pescoço; os prótons possuem carga positiva e se repelem mutuamente.



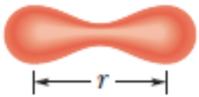
(c)

Ao mesmo tempo, prótons e nêutrons se atraem mutuamente pela interação nuclear.



(d)

A interação nuclear diminui rapidamente com a distância.



(e)

A repulsão elétrica prevalece e o núcleo se divide em duas partes.



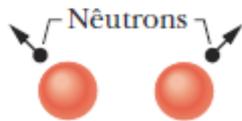
(f)

Como a massa das partes é menor que a massa inicial, a fissão libera energia.



(g)

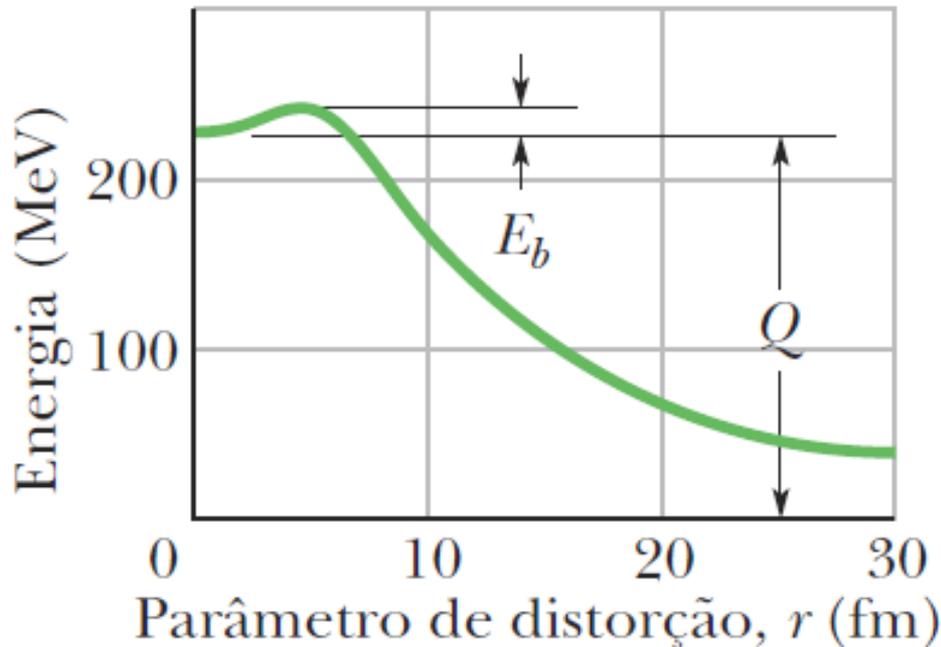
Os fragmentos possuem um excesso de nêutrons, que são ejetados.



(h)

Figura 43-2 Os vários estágios de um processo típico de fissão, de acordo com o modelo coletivo de Bohr e Wheeler.

### 43.3 Um Modelo para a Fissão Nuclear



**Figura 43-3** Energia potencial em vários estágios do processo de fissão, de acordo com o modelo coletivo de Bohr e Wheeler. O  $Q$  da reação (cerca de 200 MeV) e a altura da barreira para a fissão,  $E_b$ , estão indicados na figura.

Na figura, a energia potencial está plotada em função do **parâmetro de distorção**  $r$ , que é uma medida do grau de afastamento do núcleo em relação à forma esférica. Quando os fragmentos estão muito afastados um do outro,  $r$  é simplesmente a distância entre os centros dos fragmentos.

## 43.3 Um Modelo para a Fissão Nuclear

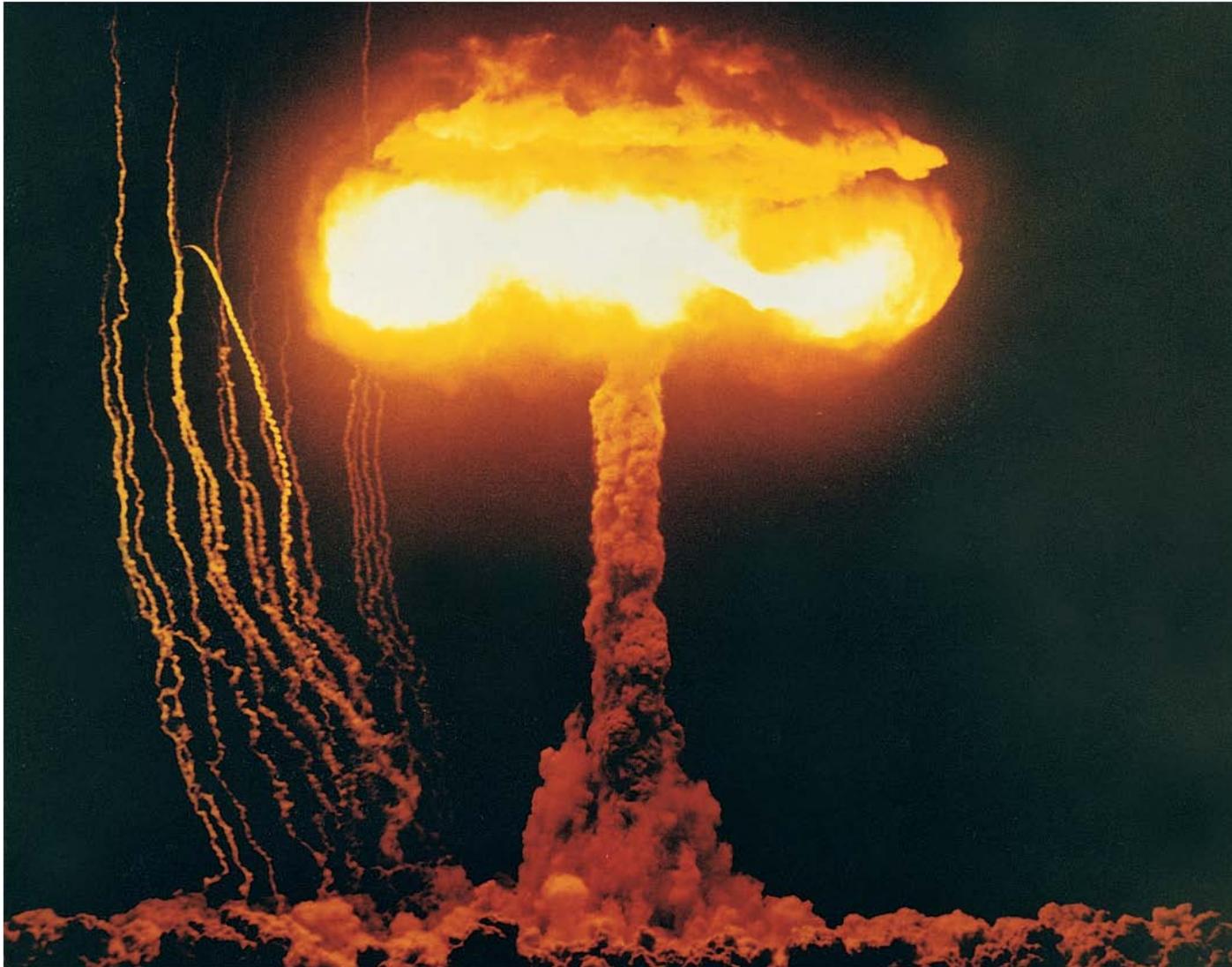
**Tabela 43-2**

**Energia de Excitação e Barreira de Potencial para Quatro Nuclídeos Pesados**

Nuclídeo Inicial	Nuclídeo Formado	$E_n$ (MeV)	$E_b$ (MeV)	Fissão por Nêutrons Térmicos?
$^{235}\text{U}$	$^{236}\text{U}$	6,5	5,2	Sim
$^{238}\text{U}$	$^{239}\text{U}$	4,8	5,7	Não
$^{239}\text{Pu}$	$^{240}\text{Pu}$	6,4	4,8	Sim
$^{243}\text{Am}$	$^{244}\text{Am}$	5,5	5,8	Não

A Tabela 43-2 mostra, para quatro nuclídeos pesados, se a captura de um nêutron térmico pode produzir fissão. Para cada nuclídeo, a tabela mostra a altura da barreira  $E_b$  no núcleo formado pela captura do nêutron e a energia de excitação  $E_n$  devido à captura.

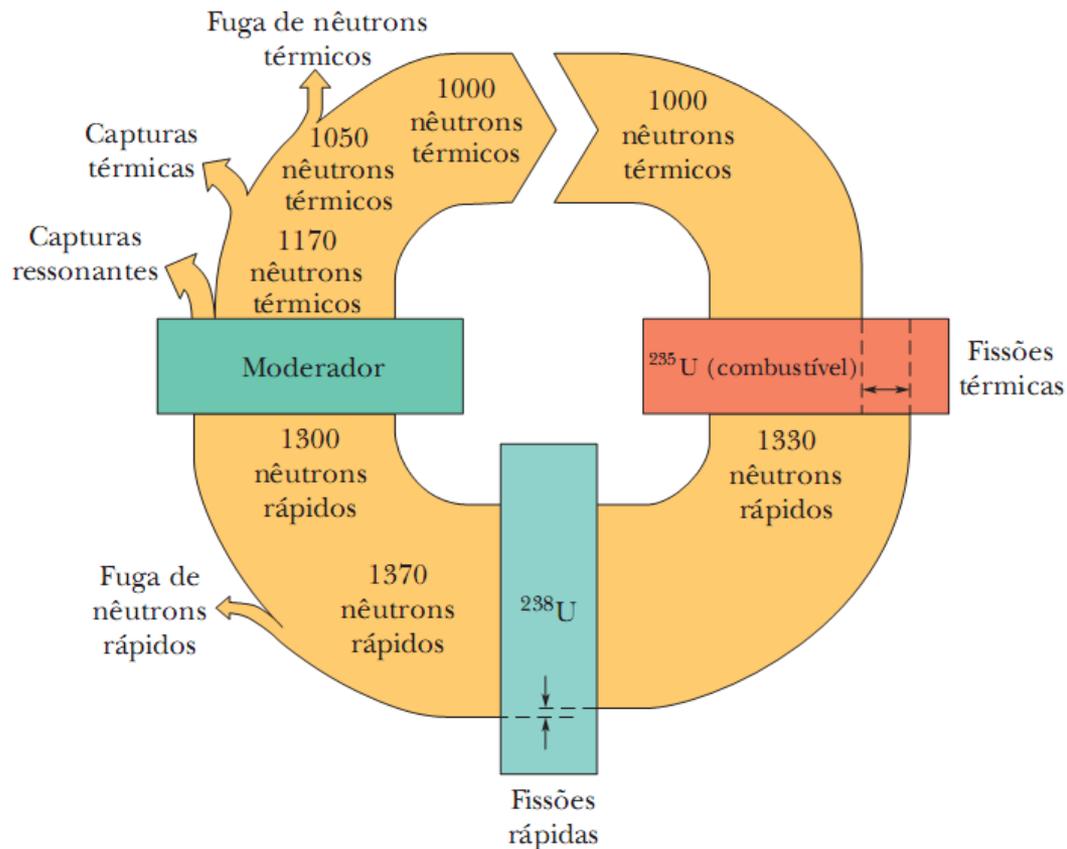
## 43.3 Um Modelo para a Fissão Nuclear



Cortesia de U.S. Department of Energy.

**Figura 43-4** Imagens como esta vêm aterrorizando a humanidade desde o final da Segunda Guerra Mundial. Quando Robert Oppenheimer, o chefe do grupo de cientistas que criou a bomba atômica, presenciou a primeira explosão nuclear, citou um trecho de um antigo livro sagrado indiano: “Eu me tornei a morte, o destruidor de mundos.”

## 43.4 O Reator Nuclear

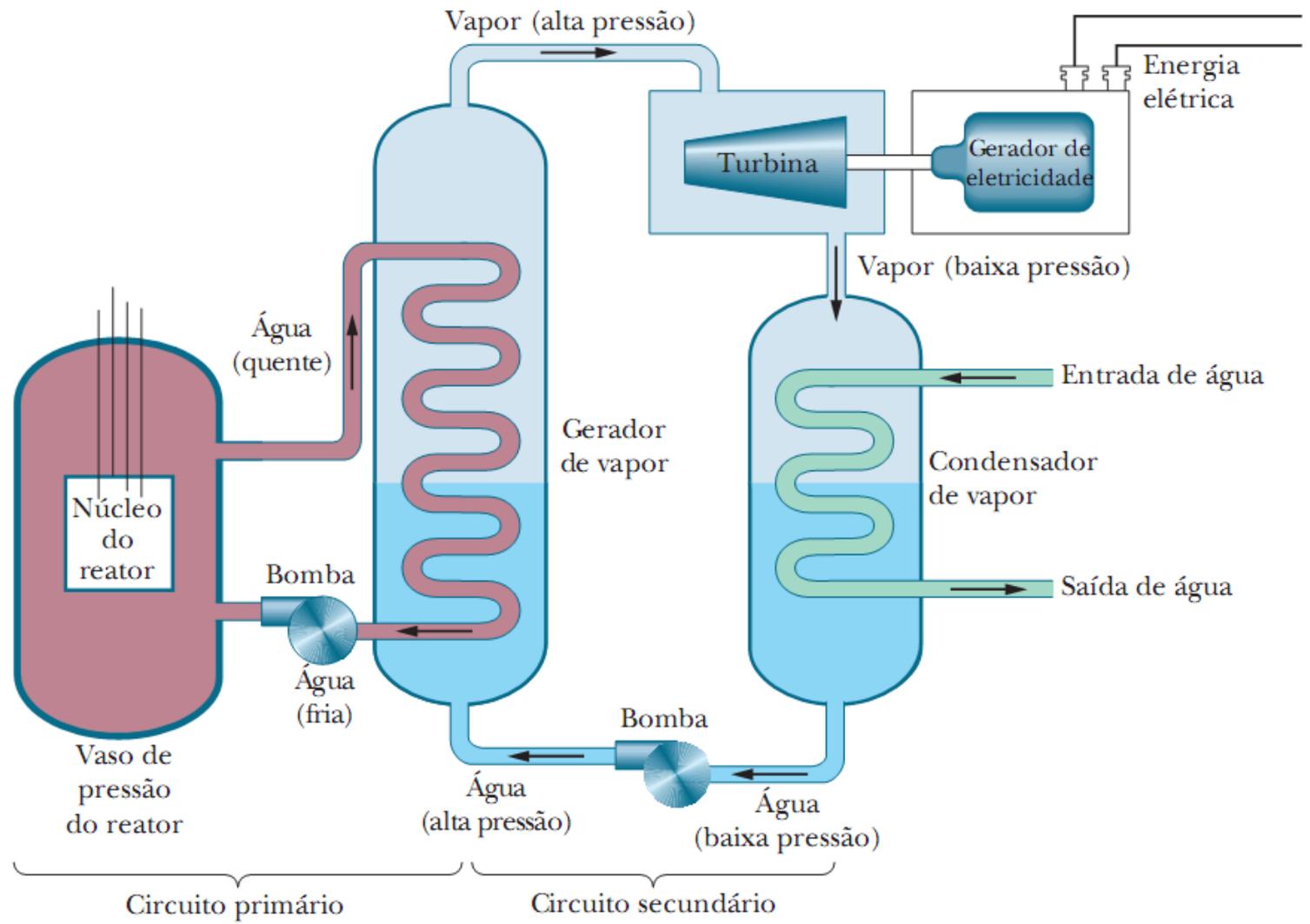


**Figura 43-5** Equilíbrio de nêutrons em um reator nuclear. Em uma geração, 1000 nêutrons térmicos interagem com o  $^{235}\text{U}$ , com o  $^{238}\text{U}$  e com o moderador. A fissão produz 1370 nêutrons, 370 dos quais são capturados sem produzir fissão ou escapam do reator; isso significa que restam 1000 nêutrons para a geração seguinte. A figura foi desenhada para um gerador funcionando com potência constante.

Para que um reator nuclear funcione adequadamente, é preciso resolver três problemas:

- 1. Problema da Fuga de Nêutrons.** Alguns nêutrons produzidos pelas fissões escapam do reator.
- 2. Problema da Energia dos Nêutrons.** Os nêutrons rápidos são menos eficientes que os nêutrons térmicos para produzir fissões.
- 3. Problema da Captura de Nêutrons.** Nêutrons com energia intermediária podem ser capturados por átomos de urânio 238.

# 43.4 O Reator Nuclear



**Figura 43-6** Diagrama simplificado de um reator nuclear de água pressurizada (PWR). Muitos componentes foram omitidos, como o sistema para resfriar o núcleo do reator em caso de emergência.

## Exemplo: Reator Nuclear

Uma usina de energia elétrica utiliza como fonte de energia um reator nuclear de água pressurizada. A potência térmica gerada no núcleo do reator é 3400 MW e a usina é capaz de gerar 1100 MW de eletricidade. A *carga de combustível* é  $8,60 \times 10^4$  kg de urânio, na forma de óxido de urânio, distribuídos em  $5,70 \times 10^4$  barras de combustível. O urânio é enriquecido a 3,0%  $^{235}\text{U}$ .

(a) Qual é a eficiência da usina?

**Cálculo** Neste caso, a eficiência (ef) é dada por

$$\begin{aligned} \text{ef} &= \frac{\text{potência de saída}}{\text{potência de entrada}} = \frac{1100 \text{ MW (elétricos)}}{3400 \text{ MW (térmicos)}} \\ &= 0,32, \text{ ou } 32\%. \end{aligned} \quad (\text{Resposta})$$

De acordo com a lei da conservação de energia, para que a usina funcione dessa forma, uma potência de 3400 MW – 1100 MW = 2300 MW deve ser dissipada nas torres de resfriamento.

(b) Qual é a taxa  $R$  com que ocorrem eventos de fissão no núcleo do reator?

**Cálculo** Supondo que a usina está operando à potência constante, temos:

$$\begin{aligned} R &= \frac{P}{Q} = \left( \frac{3,4 \times 10^9 \text{ J/s}}{200 \text{ MeV/fissão}} \right) \left( \frac{1 \text{ MeV}}{1,60 \times 10^{-13} \text{ J}} \right) \\ &= 1,06 \times 10^{20} \text{ fissões/s} \\ &\approx 1,1 \times 10^{20} \text{ fissões/s} \end{aligned} \quad (\text{Resposta})$$

(c) Qual é o consumo de  $^{235}\text{U}$  da usina em quilogramas por dia?

**Cálculos** A taxa total de consumo de  $^{235}\text{U}$  é

$$\begin{aligned} (1 + 0,25)(1,06 \times 10^{20} \text{ átomos/s}) &= 1,33 \times 10^{20} \text{ átomos/s} \\ \frac{dM}{dt} &= (1,33 \times 10^{20} \text{ átomos/s})(3,90 \times 10^{-25} \text{ kg/átomo}) \\ &= 5,19 \times 10^{-5} \text{ kg/s} \approx 4,5 \text{ kg/d.} \end{aligned} \quad (\text{Resposta})$$

(d) Com esse consumo de combustível, quanto tempo vai durar o suprimento de  $^{235}\text{U}$ ?

**Cálculo** Sabemos que a massa inicial de  $^{235}\text{U}$  é 3,0% dos  $8,6 \times 10^4$  kg de óxido de urânio. Assim, o tempo  $T$  necessário para consumir essa massa de  $^{235}\text{U}$  à taxa constante de 4,5 kg/d é

$$T = \frac{(0,030)(8,60 \times 10^4 \text{ kg})}{4,5 \text{ kg/d}} \approx 570 \text{ d.} \quad (\text{Resposta})$$

Na prática, as barras de combustível são substituídas (geralmente em lotes) muito antes que o  $^{235}\text{U}$  se esgote.

(e) Com que rapidez a massa está sendo convertida em outras formas de energia pela fissão de  $^{235}\text{U}$  no núcleo do reator?

**Cálculo** De acordo com a relação de Einstein  $E = mc^2$ , podemos escrever:

$$\begin{aligned} \frac{dm}{dt} &= \frac{dE/dt}{c^2} = \frac{3,4 \times 10^9 \text{ W}}{(3,00 \times 10^8 \text{ m/s})^2} \\ &= 3,8 \times 10^{-8} \text{ kg/s} = 3,3 \text{ g/d.} \end{aligned} \quad (43-8) \quad (\text{Resposta})$$

Vemos que a taxa de conversão de massa corresponde à massa de uma pequena moeda por dia, um valor bem menor que o consumo de combustível calculado em (c).

## 43.5 Um Reator Nuclear Natural

Em 2 de dezembro de 1942, quando o reator que haviam construído sob a arquibancada do estádio da Universidade de Chicago entrou em operação (Fig. 43-8), Enrico Fermi e sua equipe tinham todas as razões para acreditar que estavam inaugurando o primeiro reator de fissão a funcionar em nosso planeta. Trinta anos depois, porém, descobriu-se que estavam errados.

A pista para a descoberta do reator natural foi o fato de que o urânio extraído da mina do Gabão apresentava uma deficiência de  $^{235}\text{U}$ ; em algumas amostras, a abundância não passava de 0,44%. As primeiras investigações levaram os cientistas a especular que o déficit de  $^{235}\text{U}$  talvez se devesse ao fato de que parte do  $^{235}\text{U}$  teria sido consumida durante o funcionamento de um reator natural.

A simples deficiência de  $^{235}\text{U}$  em um depósito de minério não podia ser considerada uma prova de que existiu um reator natural de fissão; por isso, os cientistas se puseram em campo em busca de mais indícios. Não existe um reator sem produtos de fissão. Dos trinta e poucos elementos cujos isótopos estáveis são produzidos em um reator, alguns deveriam estar presentes até hoje na mina de urânio. O estudo da abundância isotópica desses elementos poderia fornecer a prova que faltava.

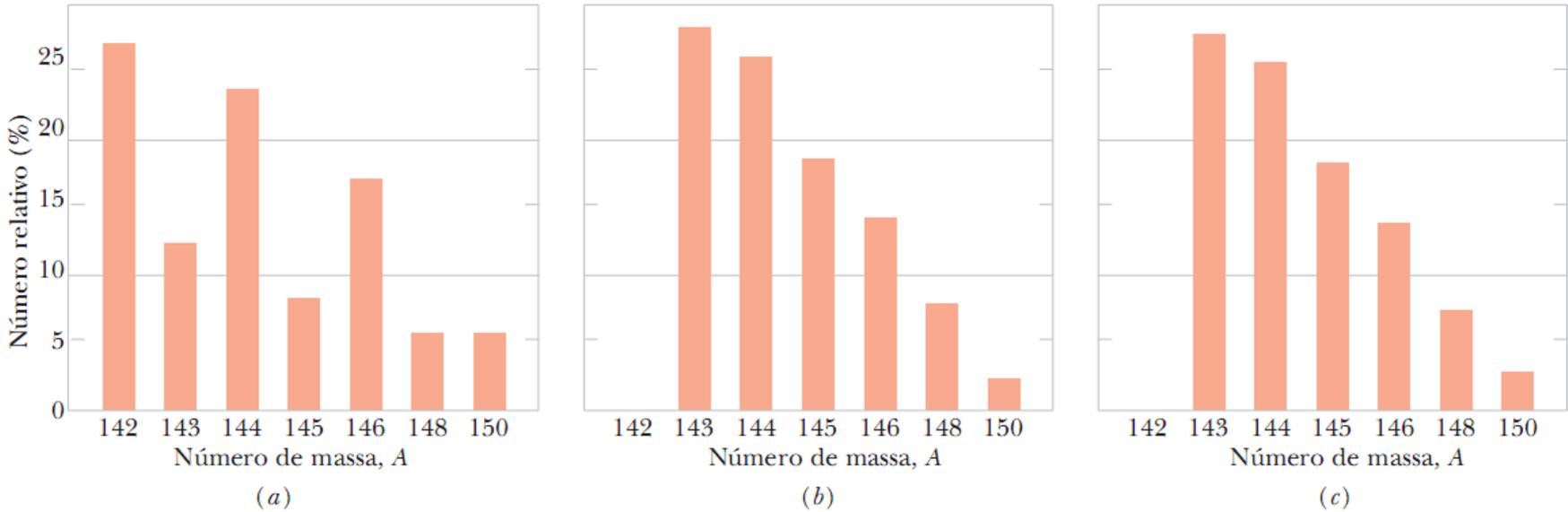
Dos vários elementos investigados, o neodímio foi o que apresentou resultados mais convincentes, como se pode ver na Fig. 43.9.

## 43.5 Um Reator Nuclear Natural



**Figura 43-8** Desenho do primeiro reator nuclear, construído durante a Segunda Guerra Mundial, por um grupo de cientistas comandado por Enrico Fermi, sob a arquibancada do estádio da Universidade de Chicago. O reator, que se tornou crítico no dia 2 de dezembro de 1942, era feito de camadas alternadas de tijolos de grafita pura e tijolos de grafita contendo cilindros e esferas de urânio e óxido de urânio. Reatores semelhantes foram usados mais tarde para produzir plutônio para a fabricação de armas nucleares. (Gary Sheenan, *Birth of the Atomic Age*, 1957. Reproduzido por cortesia da *Chicago Historical Society*)

# 43.5 Um Reator Nuclear Natural

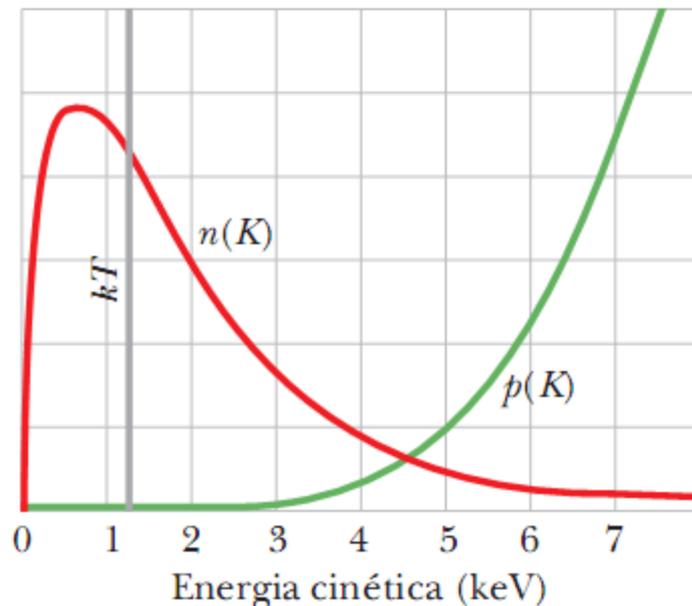


**Figura 43-9** Distribuição por número de massa dos isótopos de neodímio encontrados (a) em depósitos naturais do elemento e (b) nos rejeitos de um reator nuclear. (c) Distribuição (depois de várias correções) do neodímio encontrado em uma mina de urânio do Gabão, na África Ocidental. Observe que as distribuições (b) e (c) são praticamente iguais e muito diferentes de (a).

## 43.6 Fusão Termonuclear: O Processo Básico

Para gerar energia útil, é preciso produzir um grande número de fusões em um curto período de tempo. Isso pode ser conseguido aumentando a temperatura de um sólido até que os núcleos tenham energia suficiente, graças à agitação térmica, para vencer a barreira de Coulomb. O processo é chamado de *fusão termonuclear*.

Em estudos desse tipo, a temperatura é geralmente expressa em termos da energia cinética  $K$  das partículas através da relação  $K = kT$ , onde  $K$  é a energia cinética que corresponde à velocidade mais provável das partículas,  $k$  é a constante de Boltzmann e  $T$  é a temperatura em kelvins.



**Figura 43-10** A curva  $n(K)$  mostra a concentração de prótons por unidade de energia no centro do Sol. A curva  $p(K)$  mostra a probabilidade de penetração da barreira de Coulomb (e, portanto, a probabilidade de fissão) para colisões entre prótons na temperatura do centro do Sol. A reta vertical mostra o valor de  $kT$  para essa temperatura. As escalas verticais das duas curvas são diferentes.

## Exemplo: Temperatura Necessária para a Fusão de Prótons

Suponha que o próton é uma esfera de raio  $R = 1$  fm. Dois prótons com a mesma energia cinética  $K$  sofrem uma colisão frontal.

(a) Qual deve ser o valor de  $K$  para que as partículas sejam imobilizadas momentaneamente pela repulsão de Coulomb no momento em que estão se “tocando”? Podemos tomar esse valor de  $K$  como uma medida representativa da altura da barreira de Coulomb.

### IDEIAS-CHAVE

A energia mecânica  $E$  do sistema de dois prótons é conservada enquanto os prótons se aproximam um do outro e se imobilizam por um instante. Em particular, a energia mecânica inicial  $E_i$  é igual à energia mecânica  $E_f$  no momento em que as partículas estão paradas. A energia inicial  $E_i$  consiste apenas na energia cinética total  $2K$  dos dois prótons. Quando os prótons se imobilizam,  $E_f$  consiste apenas na energia potencial elétrica  $U$  do sistema, dada pela Eq. 24-43 ( $U = q_1q_2/4\pi\epsilon_0r$ ).

**Cálculos** A distância  $r$  entre os prótons no momento em que se imobilizam é igual à distância  $2R$  entre os centros, já que imaginamos que as superfícies dos prótons estão se tocando nesse momento;  $q_1$  e  $q_2$  são iguais a  $e$ . Assim, podemos escrever a lei da conservação de energia  $E_i = E_f$  na forma

$$2K = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{2R}.$$

Nesse caso, temos:

$$\begin{aligned} K &= \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 R} \\ &= \frac{(1,60 \times 10^{-19} \text{ C})^2}{(16\pi)(8,85 \times 10^{-12} \text{ F/m})(1 \times 10^{-15} \text{ m})} \\ &= 5,75 \times 10^{-14} \text{ J} = 360 \text{ keV} \approx 400 \text{ keV}. \quad (\text{Resposta}) \end{aligned}$$

(b) Para que temperatura um próton de um gás de prótons possui a energia cinética média calculada no item (a), ou seja, uma energia cinética igual à altura da barreira de Coulomb?

### IDEIA-CHAVE

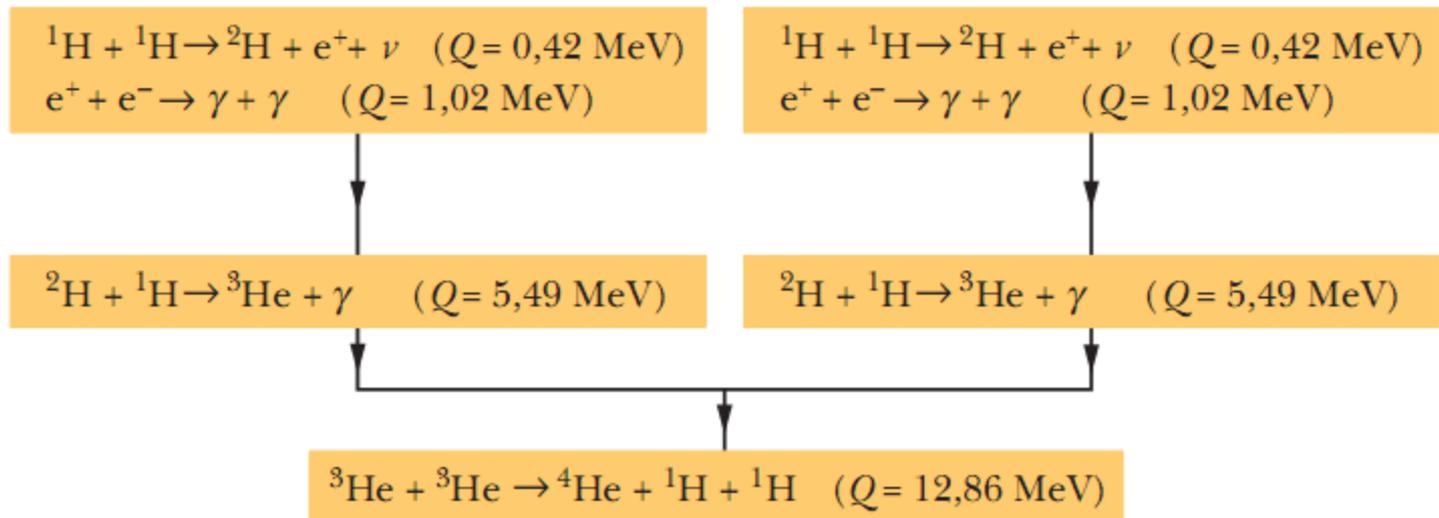
Tratando o gás de prótons como um gás ideal, a energia média dos prótons, de acordo com a Eq. 19-24, é  $K_{\text{méd}} = 3kT/2$ , em que  $k$  é a constante de Boltzmann.

**Cálculo** Explicitando  $T$  e usando o resultado do item (a), temos:

$$\begin{aligned} T &= \frac{2K_{\text{méd}}}{3k} = \frac{(2)(5,75 \times 10^{-14} \text{ J})}{(3)(1,38 \times 10^{-23} \text{ J/K})} \\ &\approx 3 \times 10^9 \text{ K}. \quad (\text{Resposta}) \end{aligned}$$

Como a temperatura no centro do Sol é “apenas”  $1,5 \times 10^7$  K, é evidente que as fusões que ocorrem no centro do Sol envolvem prótons com uma energia  *muito maior*  que a energia média.

## 43.7 A Fusão Termonuclear no Sol e em Outras Estrelas



$$Q = (2)(0,42 \text{ MeV}) + (2)(1,02 \text{ MeV}) + (2)(5,49 \text{ MeV}) + 12,86 \text{ MeV} \\ = 26,7 \text{ MeV}$$

**Figura 43-11** O mecanismo próton-próton responsável pela produção de energia no Sol. No processo, quatro prótons se fundem para formar uma partícula alfa ( ${}^4\text{He}$ ), com uma liberação de energia de 26,7 MeV.

## 43.7 A Fusão Termonuclear no Sol e em Outras Estrelas



(a)



(b)

**Figura 43-12** (a) A seta mostra a estrela Sanduleak antes de 1987. (b) Em 1987, começamos a receber a luz da supernova em que a estrela se tornou, batizada como SN1987a; o brilho da supernova era 100 milhões de vezes maior que o do Sol e ela podia ser observada a olho nu. (*Cortesia da Anglo Australian Telescope Board*)

## Exemplo: Consumo de Hidrogênio do Sol

Qual é a taxa de consumo de hidrogênio,  $dm/dt$ , para o ciclo p-p da Fig. 43-11 em uma estrela como o Sol?

### IDEIA-CHAVE

A taxa de produção de energia  $dE/dt$  no interior do Sol é igual à potência  $P$  irradiada pelo Sol:

$$P = \frac{dE}{dt}.$$

**Cálculos** Para introduzir a taxa de consumo de hidrogênio  $dm/dt$  na equação da potência, podemos escrevê-la na forma

$$P = \frac{dE}{dt} = \frac{dE}{dm} \frac{dm}{dt} \approx \frac{\Delta E}{\Delta m} \frac{dm}{dt}, \quad (43-12)$$

em que  $\Delta E$  é a energia produzida quando uma massa  $\Delta m$

de prótons é consumida. De acordo com o que vimos nesta seção, uma energia térmica de 26,2 MeV ( $4,20 \times 10^{-12}$  J) é produzida quando quatro prótons são consumidos. Assim,  $\Delta E = 4,20 \times 10^{-12}$  J para um consumo de massa  $\Delta m = 4 \times (1,67 \times 10^{-27})$  kg. Substituindo esses valores na Eq. 43-12 e usando a potência  $P$  do Sol dada no Apêndice C, temos:

$$\begin{aligned} \frac{dm}{dt} &= \frac{\Delta m}{\Delta E} P = \frac{4(1,67 \times 10^{-27} \text{ kg})}{4,20 \times 10^{-12} \text{ J}} (3,90 \times 10^{26} \text{ W}) \\ &= 6,2 \times 10^{11} \text{ kg/s.} \end{aligned} \quad (\text{Resposta})$$

Assim, uma grande quantidade de hidrogênio é consumida pelo Sol a cada segundo. Entretanto, o leitor não deve se preocupar muito com isso, já que existe hidrogênio suficiente no Sol ( $2 \times 10^{30}$  kg) para manter a fornalha nuclear em operação por um longo tempo.

## 43.8 A Fusão Nuclear Controlada

As reações mais promissoras para fusão controlada parecem ser duas reações dêuteron-dêuteron (d-d) e a reação dêuteron-trítion (d-t):



Um reator nuclear de fusão deve satisfazer três requisitos:

- 1. Uma alta concentração de partículas,  $n$ .**
- 2. Uma alta temperatura do plasma,  $T$ .**
- 3. Um longo tempo de confinamento,  $\tau$ .**

Para que um reator de fusão baseado na reação d-t produza mais energia do que consome, a seguinte relação, conhecida como *Critério de Lawson*, deve ser satisfeita:

$$n\tau > 10^{20} \text{ s/m}^3$$

## 43.8 A Fusão Nuclear Controlada

### Confinamento Magnético

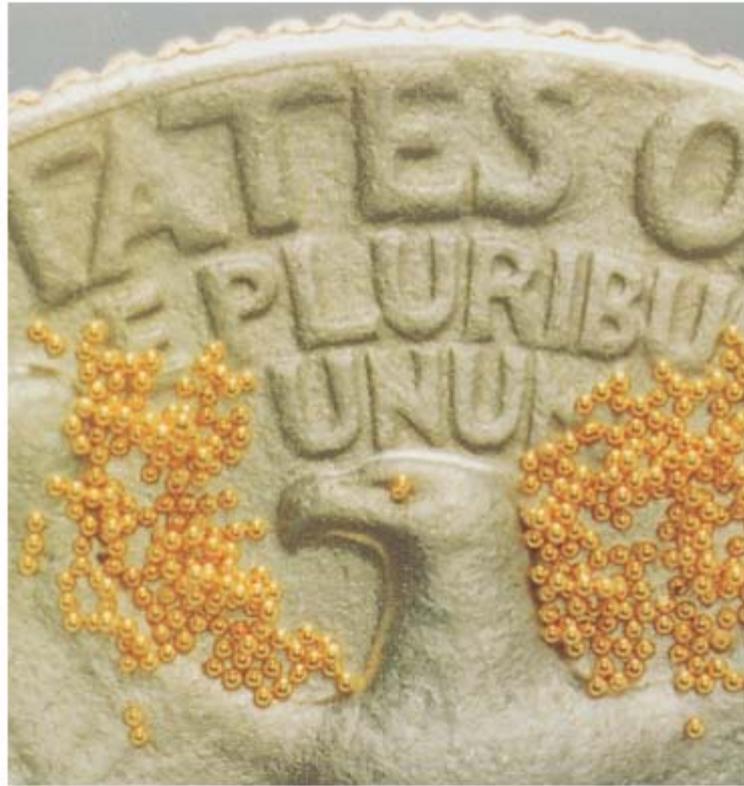
Uma forma de conseguir a fusão controlada é conter o material a ser fundido em uma armadilha formada por campos magnéticos; daí o nome *confinamento magnético*. Em uma das versões desta abordagem, um campo magnético de forma apropriada é usado para confinar o plasma em uma câmara de forma toroidal chamada *tokamak*. As forças magnéticas que agem sobre as partículas carregadas do plasma evitam que as partículas se aproximem das paredes da câmara.

O plasma é aquecido induzindo uma corrente elétrica no plasma e bombardeando-o com um feixe de partículas aceleradas externamente. O primeiro objetivo dos testes é atingir o equilíbrio (*breakeven*) que ocorre quando o critério de Lawson é satisfeito. O objetivo final é conseguir a *ignição*, ou seja, uma reação termonuclear autossustentada.

### Confinamento Inercial

Em uma segunda abordagem, conhecida como *confinamento inercial*, uma pequena esfera de combustível sólido é “bombardeada” de todos os lados por raios laser de alta intensidade, que fazem o material da superfície evaporar. A evaporação produz uma onda de choque que comprime a parte central da esfera, aumentando drasticamente a densidade e a temperatura do material. O processo é chamado de confinamento inercial porque o que impede que o plasma escape da região central durante o curto período em que a esfera é aquecida pelos raios laser é a inércia do material. A *fusão a laser* usando a técnica do confinamento inercial está sendo investigada em vários laboratórios dos Estados Unidos e outros países.

## 43.8 A Fusão Nuclear Controlada



**Figura 43-13** As pequenas esferas sobre a moeda foram feitas de uma mistura de deutério e trítio para serem usadas em uma câmara de fusão a laser. *(Cortesia do Los Alamos National Laboratory, New Mexico)*

## Exemplo: Fusão a Laser – Número de Partículas e Critério de Lawson

Uma esfera de combustível de um reator de fusão a laser contém números iguais de átomos de deutério e trítio (e nenhum outro material). A massa específica  $d = 200 \text{ kg/m}^3$  da esfera é multiplicada por 1000 quando a esfera é atingida pelos pulsos dos lasers.

(a) Quantos átomos por unidade de volume a esfera contém no estado comprimido? A massa molar  $M_d$  dos átomos de deutério é  $2,0 \times 10^{-3} \text{ kg/mol}$  e a massa molar  $M_t$  dos átomos de trítio é  $3,0 \times 10^{-3} \text{ kg/mol}$ .

**Cálculos** Podemos aplicar a Eq. 43-17 a um sistema formado por dois tipos de partículas escrevendo a massa específica  $d^*$  da esfera comprimida como a soma das massas específicas individuais:

$$d^* = \frac{n}{2} m_d + \frac{n}{2} m_t, \quad (43-18)$$

em que  $m_d$  e  $m_t$  são as massas de um átomo de deutério e de um átomo de trítio, respectivamente. Podemos substituir essas massas pelas massas molares usando as relações

$$m_d = \frac{M_d}{N_A} \quad \text{e} \quad m_t = \frac{M_t}{N_A},$$

em que  $N_A$  é o número de Avogadro. Fazendo essas substituições e levando em conta que  $d^* = 1000d$ , podemos explicitar  $n$  na Eq. 43-18 para obter

$$n = \frac{2000dN_A}{M_d + M_t},$$

o que nos dá

$$\begin{aligned} n &= \frac{(2000)(200 \text{ kg/m}^3)(6,02 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1})}{2,0 \times 10^{-3} \text{ kg/mol} + 3,0 \times 10^{-3} \text{ kg/mol}} \\ &= 4,8 \times 10^{31} \text{ m}^{-3}. \end{aligned} \quad (\text{Resposta})$$

(b) De acordo com o critério de Lawson, quanto tempo essa massa específica deve ser mantida para que a produção de energia seja igual ao consumo?

### IDEIA-CHAVE

Para que haja uma situação de *breakeven*, a densidade específica deve ser mantida por um período de tempo  $\tau$  dado pela Eq. 43-16 ( $n\tau > 10^{20} \text{ s/m}^3$ ).

**Cálculo** Temos:

$$\tau > \frac{10^{20} \text{ s/m}^3}{4,8 \times 10^{31} \text{ m}^{-3}} \approx 10^{-12} \text{ s}. \quad (\text{Resposta})$$

(A temperatura do plasma deve ser suficientemente elevada para que as fusões ocorram.)