

ENERGIA NUCLEAR

43

43-1 O QUE É FÍSICA?

Agora que discutimos algumas propriedades dos núcleos atômicos, vamos nos voltar para uma preocupação importante da física e de certas especialidades da engenharia: será possível aproveitar a energia dos núcleos atômicos, da mesma forma como a humanidade vem aproveitando a energia dos átomos há milhares de anos ao queimar substâncias como madeira e carvão?

Como o leitor já sabe, a resposta é positiva, mas existem diferenças importantes entre as duas fontes de energia. Quando extraímos energia da madeira e do carvão queimando esses combustíveis, estamos lidando com reações químicas que envolvem apenas os *elétrons* da última camada dos átomos de carbono e oxigênio, que são reagrupados em configurações mais estáveis. Quando extraímos energia do urânio em um reator nuclear, estamos também queimando um combustível, mas desta vez estamos mexendo com o núcleo de urânio, reagrupando os *núcleons* que o compõem em configurações mais estáveis.

Os elétrons são confinados nos átomos pela interação eletromagnética e são necessários apenas alguns elétrons-volts para arrancá-los. Por outro lado, os núcleons são confinados nos núcleos pela interação forte e são necessários *milhões* de elétrons-volts para arrancá-los. Esse fator da ordem de milhões se reflete no fato de que podemos extrair muito mais energia de um quilograma de urânio do que de um quilograma de carvão.

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 $Q = -\Delta m c^2$. 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 (mais uma vez, o fator nesse caso é da ordem de milhões).

Os diferentes processos usados para queimar combustíveis, químicos ou nucleares, produzem diferentes potências, ou seja, diferentes taxas com as quais a energia é produzida. No caso na energia nuclear, podemos queimar um quilograma de urânio de forma explosiva, como nas bombas, ou de forma gradual, como nos reatores nucleares. No caso da energia química, podemos fazer explodir uma banana de dinamite ou digerir um filé com fritas.

A Tabela 43-1 mostra a quantidade de energia que pode ser extraída de 1 kg de matéria por vários processos. Em vez de apresentar o valor da energia, a tabela indica

Tabela 43-1

Energia Liberada por 1 kg de Matéria

Forma de Matéria	Processo	Tempo ^a
Água	Queda d'água de 50 m	5 s
Carvão	Combustão	8 h
UO_2 Enriquecido	Fissão em um reator	690 anos
^{235}U	Fissão total	3×10^4 anos
Deutério	Fusão total	3×10^4 anos
Matéria e antimatéria	Aniquilação total	3×10^7 anos

^a Esta coluna mostra o tempo durante o qual a energia gerada manteria acesa uma lâmpada de 100 W.

o tempo durante o qual a energia manteria acesa uma lâmpada de 100 W. Apenas os três primeiros processos correspondem à realidade; os outros três são limites teóricos que provavelmente jamais serão atingidos na prática. O último processo, a aniquilação mútua de matéria e antimateria, pode ser considerado o mais eficiente de todos, já que *toda* a energia de repouso é transformada em outras formas de energia.

O leitor deve ter em mente que as comparações da Tabela 43-1 são feitas em termos da mesma quantidade de matéria. Quilograma por quilograma, é possível extrair milhões de vezes mais energia da fissão do urânio que da queima do carvão ou da força da água; entretanto, existe muito mais carvão que urânio na crosta terrestre e uma quantidade muito grande de água pode ser acumulada em uma represa.

43-2 Fissão do Urânio: O Processo Básico

Em 1932, o físico inglês James Chadwick descobriu o nêutron. Alguns anos mais tarde, o físico italiano Enrico Fermi observou em Roma que quando alguns elementos são bombardeados com nêutrons, novos elementos são produzidos. Fermi havia previsto que o nêutron, por não possuir carga elétrica, seria um projétil muito útil para estudar reações nucleares, já que, ao contrário do próton e da partícula alfa, não seria repelido ao se aproximar de um núcleo. Mesmo os *nêutrons térmicos*, que são nêutrons que se movem lentamente por estarem em equilíbrio com o meio que os rodeia, possuindo por isso uma energia cinética de apenas 0,04 eV à temperatura ambiente, são projéteis úteis nos estudos das reações nucleares.

No final da década de 1930, a física Lise Meitner e os químicos Otto Hahn e Fritz Strassman, trabalhando em Berlim e continuando o trabalho de Fermi e seus colaboradores, expuseram soluções de sais de urânio a nêutrons térmicos e descobriram que alguns produtos dessa interação eram radioativos. Em 1939, um dos radioisótopos foi identificado, sem sombra de dúvida, como o bárho. Como era possível admiraram-se Hahn e Strassman, que a reação do urânio ($Z = 92$) com um nêutron pudesse produzir um elemento de massa moderada ($Z = 56$) como o bário?

Uma solução para o enigma foi encontrada algumas semanas mais tarde por Meitner e seu sobrinho, Otto Frisch. Segundo os dois pesquisadores, o núcleo de urânio, depois de absorver um nêutron térmico, se dividia, com liberação de energia, em dois fragmentos aproximadamente iguais, um dos quais era o bário. Frisch chamou o processo de **fissão**.

O papel importante de Meitner na descoberta da fissão foi conhecido apenas recentemente, através de pesquisas históricas; ela não dividiu com Hahn o prêmio Nobel de química que o químico alemão recebeu em 1944 pela descoberta, mas um elemento foi batizado em sua homenagem, o meitnério (símbolo Mt, $Z = 109$).

A Fissão Vista de Perto

A Fig. 43-1 mostra a distribuição por número de massa dos fragmentos produzidos quando o ^{235}U é bombardeado com nêutrons térmicos. Os números de massa mais prováveis, que estão presentes em cerca de 7% dos eventos, são $A = 95$ e $A = 140$. Curiosamente, essa distribuição bimodal ainda não foi explicada teoricamente.

Em um evento típico de fissão do ^{235}U , um núcleo de ^{235}U absorve um nêutron térmico, o que resulta em um núcleo composto, ^{236}U , em um estado altamente excitado. É esse núcleo que sofre o processo de fissão, dividindo-se em dois fragmentos. Os fragmentos imediatamente emitem dois ou mais nêutrons, dando origem a fragmentos de fissão como o ^{140}Xe ($Z = 54$) e o ^{94}Sr ($Z = 38$). A equação completa para esse evento de fissão é



Observe que durante a formação e fissão do núcleo composto são conservados o número de prótons e o número de nêutrons (e, portanto, o número total de núcleons e a carga total).

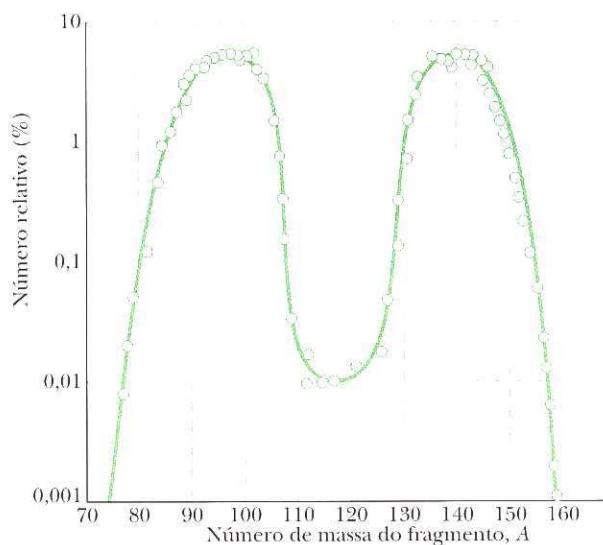


Figura 43-1 Distribuição estatística, por número de massa, dos fragmentos de fissão do ^{235}U . Observe que a escala vertical é logarítmica.

Na Eq. 43-1, os fragmentos ^{140}Xe e ^{94}Sr são altamente instáveis e sofrem vários decaimentos beta (que convertem um nêutron em um próton com a emissão de um elétron e um antineutrino) até que o produto do decaimento seja estável. No caso do xenônio, a cadeia de decaimentos é

	$^{140}\text{Xe} \rightarrow$	$^{140}\text{Cs} \rightarrow$	$^{140}\text{Ba} \rightarrow$	$^{140}\text{La} \rightarrow$	^{140}Ce	
$T_{1/2}$	14 s	64 s	13 d	40 h	Estável	(43-2)
Z	54	55	56	57	58	

No caso do estrôncio, a cadeia é

	$^{94}\text{Sr} \rightarrow$	$^{94}\text{Y} \rightarrow$	^{94}Zr	
$T_{1/2}$	75 s	19 min	Estável	(43-3)
Z	38	39	40	

Como seria de se esperar (veja a Seção 42-6), os números de massa (140 e 94) dos fragmentos permanecem inalterados durante os processos de decaimento beta e os números atômicos (que são inicialmente 54 e 38) aumentam de uma unidade a cada decaimento.

Examinando a faixa de estabilidade da carta de nuclídeos da Fig. 42-5, vemos por que os fragmentos da fissão são instáveis. O nuclídeo ^{236}U , que é o núcleo que sofre fissão na reação da Eq. 43-1, possui 92 prótons e $236 - 92 = 144$ nêutrons, o que corresponde a uma razão $144/92 \approx 1,6$ entre o número de nêutrons e o número de prótons. A razão é aproximadamente a mesma nos fragmentos da fissão. No caso dos elementos estáveis de massa intermediária, porém, a razão entre o número de nêutrons e o número de prótons é menor, da ordem de 1,3 a 1,4. Os fragmentos possuem, portanto, um excesso de nêutrons e tendem a ejectar imediatamente alguns desses nêutrons (dois, no caso da reação da Eq. 43-1). Mesmo assim, os fragmentos continuam a conter nêutrons demais para serem estáveis. Os decaimentos beta eliminam o excesso de nêutrons dos fragmentos, transformando alguns nêutrons em prótons.

Podemos estimar a energia liberada pela fissão de um nuclídeo pesado calculando a energia de ligação por nêutron ΔE_{eln} antes e depois da fissão. Para que a fissão seja possível, é necessário que a energia de repouso total diminua; isso significa que ΔE_{eln} deve ser maior após a fissão. A energia Q liberada pela fissão é dada por

$$Q = \left(\begin{array}{c} \text{energia de ligação} \\ \text{final total} \end{array} \right) - \left(\begin{array}{c} \text{energia de ligação} \\ \text{inicial} \end{array} \right). \quad (43-4)$$

Para nossa estimativa, vamos supor que a fissão transforma o núcleo pesado em dois núcleons de massa intermediária com o mesmo número de nêutrons. Nesse caso, temos:

TESTE 1

A equação a seguir representa um evento genérico de fissão:



Qual dos seguintes pares *não pode* substituir *X* e *Y*: (a) ^{141}Xe e ^{93}Sr ; (b) ^{139}Cs e ^{95}Rb ; (c) ^{156}Nd e ^{79}Ge ; (d) ^{121}In e ^{113}Ru ?

$$Q = \left(\frac{\Delta E_{\text{eln}}}{\text{final, de n\'ucleons}} \right) (\text{n\'umeros final}) - \left(\frac{\Delta E_{\text{eln}}}{\text{inicial, de n\'ucleons}} \right) (\text{n\'umeros inicial}). \quad (43-5)$$

De acordo com a Fig. 42-7, no caso dos nuclídeos pesados ($A \approx 240$), a energia de ligação por núcleo é da ordem de 7,6 MeV/núcleon. No caso dos nuclídeos de massa intermediária ($A \approx 120$), a energia é da ordem de 8,5 MeV/núcleon. Assim, a energia liberada pela fissão de um nuclídeo pesado em dois nuclídeos de massa intermediária é

$$Q = \left(8,5 \frac{\text{MeV}}{\text{n\'ucleon}} \right) (2 \text{ n\'ucleos}) \left(120 \frac{\text{n\'ucleons}}{\text{n\'ucleo}} \right) - \left(7,6 \frac{\text{MeV}}{\text{n\'ucleon}} \right) (240 \text{ n\'ucleons}) \approx 200 \text{ MeV}. \quad (43-6)$$

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

^{235}U	235,0439 u	^{140}Ce	139,9054 u
n	1,008 66 u	^{94}Zr	93,9063 u

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 Δm 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 o 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

Logo depois que a fissão nuclear foi descoberta, Niels Bohr e John Wheeler usaram o modelo coletivo do núcleo (Seção 42-9), baseado em uma analogia entre o núcleo e uma gota de líquido carregada eletricamente, para explicar os principais aspectos do fenômeno. A Fig. 43-2 mostra os vários estágios do processo de fissão, de acordo com este modelo. Quando um núcleo pesado, como o ^{235}U , absorve um nêutron térmico (lento), como na Fig. 43-2a, o nêutron fica confinado em um poço de potencial associado à interação forte que age no interior do núcleo. Com isso, a energia potencial do nêutron se transforma em uma energia de excitação do núcleo, como mostra a Fig. 43-2b. Essa energia de excitação é igual à energia de ligação E_n do nêutron capturado, que, por sua vez, é igual à redução da energia de repouso do sistema núcleo-nêutron em consequência da captura do nêutron.

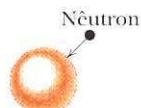


O ^{235}U absorve um nêutron térmico (de baixa energia cinética) e se torna ^{236}U .

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

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

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



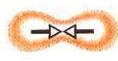
(a)



(b)



(c)



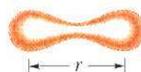
(d)

A interação nuclear diminui rapidamente com a distância.

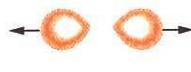
A repulsão elétrica prevalece e o núcleo se divide em duas partes.

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

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



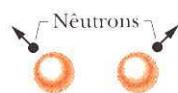
(e)



(f)



(g)



(h)

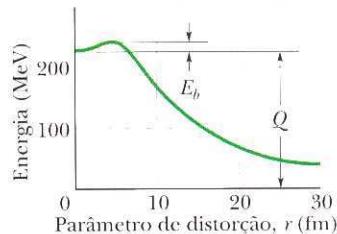
Figura 43-2 Os vários estágios de um processo típico de fissão, de acordo com o modelo coletivo de Bohr e Wheeler.

As Figs. 43-2c e 43-2d mostram que o núcleo, comportando-se como uma gota de líquido em oscilação, mais cedo ou mais tarde adquire um “pescoço” e começa a se separar em duas “gotas” menores. Se a repulsão elétrica entre as duas “gotas” as afasta o suficiente para romper o pescoço, os dois fragmentos são arremessados em direções opostas (Figs. 43-2e e 43-2f), o que constitui o processo de fissão propriamente dito.

Esse modelo fornecia uma boa visão qualitativa do processo de fissão; o que faltava era explicar por que alguns nuclídeos pesados, como o ^{235}U e o ^{239}Pu , são facilmente fissionados por nêutrons térmicos, enquanto outros nuclídeos igualmente pesados, como o ^{238}U e o ^{243}Am , não sofrem esse tipo de fissão.

A questão foi esclarecida por Bohr e Wheeler. A Fig. 43-3 mostra um gráfico da energia potencial de um núcleo em vários estágios do processo de fissão, calculada a partir do modelo proposto pelos dois pesquisadores, 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 (Fig. 43-2e).

A diferença entre a energia do núcleo no estado inicial ($r = 0$) e no estado final ($r = \infty$), ou seja, a energia de desintegração Q , está indicada na Fig. 43-3. O interessante é que a energia potencial do sistema passa por um máximo para um certo



E_b é uma barreira de energia a ser superada.

Q é a energia total liberada.

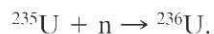
Figura 43-3 Energia potencial em vários estágios do processo de fissão, de acordo com o modelo coletivo de Bohr e Wheeler. O Q da reação (cerca de 200 MeV) e a altura da barreira para a fissão, E_b , estão indicados na figura.

valor de r . Isso significa que existe uma *barreira de potencial*, de altura E_b , que os fragmentos têm que vencer, seja diretamente, seja por tunelamento. O mesmo acontece no decaimento alfa (Fig. 42-10), que também é um processo limitado por uma barreira de potencial.

Vemos, portanto, que a fissão só pode ocorrer se o nêutron absorvido fornecer uma energia de excitação E_n suficiente para que os fragmentos possam vencer a barreira. Na verdade, por causa da possibilidade de tunelamento, basta que a energia E_n seja *quase igual* a E_b , a altura da barreira.

A Tabela 43-2 mostra a situação para quatro nuclídeos pesados. 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. Os valores de E_b foram calculados a partir da teoria de Bohr e Wheeler; os valores de E_n foram calculados a partir da variação da energia de repouso devido à captura do nêutron.

Como exemplo do cálculo de E_n , vamos examinar a primeira linha da tabela, que representa o processo de captura de um nêutron



As massas envolvidas são 235,043 922 u para o ^{235}U , 1,008 665 u para o nêutron e 236,045 562 u para o ^{236}U . É fácil mostrar que a redução de massa após a captura do nêutron é $7,025 \times 10^{-3}$ u. Essa, portanto, é a massa convertida em energia. Multiplicando a redução de massa por c^2 ($= 931,494\ 013 \text{ MeV/u}$), obtemos $E_n = 6,5 \text{ MeV}$, o valor que aparece na primeira linha da tabela.

A primeira e terceira linhas da Tabela 43-2 têm uma grande importância histórica, já que ajudam a explicar por que as duas bombas atômicas usadas na Segunda Guerra Mundial continham ^{235}U (a primeira, lançada sobre Hiroshima) e ^{239}Pu (a segunda, lançada sobre Nagasáqui). Esses nuclídeos foram escolhidos porque, tanto para o ^{235}U como para o ^{239}Pu , $E_n > E_b$. Isso significa que, de acordo com a teoria, a absorção de um nêutron térmico por parte desses nuclídeos deve ser seguida por uma fissão. No caso dos outros dois nuclídeos (^{238}U e ^{243}Am), temos $E_n < E_b$; assim, o nêutron térmico não fornece ao núcleo energia suficiente para que os fragmentos vençam a barreira de potencial. Em vez de sofrer fissão, o núcleo se livra do excesso de energia emitindo um raio gama.

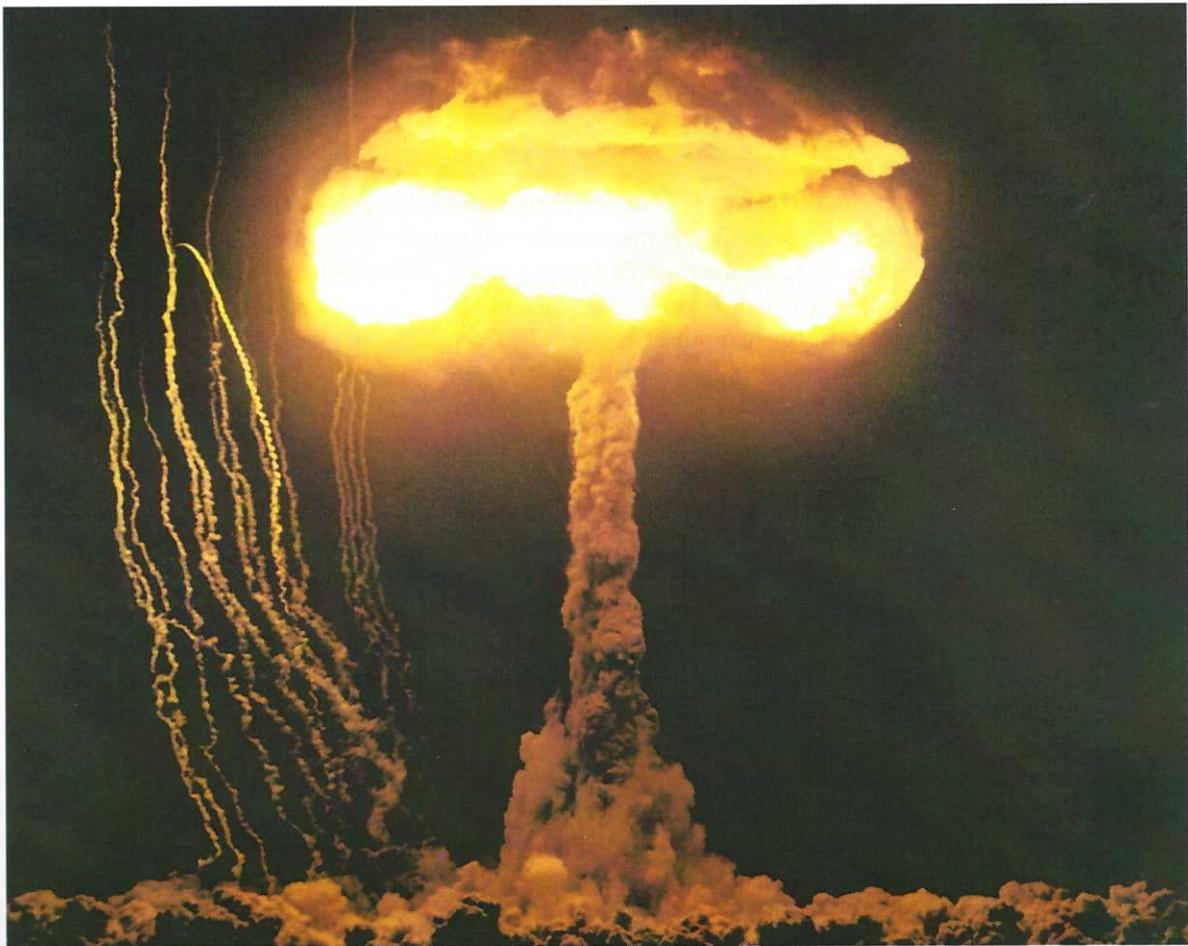
O ^{238}U e ^{243}Am podem ser fissionados, mas para isso é preciso que o nêutron possua uma energia cinética muito maior que a de um nêutron térmico. No caso do ^{238}U , por exemplo, o nêutron incidente deve ter uma energia cinética de pelo menos 1,3 MeV para que o processo de fissão rápida tenha uma alta probabilidade de ocorrer (o nome “rápida” vem do fato de é preciso que o nêutron esteja se movendo rapidamente para que o processo ocorra, pois só assim o nêutron terá a energia cinética necessária).

As duas bombas atômicas usadas na Segunda Guerra Mundial dependiam da capacidade dos nêutrons térmicos de fazer com que muitos nuclídeos pesados sofrerem fissão praticamente ao mesmo tempo, produzindo uma violenta explosão. Os pesquisadores sabiam que o ^{235}U daria bons resultados, mas tinham obtido, a partir de minério de urânio, uma quantidade de ^{235}U suficiente apenas para uma bomba. (O minério é constituído principalmente por ^{238}U , que, como vimos, não pode ser

Tabela 43-2

Energia de Excitação e Barreira de Potencial para Quatro Nuclídeos Pesados

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



Cortesia do U.S. Department of Energy

Figura 43-4 Imagens como essa 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.”

fissionado por nêutrons térmicos.) Por outro lado, embora dispusessem de uma quantidade relativamente grande de ^{239}Pu , tinham dúvidas a respeito da possibilidade de fazer explodir com sucesso uma bomba feita com esse material. Por isso, o único teste realizado em solo norte-americano antes que as duas bombas fossem lançadas no Japão foi feito com uma bomba de ^{239}Pu (Fig. 43-4)*. Como os resultados foram positivos, decidiu-se lançar uma bomba de ^{239}Pu depois que a única bomba disponível de ^{235}U tinha sido lançada.

43-4 O Reator Nuclear

Para que o processo de fissão libere grandes quantidades de energia, é preciso que um evento de fissão produza outros eventos, fazendo o processo se espalhar pelo combustível nuclear como o fogo em um pedaço de madeira. O fato de que dois ou mais nêutrons são liberados em cada evento de fissão é essencial para a ocorrência de uma **reação em cadeia**, na qual cada nêutron produzido pode causar uma nova fissão. A reação pode ser explosiva (como em uma bomba atômica) ou controlada (como em um reator nuclear).

Suponha que estejamos interessados em projetar um reator baseado na fissão de ^{235}U por nêutrons térmicos. O urânio natural contém 0,7% desse isótopo; o resto

* A foto da Fig. 43-4 é de um teste nuclear realizado em Nevada em 1957. (N.T.)

é ^{238}U , que não pode ser fissionado por nêutrons térmicos. Para começar, podemos aumentar a probabilidade de que ocorra uma fissão *enriquecendo* artificialmente o combustível até que contenha aproximadamente 3% de ^{235}U . Mesmo assim, ainda temos que resolver três problemas.

- 1. O Problema da Fuga de Nêutrons.** Alguns nêutrons produzidos pelas fissões escapam do reator antes de terem oportunidade de fissionar outros núcleos e, portanto, não contribuem para a reação em cadeia. A fuga de nêutrons é um efeito de superfície; sua intensidade é proporcional ao quadrado de uma dimensão típica do reator (a área da superfície de um cubo é igual a $6a^2$, onde a é a aresta do cubo). A produção de nêutrons, por outro lado, acontece em todo o volume do combustível e, portanto, é proporcional ao cubo de uma dimensão típica do reator (o volume de um cubo é a^3). É possível reduzir a fração de nêutrons perdidos aumentando o volume do reator para reduzir a razão entre a superfície e o volume (que é igual a $6/a$ no caso de um cubo).
- 2. O Problema da Energia dos Nêutrons.** Os nêutrons ejetados nas reações de fissão são nêutrons rápidos, com uma energia da ordem de 2 MeV, mas a fissão do ^{235}U é induzida com mais eficiência por nêutrons térmicos. Para transformar os nêutrons rápidos em nêutrons térmicos, mistura-se o urânio com uma substância, o chamado **moderador**, que deve possuir duas propriedades: remover energia dos nêutrons com eficiência, através de colisões elásticas, e não absorver nêutrons. A maioria dos reatores nucleares norte-americanos usa a água como moderador; o componente ativo são núcleos de hidrogênio (prótons). Como vimos no Capítulo 9, quando uma partícula em movimento sofre uma colisão elástica com uma partícula estacionária, a transferência de energia é máxima quando as duas partículas têm a mesma massa. Os prótons são um bom moderador justamente porque possuem massa quase igual à dos nêutrons.
- 3. O Problema da Captura de Nêutrons.** Quando os nêutrons rápidos (2 MeV) produzidos pela fissão são “esfriados” pelo moderador até se tornarem nêutrons térmicos (0,04 eV), passam por um intervalo crítico de energias (entre 1 e 100 eV) no qual existe uma alta probabilidade de que sejam capturados por um núcleo de ^{238}U . Essa *captura ressonante*, que resulta na emissão de um raio gama, remove o nêutron definitivamente da reação em cadeia. Para minimizar a probabilidade de captura ressonante, o urânio e o moderador não são usados como uma mistura homogênea e sim instalados em regiões diferentes do reator.

Em um reator típico, o combustível está na forma de pastilhas de óxido de urânio, que são introduzidas em longos tubos de metal. Essas **barras de combustível** são agrupadas em feixes e imersas no líquido moderador, formando o **núcleo do reator**. Esse arranjo geométrico aumenta a probabilidade de que um nêutron rápido, produzido no interior de uma barra de combustível, esteja no moderador ao passar pelo intervalo crítico de energias. Depois de se tornar um nêutron térmico, o nêutron *ainda* pode ser capturado de formas que não resultam em fissão (é a chamada *captura térmica*), mas é muito mais provável que o nêutron térmico penetre novamente em um elemento combustível e encontre um núcleo de ^{235}U para produzir um evento de fissão.

A Fig. 43-5 mostra o equilíbrio de nêutrons em um reator comercial típico funcionando à potência constante. Vamos acompanhar uma amostra de 1000 nêutrons térmicos ao longo de um ciclo completo, ou *geração*, no núcleo do reator. Os 1000 nêutrons iniciais produzem 1330 nêutrons por fissão de átomos de ^{235}U e 40 nêutrons por fissão rápida do ^{238}U , o que resulta em 370 nêutrons a mais, todos rápidos. Quando o reator está operando à potência constante, exatamente o mesmo número (370) é perdido por fuga do núcleo e captura, o que deixa 1000 nêutrons para iniciar a geração seguinte. Nesse ciclo, naturalmente, cada um dos 370 nêutrons produzidos por eventos de fissão representa um depósito de energia no núcleo do reator, aumentando sua temperatura.

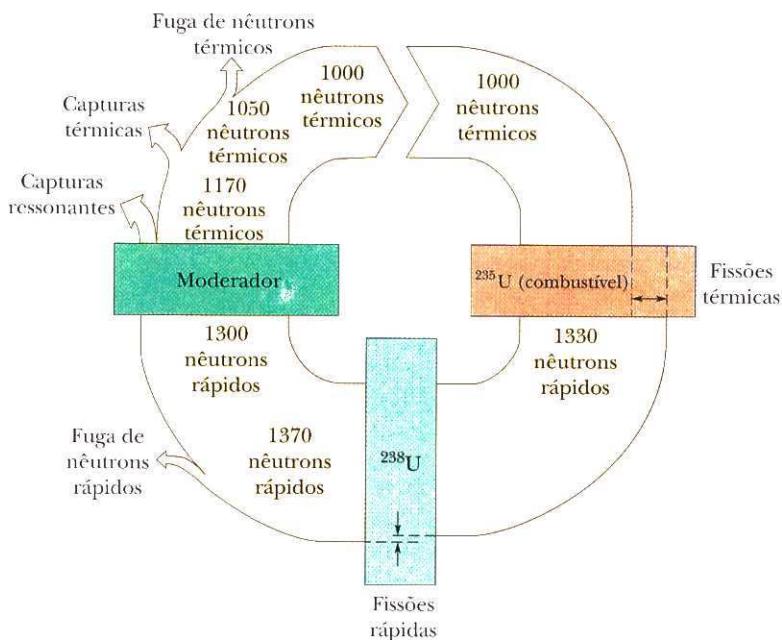


Figura 43-5 Equilíbrio de nêutrons em um reator nuclear. Em uma geração, 1000 nêutrons térmicos interagem com o ^{235}U , com o moderador. A fissão produz 1370 nêutrons, 370 dos quais são capturados sem produzir fissão ou escapam do reator; isso significa que restam 1000 nêutrons para a geração seguinte.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

O fator de multiplicação k , um parâmetro importante dos reatores, é a razão entre o número de nêutrons presentes no início de uma geração e o número de nêutrons presentes no início da geração seguinte. Na Fig. 43-5, o fator de multiplicação é $1000/1000 = 1$. Quando $k = 1$, dizemos que o reator está funcionando no regime *crítico*, em que o número de nêutrons é exatamente o necessário para que o reator produza uma potência constante. Os reatores são projetados, na verdade, para serem intrinsecamente *supercríticos* ($k > 1$); o fator de multiplicação é ajustado para o regime crítico ($k = 1$) através da inserção de **barras de controle** no núcleo do reator. As barras, que contêm um material que absorve nêutrons com facilidade, como o cádmio, podem ser usadas para regular a potência produzida pelo reator e para compensar, com sua retirada parcial, a tendência do reator de se tornar *subcrítico* ($k < 1$) depois de algum tempo de funcionamento, por causa do acúmulo dos produtos de fissão, alguns dos quais absorvem nêutrons.

Se uma das barras de controle é removida bruscamente, quanto tempo a potência produzida pelo reator leva para aumentar? Esse *tempo de resposta* depende do fato de que uma pequena fração dos nêutrons produzidos pela fissão não escapa imediatamente dos fragmentos de fissão, mas é emitida mais tarde, quando os fragmentos decaem por emissão beta. Dos 370 nêutrons “novos” produzidos na Fig. 43-5, por exemplo, cerca de 16 são nêutrons retardados, emitidos por fragmentos após decaimentos beta com meia-vida de 0,2 a 55 s. Esses nêutrons retardados são pouco numerosos mas desempenham uma função essencial, a de aumentar o tempo de resposta do reator, possibilitando o seu controle através de meios mecânicos necessariamente lentos, como a inserção de barras.

A Fig. 43-6 mostra o diagrama esquemático de um reator nuclear conhecido como *reator de água pressurizada* (PWR)*, usado nos Estados Unidos e em outros países, como o Brasil, para gerar energia elétrica. Nesse tipo de reator, a água é usada como moderador e como fluido de transferência de calor. No *círculo primário*, a água que circula no vaso de pressão do reator (no interior do qual fica o núcleo) é mantida a uma alta temperatura (da ordem de 600 K) e a uma alta pressão (da ordem de 150 atmosferas). No gerador de vapor, o calor da água do circuito primário é transferido para a água do *círculo secundário*, que se transforma em vapor e é usada

* Do inglês pressurized water reactor. (N.T.)

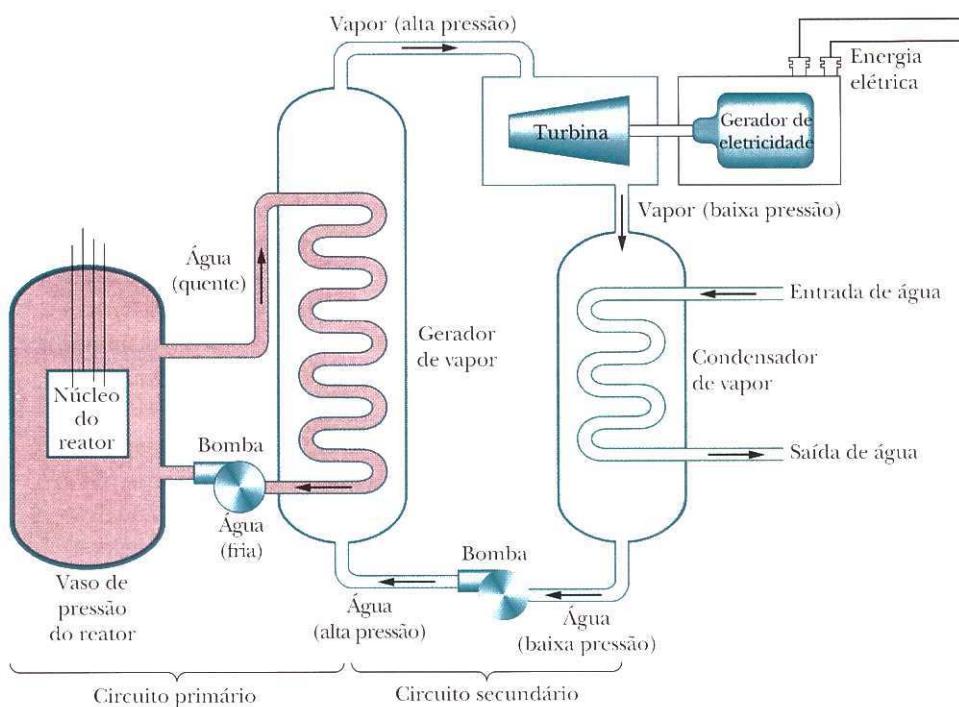


Figura 43-6 Diagrama simplificado de um reator nuclear de água pressurizada (PWR). Muitos componentes foram omitidos, como o sistema para resfriar o núcleo do reator em caso de emergência.

para mover uma turbina, que por sua vez aciona um gerador de eletricidade. Para completar o circuito secundário, o vapor que sai da turbina é resfriado, condensado e bombeado de volta para o gerador de vapor. O vaso de pressão de um reator típico de 1000 MW (elétricos) tem 12 m de altura e pesa 4 MN. A água circula no circuito primário com uma vazão de 1 ML/min.

Uma consequência inevitável da operação dos reatores é a produção de rejeitos radioativos, tanto produtos de fissão como nuclídeos *transurânicos* como o plutônio e o americio. Uma das medidas do grau de radioatividade desses resíduos é a rapidez com que liberam energia em forma térmica. A Fig. 43-7 mostra a potência térmica gerada pelos rejeitos produzidos em uma barra de combustível durante um ano de operação em um reator típico em função do tempo após a remoção da barra. Observe que as duas escalas são logarítmicas. As barras de combustível removidas dos reatores quase sempre são armazenadas no local, imersas em água; ainda não foram criadas instalações permanentes para o armazenamento desses rejeitos. Os rejeitos da fabricação de bombas nucleares também estão, na maioria dos casos, armazenados provisoriamente perto do local onde foram gerados.

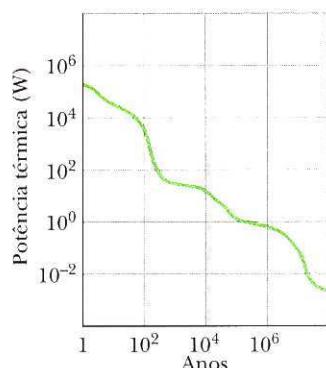


Figura 43-7 Potência térmica gerada pelos rejeitos radioativos presentes em uma barra de combustível após um ano de operação em um reator nuclear de grande porte em função do tempo após a remoção da barra. A curva é a superposição dos efeitos de muitos radionuclídeos, com uma grande variedade de meias-vidas. Observe que as duas escalas são logarítmicas.

Exemplo

Reator nuclear: eficiência, taxa de fissão, consumo de combustível

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}U .

(a) Qual é a eficiência da usina?

IDEIA-CHAVE

A eficiência dessa usina e de qualquer outro mecanismo capaz de gerar energia útil é a razão entre a potência de saída (potência útil) e a potência de entrada (potência de alimentação).

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

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

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?

IDEIAS-CHAVE

- (1) Os eventos de fissão são responsáveis pela potência de alimentação ($P = 3400 \text{ MW}$);
- (2) De acordo com a Eq. 43-6, a energia Q liberada por evento é aproximadamente 200 MeV.

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

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

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

IDEIA-CHAVE

O ^{235}U é consumido em dois processos: (1) o processo de fissão, cuja taxa foi calculada no item (b); (2) o processo de captura de nêutrons, cuja taxa é cerca de quatro vezes menor que a primeira.

Cálculos A taxa total de consumo de ^{235}U é

$$(1 + 0,25)(1,06 \times 10^{20} \text{ átomos/s}) = 1,33 \times 10^{20} \text{ átomos/s}$$

Para completar o cálculo, precisamos conhecer a massa de um átomo de ^{235}U . Não podemos usar a massa molar do urânio que aparece no Apêndice F, já que esse valor é para o ^{238}U , o isótopo mais comum do urânio. Em vez disso, vamos supor que a massa de um átomo de ^{235}U , em unidades de massa atômica, é igual ao número de massa A . Nesse caso, a massa de um átomo de ^{235}U em kg é $235 \text{ u} = 3,90 \times 10^{-25} \text{ kg}$. O consumo de ^{235}U é, portanto,

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

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

Cálculo Sabemos que a massa inicial de ^{235}U é 3,0% dos $8,60 \times 10^4$ kg de óxido de urânio. Assim, o tempo T necessário para consumir essa massa de ^{235}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}U se esgote.

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

IDEIA-CHAVE

A conversão da massa (energia de repouso) em outras formas de energia está ligada apenas às fissões responsáveis pela potência de entrada (3400 MW) e não à captura de nêutrons (embora o segundo processo também contribua para o consumo de ^{235}U).

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

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

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.

Há cerca de dois bilhões de anos, em um depósito de urânio situado no Gabão, África Ocidental, que foi explorado comercialmente durante quarenta anos, um reator natural de fissão entrou em funcionamento e provavelmente operou durante centenas de milhares de anos. Podemos verificar se isso realmente ocorreu examinando duas questões:

- 1. Havia Combustível Suficiente?** O combustível de um reator de fissão à base de urânio é o isótopo físsil ^{235}U , que constitui apenas 0,72% do urânio natural. A abundância isotópica do ^{235}U foi medida em amostras terrestres, em rochas lunares e em meteoritos; os resultados foram praticamente os mesmos em todos os casos. 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}U ; em algumas amostras, a abundância não passava de 0,44%. As primeiras investigações levaram os cientistas a especular que o déficit de ^{235}U talvez se devesse ao fato de que parte de ^{235}U teria sido consumida durante o funcionamento de um reator natural.

O problema era que, com uma abundância isotópica de apenas 0,72%, é muito difícil (como Fermi e sua equipe tiveram ocasião de constatar) construir um reator que funcione. A chance de que isso aconteça por acaso em um depósito de urânio é praticamente nula.

Acontece, porém, que as coisas eram diferentes no passado. Tanto o ^{235}U como o ^{238}U são radioativos, mas o ^{235}U tem uma meia-vida 6,4 vezes menor ($7,04 \times 10^8$ anos, enquanto a meia-vida do ^{238}U é $44,7 \times 10^8$ anos). Como o ^{235}U decai mais depressa que o ^{238}U , sua abundância isotópica era maior no passado. Há dois bilhões de anos, a abundância não era 0,72%, mas 3,8%. Essa abundância é maior que a do urânio enriquecido artificialmente que hoje se usa nos reatores comerciais.

Dada essa concentração relativamente elevada do isótopo físsil, a existência de um reator natural (se outras condições forem satisfeitas) não parece tão surpreendente. O combustível estava lá. A propósito: há dois bilhões de anos, a forma de vida mais avançada que existia na Terra eram as cianobactérias.

- 2. Quais São as Provas?** A simples deficiência de ^{235}U em um depósito de minério não pode 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 pre-

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)



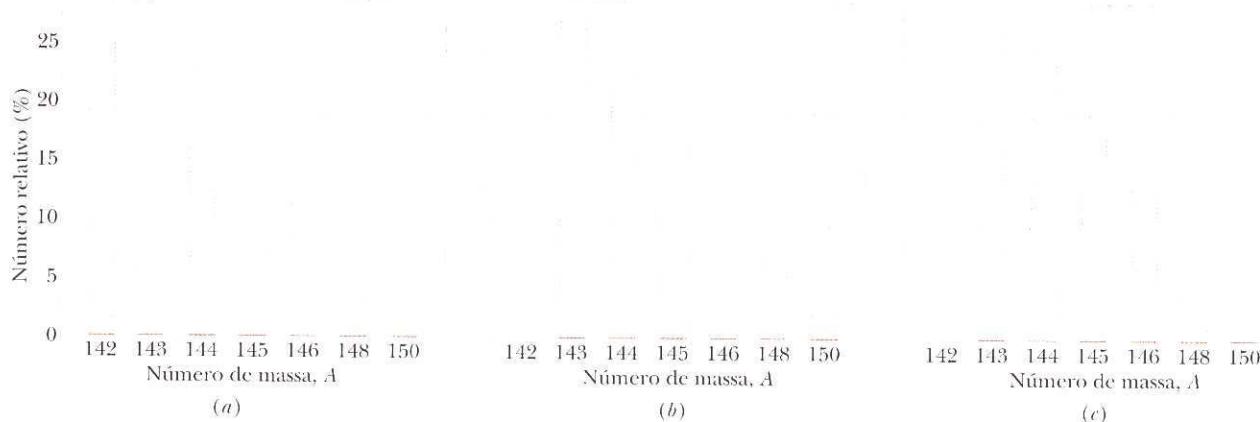


Figura 43-9 Distribuição por número de massa dos isótopos de neodímio encontrados (a) em depósitos naturais do elemento e (b) nos rejeitos de um reator nuclear. (c) Distribuição (depois de várias correções) do neodímio encontrado em uma mina de urânio do Gabão, na África Ocidental. Observe que as distribuições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

sentes 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. A Fig. 43-9a mostra a abundância isotópica de sete isótopos estáveis do neodímio em amostras terrestres. A Fig. 43-9b mostra a abundância dos mesmos isótopos nos rejeitos de um reator nuclear. É compreensível que haja uma diferença, já que os dois conjuntos de isótopos têm origens totalmente diversas. Observe, em particular, que o ^{142}Nd , o isótopo mais abundante no elemento natural, não aparece nos produtos de fissão.

A questão passa a ser a seguinte: quais são as abundâncias relativas dos isótopos do neodímio encontrados na mina do Gabão? Se realmente um reator natural funcionou na região, esperamos encontrar uma distribuição intermediária entre a distribuição natural e a distribuição produzida em um reator. A Fig. 43-9c mostra as abundâncias encontradas na região da mina depois de introduzidas correções para levar em conta vários fatores, como a presença de neodímio natural. A semelhança da Fig. 43-9c com a Fig. 43-9b é considerada uma prova segura de que realmente existiu um reator natural na região.

43-6 Fusão Termonuclear: O Processo Básico

A curva de energia de ligação da Fig. 42-7 mostra que existe um excesso de energia quando dois núcleos leves se combinam para formar um núcleo mais pesado, um processo conhecido como **fusão nuclear**. Em condições normais, o processo é impedido pela repulsão de Coulomb entre duas partículas de mesma carga, que impede que dois núcleos se aproximem o suficiente para que a interação forte predomine, promovendo a fusão. A altura dessa *barreira de Coulomb* depende da carga e do raio dos núcleos. No caso de dois prótons ($Z = 1$), a altura da barreira é 400 keV. Se os núcleos tiverem um número maior de prótons, a barreira, naturalmente, será maior.

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 envolvidas, através da relação

$$K = kT, \quad (43-9)$$

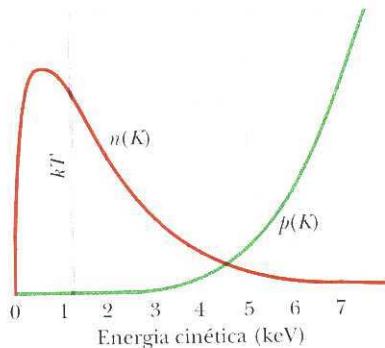


Figura 43-10 A curva $n(K)$ mostra a concentração de prótons por unidade de energia no centro do Sol. A curva $p(K)$ mostra a probabilidade de penetração da barreira de Coulomb (e, portanto, a probabilidade de fissão) para colisões entre prótons na temperatura do centro do Sol. A reta vertical mostra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



TESTE 2

Quais das possíveis reações de fusão a seguir não produzem energia: (a) ${}^6\text{Li} + {}^6\text{Li}$; (b) ${}^4\text{He} + {}^4\text{He}$; (c) ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$; (d) ${}^{20}\text{Ne} + {}^{20}\text{Ne}$; (e) ${}^{35}\text{Cl} + {}^{35}\text{Cl}$; (f) ${}^{14}\text{N} + {}^{35}\text{Cl}$? (Sugestão: consulte a curva de energias de ligação da Fig. 42-7.)

em que 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. Assim, em vez de dizer que “a temperatura no centro do Sol é $1.5 \times 10^7 \text{ K}$ ”, é mais comum afirmar que “a temperatura no centro do Sol é 1,3 keV”.

A temperatura ambiente corresponde a $K \approx 0,03 \text{ eV}$; uma partícula com essa energia é totalmente incapaz de superar uma barreira da ordem de 400 keV. Mesmo no centro do Sol, onde $kT = 1,3 \text{ keV}$, a situação não parece favorável à fusão nuclear. Entretanto, sabemos que a fusão nuclear não só acontece no centro do Sol como é o processo mais importante de geração de energia, não só no Sol como em qualquer estrela.

A aparente contradição desaparece quando nos damos conta de dois fatos: (1) A energia calculada através da Eq. 43-9 é a das partículas com a *velocidade mais provável*, definida na Seção 19-7; a distribuição inclui partículas com velocidades muito maiores e, portanto, energias muito maiores. (2) As partículas não precisam ter uma energia maior que a altura da barreira para atravessá-la; o tunelamento pode ocorrer em energias bem menores, como vimos na Seção 42-5 quando discutimos o decaimento alfa.

A situação real está representada na Fig. 43-10. A curva $n(K)$ mostra a distribuição de energia cinética dos prótons solares, plotada de modo a corresponder à temperatura no centro do Sol. A curva é diferente da curva de distribuição de velocidades da Fig. 19-7 porque agora o eixo horizontal representa energia e não velocidade. Para cada energia cinética K , a expressão $n(K) dK$ é proporcional à probabilidade de que um próton tenha uma energia cinética no intervalo entre K e $K + dK$. O valor de kT no centro do Sol está indicado por uma reta vertical; observe que muitos prótons têm uma energia maior que esse valor.

A curva $p(K)$ da Fig. 43-10 mostra a probabilidade de penetração da barreira no caso da colisão de dois prótons. As duas curvas da Fig. 43-10 sugerem que existe uma energia para a qual a probabilidade de fusão é máxima. Para energias muito maiores que esse valor, é fácil atravessar a barreira mas existem muito poucos prótons disponíveis para atravessá-la; para energias muito menores que esse valor, existem muitos prótons disponíveis mas a barreira é alta demais para ser transposta.

Exemplo

Fusão em um gás de prótons e a temperatura necessária

Suponha que o próton é uma esfera de raio $R = 1 \text{ fm}$. 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 ($U = q_1 q_2 / 4\pi\epsilon_0 r$).

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 $K_{\text{med}} = 3kT/2$, em que k é a constante de Boltzmann.

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

$$T = \frac{2K_{\text{med}}}{3k} = \frac{(2)(5,75 \times 10^{-14} \text{ J})}{(3)(1,38 \times 10^{-23} \text{ J/K})} \approx 3 \times 10^9 \text{ K.}$$

(Resposta)

Como a temperatura no centro do Sol é “apenas” $1,5 \times 10^7 \text{ K}$, 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

O Sol irradia uma potência de $3,9 \times 10^{26} \text{ W}$ e vem fazendo isso há bilhões de anos. Qual é a origem de tanta energia? As reações químicas estão fora de cogitação; se o Sol fosse feito de carvão e oxigênio nas proporções corretas para que houvesse combustão, o carvão se esgotaria em menos de 1000 anos. Outra possibilidade é a de que o Sol esteja encolhendo lentamente por ação de sua própria força gravitacional. Transformando a energia potencial gravitacional em energia térmica, o Sol poderia produzir energia durante muito mais tempo. Mesmo assim, os cálculos mostram que o tempo de vida associado a esse mecanismo seria muito menor do que a idade do Sol. A única possibilidade que resta é a fusão termonuclear. O Sol, como vamos ver, não queima carvão e sim hidrogênio e o faz em uma fornalha nuclear, não em uma fornalha química.

A reação de fusão que ocorre no Sol é um processo de várias etapas no qual o hidrogênio se transforma em hélio; o hidrogênio pode ser considerado o “combustível” e o hélio as “cinzas”. A Fig. 43-11 mostra o **ciclo próton-próton** (p-p) do processo de fusão.

O ciclo p-p começa com a colisão de dois prótons (${}^1\text{H} + {}^1\text{H}$) para formar um dêuteron (${}^2\text{H}$), com a criação simultânea de um pósitron (e^+) e um neutrino (ν). O pósitron logo encontra um elétron livre (e^-) do Sol e as duas partículas se aniquilam mutuamente (veja a Seção 21-6); a energia de repouso das partículas é convertida em dois raios gama (γ).

Dois desses eventos aparecem na parte superior da Fig. 43-11. Esses eventos são extremamente raros; na verdade, apenas uma em cada 10^{26} colisões próton-próton leva à formação de um dêuteron; na maioria dos casos, os dois prótons simplesmente ricocheteariam. É a lentidão desse processo “crítico” que regula a potência produzida e impede que o Sol seja consumido em uma violenta explosão. Apesar da baixa probabilidade da reação, existem tantos prótons no Sol que os dêuterons são produzidos à razão de 10^{12} kg/s .

Quando um dêuteron é produzido, logo colide com um próton para formar um núcleo de ${}^3\text{He}$, como mostra a parte central da Fig. 43-11. Dois núcleos de ${}^3\text{He}$ ocasionalmente se encontram (o tempo médio para que isso aconteça é 10^5 anos, um tempo relativamente curto) para formar uma partícula alfa (${}^4\text{He}$) e dois prótons, como mostra a parte de baixo da figura.

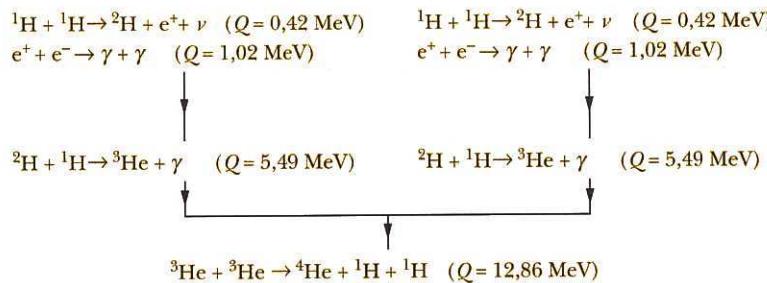
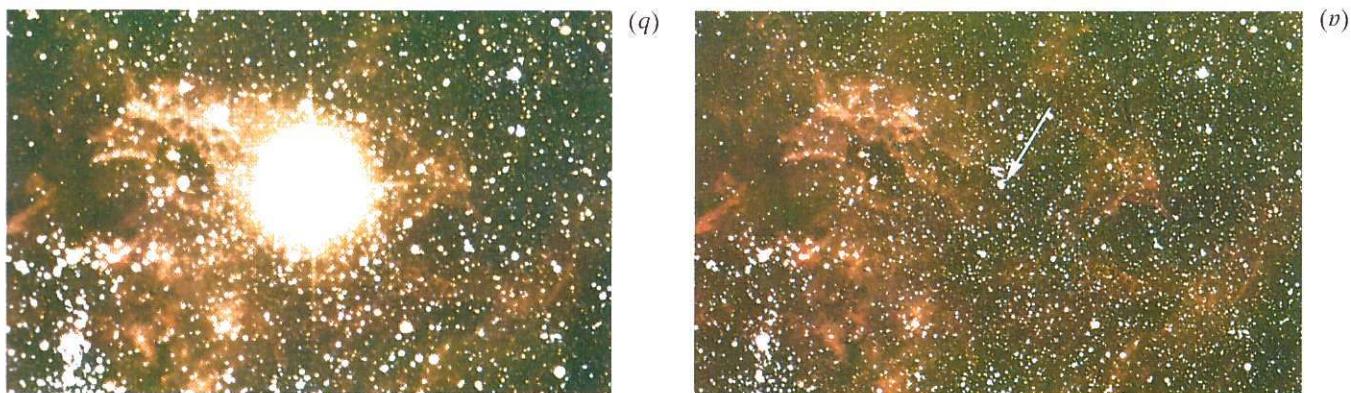


Figura 43-11 O mecanismo próton-próton responsável pela produção de energia no Sol. No processo, quatro prótons se fundem para formar uma partícula alfa (${}^4\text{He}$), com uma liberação de energia de 26,7 MeV.

ser observada a olho nu. (Courtesy da Anglo Australian Telescope Board) SN1987a; o brilho da supernova era 100 milhões de vezes maior que o do Sol e ela podia comegamas a receber a luz da supernova em que a estrela se tornou, batizada como

Figura 43-12 (a) A seta mostra a estrela Sanduleak antes de 1987. (b) Em 1987,



Aqueima de hidrogélio vem acontecendo no Solo há mais ou menos 5 bilhões de anos e os calcários mostram que existe hidrogélio suficiente para mais uns 5 bilhões de anos. Depois desse tempo, a parte central do Solo, que a essa altura será constituída principalmente de hélio, começará a esfriar e o Solo sofrerá um processo de encolhimento por causa de sua propria gravidade. Isto aumentará a temperatura e fará as principais fontes de energia, como gás e estrelas, emitir um grande número de raios-X.

Cerca de 0,5 MeV dessa energia são removidos do Solo pelos dois neutrinos que aparecem nas Eqs. 43-10 e 43-11; o resto (26,2 MeV) é incorporado ao centro do Solo na forma de energia térmica. Essa energia térmica é gradualmente transportada para a superfície solar, de onde é irradiada para o espaço na forma de ondas eletrromagnéticas, entre elas as da luz visível.

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

$$\bar{Q} = 26,7 \text{ MeV.}$$

\bar{Q} para os diferentes estágios do ciclo protão-protônio na Fig. 43-11. Temos: O mesmo valor é obtido (como não podia deixar de ser) somando os valores de cálculo da energia de desintegração.

e a massa de repouso dos raios γ é zero; assim, essas partículas não entram no calor um átomo de hidrogélio. Os neutrinos têm massa de repouso nula ou insignificante em que 4,002 603 u é a massa de um átomo de hélio 4 e 1,007 825 u é a massa de

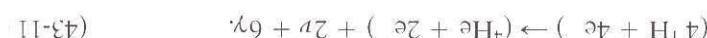
$$= 26,7 \text{ MeV},$$

$$= -[4,002 603 u - (4)(1,007 825 u)][931,5 \text{ MeV/u}]$$

$$\bar{Q} = -\Delta m c^2$$

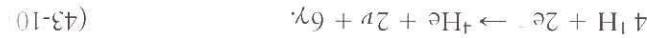
energia de repouso de quatro átomos de hidrogélio:

Eqs. 43-11) como a diferença entre a energia de repouso de um átomo de hélio 4 e a de hélio. Isto nos permite calcular a energia libertada pela reação da Eq. 43-10 (e de as grandezas entre partículas representam átomos (e não nucleos) de hidrogélio



reação:

Acrescentando dois elétrons a ambos os membros da Eq. 43-10, obtemos a seguinte



Levando em conta todas as reações mostradas da Fig. 43-11, o ciclo p-p resulta na combinação de quatro prótons e dois elétrons para formar uma partícula alfa, dois neutrinos e seis raios gama:

Se a temperatura no centro do Sol chegar de novo a cerca de 10^8 K, o processo de fusão começará novamente, só que, dessa vez, queimando hélio para produzir carbono. Quando uma estrela evolui e se aquece ainda mais, outros elementos podem ser formados por outras reações de fusão. Entretanto, elementos mais pesados que os que estão nas proximidades do máximo da curva de energia de ligação da Fig. 42-7, como o ferro e o níquel, não podem ser formados por reações de fusão. Acredita-se que esses elementos sejam produzidos por captura de nêutrons durante as explosões de estrelas conhecidas como *supernovas* (Fig. 43-12). Nesse tipo de evento, a camada externa de uma estrela é ejetada para o espaço sideral, onde se mistura com o meio tenuíssimo que existe entre as estrelas. É a partir desse meio, constantemente enriquecido pelos resíduos de explosões estelares, que novas estrelas se formam por condensação sob a influência da força gravitacional.

A abundância na Terra de elementos mais pesados que o hidrogênio e o hélio sugere que nosso sistema solar se condensou a partir de uma nuvem interestelar que continha os restos dessas explosões. Assim, todos os elementos à nossa volta, incluindo aqueles de que é feito nosso corpo, foram produzidos no interior de estrelas que já não existem mais. Como disse um cientista: “Na verdade, somos filhos das estrelas.”

Exemplo

Consumo de hidrogênio no 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 ΔE é a energia produzida quando uma massa Δm

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 (2×10^{30} kg) para manter a fornalha nuclear em operação por um longo tempo.

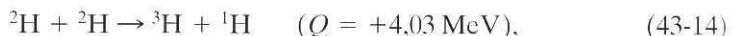
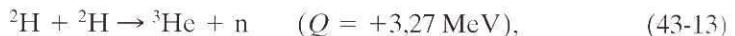
43-8 A Fusão Nuclear Controlada

A primeira reação termonuclear terrestre aconteceu no atol de Eniwetok em 1º de novembro de 1952, quando os Estados Unidos detonaram uma bomba de fusão, liberando uma energia equivalente a 10 milhões de toneladas de TNT. As altas temperaturas e densidades necessárias para iniciar a reação foram conseguidas usando uma bomba de fissão como espoleta.

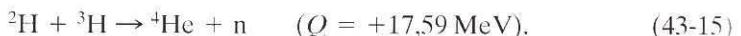
Uma fonte constante e controlada de energia de fusão (um reator de fusão usado para gerar energia elétrica, por exemplo) é um objetivo muito mais difícil de ser atingido. Mesmo assim, essa meta vem sendo ativamente perseguida em vários países do mundo, já que muitos consideram o reator de fusão como a fonte de energia do futuro, pelo menos para a produção de eletricidade.

O ciclo p-p que aparece na Fig. 43-11 não se presta a esse tipo de aplicação porque é excessivamente lento. O processo funciona bem no Sol apenas por causa

da enorme concentração de prótons que existe no centro do astro. As reações mais promissoras para uso terrestre parecem ser duas reações dêuteron–dêuteron (d-d),



e a reação dêuteron–trítion (d-t),



(O núcleo do isótopo de hidrogênio ${}^3\text{H}$ (trítio) é chamado de *trítion*. Trata-se de um radionuclídeo, com uma meia-vida de 12,3 anos.) A abundância isotópica do deuterio, a fonte de dêuterons para essas reações, é de apenas de 1 parte em 6700, mas esse isótopo do hidrogênio pode ser extraído em quantidades praticamente ilimitadas da água do mar. Os defensores da energia nuclear argumentam que depois que os combustíveis fósseis se esgotarem teremos apenas duas escolhas: “queimar pedra” (fissão do urânio extraído de rochas) ou “queimar água” (fusão do deutério extraído da água).

Um reator termonuclear deve atender a três requisitos:

- 1.** *Uma Alta Concentração de Partículas, n.* A concentração de partículas (número de dêuterons por unidade de volume, digamos) deve ser suficiente para assegurar um grande número de colisões por unidade de tempo. Nas altas temperaturas utilizadas, o deutério certamente estará totalmente ionizado, formando um **plasma** (gás ionizado) de dêuterons e elétrons.
- 2.** *Uma Alta Temperatura do Plasma, T.* O plasma deve estar muito quente, caso contrário os dêuterons não terão energia suficiente para vencer a barreira de Coulomb que tende a mantê-los afastados. Uma temperatura de plasma de 35 keV, correspondente a $4 \times 10^8 \text{ K}$, já foi conseguida em laboratório; trata-se de uma temperatura cerca de 30 vezes maior que a do centro do Sol.
- 3.** *Um Longo Tempo de Confinamento τ .* Um problema difícil é conter o plasma durante um tempo suficiente para que as reações de fusão ocorram. É evidente que nenhum recipiente sólido pode suportar as altas temperaturas necessárias para a fusão, de modo que é preciso usar outras técnicas de confinamento, duas das quais serão discutidas a seguir.

Como foi demonstrado pelo cientista americano J. D. Lawson, para que um reator termonuclear baseado na reação d-t produza mais energia do que consome, a seguinte relação deve ser satisfeita:

$$n\tau > 10^{20} \text{ s/m}^3. \quad (43-16)$$

Essa condição, conhecida como **critério de Lawson**, mostra que temos uma escolha entre confinar muitas partículas por pouco tempo ou poucas partículas por muito tempo. Além de satisfazer essa condição, também é preciso manter o plasma a uma temperatura suficientemente elevada.

Duas abordagens para a geração de energia através da fusão controlada estão sendo investigadas. Embora nenhuma das duas tenha sido bem-sucedida até o momento, ambas estão sendo testadas porque são consideradas promissoras e por causa da possibilidade de que a fusão controlada venha a resolver os problemas da energia que o mundo enfrenta atualmente.

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 de **tokamak** [o nome é formado pelas primeiras sílabas de três palavras do russo, toroidál

(toroidal), câmera (câmara) e aksiál (axial)]. 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 (*break-even*) 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. No Lawrence Livermore Laboratory, por exemplo, situado no estado norte-americano da Califórnia, esferas de uma mistura de deutério e trítio, menores que um grão de areia (Fig. 43-13), são submetidas a pulsos sincronizados de 10 lasers de alta potência distribuídos simetricamente. Os pulsos são planejados para fornecer, no total, uma energia de 200 kJ a cada esfera em menos de um nanosegundo. Isso corresponde a uma potência de 2×10^{14} W, ou seja, 100 vezes mais que a potência elétrica instalada em todo o mundo!

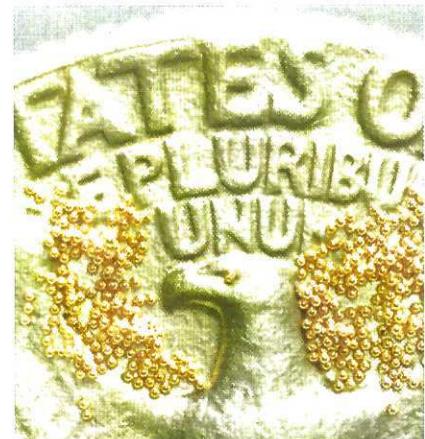


Figura 43-13 As pequenas esferas sobre a moeda foram feitas de uma mistura de deutério e trítio para serem usadas em uma câmara de fusão a laser. (Cortesia do Los Alamos National Laboratory, New Mexico)

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 $3,0 \times 10^{-3} \text{ kg/mol}$.

IDEIA-CHAVE

No caso de um sistema que contém apenas um tipo de partícula, podemos escrever a massa específica do sistema em termos da massa e concentração (número por unidade de volume) das partículas:

$$\left(\text{massa específica, } \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \right) = \left(\text{concentração, } \frac{\text{m}^{-3}}{\text{m}^3} \right) \left(\text{massa, } \frac{\text{kg}}{\text{mol}} \right). \quad (43-17)$$

Seja n o número total de partículas por unidade de volume na esfera comprimida. Nesse caso, como sabemos que a esfera contém um número igual de átomos de deutério e trítio, o número de átomos de deutério por unidade de volume é $n/2$ e o número de átomos de trítio por unidade de volume é também $n/2$.

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

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

(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 *break-even*, a densidade específica deve ser mantida por um período de tempo τ 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.)

REVISÃO E RESUMO

Energia Nuclear Os processos nucleares produzem um milhão de vezes mais energia por unidade de massa que os processos químicos.

Fissão Nuclear A Eq. 43-1 descreve a fissão do ^{235}U quando o ^{235}U captura um nêutron térmico. As Eqs. 43-2 e 43-3 mostram as cadeias de decaimento de produtos da fissão. A energia liberada em um evento de fissão é da ordem de 200 MeV.

A fissão pode ser explicada pelo modelo coletivo, que se baseia em uma analogia entre o núcleo e uma gota de líquido carregada eletricamente que recebe uma energia de excitação. Para que a fissão ocorra, os fragmentos devem vencer, por tunelamento, uma barreira de potencial; isso só é possível se a energia de excitação E_n for da mesma ordem que a altura da barreira E_b .

Os nêutrons liberados durante a fissão tornam possível uma reação em cadeia. A Fig. 43-5 mostra o equilíbrio de nêutrons em um reator nuclear típico; a Fig. 43-6, o diagrama esquemático de um reator nuclear.

Fusão Nuclear A fusão de dois núcleos leves (um processo que libera energia) é inibida pela barreira de Coulomb (que se deve à re-

pulsão elétrica dos dois conjuntos de prótons). A fusão de átomos em grande escala só acontece se a temperatura for suficiente (ou seja, se a energia dos núcleos for suficiente) para que os núcleos vençam a barreira por tunelamento.

A principal fonte de energia do Sol é a queima termonuclear de hidrogênio para formar hélio no **ciclo próton-próton** representado na Fig. 43-11. Os elementos até $A = 56$ (nas proximidades do pico da curva de energia de ligação por núcleon) podem ser produzidos por outros processos de fusão depois que o suprimento de hidrogênio de uma estrela se esgota.

Fusão Controlada A fusão termonuclear controlada pode vir a ser uma importante fonte de energia no futuro. As reações d-d e d-t são as mais promissoras. Um reator de fusão baseado na reação d-t deve satisfazer o **critério de Lawson**

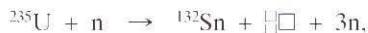
$$n\tau > 10^{20} \text{ s/m}^3, \quad (43-16)$$

além de manter o plasma a uma temperatura suficientemente elevada para que as fusões ocorram.

Nos **tokamaks**, o plasma é confinado por campos magnéticos; na **fusão a laser**, utiliza-se o confinamento inercial.

PERGUNTAS

1 No processo de fissão



quais são os números que devem aparecer (a) no quadrado de cima (o índice superior) e (b) no quadrado de baixo (o valor de Z)?

2 Se um processo de fusão envolve a absorção de energia, a energia média de ligação por núcleon aumenta ou diminui?

3 Suponha que um núcleo de ^{238}U absorve um nêutron e decai, não por fissão, mas por emissão beta menos, emitindo um elétron e um neutrino. Qual é o nuclídeo resultante: ^{239}Pu , ^{238}Np , ^{239}Np ou ^{238}Pa ?

4 Os fragmentos iniciais da fissão têm mais prótons que nêutrons, mais nêutrons que prótons ou aproximadamente o mesmo número de prótons e nêutrons?

5 Na reação de fissão



coloque os nuclídeos a seguir, que podem tomar o lugar de X (ou de Y) em ordem de probabilidade, começando pelo mais provável: ^{152}Nd , ^{140}I , ^{128}In , ^{115}Pd , ^{105}Mo . (Sugestão: veja a Fig. 43-1).

6 Para obter elementos muito pesados que não existem na natureza, os pesquisadores provocam colisões de núcleos de porte médio com núcleos pesados. Em algumas colisões, os núcleos se fundem para formar um dos elementos muito pesados. Nesse tipo de evento, a massa do produto é maior ou menor que a massa dos núcleos envolvidos na colisão?

7 Quando um núcleo se divide em dois núcleos menores com liberação de energia, a energia de ligação média por núcleo aumenta ou diminui?

8 Quais dos seguintes elementos *não são* produzidos por fusões termonucleares no interior das estrelas: carbono, silício, cromo, bromo?

9 O critério de Lawson para a reação d-t (Eq. 43-16) é $n\tau > 10^{20} \text{ s/m}^3$. Para a reação d-d, o número do lado direito da desigualdade deve ser igual, menor ou maior?

10 Cerca de 2% da energia gerada no centro do Sol pela reação p-p são transportados para fora do Sol por neutrinos. A energia associada a esse fluxo de neutrinos é igual, maior ou menor que a energia irradiada da superfície solar na forma de ondas eletromagnéticas?