

## 13 Química Nuclear

En las reacciones químicas ordinarias sólo intervienen los electrones de los átomos. Los núcleos mantienen sus identidades y sólo son importantes en la medida en que influyan sobre los electrones determinando propiedades tales como energía de ionización, afinidades electrónicas, etc. Sin embargo, la naturaleza del núcleo es un tema importante para los químicos porque la materia también sufre transformaciones en las cuales intervienen directamente los núcleos y porque el estudio de dichas transformaciones ha ampliado considerablemente nuestro conocimiento acerca de la naturaleza de la materia.

### 13.1 La naturaleza del Núcleo

Los núcleos atómicos están formados por *protones* y *neutrones*, partículas que en conjunto reciben el nombre de *nucleones*. En un núcleo atómico, el número de protones, igual al número de electrones del átomo, es el *número atómico*  $Z$ , y el número total de nucleones es el *número de masa*  $A$ . Estos dos números identifican completamente a un núcleo dado. En consecuencia, el número de neutrones es simplemente  $A - Z$ . Los *isótopos* de un elemento son aquellos átomos que tienen el mismo número atómico pero diferentes números de masas, es decir, diferentes números de neutrones. Por lo tanto, el número atómico identifica a un elemento dado, y el número de masa al isótopo de ese elemento.

Cuando es necesario especificar un isótopo particular de un elemento dado, el número de masa se coloca como un superíndice y el número atómico como un

subíndice, ambos a la izquierda del símbolo que representa al elemento:  ${}^A_ZX$ . Por ejemplo, los dos isótopos naturales del litio son  ${}^6_3\text{Li}$  y  ${}^7_3\text{Li}$ .

Aunque se conoce bastante acerca de la estructura del núcleo, todavía queda mucho más por conocer. Se ha determinado el tamaño de muchos núcleos y los resultados obtenidos indican que el radio  $r$  de un núcleo dado está relacionado con su número de masa por medio de la ecuación

$$r = r_0 A^{1/3} \quad (13.1)$$

en donde  $r_0 = 1,33 \times 10^{-13}$  cm es una constante común a todos los núcleos. De la ecuación anterior se puede obtener una conclusión importante acerca del volumen nuclear y de su densidad. Como el volumen de una esfera es  $(4/3)\pi r^3$ , si suponemos que el núcleo es esférico, obtenemos

$$V = (4/3)\pi r^3 = (4/3)\pi r_0^3 A \quad (13.2)$$

Por lo tanto, el volumen nuclear es directamente proporcional a su número de masa. En otras palabras, la masa de un núcleo determina su volumen, por lo que la densidad nuclear es aproximadamente constante para todos los núcleos. Esta densidad es extraordinariamente alta, aproximadamente  $1,7 \times 10^{14}$  g cm<sup>-3</sup>. El átomo más denso conocido, el osmio, tiene una densidad de sólo 22,6 g cm<sup>-3</sup>, por lo que el núcleo atómico promedio es alrededor de 7,5 billones de veces más denso que el elemento más denso conocido.

El hecho de que el volumen nuclear sea directamente proporcional a su número de masa (ecuación 13.2) sugiere que los protones y los neutrones se empaquetan juntos como si fueran esferas rígidas, haciendo que el volumen nuclear total sea la suma de los volúmenes individuales de los protones y neutrones. Este modelo sencillo, sin embargo, no debe tomarse literalmente. Los nucleones no están inmóviles, apilados como esferas, sino que contribuyen al volumen nuclear como si lo estuvieran.

La unidad de masa nuclear es la *unidad de masa atómica* (uma), la cual se define como exactamente igual a 1/12 de la masa del átomo  ${}^{12}_6\text{C}$ . En esta escala, el neutrón tiene una masa de 1,0086650 uma, mientras que la masa de un átomo de hidrógeno, protón más electrón, es de 1,0078250 uma y la del protón es de 1,0072765 uma. En un

estudio de los núcleos sería de esperar que el interés principal recayera sobre las masas nucleares, pero son las masas de los átomos, núcleo más electrones, las que se determinan experimentalmente y las que están tabuladas. Como veremos a continuación, esto no origina complicaciones serias.

Como el neutrón y el átomo de hidrógeno tienen una masa de casi 1 uma, las masas de los diferentes isótopos de los elementos tienen prácticamente todos valores enteros. En realidad, fue la observación de este hecho lo que sugirió que los núcleos están formados por neutrones y protones. Sin embargo, una comparación cuidadosa de la masa de cualquier átomo con la suma de las masas de los átomos de hidrógeno y de sus neutrones constituyentes revela una interesante diferencia de masa. Consideremos, por ejemplo, el átomo  $^{16}_8\text{O}$ , el cual tiene una masa de 15,9949146 uma. En contraste, la masa total de ocho neutrones más ocho átomos de hidrógeno (ocho protones más ocho electrones) es  $(1,0086650 + 1,0078250) \times 8 = 16,1319200$ . Por consiguiente, el  $^{16}_8\text{O}$  es más ligero de lo que cabría esperar en 0,1370054 uma. En consecuencia, cuando se forma el núcleo  $^{16}_8\text{O}$  a partir de ocho neutrones y ocho protones, su masa disminuye. Esta disminución se ha atribuido a que la reacción



en la cual los símbolos  $^1_0n$  y  $^1_1p$  representan al neutrón y al protón, respectivamente, libera una gran cantidad de energía llamada *energía de enlace de los nucleones*,  $E_u$ . Esta energía liberada ya no contribuye a la masa del núcleo  $^{16}_8\text{O}$ . La relación entre la energía  $E$  liberada y la pérdida de masa  $m$  viene dada por la ecuación de Einstein

$$E = mc^2 \quad (13.4)$$

en donde  $c$  es la velocidad de la luz. Por lo tanto, la energía liberada en la reacción 13.3 puede calcularse fácilmente. La masa en uma, al igual que el peso molecular, es igual a la masa en gramos por mol. En consecuencia,

$$m = 0,1370054 \text{ uma} = \frac{0,1370054 \text{ g mol}^{-1}}{6,022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}} = 2,2751 \times 10^{-25} \text{ g}$$

Como  $c = 2,9979 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$ , tenemos que

$$E_u = (2,2751 \times 10^{-28} \text{ kg})(2,9979 \times 10^8 \text{ m s}^{-1})^2 = 2,0447 \times 10^{-11} \text{ J}$$

La unidad de energía más utilizada en trabajo nuclear es el *electrón-voltio* (eV), que es la energía de un electrón cuando atraviesa una diferencia de potencial de 1 V, y es igual a la carga electrónica  $e$  en coulombios multiplicada por 1 V. Pero en el sistema SI de unidades, coulomb  $\times$  voltio = joule, luego

$$1 \text{ eV} = (1,60210 \times 10^{-19} \text{ C})(1 \text{ V}) = 1,60210 \times 10^{-19} \text{ J}$$

y

$$E_u = \frac{2,0447 \times 10^{-11} \text{ J}}{1,6021 \times 10^{-19} \text{ J eV}^{-1}} = 1,2763 \times 10^8 \text{ eV} = 127,63 \text{ MeV}$$

Para referencias futuras, los factores de conversión importantes son

$$1 \text{ uma} = 1,6606 \times 10^{-24} \text{ g} \Rightarrow 931,47 \text{ MeV} = 1,4924 \times 10^{-10} \text{ kJ mol}^{-1}$$

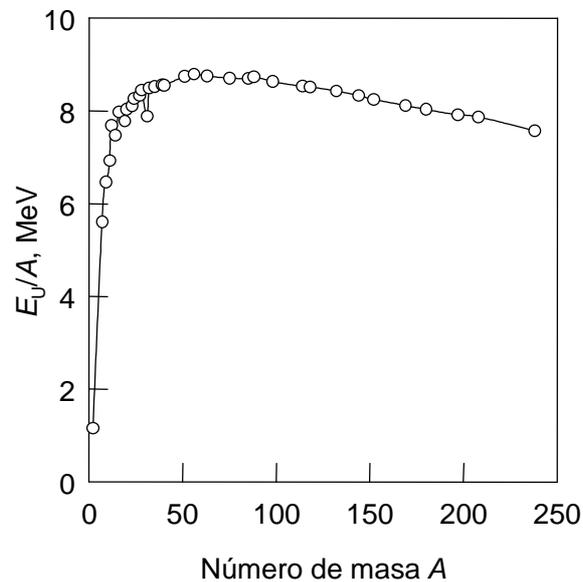
Vemos entonces que restando la masa de un átomo de la suma de las masas de sus neutrones, protones y electrones constituyentes, se puede calcular la energía total de enlace  $E_u$  que mantiene unido al núcleo. Una cantidad más informativa que la energía total de enlace es la *energía de enlace por nucleón*  $E_u/A$ , la cual se representa en la Figura 13.1 en función del número de masa. Después de una subida abrupta para los núcleos más ligeros, la energía de enlace por nucleón sólo varía ligeramente, y tiene un valor aproximado de 8 MeV por nucleón. Los núcleos más estables tienen números de masa cercanos a 60 o cargas de aproximadamente 25.

Como para los elementos con números de masa mayor de 20 la energía de enlace por nucleón varía muy poco, como primera aproximación se puede decir que

$$E_u/A \cong \text{constante} \quad (13.5a)$$

$$E_u \cong \text{constante} \times A \quad (13.5b)$$

Es decir, la energía total de enlace de un núcleo es aproximadamente proporcional al número de nucleones. Esta observación sugiere que las fuerzas que mantienen uni-



**Figura 13.1** Energía de enlace por nucleón en función del número de masa para algunos núcleos estables.

dos a los nucleones son de corto alcance; es decir, un nucleón ejerce fuerzas atractivas sólo sobre sus vecinos más próximos. Si las fuerzas nucleares fueran de largo alcance, cada uno de los nucleones sería atraído hacia los  $A - 1$  nucleones restantes, y la energía nuclear total sería proporcional a  $A(A - 1)$  en vez de a  $A$ .

Además de ser de corto alcance, las fuerzas atractivas entre los nucleones son independientes de la carga. Debe haber, sin embargo, repulsión coulombica entre los protones, por lo que la energía de enlace neta entre dos protones debe ser menor que entre dos neutrones. Cuando se hace la corrección para la repulsión coulombica entre protones, se encuentra que la energía nuclear atractiva de enlace es 14,1 MeV por nucleón; es la repulsión coulombica entre protones la que reduce este valor al valor 8 MeV dado anteriormente.

Supóngase ahora que en el núcleo los nucleones se comportan como si fueran esferas rígidas empaquetadas lo más compactamente posible, teniendo cada uno 12 vecinos próximos. Como cada enlace de un nucleón con sus doce vecinos está compartido por dos nucleones, hay  $12/2 = 6$  enlaces nucleónicos o atracciones por partícula. Se podría interpretar entonces que la energía de enlace por nucleón de 14,1 MeV implica que la energía de enlace o de atracción entre un solo par de nucleones es  $14,1/6 = 2,3$  MeV. Existe un núcleo,  ${}^2_1\text{H}$ , en el cual hay una sola atracción nucleón-

nucleón, y la energía de enlace es 2,2 MeV. Por consiguiente, la idea de que los nucleones sólo interaccionan con sus 12 vecinos más próximos parece justificada.

El análisis anterior, sin embargo, no da información acerca del origen de las fuerzas nucleares. En 1935, Hidekei Yakawa postuló que los neutrones y protones están unidos por el rápido intercambio de una partícula nuclear la cual fue identificada como un mesón  $\pi$  o *pión*. Hoy día se sabe que existen tres tipos de piones: uno positivo,  $\pi^+$ , uno negativo,  $\pi^-$ , y uno neutro,  $\pi^0$ . De acuerdo con la teoría del intercambio de piones de Yakawa, un neutrón  ${}^1_0n_A$  se transforma en un protón  ${}^1_1p_A^+$  mediante la emisión de un pión negativo. El pión emitido es atrapado por un protón  ${}^1_1p_B^+$  el cual, a su vez, se convierte en un neutrón  ${}^1_0n_B$ :



Este intercambio luego se invierte: el neutrón  ${}^1_0n_B$  se transforma de nuevo en el protón  ${}^1_1p_B^+$  y el protón  ${}^1_1p_A^+$  se convierte en el neutrón  ${}^1_0n_A$ . El intercambio es extremadamente rápido, aproximadamente  $10^{24}$  transferencias por segundo. Puede postularse el mismo tipo de intercambio para piones positivos:



Igualmente, la existencia de fuerzas atractivas protón-protón y neutrón-neutrón se puede justificar postulando el intercambio de piones neutros:



Aunque la discusión anterior nos muestra cómo algunas de las propiedades generales del núcleo afectan a la energía nuclear de enlace, dista mucho de darnos una imagen completa de dicha energía. Hay otros aspectos importantes más sutiles. Por ejemplo, se ha observado que los núcleos con un número par de protones y de

neutrones son particularmente estables. En la Tabla 13.1 se muestra la distribución de los núcleos estables conocidos. La mayoría de los núcleos estables contienen un número par de protones y un número par de neutrones. Hay sólo ocho núcleos del tipo impar-impar, y de ellos sólo cinco son estables y se encuentran en la naturaleza:  ${}^2_1\text{H}$ ,  ${}^6_3\text{Li}$ ,  ${}^{10}_5\text{B}$ ,  ${}^{14}_7\text{N}$  y  ${}^{180}_{73}\text{Ta}$ . Por otra parte, para cada número atómico impar nunca existen más de dos núcleos estables, mientras que para cada número atómico par existen hasta diez núcleos estables. Los dos elementos con  $Z < 83$  que nunca se han encontrado en la naturaleza son  ${}_{43}\text{Tc}$  y  ${}_{61}\text{Pm}$ , y ambos tienen números atómicos impares.

Estas observaciones sugieren que hay un apareamiento independiente de protones y neutrones que afecta a la estabilidad nuclear. Hay también un efecto todavía más específico relacionado con el número de protones y neutrones. Los núcleos que tienen el número "mágico" 2, 8, 20, 28, 50, 82 o 126 de protones o neutrones son particularmente estables y abundan en la naturaleza. La existencia de estos números mágicos ha sugerido un modelo de capas para el núcleo y un esquema de niveles de energía análogo al utilizado para los electrones en los átomos, y esta idea ha permitido hacer ciertas predicciones acertadas de varias propiedades nucleares.

**Tabla 13.1** Frecuencia de ocurrencia de los núcleos estables.

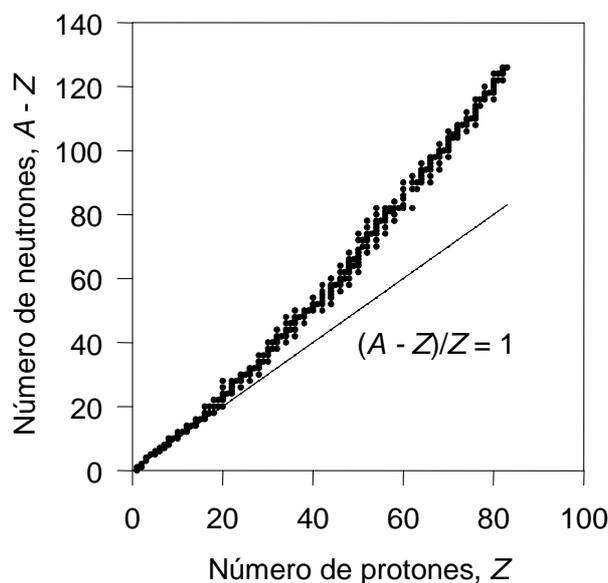
A	Protones	Neutrones	Número de núcleos
par	par	par	157
par	impar	impar	5
impar	impar	par	50
impar	par	impar	52

## 13.2 Radiactividad

Algunos núcleos, a pesar de ser inestables, existen en la naturaleza, mientras que otros se obtienen sintéticamente. Los núcleos inestables sufren espontáneamente ciertos cambios, conocidos con el nombre de *desintegración radiactiva*, mediante los cuales se transforman en núcleos más estables. Como se puede observar en la Figura 13.1, los núcleos más estables tienen números de masa cercanos a 60, por lo que la *fisión*

(división) de un núcleo muy pesado en dos núcleos de masa próxima a 60 es un proceso que libera energía y que, por lo tanto, debería ser espontánea. Sin embargo, la fisión espontánea es bastante rara, y la mayoría de los núcleos radiactivos se desintegran espontáneamente por medio de ciertos procesos que tienden a transformarlos en núcleos más estables.

Podemos entender el fundamento de los diferentes procesos de desintegración radiactiva considerando la Figura 13.2 en la cual se ha representado el número de neutrones contra el número de protones para todos los núcleos estables. Como se puede observar, los núcleos estables están dentro de una zona bien definida. Para los núcleos más ligeros que  ${}^{40}_{22}\text{Ca}$  casi todos los núcleos estables tienen igual número de protones y de neutrones. En cambio, entre los elementos más pesados los núcleos estables tienen más neutrones que protones, alcanzando una relación neutrón:protón de 1,5:1 para el  ${}^{200}_{80}\text{Hg}$ . Parece que la causa de este comportamiento es la excesiva repulsión coulombica que existe en los núcleos con muchos protones, y aparentemente ésta se puede disminuir algo aumentando el número de neutrones y, con ello, el tamaño nuclear. Sin embargo, sea cual sea el número de neutrones presentes, parece existir un límite al número de protones que se puede empacar en un núcleo, ya que el núcleo más grande



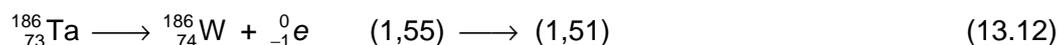
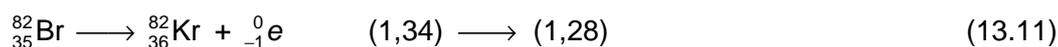
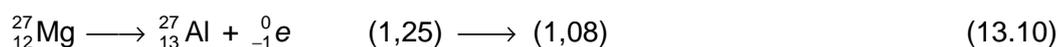
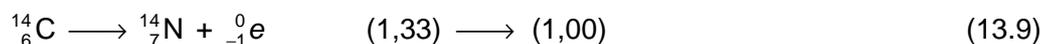
**Figura 13.2** Número de neutrones en función del número de protones para los núcleos estables. estable es el  ${}^{209}_{83}\text{Bi}$ , y todos los núcleos más pesados que éste son inestables y, por lo tanto, radiactivos.

Los núcleos que están fuera de la región de estabilidad de la Figura 13.2 son inestables porque o tienen un exceso de neutrones (están a la izquierda) o tiene un exceso de protones (están a la derecha). En cualquier caso, existen mecanismos de desintegración radiactiva que permiten reducir estos excesos. Estos mecanismos son los siguientes.

### 13.2.1 Emisión Beta

Aquellos núcleos cuya relación neutrón:protón es demasiado elevada para su estabilidad y que, por lo tanto, están a la izquierda de la zona de estabilidad, pueden reducir esta relación por *emisión beta*. Una partícula  $\beta$  es simplemente un electrón, indicado con el símbolo  ${}_{-1}^0e$ , el cual puede considerarse como el resultado de la transformación de un neutrón nuclear en un protón nuclear. El núcleo “hijo” resultante tiene, por lo tanto, un neutrón menos y un protón más que el núcleo “padre” del cual proviene y estará más cerca de la zona de estabilidad que este último.

La desintegración beta es una forma común de desintegración radiactiva y se observa tanto entre núcleos naturales como sintéticos. Como ejemplo tenemos las siguientes desintegraciones radiactivas:



Obsérvese en todos estos ejemplos que, como se transforma un neutrón en un protón, el número de masa no cambia y el número de protones aumenta en uno o, lo que es lo mismo, la suma de los superíndices y de los subíndices de los productos de la reacción es igual al superíndice y al subíndice del núcleo padre. Aunque en estos procesos de desintegración el número de masa no cambia, la masa disminuye, por lo que hay desprendimiento de energía. Para calcular la energía liberada en estos procesos basta comparar la masa del átomo del núcleo padre con la masa del átomo del núcleo hijo. Por ejemplo, para el proceso de desintegración 13.9, basta comparar la masa de un

átomo  $^{14}_6\text{C}$  con la masa de un átomo  $^{14}_7\text{N}$ , porque en el proceso de desintegración un átomo de carbono (núcleo más seis electrones) se convierte en un ion de nitrógeno (núcleo más seis electrones) más un electrón. La masa total de los productos es, por lo tanto, la masa del átomo de nitrógeno (núcleo más siete electrones). Entonces,

$$\text{masa de } ^{14}_6\text{C} - \text{masa de } ^{14}_7\text{N} = 14,003242 - 14,003074 = 0,000168 \text{ uma}$$

y, usando el factor de conversión dado anteriormente,

$$E = (0,000168 \text{ uma}) \times (931,47 \text{ MeV uma}^{-1}) = 0,156 \text{ MeV}$$

Puesto que el electrón emitido tiene una masa muy pequeña, la energía de retroceso de los núcleos producidos es muy pequeña. Se esperaría entonces que prácticamente toda la energía de desintegración se transformara en energía cinética de las partículas  $\beta$  emitidas y que todas estas partículas tuvieran energías cinéticas correspondientes a este valor. Sin embargo, en vez de observarse una sola energía, se observa un espectro continuo de energías para las partículas  $\beta$  emitidas, siendo la energía más alta la correspondiente a la energía de desintegración. Para explicar la existencia de este espectro de energías, se ha propuesto que cuando se emite una partícula  $\beta$  de energía menor que la máxima se emite, a la vez, un neutrino  $\nu$  (una partícula sin carga y de masa despreciable, probablemente cero) el cual tiene la diferencia de energía entre la de la partícula  $\beta$  emitida y la energía máxima:



### 13.2.2 Emisión Alfa

Aquellos núcleos que tienen una relación neutrón:protón demasiado baja para ser estables se encuentran a la derecha de la zona de estabilidad de la Figura 13.2. Existen tres mecanismos de desintegración radiactiva para aumentar la relación neutrón:protón siendo la *emisión alfa* uno de ellos.

Como su nombre lo indica, la emisión alfa consiste en la emisión de partículas  $\alpha$ , las cuales tienen un número atómico de 2 y un número de masa de 4 y, por consiguiente, son simplemente núcleos de  $^4_2\text{He}$ . La desintegración  $\alpha$  es común sólo en

núcleos con  $A > 209$  y  $Z > 83$  (recuérdese que para  $Z > 83$  los núcleos son inestables independientemente del número de neutrones que contengan). Obviamente, la emisión de partículas  $\alpha$  reduce al número de protones en dos y al número de masa en cuatro.

Como ejemplo de desintegraciones  $\alpha$  tenemos



En estos procesos se emite una partícula  $\alpha$  sin electrones (núcleo de helio) y carga +2. Sin embargo, después de su emisión, la partícula  $\alpha$  atrae electrones de los átomos que la rodean (convirtiéndolos en cationes) transformándose en un átomo  ${}_2^4\text{He}$  neutro. El átomo hijo queda, por lo tanto, con dos electrones en exceso y carga -2. Estos electrones en exceso son cedidos rápidamente a los cationes vecinos.

La energía liberada en estos procesos equivale a la diferencia en masas entre el núcleo padre y los núcleos hijos. De nuevo, se puede usar directamente las masa de los átomos ya que, por ejemplo, para la desintegración 13.13, la masa del átomo de Po incluye la masa de 84 electrones, mientras que la masa del átomo de Pb incluye la masa de 82 electrones y la masa del átomo de He incluye la masa de los dos electrones restantes. Por lo tanto,

$$\begin{aligned} \text{masa de } {}_{84}^{210}\text{Po} - (\text{masa de } {}_{82}^{206}\text{Pb} + \text{masa de } {}_2^4\text{He}) &= \\ 209,9829 - (205,9745 + 4,0026) &= 0,0058 \text{ uma} \\ E &= 5,403 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Si el núcleo producido en una desintegración alfa permanece en su estado fundamental, la energía cinética de la partícula  $\alpha$  emitida justifica la mayor parte de la energía emitida, y la energía cinética de retroceso del núcleo hijo justifica el resto. Si todos los núcleos quedaran en su estado fundamental, todas las partículas  $\alpha$  tendrían entonces la misma energía cinética. Sin embargo, las partículas  $\alpha$  emitidas tienen diferentes energías cinéticas, correspondiendo las partículas de mayor energía a los núcleos que quedan en su estado fundamental y las otras a núcleos que quedan en estados excitados. Los núcleos en estado excitado pasan luego a su estado fundamental emitiendo el exceso de energía bajo la forma de radiación  $\gamma$ . La suma de la

energía cinética de la partícula  $\alpha$ , la energía de retroceso del núcleo hijo y la energía de la radiación  $\gamma$  equivale a la energía de desintegración.

La radiación  $\gamma$  es una radiación electromagnética de muy corta longitud de onda (elevada energía) que se produce por cambios de energía dentro del núcleo. Su emisión sola no produce cambios en el número de masa o en el número atómico del núcleo y acompaña frecuentemente a todos los tipos de desintegración radiactiva. Por consiguiente, para los núcleos hijos que se forman en el estado fundamental, el proceso de desintegración del Po será el representado por la ecuación 13.13, pero cuando el núcleo hijo queda en un estado excitado, el proceso lo podemos describir mediante las reacciones



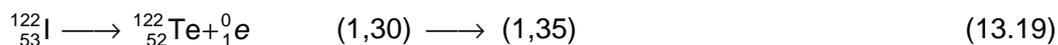
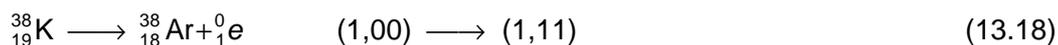
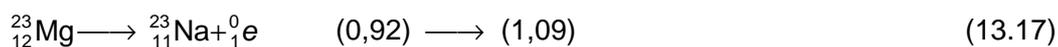
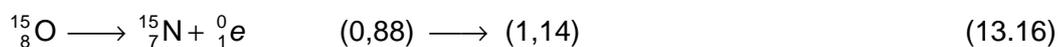
Los rayos  $\gamma$  emitidos por un núcleo específico tienen un valor o conjunto de valores de energía definido, por lo que se piensa que corresponden a transiciones entre niveles discretos de energía dentro del núcleo. En consecuencia, un espectro de emisión  $\gamma$  es análogo al espectro de líneas que resulta de las transiciones de electrones entre los niveles de energía en un átomo excitado. Así, en el proceso de desintegración



la emisión de una partícula  $\alpha$  de 5,16 MeV de energía corresponde a la formación directa del núcleo  ${}_{92}^{236}\text{U}$  en su estado fundamental; ninguna radiación  $\gamma$  acompaña a tales partículas  $\alpha$ . Sin embargo, en el proceso anterior también se emite partículas  $\alpha$  de 5,12 MeV de energía junto con radiación  $\gamma$  de 0,04 MeV. Se supone que esta energía de la radiación  $\gamma$  corresponde a la diferencia de energías entre el estado fundamental y el primer estado excitado del núcleo  ${}_{92}^{236}\text{U}$ . También se emite partículas  $\alpha$  y radiación  $\gamma$  de otras energías, y el análisis completo de dichas energías permite obtener una descripción bastante detallada de los niveles energéticos del núcleo en consideración.

### 13.2.3 Emisión Beta Positiva

La *emisión beta positiva* consiste en la producción de una partícula  $\beta^+$  o *positrón*, quien no es más que un electrón positivo el cual se representa como  ${}^0_1e$ . Por consiguiente, un positrón tiene la misma masa que un electrón pero carga opuesta. Los positrones se originan por la conversión de un protón nuclear en un neutrón y, por lo tanto, la emisión de positrones es otro mecanismo para aumentar la relación neutrón:protón. La emisión de un positrón aumenta en uno el número de neutrones y, a la vez, reduce en uno el número de protones. Como ejemplo de este tipo de desintegración radiactiva tenemos:



El cálculo de la energía liberada en este tipo de proceso requiere un poco más de cuidado que en los casos anteriores. Tomando como ejemplo el proceso 13.16, tenemos que

$$\begin{aligned} \text{diferencia de masa} &= \text{núcleo de } {}^{15}_8\text{O} - (\text{núcleo de } {}^{15}_7\text{N} + {}^0_1e) \\ &= (\text{núcleo de } {}^{15}_8\text{O} + 8 {}^0_{-1}e) - (\text{núcleo de } {}^{15}_7\text{N} + 8 {}^0_{-1}e + {}^0_1e) \\ &= \text{átomo } {}^{15}_8\text{O} - (\text{átomo } {}^{15}_7\text{N} + {}^0_{-1}e + {}^0_1e) \\ &= \text{átomo } {}^{15}_8\text{O} - (\text{átomo } {}^{15}_7\text{N} + 2 {}^0_{-1}e) \\ &= 15,00308 - (15,00011 + 2 \times 5,4858 \times 10^{-4}) \\ &= 0,00187 \text{ uma} \end{aligned}$$

$$E = 1,74 \text{ MeV}$$

Por lo tanto, para la emisión espontánea de un positrón es necesario que la masa del núcleo padre exceda a la masa del núcleo hijo en por lo menos 0,00110 uma, la masa de dos electrones.

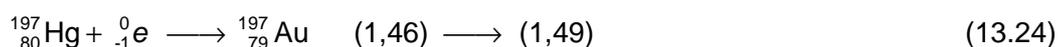
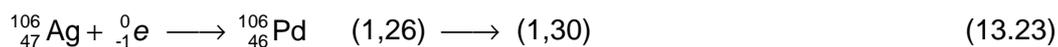
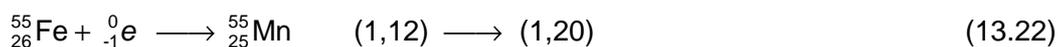
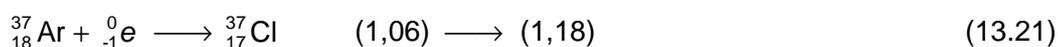
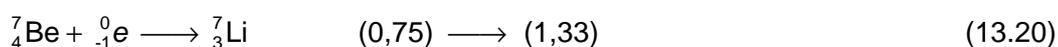
En la emisión de positrones se observa un espectro de energías similar al observado en la emisión beta, por lo que se postula la emisión simultánea de neutrinos, por ejemplo,



El positrón fue la primera *antipartícula* observada. Cuando un positrón y un electrón chocan, se destruyen entre sí y se produce radiación  $\gamma$  de energía equivalente a la masa de las dos partículas. Se cree que existen antipartículas para todas las partículas excepto para el pión neutro,  $\pi^0$ , y el fotón. Se ha detectado la existencia del antiprotón o protón negativo y su choque con un protón produce la destrucción de ambos y la emisión de varios piones de alta energía.

### 13.2.4 Captura Electrónica

La *captura electrónica*, llamada también *captura K*, es otro de los procesos mediante el cual se puede aumentar la relación neutrón:protón de un núcleo con exceso de protones. Al contrario de la emisión de positrones, la captura electrónica puede ocurrir siempre y cuando la diferencia de masas entre los núcleos padre e hijo no exceda a 0,00110 uma. En este proceso, el núcleo padre captura un electrón de un orbital interno, K o L, y el electrón capturado convierte a un protón nuclear en un neutrón. El resultado es un núcleo con un protón menos y un neutrón más; por consiguiente, el número atómico del núcleo hijo es uno menos que el del núcleo padre, mientras que el número de masa no cambia. Como ejemplos tenemos:



La energía liberada en este tipo de proceso puede calcularse directamente de las masas atómicas:

$$\text{masa de } {}^{55}_{26}\text{Fe} - \text{masa de } {}^{55}_{25}\text{Mn} = 54,93830 - 54,93805 = 0,00025 \text{ uma}$$

$$E = 0,23 \text{ MeV}$$

La energía de retroceso del núcleo hijo carece de importancia, y si el núcleo producido permanece en el estado fundamental, toda la energía liberada es transportada por un neutrino que se emite durante el proceso. Además, la captura de un electrón de las capas K o L deja un espacio vacío, y cuando un electrón de la capa de valencia ocupa ese espacio vacío se produce la emisión de rayos X. Por lo tanto, el proceso (13.22) completo lo podemos escribir como



### 13.2.5 Velocidad de Desintegración Radiactiva

La desintegración espontánea de los núcleos radiactivos es un proceso de primer orden; es decir, el número de desintegraciones por segundo es proporcional al número de núcleos presentes. Entonces, si la velocidad de desintegración es  $-dN/dt$ , podemos escribir

$$-\frac{dN}{dt} = kN \quad (13.25)$$

en donde  $k$ , la constante de proporcionalidad, recibe el nombre de *constante de desintegración* y  $N$  es el número de núcleos que no se ha desintegrado en la muestra. Rearreglando e integrando la ecuación 13.25, obtenemos

$$\ln \frac{N}{N_0} = -kt \quad (13.26)$$

donde  $N$  es el número de núcleos que quedan sin desintegrarse en el instante  $t$  y  $N_0$  es el número inicial de núcleos (en el instante  $t = 0$ ). El tiempo necesario para que se desintegre la mitad de los núcleos presentes en un instante  $t$  (obsérvese que la velocidad de desintegración 12.25 es independiente del número inicial de núcleos, por lo que este instante  $t$  puede ser cualquiera) recibe el nombre de *vida media* del núcleo y

se representa por  $t_{1/2}$ . Entonces, si en el instante  $t = 0$  el número de núcleos sin desintegrar es  $N_0$ , en el instante  $t = t_{1/2}$  el número de núcleos sin desintegrar será la mitad,  $N_0/2$ , y reemplazando en la ecuación 13.24, obtenemos

$$\ln \frac{N_0/2}{N_0} = -kt_{1/2}$$

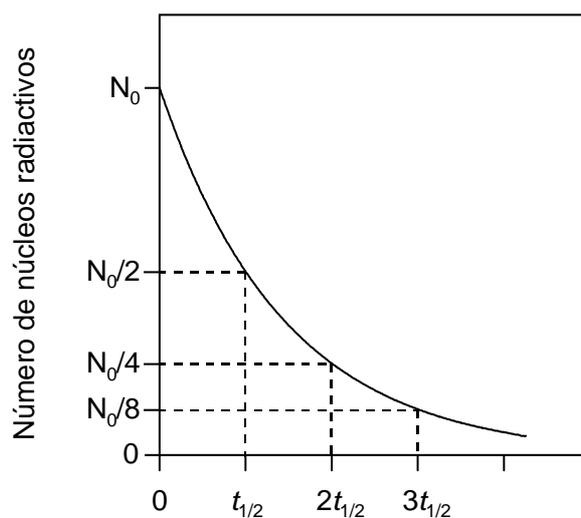
luego

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{k} \quad (13.27)$$

En consecuencia, la vida media es una constante que, al igual que  $k$ , caracteriza a un núcleo radiactivo particular y que varía ampliamente de un núcleo a otro. Por ejemplo, el  ${}^5_3\text{Li}$  tiene una vida media estimada en  $10^{-21}$  segundos, mientras que la vida media del  ${}^{238}_{92}\text{U}$  es de  $4,51 \times 10^9$  años.

La curva de la Figura 13.3 es típica de los procesos de primer orden. Si  $N_0$  es el número de núcleos presentes inicialmente, después de una vida media el número de núcleos sin desintegrarse es la mitad,  $N_0/2$ ; después de dos vidas medias, este número se reduce a la mitad,  $N_0/4$ , y así sucesivamente. Como la curva tiende asintóticamente a cero, en teoría una sustancia radiactiva nunca desaparecería completamente. En realidad, la ley de velocidad 13.24 sólo describe el comportamiento de una mezcla que contiene un gran número de núcleos. Cuando el número de núcleos desciende hasta un número muy pequeño la ley de velocidad ya no es válida. ¿Cómo podría desintegrarse una fracción de un núcleo? De la ley de velocidad 13.24 podemos deducir que después de diez vidas medias se ha desintegrado el 99,9% de los núcleos iniciales, por lo que podemos considerar que han desaparecido todos los núcleos radiactivos.

Una de las aplicaciones más famosas y conocidas de esta ley de velocidad es en la determinación de la edad de un objeto arqueológico de madera. La base del método es



**Figura 13.3** Curva de desintegración de un conjunto de núcleos radiactivos.

la siguiente. El isótopo radiactivo  $^{14}_6\text{C}$  se produce en la atmósfera mediante la acción de los neutrones de los rayos cósmicos sobre el  $^{14}_7\text{N}$ :



El  $^{14}_6\text{C}$  se oxida a  $\text{CO}_2$  y este  $\text{CO}_2$  radiactivo se mezcla con el  $\text{CO}_2$  no radiactivo presente en la atmósfera. El carbono radiactivo desaparece continuamente mediante desintegración radiactiva (ecuación 13.9), pero también se forma continuamente por medio del proceso 13.28. Como resultado, en la atmósfera existe una concentración constante de equilibrio de carbono radiactivo siendo la proporción un átomo de  $^{14}_6\text{C}$  por cada  $10^{12}$  átomos de carbono ordinario no radiactivo. Esta cantidad representa  $15,3 \pm 0,1$  desintegraciones por minuto por gramo de carbono total.

El  $\text{CO}_2$  de la atmósfera es absorbido por las plantas a través del proceso de fotosíntesis, y la proporción de carbono radiactivo a carbono normal en las plantas vivas y en crecimiento es la misma que en la atmósfera. Cuando la planta muere, su concentración de carbono radiactivo comienza a decrecer por desintegración radiactiva y no se renueva porque la planta deja de asimilar el  $\text{CO}_2$  atmosférico.

La vida media del  $^{14}_6\text{C}$ , un emisor  $\beta$ , es de 5730 años. La edad de un objeto o fósil de madera puede determinarse entonces comparando la cantidad de carbono radiactivo en éste con la de la atmósfera actual o la de los árboles en crecimiento. Por este procedimiento se puede determinar edades comprendidas entre 1000 y 50.000 años. Por ejemplo, supongamos que una muestra de un artefacto de madera produce 7,00 desintegraciones de  $^{14}_6\text{C}$  por minuto por gramo de carbono, mientras que el  $^{14}_6\text{C}$  de la

madera recién cortada se desintegra a una velocidad de 15,3 desintegraciones por minuto por gramo de carbono. Como la vida media del  $^{14}_6\text{C}$  es 5730 años,

$$k = \frac{\ln 2}{t_{1/2}} = \frac{0,693}{5730 \text{ años}} = 1,21 \times 10^{-4} \text{ año}^{-1}$$

Por lo tanto,

$$t = \frac{\ln(N_0/N)}{k} = \frac{\ln(15,3/7,00)}{1,21 \times 10^{-4}} = 6470 \text{ años}$$

es decir, el artefacto de madera fue construido hace 6470 años.

Para muestras de más de 50.000 años la precisión es baja porque el contenido de  $^{14}_6\text{C}$  es muy pequeño (50.000 años son aproximadamente 8,7 vidas medias), y para muestras menores de 1000 años la precisión también es baja porque el contenido de  $^{14}_6\text{C}$  de la muestra actual y la antigua es muy similar y por lo tanto  $\ln(N_0/N) \sim 0$ .

A la cantidad de radiación emitida por una fuente por unidad de tiempo, es decir, a la velocidad de desintegración, se le da el nombre de *actividad* de la fuente:

$$\text{actividad} = -\frac{dN}{dt} = kN \quad (13.29)$$

Generalmente, a las actividades se les expresa en *curies* (Ci). El curie equivale a  $3,70 \times 10^{10}$  desintegraciones por segundo, y un microcurie ( $\mu\text{Ci}$ ) a  $3,70 \times 10^4$  desintegraciones por segundo.

### 13.2.6 Series de Desintegración Radiactiva

Los diferentes ejemplos de procesos de desintegración radiactiva dados anteriormente para la emisión beta, emisión alfa, emisión de positrones y captura electrónica son procesos de un solo paso que pueden conducir o no a núcleos estables. Cuando el núcleo hijo de uno de estos procesos es también radiactivo, éste, a su vez, se desintegra y se puede originar una cadena o serie de procesos de desintegración la



con el  $^{14}_6\text{C}$ , se alcanza un estado de equilibrio en el cual el material se produce a la misma velocidad que se descompone.

La serie de desintegración del  $^{238}_{92}\text{U}$  sirve como base para un método de determinación de edades geológicas. Analizando el contenido de  $^{238}_{92}\text{U}$  y  $^{206}_{82}\text{Pb}$  en una roca, se puede calcular el tiempo necesario para alcanzar la relación  $^{238}_{92}\text{U}/^{206}_{82}\text{Pb}$  encontrada. Con este tipo de estudio se ha determinado que la edad de algunas rocas está entre 3.000 y 3.500 millones de años, y se ha calculado que la edad de la Tierra es de 4.600 millones de años.

También se conoce series de desintegración para los núcleos artificiales. En algunas de ellas, además de emisiones alfa y beta, se producen emisiones de positrones y procesos de captura electrónica. Como ejemplos simples de algunas de estas series tenemos las siguientes series de dos pasos:



### 13.3 Transformaciones Nucleares

En 1915 Ernest Rutherford reportó la primera reacción nuclear efectuada por el hombre. El bombardeó nitrógeno con partículas  $\alpha$  provenientes de una fuente radiactiva de  $^{214}_{84}\text{Po}$  y observó la reacción



En esta reacción se supone que el proyectil (la partícula  $\alpha$ ) forma un núcleo compuesto con el blanco ( $^{14}_7\text{N}$ ) y que este núcleo compuesto emite rápidamente una partícula subsidiaria ( $^1_1\text{H}$ ) para formar el núcleo producto ( $^{17}_8\text{O}$ ). De allí en adelante, se ha estudiado miles de transformaciones nucleares de este tipo usando, además de partículas  $\alpha$ , proyectiles tales como neutrones, deuterones ( $^2_1\text{H}$ ), protones y iones de bajo número atómico. A estas reacciones se les clasifica de acuerdo al tipo de proyectil empleado y a la partícula subsidiaria emitida usando, para ello, la notación: (proyectil, partícula subsidiaria). Así, la reacción 13.33 es una reacción  $(\alpha, p)$ , y la reacción total se indica como  $^{14}_7\text{N} (\alpha, p) ^{17}_8\text{O}$ . En la Tabla 13.2 se da ejemplos de los tipos más comunes de transformaciones nucleares.

El primer núcleo artificial radiactivo se obtuvo por la reacción  $^{27}_{13}\text{Al} (\alpha, n) ^{30}_{15}\text{P}$ , el cual, a su vez, se desintegra con emisión de positrones:



Excepto por la naturaleza del producto, no existe diferencia entre las transformaciones nucleares que producen núcleos estables y las que producen núcleos inestables.

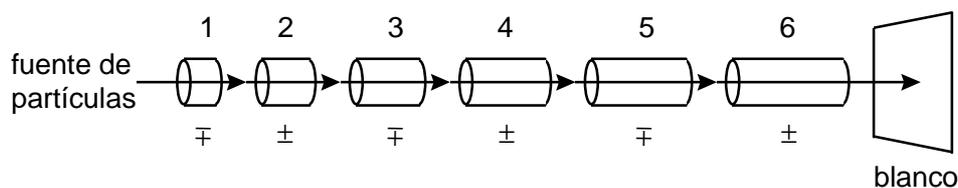
Los núcleos repelen a los proyectiles cargados positivamente, y esto es especialmente cierto para los núcleos pesados cuya carga positiva es elevada. En consecuencia, sólo es posible efectuar un pequeño número de transformaciones con proyectiles positivos emitidos por fuentes radiactivas. Para la mayoría de los casos es necesario usar proyectiles acelerados. Se ha usado varios tipos de aceleradores de partículas pa-

**Tabla 13.2** Algunas reacciones nucleares.

Reacción	Tipo	Emisión del núcleo producto
$^{75}_{33}\text{As} + ^4_2\text{He} \rightarrow ^{78}_{35}\text{Br} + ^1_0n$	$(\alpha, n)$	$\beta^+$
$^{106}_{46}\text{Pd} + ^4_2\text{He} \rightarrow ^{109}_{47}\text{Ag} + ^1_1\text{H}$	$(\alpha, p)$	estable

${}^7_3\text{Li} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^7_4\text{Be} + {}^1_0n$	(p,n)	ce
${}^{14}_7\text{N} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{15}_8\text{O} + \gamma$	(p, $\gamma$ )	$\beta^+$
${}^9_4\text{Be} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^6_3\text{Li} + {}^4_2\text{He}$	(p, $\alpha$ )	estable
${}^{31}_{15}\text{P} + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^{32}_{15}\text{P} + {}^1_1\text{H}$	(d,p)	$\beta$
${}^{209}_{83}\text{Bi} + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^{210}_{84}\text{Po} + {}^1_0n$	(d,n)	$\alpha$
${}^{59}_{27}\text{Co} + {}^1_0n \rightarrow {}^{60}_{27}\text{Co} + \gamma$	(n, $\gamma$ )	$\beta$
${}^{45}_{21}\text{Sc} + {}^1_0n \rightarrow {}^{45}_{20}\text{Ca} + {}^1_1\text{H}$	(n,p)	$\beta$
${}^{27}_{13}\text{Al} + {}^1_0n \rightarrow {}^{24}_{1}\text{Na} + {}^4_2\text{He}$	(n, $\alpha$ )	$\beta$

ra producir protones, deuteronos, partículas  $\alpha$ , etc., con energías cinéticas lo suficientemente altas como para vencer las repulsiones electrostáticas de los núcleos blanco. Uno de éstos es el *acelerador lineal* (Figura 13.5) en el cual las partículas se aceleran a través de una serie de tubos encerrados en una cámara al vacío. Al inicio, los tubos de número impar están cargados negativamente y los tubos de número par están cargados positivamente. Las partículas positivas emitidas por la fuente son atraídas por la carga negativa del tubo 1. A medida que las partículas emergen del tubo 1, se invierte las cargas de los tubos de forma tal que los tubos de número par estén ahora cargados negativamente. Las partículas son repelidas por el tubo 1, ahora cargado positivamente, y atraídas por el tubo 2, ahora cargado negativamente. Como resultado, las partícu-

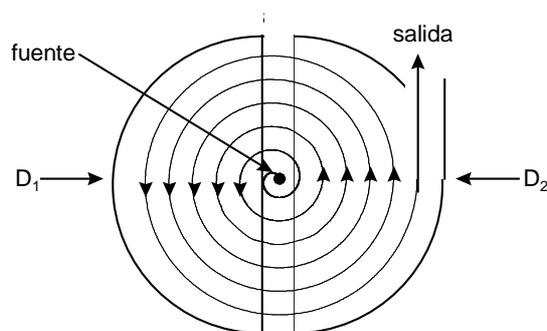


**Figura 13.5** Esquema de un acelerador lineal.

las se aceleran. Cada vez que las partículas abandonan un tubo para entrar en el siguiente, se invierte las cargas de los tubos. Como las cargas de los tubos se invierten a intervalos de tiempo iguales y como la velocidad de las partículas va aumentando constantemente, cada tubo es más largo que el que le precede. Al final, las partículas salen del último tubo a altas velocidades y chocan con el blanco.

Otro tipo de acelerador de partículas basado en el mismo principio es el *ciclotrón* (Figura 13.6). La fuente de partículas se localiza entre dos electrodos huecos en forma de D (llamados “des”) separados por una abertura y encerrados en una cámara al vacío localizada entre los polos de un poderoso electroimán. Las des se mantienen con cargas opuestas. Las partículas se desplazan en una trayectoria circular bajo la influencia de los campos eléctrico y magnético. Cada vez que llegan a la abertura entre las des, se invierte la polaridad de éstas, por lo que las partículas son repelidas por la de positiva y atraídas por la de negativa. Por consiguiente, cada vez que atraviesan la abertura, se aceleran. Debido a la aceleración, las partículas se desplazan en una trayectoria en espiral en aumento hasta que, eventualmente, salen por la ventana del instrumento y chocan con el blanco a altas velocidades.

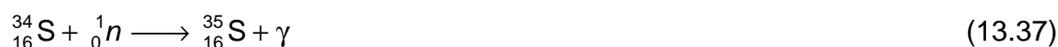
Los neutrones son proyectiles particularmente penetrantes ya que, como no tienen carga, los núcleos no los repelen. Como fuentes de neutrones se puede usar las reacciones nucleares



**Figura 13.6** Camino seguido por una partícula en un ciclotrón.

Los neutrones obtenidos de reacciones nucleares como las anteriores reciben el nombre de *neutrones rápidos* y conducen a reacciones en las cuales se emite una partícula subsidiaria, tales como las reacciones  $(n,\alpha)$  y  $(n,p)$ . Los *neutrones lentos* se obtienen cuando los neutrones rápidos se pasan por un moderador (carbón, parafina, hidrógeno, deuterio u oxígeno). Mediante choques con los núcleos del moderador, las energías cinéticas de los neutrones rápidos disminuyen hasta valores aproximados a

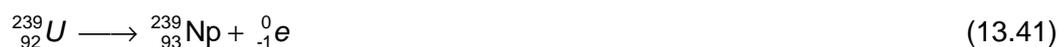
los de las moléculas gaseosas comunes. Los neutrones lentos conducen a reacciones  $(n,\gamma)$  las cuales reciben también el nombre de *reacciones de captura de neutrones*. En estas reacciones no hay emisión de partículas subsidiarias:



Las reacciones nucleares han permitido la preparación de isótopos que no existen en la naturaleza o que existen en cantidades muy pequeñas, por ejemplo



o la preparación de los elementos transuránidos:



Además de los proyectiles comunes, también se ha usado iones de elementos de número atómico bajo:



## 13.4 Fisión y Fusión Nuclear

En las reacciones de *fisión nuclear* un núcleo pesado se divide en núcleos de elementos más ligeros con emisión de varios neutrones. Los núcleos pesados tienen

relaciones neutrón:protón mucho mayores que los núcleos de masa intermedia (Figura 13.2). Los neutrones liberados durante los procesos de fisión hacen descender las relaciones neutrón:protón de los núcleos producidos. Sin embargo, generalmente estos últimos todavía son inestables, por lo que posteriormente continúa el ajuste de la relación neutrón:protón, casi siempre mediante emisión beta. Se puede inducir ciertas fisiones mediante partículas  $\alpha$ , protones o deuterones, pero las más importantes son las que inducidas por medio de neutrones.

Las dos reacciones posibles para la fisión del  ${}^{235}_{92}\text{U}$  inducida por neutrones lentos son



Estas fisiones producen núcleos más estables que el  ${}^{235}_{92}\text{U}$  por lo que liberan energía.

Una fisión típica de un núcleo de  ${}^{235}_{92}\text{U}$  libera aproximadamente 200 MeV.

La fisión de cada núcleo  ${}^{235}_{92}\text{U}$  es inducida por un solo neutrón (reacciones 13.49 y 13.50) pero produce varios neutrones. En todo el proceso se produce un promedio de aproximadamente 2,5 neutrones por fisión. Si cada neutrón producido induce, a su vez, la fisión de otro núcleo  ${}^{235}_{92}\text{U}$ , se producirá una reacción en cadena. Utilizando por simplicidad un factor de 2, la primera fisión originará 2 fisiones de primera generación. Cada una de éstas originará 2 fisiones, un total de 4, de segunda generación. Estas serán seguidas por 8, 16, 32, ... fisiones de generaciones sucesivas. En la generación  $n$  se producirán  $2^n$  fisiones. Debido a que cada fisión es extremadamente rápida, la reacción se hace explosiva y, si cada fisión libera 200 MeV, se desprenderá una gran cantidad de energía. Este es el principio de la bomba atómica y de los reactores nucleares. Ahora bien, en una pequeña cantidad de  ${}^{235}_{92}\text{U}$  que se fisiona, muchos de los neutrones producidos se pierden por la superficie de la masa antes de que puedan inducir nuevas fisiones. Sin embargo, si el tamaño de la masa fisionable excede un cierto valor, la *masa crítica*, los neutrones son capturados antes de que puedan abandonar la masa y resulta la reacción explosiva en cadena. Una bomba atómica se hace explotar juntando dos partes de material fisionable, cada una de masa subcrítica, en una masa supercrítica. La reacción se inicia mediante un neutrón.

Los neutrones lentos, además de inducir la fisión del  ${}^{235}_{92}\text{U}$ , también inducen la fisión de otros núcleos como  ${}^{233}_{92}\text{U}$  y  ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ . Tanto el  ${}^{235}_{92}\text{U}$  como el  ${}^{239}_{94}\text{Pu}$  son los núcleos utilizados comúnmente como combustibles nucleares. Aunque el  ${}^{239}_{94}\text{Pu}$  no existe en la naturaleza, puede prepararse mediante la serie de reacciones nucleares 13.40 a 13.42. Otros núcleos, tales como  ${}^{238}_{92}\text{U}$ ,  ${}^{231}_{91}\text{Pa}$ ,  ${}^{237}_{93}\text{Np}$  y  ${}^{232}_{90}\text{Th}$ , sólo sufren fisión con neutrones rápidos.

La fisión controlada del combustible en un reactor nuclear sirve como fuente de energía y como fuente de neutrones y de radiación  $\gamma$ . En un reactor nuclear, los cilindros que contienen por lo menos la masa crítica del combustible están rodeados por un moderador (generalmente grafito o agua pesada). El moderador sirve para frenar los neutrones producidos por las fisiones, aumentando así la probabilidad de su captura. El factor de producción de neutrones debe mantenerse cercano a 1. Si desciende por debajo de este valor la reacción en cadena se detendrá (se apagará el reactor), y si aumenta demasiado por encima de este valor la reacción se puede hacer incontrolablemente explosiva. Para mantener el factor cercano a 1, se inserta dentro del reactor barras de control de cadmio, acero al boro u otros materiales. Se coloca estas barras a la profundidad deseada y ellas sirven para capturar el exceso de neutrones y mantener la reacción bajo control mediante las reacciones



Los núcleos producidos,  ${}^{114}_{48}\text{Cd}$  y  ${}^{11}_5\text{B}$ , no son radiactivos.

La *fusión nuclear* es un proceso en el cual se fusionan núcleos muy ligeros para formar núcleos más pesados. La curva de la Figura 13.1 indica que tales procesos deben liberar más energía que los procesos de fisión. La bomba de hidrógeno se basa en la fusión nuclear. Las reacciones de fusión tienen elevadas energías de activación y, por lo tanto, requieren una elevada temperatura para iniciarse, por lo que generalmente se utiliza una bomba de fisión para generar dichas temperaturas. Se cree que la energía solar proviene de la conversión de hidrógeno en helio mediante la fusión nuclear. Se ha postulado las siguientes reacciones:

