TEMA 22. REACCIONES NUCLEARES.

1. Introducción.

El concepto de reacción nuclear comprende todos los casos en los que los núcleos interaccionan mediante colisiones o desintegraciones. Las reacciones nucleares, aunque difícilmente observables para los humanos, ocurren muy a menudo en la Naturaleza, al estar la Tierra continuamente bombardeada por la radiación cósmica, constituida fundamentalmente por protones, y al haber sustancias, en la composición de la materia terrestre que se desintegran espontáneamente (^{40}K,^{14}C,etc.). También se pueden llevar a cabo reacciones nucleares en condiciones controladas en aceleradores de partículas, donde podemos realizar colisiones de todos los tipos imaginables (Ej: iones pesados, p-Cu, γ- Ag etc.).

Clasificación de las reacciones nucleares: Las colisiones nucleares se clasifican (como las macroscópicas, estudiadas en mecánica) en elásticas o inelásticas, si se conserva (o no) la energía cinética suma de las partículas incidentes. Las reacciones inelásticas se denominan exotérmicas, (o endotérmicas), si la energía cinética final es mayor (menor) que la del estado inicial. Es habitual en las reacciones nucleares, que haya un intercambio de masa al pasar nucleones de un núcleo a otro. También se pueden producir reacciones de fusión (por ejemplo en el Sol), en las que dos núcleos ligeros se unen para formar otro más pesado. Reacción de fisión, es el proceso contrario en el que un núcleo pesado se fragmenta en núcleos ligeros (como ocurre con el Uranio en los reactores nucleares). También pueden existir reacciones de desintegración, en las que los núcleos inestables emiten espontáneamente energía y partículas: α, β, γ, p, n, etc.

Leyes de conservación: En las reacciones nucleares, se aplican todas las leyes de conservación de las colisiones macroscópicas: energía total (incluyendo la relación de equivalencia de masa-energía de Einstein), cantidad de movimiento, momento angular y carga. Además, se aplican otras leyes de conservación de carácter cuántico. Es necesario advertir que en muchas reacciones las partículas que interactúan son muy energéticas y se debe utilizar la mecánica relativista.

2. Energética.

Por simplicidad vamos a estudiar ejemplos de reacciones en las que únicamente suelen intervenir cuatro partículas o núcleos (2→2 ó 1→3). Las reacciones se escriben de la forma:

$$A + B \rightarrow D + E$$

donde habitualmente usaremos los símbolos de los elementos con sus números másico y atómico.

La energía relativista para cada partícula (la A, por ejemplo), se escribe:

$$E_A = E_{c,A} + M_A c^2$$

donde claramente la energía total E_A y la energía cinética depende del sistema de referencia empleado.

La ley de **conservación de la energía** se aplica a todos los sistemas referenciales y la escribimos:

$$E_A + E_B = E_D + E_E$$

$$E_{c,A} + M_A c^2 + E_{c,B} + M_B c^2 = E_{c,D} + M_D c^2 E_{c,E} + M_E c^2$$

Se denomina ***sistema de referencia laboratorio***, aquel en el que una de las dos partículas iniciales se encuentra en reposo. En este caso, si es la B, el término de su energía cinética inicial se anula.

Se define como **valor Q de la reacción**, la diferencia entre la energía cinética final menos la inicial, (que es igual a la diferencia de masas):

$$Q = E_{c,D} + E_{c,E} - E_{c,A} - E_{c,B} = (M_A + M_B - M_D - M_E)c^2$$

donde si Q>0 la reacción es exotérmica, y si Q<0 es endotérmica.

Concepto de sección eficaz. La mayor parte de la información que se ha obtenido sobre la estructura nuclear y las fuerzas nucleares, ha sido a través de colisiones nucleares, variando los diferentes parámetros que definen la interacción: como la energía del proyectil, su polarización, etc. El parámetro que caracteriza la probabilidad de que una colisión tenga lugar es **su sección eficaz**. La sección eficaz tiene dimensiones de área, y representa la ***sección transversal efectiva*** que el núcleo presenta frente a la partícula incidente. La sección eficaz es característica de cada reacción, depende de la energía, y mide la probabilidad de la interacción. Como además, los estados finales de la partícula pueden ser muchos, podemos definir la sección eficaz asociada a cada canal final de producción. Las secciones eficaces se suelen medir en una unidad de área apropiada para los núcleos, el barn:

$$1\,\text{barn} = 10^{-28}\,\text{m}^2$$

Resonancias. Se suele representar la sección eficaz de colisión en función de la energía del proyectil, como en la figura 40.8. La figura recibe también el nombre de Curva de Excitación. Las resonancias indican la presencia de estados excitados a la energía incidente, que reciben precisamente el nombre en argot de resonancias.

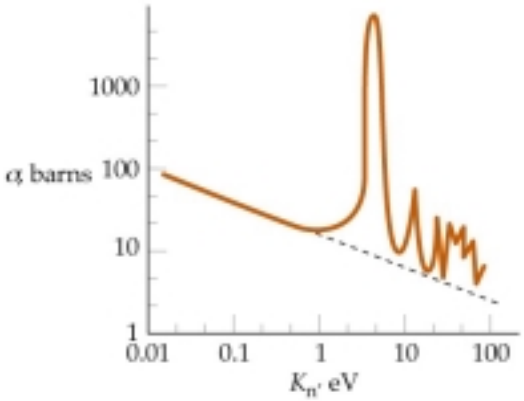

Figura 40.8. Sección eficaz de captura de neutrones por parte de la plata (Ag), en función de la energía del n. También denominada curva de excitación. Observad las resonancias, como incrementos abruptos de la sección eficaz de colisión.

La anchura de una resonancia (estado excitado), tiene una interpretación sencilla a la luz del principio de incertidumbre: los estados excitados se desexcitan con una corta duración de vida τ, de manera que la incertidumbre en la energía del estado dada por el principio es:

$$\Delta E\,\tau \cong \hbar \;\rightarrow\; \Delta E = \frac{\hbar}{\tau}$$

La anchura de la resonancia en energía y la vida media del estado excitado correspondiente son magnitudes relacionadas por el principio de incertidumbre.

Las resonancias de vida más corta son las que tienen mayor amplitud en energía. En física nuclear las amplitudes típicas son del orden del MeV, mientras que en física de partículas se ven algunas del orden del GeV.

Obsérvese que la incertidumbre aquí es inherente a la determinación del estado excitado. Los puntos experimentales obtenidos al variar la energía del proyectil sobre la resonancia, tienen una precisión mucho mayor.

3. Radioactividad α, β, γ.

Existen muchos núcleos inestables, naturales o artificiales, que se desintegran en otros núcleos, mediante la emisión de fotones, electrones, neutrones, protones, rayos γ, etc. La nomenclatura de radiactividad α, β, γ, tiene razones históricas y corresponde: α a núcleos de ^{4}He, la β a electrones y la γ a fotones.

La desintegración es un proceso cuántico, y como ya se ha discutido se diferencia de los procesos biológicos en que los núcleos, átomos y moléculas no envejecen: la probabilidad de un núcleo de desintegrarse es la misma ahora que dentro de 15 años (si ha sobrevivido). Además, todos los núcleos idénticos tienen la misma probabilidad de desintegración. Claramente, esto no puede afirmarse de los seres vivos.

Supongamos pues que tenemos N núcleos idénticos radioactivos en el instante t. La desintegración nuclear es un proceso **aleatorio**, que obedece las leyes de la estadística. Así, el número de desintegraciones –dN que observaremos en un intervalo infinitesimal dt (signo menos porque son núcleos que desaparecen):

$$-dN=\lambda N dt$$

donde se introduce **la constante de desintegración λ** (proporcionalidad).

Se denomina **actividad de una muestra** radioactiva R a la tasa de desintegración, es decir, el número de desintegraciones por unidad de tiempo:

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

que depende del número N de núcleos radioactivos presentes y de la constante λ.

Integrando la ecuación primera, y tomando antilogaritmos:

$$N(t)=N_0 e^{-\lambda t}$$

que nos da que el número de elementos radioactivos presentes en la muestra **disminuye de forma exponencial** con el tiempo. N(t) es el número de elementos presentes radioactivos en la muestra, después de un tiempo t.

Si la muestra está formada por un solo núcleo, la probabilidad de desintegración del núcleo en función del tiempo, (como en el caso de muchos núcleos), será pues de forma exponencial, y lo que sabemos es que al cabo de un tiempo infinito se habrá desintegrado necesariamente. Así:

$$P(t)=Ce^{-\lambda t} \rightarrow \int_0^{\infty} Ce^{-\lambda t}\,dt=1 \Rightarrow C=\lambda$$

$$\boxed{P(t)=\lambda e^{-\lambda t}}$$

representa la función de distribución de probabilidad de desintegración de un elemento radioactivo en función del tiempo.

Podríamos querer calcular la vida media τ de la sustancia en cuestión, es decir, el valor medio de la vida de los elementos radioactivos. Esto se puede hacer por simple recuento y promedio, o usando el concepto de valor medio de una distribución:

$$\langle t\rangle = \tau = \int_0^\infty tP(t)dt = \int_0^\infty t\lambda e^{-\lambda t}dt \rightarrow \tau = \frac{1}{\lambda}$$

La vida media τ es la inversa de la constante de desintegración.

Después de un tiempo de vida τ, el número de elementos radioactivos en la muestra se ha reducido en un factor 1/e, como se deduce de las leyes exponenciales anteriores.

Otro parámetro de uso habitual es la semivida de una sustancia radioactiva $\mathbf{t_{1/2}}$. Se define la semivida como el tiempo que debe transcurrir para que la actividad de la muestra se haya reducido a la mitad.

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda t_{1/2}} \rightarrow t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = 0.693\tau$$

La figura 40.4 muestra el número de elementos activos que quedan en la muestra radioactiva en función del tiempo. Observad que si multiplicamos el eje coordenado OY por la constante radioactiva λ, estamos representando la actividad de la muestra.

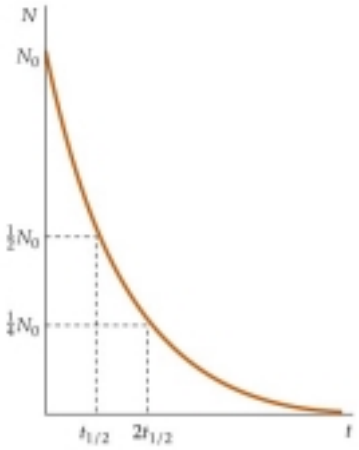

Figura 40.4. Desintegración radioactiva exponencial: después de un tiempo t quedan $N(t) = N_0 e^{-t/\tau}$ núcleos activos. La actividad de la muestra tiene la misma dependencia con el tiempo t, es decir disminuye exponencialmente. Obsérvese el concepto de semivida, que es diferente del de vida media.

La unidad de actividad en el sistema SI es el Becquerel, que equivale a una desintegración por segundo.

Muy a menudo, los elementos radioactivos tienen diferentes posibilidades de desintegración, que reciben el nombre de canales. Cada

canal *i* tiene su constante de desintegración λ_i, de manera que la constante radioactiva total λ del núcleo se escribe como:

$$\lambda=\sum_i \lambda_i$$

3.1 Desintegración α.

Como ya se ha comentado, la partícula α no es más que un núcleo de ^{4}He. Como consecuencia, la desintegración α representa la emisión de este núcleo por parte de otro, que siempre es muy masivo. Ejemplos de este tipo de desintegración hay muchos en la Naturaleza, como:

$$^{238}_{92}U \rightarrow {}^{234}_{90}Th + {}^{4}_{2}He$$

donde se observa la conservación del número de nucleones A, y en particular en esta desintegración la conservación de los números Z y N. El esquema general:

$$^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}Y + {}^{4}_{2}He$$

Todos los núcleos de número A>83 son susceptibles de desintegrarse mediante la emisión α, puesto que la masa del núcleo padre es mayor que la del hijo y la de la partícula α. La energía sobrante por el defecto de masa ($Q= \Delta m\ c^2$) se convierte en energía cinética de la partícula α. (El núcleo muy masivo no transporta prácticamente energía: desarrolle este ejercicio con la conservación del momento y la energía, demostrando que la energía de la partícula α esta bien definida).

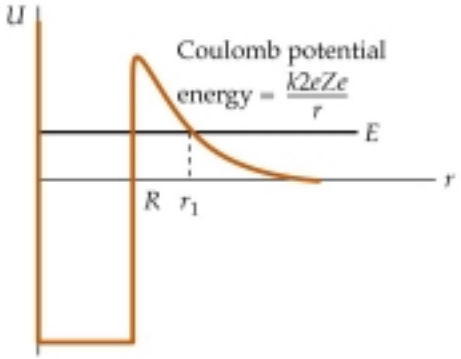

Figura 40.7. Modelo de la energía mecánica para una partícula α en un núcleo. La interacción atractiva nuclear viene representada por el pozo de potencial. Fuera del pozo, la fuerza es puramente repulsiva de Coulomb. E representa la energía mecánica en el interior del núcleo, y es la energía cinética de emisión de la partícula α, típicamente de MeVs.

La desintegración α representa cuánticamente un ejemplo clásico de paso a través de una **barrera de potencial**, proceso prohibido en clásica. La partícula α sufre un potencial nuclear atractivo en el interior del núcleo, que se opone a que se libere de la atracción nuclear. Por otra parte, fuera del núcleo la repulsión culombiana favorece la desintegración. La energía de los dos sistemas por separado es menor que formando un solo núcleo.

Para que se produzca la desintegración, la partícula α **debe filtrarse** a través de la barrera constituida por la fuerza nuclear. (Figura 40.7).

Si bien la energía de emisión de la desintegración α se encuentra siempre en unos pocos MeV, la vida media de las desintegraciones abarca un intervalo de valores enorme: desde 10^{-7} s hasta 10^{10} años. La altura y anchura de la barrera explica este rango de valores.

3.2 Desintegración β.

Consideremos todos los núcleos que tienen el mismo número de nucleones A, es decir, A=Z+N constante. Podemos representar el valor de la masa nuclear, en función del número Z, y se obtiene experimentalmente, a lo largo del sistema periódico, lo que se denominan **parábolas de masa nuclear**, como la figura 3.18.

La desintegración $\beta^{\pm}$ nuclear (o emisión de electrones e^- o positrones e^+) permite cambiar el número de protones o neutrones del núcleo, pero manteniendo constante el número total de nucleones, con el fin de alcanzar las posiciones más estables, dentro de la configuración fija de nucleones. A la izquierda de la parábola hay un defecto de protones, por lo que se produce una emisión de e^-, que permite que un n→p. A la derecha de la parábola, hay un exceso de protones, por lo que se produce la emisión e^+ en la que un p→n. La suma de Z+N=A, no se modifica en estas transiciones.

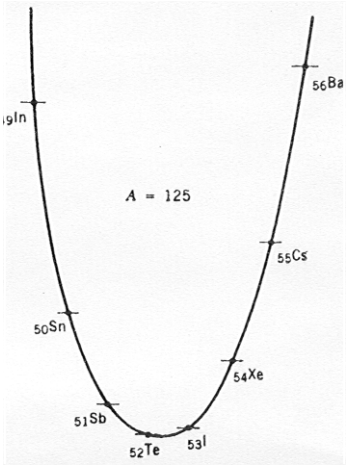

Figura 3.18. Parábola de masa nuclear, para núcleos con A=125 nucleones. Se representa la masa nuclear en función del número Z de protones. El núcleo más estable es el que se encuentra en el mínimo.

El ejemplo típico de desintegración β es la del *n* libre (no ligado al núcleo), que con una vida media de 886.7 s y Q= 0.782 MeV, se desintegra de la forma:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

Pauli, basándose en los datos experimentales y las leyes de conservación de la física, postuló en 1930 la existencia **del *neutrino* (ν),** partícula que no tiene carga, es un fermión con espín ½ħ, y su sección eficaz de interacción con la materia, es extraordinariamente pequeña. Además, las determinaciones experimentales efectuadas sobre la masa del neutrino indican que es compatible con cero.

La desintegración β es un proceso típico originado por una de las interacciones fundamentales de la Naturaleza, **la interacción débil**, y ha sido objeto de estudios muy interesantes, y su comprensión ha evolucionado extraordinariamente desde el primer modelo de Fermi, hasta la teoría electro-débil, que unifica el electromagnetismo y la fuerza débil en un solo cuerpo de pensamiento.

Las ecuaciones de reacción de los procesos débiles en los núcleos son:

$$^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z+1}Y + e^{-} + \bar{\nu}\text{, Desintegración } \beta^{-}$$
$$^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z-1}Y + e^{+} + \nu\text{, Desintegración } \beta^{+}$$
$$^{A}_{Z}X + e^{-} \rightarrow {}^{A}_{Z-1}Y + \nu\text{, Captura electrónica}$$

¿Por qué postuló Pauli la existencia del neutrino?. En la desintegración de un elemento en dos partículas, las energías de éstas están unívocamente determinadas por la conservación de la energía y la cantidad de movimiento. Como consecuencia, su espectro de emisión corresponde a una línea energética. Esto es lo que ocurre en la desintegración α, estudiada anteriormente.

En una desintegración a tres cuerpos, por el contrario, el espectro energético de cualquier partícula es un contínuo ya que existen más grados de libertad (variables a determinar) que restricciones (ecuaciones) por parte de las leyes de conservación. Un espectro típico de emisión de electrones en una desintegración β se ve en la figura 40.5.

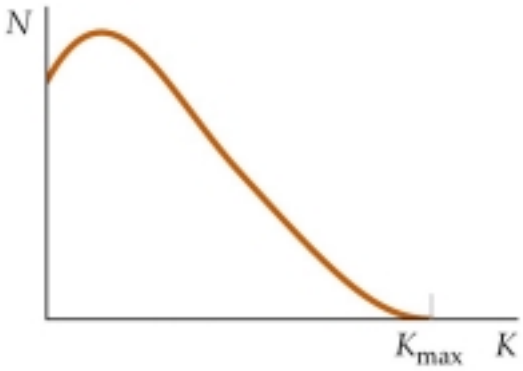

Figura 40.5. Espectro de emisión de electrones en una desintegración β. El espectro es el número de electrones emitidos por intervalo de energía. Se observa un continuo y un valor máximo en la energía cinética de emisión.

El espectro observado, junto con la necesaria conservación del momento angular, hizo que Pauli postulara la existencia del neutrino como un fermión, como una tercera partícula no detectada en la desintegración. El neutrino fue detectado experimentalmente 60 años después de haberse estudiado la primera desintegración β.

Ejercicio: contar los grados de libertad y restricciones que aparecen en una desintegración a tres cuerpos, comprobar que las energías no están bien definidas.

3.3 Desintegración γ.

Es un proceso similar a la desexcitación atómica y molecular mediante la emisión de radiación electromagnética (fotones): en el caso de los átomos, la energía es del orden del eV, mientras que en los núcleos es del orden del MeV, y por su longitud de onda (≈ 1 pm $=10^{-12}$ m.) y energía, la radiación electromagnética resultante recibe el nombre de radiación γ. En estas transiciones no cambia el núcleo en cuestión (A, Z, N permanecen), pasando el núcleo de un estado excitado a otro de diferente energía o al estado fundamental.

La vida media de los estados que se desexcitan vía transición γ es muy pequeña, entre 10^{-17} s y 10^{-8} s.

No todas las desexcitaciones entre niveles están permitidas, existiendo reglas de selección, que provienen de las leyes de conservación, por ejemplo del momento angular, como se puede ver en la figura 45.15.

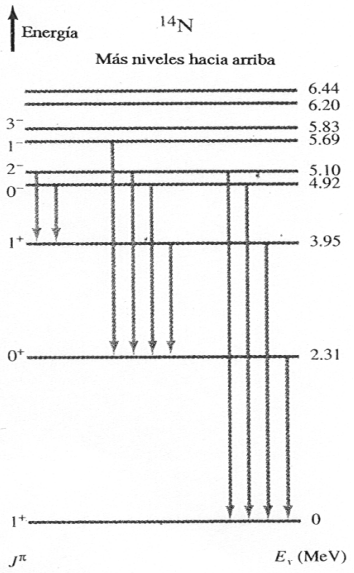

Figura 45.15. Esquema de niveles y transiciones permitidas en el ^{14}N. Aquí, J^π representan números cuánticos que no describimos.

4. Radioactividad natural.

En la naturaleza existe un conjunto de elementos radioactivos naturales, ^{40}K, ^{14}C, ^{238}U etc., entre los que cabe destacar los que se agrupan dentro de las denominadas series radioactivas naturales. Además, continuamente la Tierra está siendo bombardeada por radiación cósmica que llega a las capas altas de la atmósfera, reacciona nuclearmente y sus productos nos llegan a la superficie. No es pues la vida de los seres vivos ajena a las radiaciones.

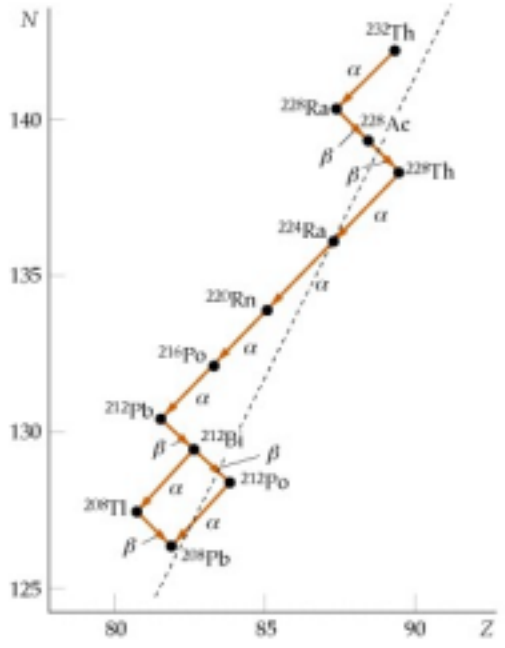

Figura 40.6. Serie radioactiva del ^{232}Th.

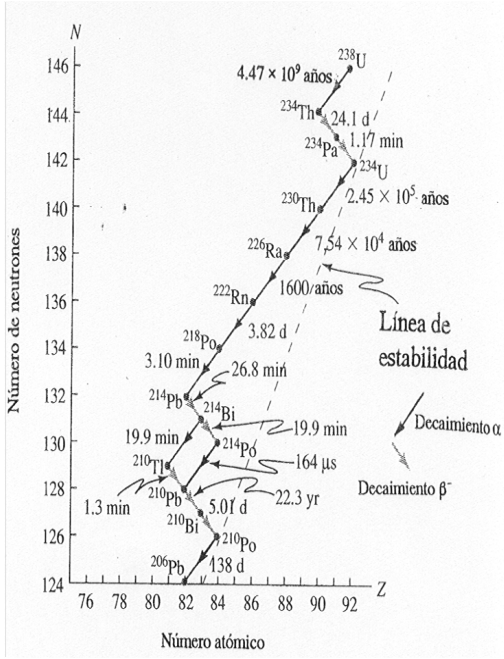

Figura 45.16 Serie radioactiva del ^{238}U.

Las líneas punteadas representan *las líneas de estabilidad nuclear*. Las desintegraciones α se dirigen hacia la izquierda, disminuyendo (A, Z) en (4, 2) unidades respectivamente. Las desintegraciones β van hacia la derecha, incrementando Z en una unidad, pero dejan A invariable. Las desintegraciones γ no se representan.

Las series radioactivas se presentan en los núcleos pesados (Z>83) y reciben este nombre porque no solamente el núcleo inicial, sino también sus productos son radioactivos, originando así un conjunto de desintegraciones sucesivas. La serie acaba en un núcleo estable, generalmente un isótopo del Pb. Las series comienzan en un núcleo con una vida media muy larga ($\tau \cong 10^9$ años, la edad del sistema solar) y que se desintegra vía α. Puesto que de las tres desintegraciones naturales, únicamente la desintegración α cambia el número másico A de los núcleos y lo hace en 4 unidades, es obvio que únicamente habrá cuatro series radioactivas naturales (una de las cuales ya ha desaparecido de la Tierra). En las figuras 40.6 y 45.16, se observan dos series radioactivas naturales.

Lectura recomendada: Radioactividad y vida, de Fishbane, página 1329.

5. La fisión y la fusión nucleares.

Sabemos que la energía de enlace por nucleón presenta un máximo alrededor del Fe. La representación inversa es la diferencia de masa por nucleón $(M \; Z\, m_p \;\; N\, m_n)/A$, como en la figura 40.9:

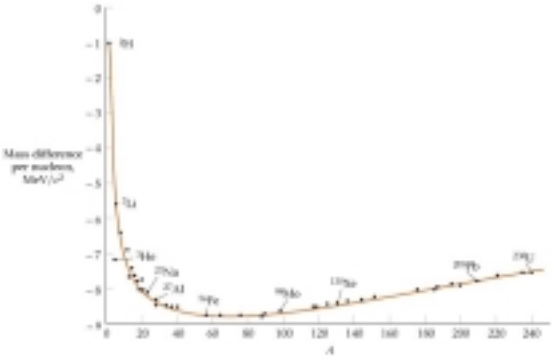

Figura 40.9 Diferencia de masa por nucleón $(M \; Z\, m_p \;\; N\, m_n)/A$ en unidades de MeV/c^2 y en función de A. Las configuraciones nucleares más estables corresponden a núcleos intermedios. M es la masa del núcleo considerado, Z, N y A son los números atómicos, de neutrones y másico respectivamente.

Las configuraciones nucleares más estables corresponden a los núcleos intermedios, ganándose aproximadamente 1 MeV/c^2 por nucleón, si escindimos un núcleo de ^{235}U en dos núcleos de tamaño intermedio. Este es el proceso de fisión, en el que además se libera una energía, procedente de la diferencia de masas, del orden de 200 MeV por cada fisión nuclear.

El proceso de fusión ocurre al otro lado de la figura 40.9, cuando dos núcleos ligeros, como el ^{2}H o ^{3}H se[1] **funden** en un nuevo núcleo, más masivo, liberándose también una gran cantidad de energía por nucleón: la masa del núcleo final es menor que la de los iniciales.

5.1 La fisión.

Los núcleos muy pesados (Z>92) están sometidos a la posibilidad de sufrir la **fisión espontánea**, que representa la ruptura del núcleo pesado en fragmentos más ligeros. A este tipo de fisión la denominamos **espontánea**, porque no interviene ningún factor externo de inestabilidad. La fisión espontánea pone límite al tamaño de los núcleos que se pueden encontrar en la Naturaleza o producir en el Laboratorio.

El modelo de la gota líquida nos ayuda a comprender la forma en que ocurre la fisión. Tenemos el término de energía en volumen, lineal con el número A, que no explica porqué unos núcleos son estables y otros no: si en la estabilidad nuclear únicamente influyera este término podríamos tener núcleos tan pesados como quisiéramos. Por otra parte el término de repulsión culombiana favorece la fisión, mientras que el término de energía superficial se opone. En efecto, el proceso de fisión, en este caso fisión inducida para la absorción de un neutrón, se esquematiza en la figura 40.10,

[1] Estos isótopos del hidrógeno reciben el nombre de deuterio y tritio.

en la que se observa el incremento de energía al aumentar la superficie nuclear y su disminución por Coulomb.

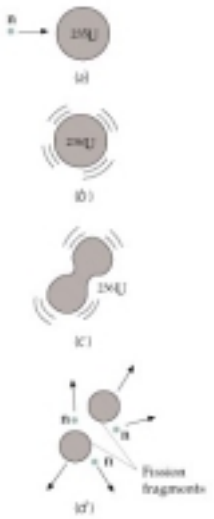

Figura 40.10. Proceso de fisión inducida sobre ^{235}U por captura de un neutrón térmico (a) El núcleo ^{236}U resultante es inestable y sufre la fisión, que como se observa es en dos fragmentos y algunos neutrones. Obsérvese que la repulsión culombiana es mayor en el núcleo padre, y favorece la fisión. Por el contrario, la energía superficial se incrementa en los núcleos hijos.

Una reacción típica de fisión inducida puede ser:

$$n + {}^{235}U \rightarrow {}^{141}Ba + {}^{92}Kr + 3n$$

en la que se observa la multiplicación del número de neutrones susceptibles de originar nuevas fisiones, principio en el que se basan las **reacciones en cadena mantenidas** (reactores nucleares) o violentas (bombas nucleares).

Lectura recomendada: Los reactores de fisión nuclear. P. Tipler página 1329.

5.2 La fusión.

En el proceso de fusión nuclear dos núcleos ligeros se funden conjuntamente para formar un núcleo más pesado. Un ejemplo típico de reacción de fusión es:

$$^{2}H + {}^{3}H \rightarrow {}^{4}He + n \ , \text{con } Q = 17.6 MeV.$$

Obsérvese que aunque la energía liberada es mucho menor que en una fisión típica, el rendimiento (energía liberada por nucleón) es bastante superior.

Ejemplos de reacciones de fusión son las que tienen lugar en las estrellas, como las que pertenecen al ciclo del protón, y que se producen en la combustión de las estrellas:

$$p + p \rightarrow {}^{2}H + e^{+} + \nu \ , \text{con } Q = 0.4 MeV.$$

$$^{2}H + p \rightarrow {}^{3}He + \gamma \ , \text{con } Q = 5.5 MeV$$

$$^{3}He + {}^{3}He \rightarrow {}^{4}He + 2p + \gamma \ , \text{con } Q = 13.0 MeV$$

Para producir la fusión nuclear, aunque el proceso sea energéticamente posible, los núcleos han de superar el potencial repulsivo de Coulomb: los núcleos que se funden deben tener suficiente energía cinética, cosa que ocurre en las estrellas, debido a su elevada temperatura. La temperatura interior de las estrellas es de millones de grados, frente a la temperatura de las capas exteriores del orden de 10^4 grados, que es el emisor de cuerpo negro que justifica el espectro electromagnético (visible, U.V.e infrarrojo), observado en la Tierra (la luz solar).

Lecturas recomendadas: Datación radiométrica, reactores de fusión (confinamiento magnético e inercial del plasma), un reactor nuclear natural. Fishbane, página 1332 y siguientes, P. Tipler página 1333.