SEPARATA DE LA

ENCICLOPEDIA LABOR

Vol. X: "Avances del saber"

Págs. 235 a 276

RADIACTIVIDAD Y REACCIONES NUCLEARES

POR

RAMÓN ORTIZ FORNAGUERA

Jefe de la División de Física Teórica
de la Junta de Energía Nuclear de Madrid

Profesor titular de Teoría de Reactores nucleares
en la Fundación Conde de Cartagena
de la Real Academia de Ciencias Exactas, Físicas
y Naturales de Madrid

SETIEMBRE 1968

EDITORIAL LABOR, S. A.

BARCELONA - MADRID - BUENOS AIRES - RIO DE JANEIRO
MÉXICO - MONTEVIDEO - BOGOTÁ - CARACAS - LISBOA

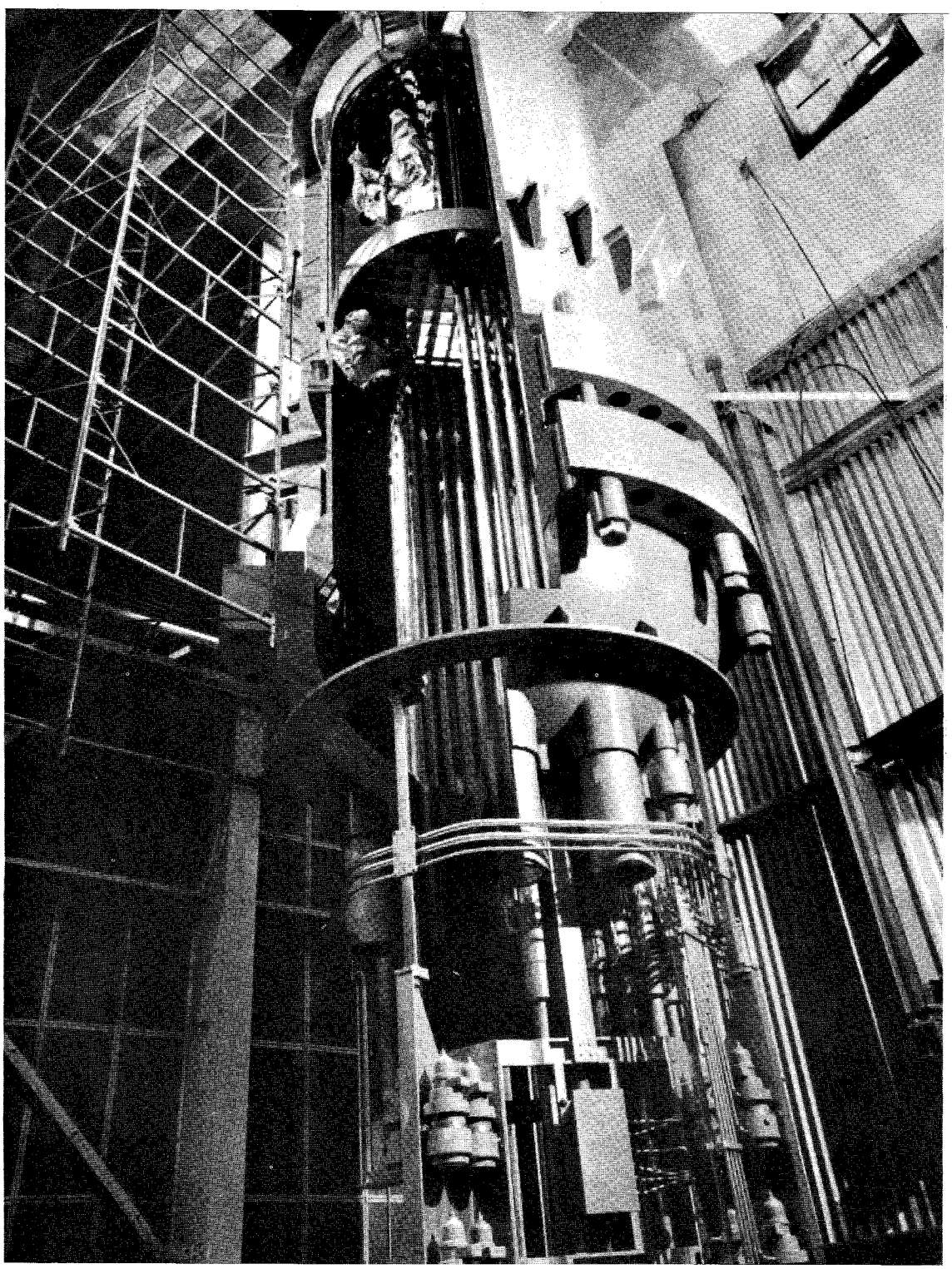


Fig. 1. RADIACTIVIDAD Y FÍSICA NUCLEAR. La radiactividad, desintegración espontánea o provocada artificialmente, de determinados átomos inestables, constituye con la fisión y fusión los principales procesos de la física del núcleo. El reactor atómico, sede de las reacciones de fisión en cadena de forma controlada, ha permitido un provechoso empleo de las reacciones nucleares, de enorme trascendencia

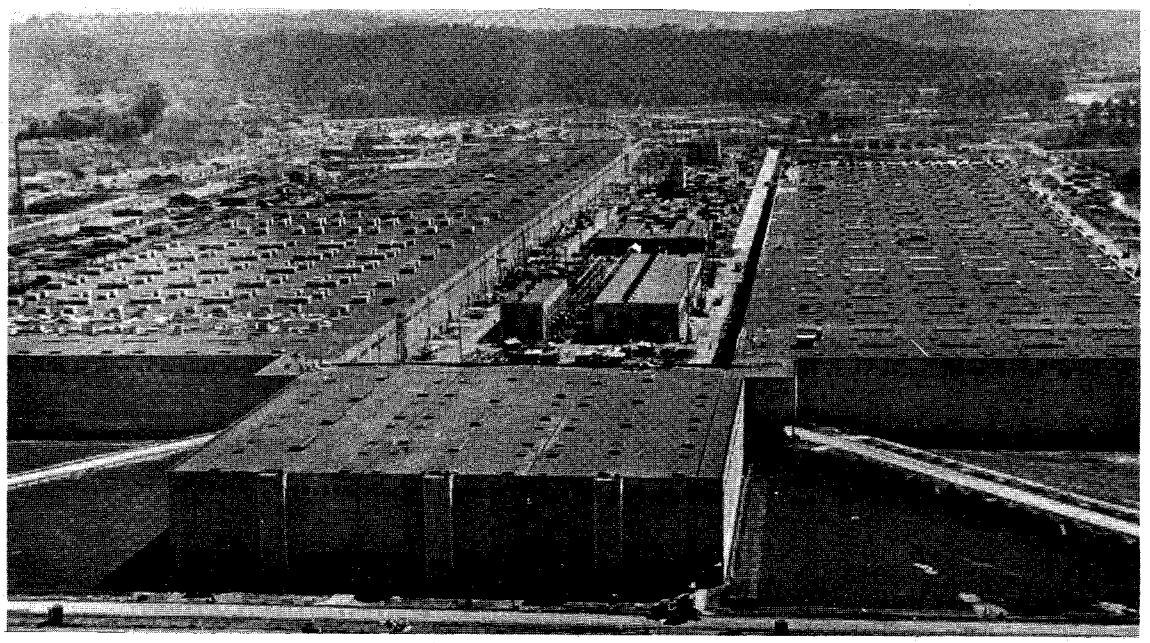


Fig. 2. LA INVESTIGACIÓN ATÓMICA. Si el siglo XX señala a la ciencia como factor determinante del porvenir de la Humanidad, el inmediato futuro condicionará indudablemente el potencial industrial y económico y el nivel de vida de los pueblos, a su desarrollo en el campo del átomo. No hay técnica sin ciencia y a la investigación nuclear le corresponde la misión de abrir nuevas vías en las posibilidades de aprovechamiento del mundo de las grandes energías. Plantas de enriquecimiento de Oak Ridge, Estados Unidos

I. EL NUCLEO ATOMICO

1. Partículas elementales e interacciones. Es sabido que la física contemporánea concibe la materia como un enjambre de corpúsculos, de partículas elementales, que se manifiestan como individualidades, unas veces espontáneamente, como en la radiación cósmica, y otras como resultado de procesos provocados, como en el bombardeo de núcleos atómicos en los grandes aceleradores de partículas. Las partículas elementales hoy conocidas pueden clasificarse en cuatro clases: el fotón, los leptones, los mesones y los bariones. Los componentes de cada clase y algunas de sus propiedades se recogen en una tabla (ver *Partículas elementales*). Conviene recordar también que, con muy pocas excepciones, a cada partícula elemental le corresponde una antipartícula, como puede verse en la citada tabla (1).

Ahora bien, estas partículas no son objetos aislados, sino que en toda colectividad formada por ellas, en todo sistema de partículas, se producen fenómenos que son el resultado de sus acciones mutuas, de sus interacciones. La interacción existente entre las partículas de un sistema es, en realidad, un todo único, pero puede considerarse a menudo como combinación de interacciones más simples, de manera análoga a como en las relaciones entre los individuos de una colectividad humana se distinguen aspectos que se llaman *relaciones afectivas, culturales, económicas, sociales, etc.* Estas formas, claro está, no son sino abstracciones de una realidad única, justificadas, en particular, por el hecho de que entre dos individuos dados de aquella colectividad, y aun en la propia colectividad, puede preponderar notablemente uno de aquellos aspectos, por ejemplo, el económico, no contando prácticamente los demás, o puede preponderar el afectivo, ignorando los otros, etc. Lo que en Física se llaman *interacciones*, así, en plural, son aspectos de una interacción global, más o menos matizados según las circunstancias, hasta tal punto que, para ciertos sistemas, cuenta fundamentalmente uno solo de ellos — por ejemplo, el gravitatorio — representando los demás el papel de una pequeña perturbación, si para algo cuentan. Al estudiar uno de estos sistemas, está justificado prescindir en primera aproximación de los demás aspectos de la interacción, del mismo modo que al estudiar una colectividad preponderantemente económica se puede prescindir, también en primera aproximación, de otros aspectos de la vida humana.

(1) Para pormenores, véase el artículo *Partículas elementales.*

Fig. 3. LA AMENAZA RADIACTIVA. Los métodos de detección y los contadores de radiactividad se han perfeccionado extraordinariamente en los últimos años. La necesidad y los problemas de la radioprotección se han visto forzosamente incrementados con el uso pacífico, pero en constante aumento, de los radioisótopos, y sobre todo por la amenaza que supone para los seres vivos la acumulación de radiactividad originada por las explosiones nucleares experimentales. En la fotografía, un ejercicio con un contador Geiger

Pues bien, es notable que aunque el número de partículas elementales que hoy se conocen es muy elevado (1), el número de aspectos distintos que se aprecian en su interacción real, o sea, el número de tipos de interacción posibles entre ellas parece ser pequeño: sólo cuatro. Las intensidades de estas interacciones son muy diferentes. Así, desde el punto de vista del valor de la fuerza del acoplamiento a que conducen (o del valor de la probabilidad de los procesos de que son responsables) se clasifican conforme se indica en la tabla 1. Por ahora, la única interacción que parece carecer de importancia en las « relaciones » entre las partículas elementales conocidas es la que corresponde al aspecto gravitatorio. En cuanto a estas partículas, los mesones y bariones participan en las interacciones débiles, electromagnéticas y fuertes; los leptones, en las débiles y electromagnéticas, aunque los neutrinos sólo toman parte en las primeras; finalmente, el fotón interviene sólo en las interacciones electromagnéticas.

TABLA 1

Tipo de interacción	Intensidad (*)
Interacciones gravitatorias	10^{-39}
Interacciones débiles	10^{-12}
Interacciones electromagnéticas	10^{-2}
Interacciones fuertes	1

(*) Estos valores son relativos y representan solamente el orden de magnitud.

Sin embargo, de toda esta pléyade de partículas elementales sólo muy pocas representan un papel importante con relación a: 1) la estructura del núcleo atómico; 2) sus posibles modos de desintegración espontánea, y 3) las transmutaciones de los núcleos atómicos determinadas por las interacciones de núcleos entre sí o de un núcleo con una partícula elemental a energías de hasta 100 MeV. (2) (reacciones nucleares a no muy altas energías). Estas partículas son: los nucleones (protón, p, y neutrón, n), el electrón (e), el neutrino (ν) y el fotón (γ), cuyas propiedades más características se resumen a continuación.

Nucleones. Son las piezas fundamentales del núcleo atómico. Un núcleo atómico, en efecto, no es sino un

(1) Precisamente, el hecho de que este número sea tan elevado, ha llevado a pensar que todas esas partículas sean « elementales », pero menos. Así, en estos últimos años se ha propuesto un modelo según el cual las partículas « elementales » no serían sino estados ligados de partículas primitivas de tres tipos llamadas *quarks*. Éstas serían las partículas elementales en sentido absoluto, esto es, las partículas con las cuales se « construirían » todas las demás. Por el momento, los *quarks* no han sido detectados.

(2) Los símbolos empleados para los múltiplos y submúltiplos y las unidades mecánicas, eléctricas y magnéticas utilizadas son los recomendados por la comisión internacional I. U. P. A. P.

sistema de nucleones enlazados entre sí por las fuerzas nucleares, que pertenecen al tipo de las interacciones fuertes. En sentido estricto, las fuerzas nucleares resultan de las interacciones fuertes entre bariones, si bien a menudo se limita este concepto al caso en que estos bariones son nucleones. En tanto que bariones, los nucleones interactúan con las demás partículas por interacción fuerte, electromagnética y débil. Como se ve en la citada tabla, un nucleón puede presentarse bajo dos formas, la forma protón (p) y la forma neutrón (n). Ambos tienen spin $^1/_2$ y masas parecidas, pero mientras el primero tiene carga positiva, e^+, el otro carece de carga eléctrica. También difieren en sus momentos magnéticos. Cabe entonces preguntarse por qué, poseyendo características eléctricas y magnéticas diferentes, se habla del protón y del neutrón como de dos formas o « estados » de un mismo corpúsculo, el nucleón. La historia es larga de contar, pero acaso pueda resumirse así. Dos nucleones pueden presentarse en tres « estados » del tipo señalado: el estado p-p (p = protón), el estado n-n (n = neutrón) y el estado n-p. Cabría así pensar en tres clases de fuerzas nucleares: las fuerzas protón-protón, las neutrón-neutrón y las neutrón-protón. Pues bien, la experiencia nos dice que las fuerzas puramente nucleares, esto es, las interacciones fuertes entre dos nucleones, son del todo independientes de que éstos posean o no carga, de que éstos sean protones o neutrones. No quiere esto decir que si en un sistema de nucleones se cambian los protones por neutrones y recíprocamente, las cosas vayan a seguir como antes. Es fácil ver que no es así: si cambiamos un protón libre por un neutrón libre, pasamos de un sistema estable (el protón) a un sistema inestable (el neutrón, que se desintegra espontáneamente transformándose en protón, a la vez que se emite un electrón y un antineutrino: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$). Lo que sí quiere decir es que los cambios que ocurran se deberán a las otras interacciones posibles (por ejemplo, las electromagnéticas, que sí son sensibles a las cargas eléctricas o a los momentos magnéticos), pero no a las interacciones fuertes. Con relación a éstas, el neutrón y el protón son dos estados de carga de una misma partícula, estados a los que dichas interacciones son indiferentes. Un ejemplo de esa « independencia de las fuerzas nucleares con relación a la carga » se presentará más adelante, al hablar de los núcleos imagen (§ 5).

Electrones. Los electrones son quizá las partículas elementales más populares. Las aplicaciones de los electrones en movimiento van desde la generación y el transporte de energía eléctrica, a los tubos pantalla de TV, por citar sólo ejemplos de la vida diaria. Por otra parte, precisamente esas aplicaciones han llevado a la amplia resonancia que ha alcanzado la electrónica en el mundo de hoy. Pero, a pesar de todo ello y aunque son elementos esenciales de la estructura atómica, *los electrones están ausentes del núcleo atómico.* Sólo cuando éste es inestable aparecen los electrones, positivos o negativos, como resultado de su tendencia a la estabilidad. Dicho de otra manera: un núcleo atómico puede emitir o capturar electrones, pero estos electrones son emitidos o absorbidos por un nucleón, que sigue siendo un nucleón después de la emisión o de la absorción.

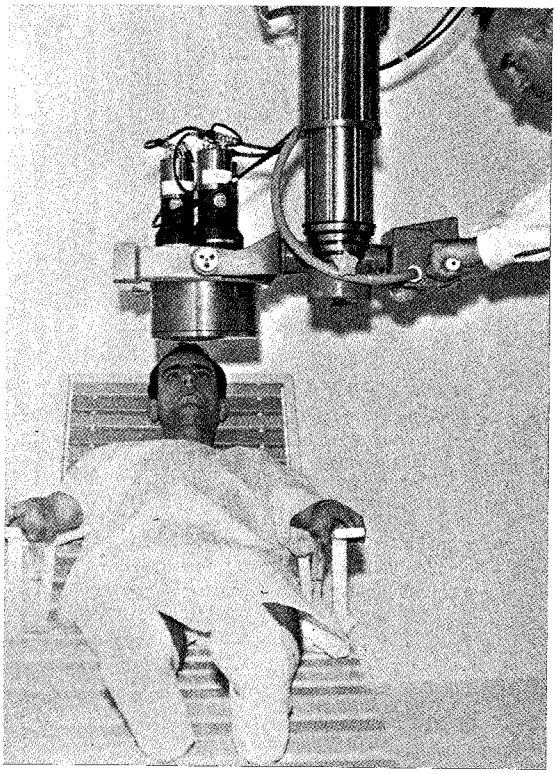


Fig. 4. CONTADOR DE CUERPO ENTERO. El peligro de la radiación radiactiva ha sido a menudo exagerado por parte de los amantes del sensacionalismo. De cualquier forma, el personal que trabaja en los centros de producción o utilización de elementos radiactivos debe someterse periódicamente a un control de la dosis de radiactividad asimilada. Para ello, además de estos contadores de cuerpo entero, cada obrero dispone de un pequeño y sencillo contador de bolsillo

En el núcleo, pues, sólo « hay » nucleones (1). En tanto que leptones, las únicas interacciones en que intervienen los electrones son las electromagnéticas y las débiles. Unas y otras los ligan a los nucleones. Lo dicho vale también para el otro par de leptones cargados, los muones. Por cierto que, desde muchos puntos de vista, los muones se comportan como los electrones. Tanto es así que, por ejemplo, el μ^- (el pariente pesado del e^-) puede sustituir a un electrón en la envoltura electrónica de un átomo, dando lugar a los átomos mesónicos, por ejemplo, el hidrógeno mesónico, $p\mu^-$, o la molécula $p\mu^- p$, análoga al ion H_2^+, pero cuyas dimensiones son 207 veces menores que las de éste debido a que la masa del muon es 207 veces mayor que la del electrón. Otra « molécula » interesante es la formada por un protón y un deuterón enlazados por un μ^-. Estos átomos y moléculas, claro está, no son estables, en el sentido de que el μ^- capturado en una órbita en torno del núcleo

(1) Preguntarse, por ejemplo, si el electrón y el antineutrino emitidos en la transición neutrón → protón existían ya en el neutrón, o si fueron « creados » inmediatamente antes de ser emitidos, es una de esas cuestiones que se consideran hoy como pseudoproblemas.

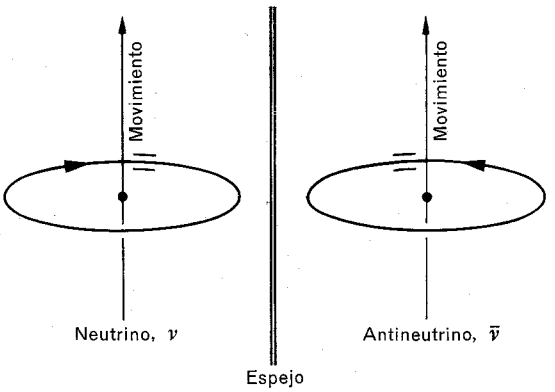


Fig. 5. NEUTRINO Y ANTINEUTRINO. Mientras el neutrino, ν, al avanzar lo hace como un tornillo «a izquierda», el antineutrino, $\bar{\nu}$, lo hace como un tornillo «a derecha» (tornillo ordinario). Obsérvese que, en la figura, cada uno aparece como imagen del otro en un espejo perpendicular al plano del dibujo

acaba por desintegrarse ($\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$) o ser capturado por un protón del núcleo ($\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu$). Pero su vida (que oscila entre $2 \cdot 10^{-6}$ s. en el litio a $0{,}08 \cdot 10^{-6}$ s. en el bismuto) es suficiente para permitir el estudio de toda una serie de propiedades tanto del propio μ^- como de la distribución de la carga en el núcleo del átomo en que es capturado.

Neutrinos. Desde que Pauli, en 1930, lanzó la hipótesis de que en la desintegración β (§ 12) se emitía, junto con el electrón, una partícula de masa muy pequeña, si no nula, y sin carga, el neutrino (1), éste ha sido durante años la partícula fantasma de la Física. Ello se debe a que la única interacción posible del neutrino con la materia (aparte quizá la gravitatoria) es la interacción débil, que en este caso se manifiesta tan particularmente débil que un neutrino cuya energía sea de 1 MeV. podría en promedio recorrer en el *plomo*, sin chocar (es decir, sin interactuar), una distancia que es del orden de los 10^{20} cm. Esta distancia es ya del orden de las distancias astronómicas y equivale a unos 100 años-luz (unos 7 millones de veces la distancia media de la Tierra al Sol o unas 25 veces la distancia a la estrella α Centauro). No es extraño, pues, que la observación directa del neutrino no fuera posible hasta que se dispuso de los intensos haces de neutrinos que salen de los reactores nucleares (Cowan, Reines y cols., 1956) (2). La intensidad alcanza en tales casos los 10^{13} neutrinos por cm.^{2} y segundo, y la energía de fisión que se pierde a efectos útiles por emisión de neutrinos representa casi el 5 % del total. Esta misma penetrabilidad de los neutrinos hace de ellos el mecanismo más efectivo de radiación de energía por las estrellas. Pero no cabe aquí seguir por este camino (véase el artículo *Nuevas teorías cosmológicas*).

Se ha hablado hasta ahora del neutrino, pero en la tabla mencionada (ver *Partículas elementales*) aparecen dos tipos de neutrino y sus correspondientes antineutrinos. Uno de ellos está ligado íntimamente con el electrón; es el *neutrino* propiamente dicho, ν_e. El otro lo está con el otro leptón cargado, el muon, y se le suele llamar *neutreto*, ν_μ. He aquí algunos pares de reacciones típicas:

$$e^- + p \rightarrow n + \nu_e, \qquad \mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu,$$
$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+, \qquad \bar{\nu}_\mu + p \rightarrow n + \mu^+,$$
$$\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e, \qquad \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu,$$
$$\pi^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e, \qquad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu.$$

Obsérvese que se pasa de una columna a otra cambiando electrón por muón y neutrino por neutreto y recíprocamente. Se sigue conservando así el paralelismo electrón-muon de que se habló antes. Conviene también señalar que la partícula que resulta de la desintegración del neutrón, $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$, se considera como antipartícula (antineutrino) de acuerdo con la regla de conservación de los leptones. Según esta regla, en toda reacción el número de leptones menos el de antileptones se mantiene constante. Esta diferencia es cero en el primer miembro de aquella reacción; luego, cero debe ser en el segundo, y como el electrón e^- se considera que es una partícula, el neutrino asociado debe ser una antipartícula, esto es, un antineutrino. ¿En qué difiere el neutrino del antineutrino? Prueba la experiencia que, en su movimiento, el neutrino y el antineutrino giran al avanzar como se indica en la figura 5 (3), o sea, mientras el de éste recuerda el movimiento de un tornillo ordinario (tornillo a derecha), el del neutrino es análogo al de un tornillo a izquierda. Lo mismo puede decirse del neutreto y del antineutreto.

Fotones. Sólo participan en las interacciones electromagnéticas (dejando a un lado las gravitatorias), que los relacionan con todas las partículas elementales, salvo los neutrinos. En particular, determinan la estructura electromagnética de las partículas elementales y, para energías suficientemente grandes, pueden provocar la formación de pares partícula-antipartícula. Su energía está ligada con la frecuencia de la onda asociada por la conocida relación $E = h\nu = \hbar\omega$, donde h es la constante de Planck ($\hbar = h/2\pi$) y ν la frecuencia (ω es la pulsación, $\omega = 2\pi\nu$). Mientras la energía de un fotón emitido por una emisora de onda media, de frecuencia $\nu = 1$ MHz. (1 megaciclo por segundo), es de $4{,}1 \cdot 10^{-5}$ eV., al pasar el $_{27}Co^{60}$ al isótopo del níquel $_{28}Ni^{60}$ por desintegración β, se emiten por éste dos fotones de 1,3 MeV., o sea, fotones cuya energía es $3 \cdot 10^{10}$ veces mayor que la del emitido por aquella emisora.

2. El núcleo atómico. Se ha dicho ya que un núcleo atómico es un edificio, un sistema, más o menos estable construido con protones y neutrones. No cabe aquí entrar en pormenores acerca de cómo se efectúa idealmente esta construcción, pero sí se resumirán a

(1) Fue Fermi quien propuso este nombre después del descubrimiento del neutrón (Chadwick, 1932) y teniendo en cuenta la reacción $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$.

(2) Hasta 1965 no se consiguió realizar experimentos con neutrinos de la radiación cósmica.

(3) Más exactamente: la proyección del spin sobre el impulso (o cantidad de movimiento) es $-\frac{\hbar}{2}$ para el neutrino (helicidad negativa) y $+\frac{\hbar}{2}$ para el antineutrino (helicidad positiva).

continuación aquellos aspectos y propiedades del núcleo que conviene tener presentes. En primer lugar, recordaremos que así como una especie atómica, o elemento químico, viene caracterizada por el número Z de electrones que rodean al núcleo en el átomo neutro (por ejemplo, 29 electrones en el elemento cobre), una especie nuclear, o *núclido*, se define por el número de protones, Z, y el número de neutrones, N, que forman uno cualquiera de los núcleos de dicha especie. El número total de nucleones en el núclido (Z, N) es entonces $A = Z + N$. Claro está, en virtud de esta relación dos cualesquiera de los tres números Z, N y A determinan al tercero, es decir, dos cualesquiera de entre ellos definen un núclido y sólo uno. A menudo se toman para definirlo el *número atómico*, Z, y el *número de masa*, A, y para representar el núclido se emplea uno cualquiera de los símbolos siguientes:

$$_ZX^A,\ {}^A_ZX,\ X^A,\ {}^AX$$

donde X es el símbolo del elemento químico. Dado que éste queda fijado por el número Z (que coincide con el de electrones en el átomo neutro), es claro que las dos primeras notaciones son redundantes y que la más « económica » es la tercera o la cuarta. En efecto, cualquier tabla del sistema periódico permite hallar Z conocido el símbolo X del elemento (por ejemplo, al cobre, Cu, corresponde $Z = 29$); el número de neutrones, N, se deduce entonces de $N = A - Z$. Sin embargo, dar explícitamente Z facilita a veces la formulación. Por otra parte, es claro que si se mantiene fijo uno de los tres números Z, N y A, se obtendrán familias o clases de núclidos cuyos individuos tienen en común el poseer o el mismo Z, o el mismo N o el mismo A. Estas clases se llaman, respectivamente, *isótopos* (Z = const.), *isótonos* (N = = const.) e *isóbaros* (A = const.). Particularmente interesante es el hecho de que las propiedades físico-químicas de los átomos isótopos de un mismo elemento son casi idénticas. Es claro que así debe ser en tanto estas propiedades dependan fundamentalmente de la *carga* del núcleo, por definición de isótopos. Pero dejan de serlo en todos aquellos aspectos en que influye la *masa* del núcleo, que varía dentro de una misma familia de isótopos. Por ejemplo, la diferencia de masas entre el hidrógeno ($_1H^1$) y el deuterio ($_1H^2$ o D) determina un corrimiento detectable de las rayas del espectro del uno respecto del otro. Este hecho precisamente condujo al descubrimiento del deuterio (Urey, Brickweld y Murphy, 1932) siguiendo el método espectroscópico para detectar la presencia de agua pesada (D_2O) en el agua procedente de cubas electrolíticas. Otro ejemplo lo constituye el distinto comportamiento de los compuestos formados con diferentes isótopos de iguales elementos desde el punto de vista de la velocidad de reacción.

3. Estabilidad nuclear. Ahora bien, y aunque pudiera parecer raro, no todos los valores de N y de Z son posibles si el núclido ha de tener una cierta vida, no digamos ya si se pretende que el núclido sea estable. En efecto, de los aproximadamente 1400 núclidos que se conocen, sólo 272 son estables, es decir, no experimentan cambio alguno a menos que sobre ellos actúe un agente exterior. Todos los demás, aun abandonados a sí mismos, experimentan transmutaciones, cambios espontáneos que alteran su naturaleza transformándolos en otros núclidos. A estos núclidos inestables se les suele llamar *núclidos radiactivos* o *radionúclidos*. En realidad, los conceptos de estabilidad e inestabilidad son relativos, en el sentido de que, propiamente, habría que hablar de estabilidad o de inestabilidad *respecto de* un cierto proceso. Por ejemplo, un núclido puede ser incapaz de transformarse en otro mediante el paso a protón de uno de sus neutrones acompañado de la emisión de un electrón, mientras que sí puede hacerlo emitiendo una partícula α (es decir, un núcleo de helio $_2He^4$). Este es el caso del Sm^{147}. Un núclido de ese tipo, por lo tanto, será estable respecto del primer proceso (núclido estable β) e inestable respecto del segundo (núclido radiactivo α). Salvo muy pocas excepciones, sin embargo, todos los núclidos estables β y con $Z \leq 83$ son absolutamente estables (1). En cambio, para $Z > 83$ no hay núclidos estables, de modo que los que son estables β son radiactivos α. Otro ejemplo curioso lo ofrece el tecnecio, Tc ($Z = 43$): se conocen 15 isótopos del tecnecio, todos radiactivos β, tanto β^+ (emisión de un e^+) como β^- (emisión de un e^-). No hay, pues, núclidos estables con $Z = 43$. Resumiendo, la experiencia prueba que si, para un número dado de protones, el número de neutrones es excesivo, el neutrón se transforma en protón y emite un electrón e^- y que, recíprocamente, si el núcleo en cuestión es demasiado pobre en neutrones, un protón se transforma en neutrón a la vez que se emite un electrón e^+. En esto precisamente consiste la radiactividad β (§ 12). Además, deben existir valores límite para N y para Z más allá de los cuales el núcleo se desintegra rápidamente emitiendo neutrones o protones, respectivamente. No ha sido posible fijar estos valores límite ni detectar este tipo de radiactividad, entre otras razones porque ya antes de llegar a ellos, es decir, cuando la desintegración tiene lugar todavía por emisión β, la vida media del núclido va siendo cada vez más y más corta, tanto que difícilmente puede detectarse su existencia. Tampoco se sabe hasta qué punto se pueden ir añadiendo neutrones o quitando neutrones en un núcleo estable dado hasta lograr la radiactividad por emisión de neutrón o de protón, es decir, hasta llegar a los límites de la radiactividad β.

Por otra parte, conviene hacer notar aquí algo relacionado con el valor límite de Z: dado que las fuerzas eléctricas de repulsión entre protones tienen un radio de acción mucho mayor que las fuerzas atractivas nucleares, aquellas fuerzas constituyen un elemento de inestabilidad cuya importancia aumenta con el número de protones (como Z^2 para Z grande) que sólo puede compensarse aumentando el número de neutrones (que actúan como « pegamento ») respecto del de protones. Aun así, cuando $Z \geq 92$, se abre otro posible camino de desintegración del núcleo: la *fisión espontánea*, en la que el núcleo se rompe en dos fragmentos (a veces tres e incluso cuatro) cuyas masas son comparables entre ellas. Así, los isótopos 232, 234, 235, 236 y 238 del uranio pueden todos experimentarla, si bien es más

(1) El bismuto $_{83}Bi^{209}$ es el último elemento absolutamente estable.

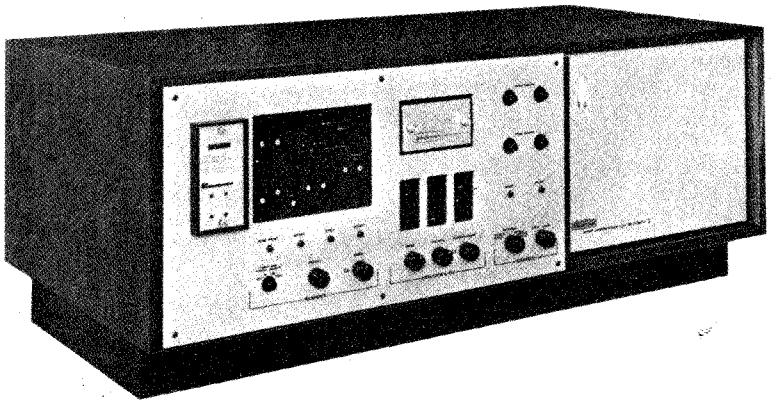


Fig. 6. SISTEMA CONTADOR AUTOMÁTICO. He aquí un moderno modelo de contador de rayos α y β, de gran precisión. Acoplado a un proceso de producción de muestras radiactivas, el sistema expulsa automáticamente las muestras cuya radiación no alcance un determinado umbral mínimo. Asimismo puede imprimir los resultados

probable que «mueran» por desintegración α (para el U^{235} y el U^{238} la razón de probabilidades es $4 \cdot 10^{-5}$ y $4 \cdot 10^{-3}$, respectivamente). Por consiguiente, a los núcleos pesados ($Z \geq 92$) se les ofrecen tres modos posibles de desintegración: la emisión β, la emisión α y la fisión espontánea. El —al parecer— último elemento conocido, el ecahafnio, E-Hf ($Z = 104$), tiene un isótopo (con $A = 260$) cuya vida respecto de la fisión espontánea es de 0,35 s. Si este valor de Z representa o no el límite superior de existencia, siquiera fugaz, de los elementos químicos es una difícil cuestión que queda por resolver. Ésta y las otras cuestiones apuntadas deben quedar al margen aquí a pesar de su interés, y por tanto, en lo que sigue nos limitaremos a considerar los núclidos conocidos, naturales o artificiales.

4. Energía de enlace. Entre todas las configuraciones posibles de los Z protones y los N neutrones de un núcleo existe siempre una en la que la energía del sistema es mínima. Este valor de la energía se llama *nivel energético fundamental* o, simplemente, *nivel fundamental* del núcleo. Otra configuración posible, no del núcleo en tanto que núcleo, pero sí del sistema (Z, N), es aquella en la que los Z protones y los N neutrones se encuentran en reposo y tan alejados todos ellos entre sí que no existe prácticamente interacción alguna mutua. Llamaremos a esta configuración *estado de disgregación* (1). Una situación análoga se presenta en el caso de un átomo neutro: los electrones se colocan espontáneamente en torno del núcleo de manera que la energía del sistema así formado sea la menor posible (nivel fundamental del átomo); pero hay otra configuración en la que el átomo está completamente ionizado, es decir, una configuración en la que el núcleo ha quedado desnudo, sin su nube de electrones alrededor, y éstos se encuentran tan alejados de él y entre sí que la interacción eléctrica (atracción núcleo-electrón y repulsión electrón-electrón) es prácticamente nula. Es sabido que la energía (positiva) necesaria para pasar del primer estado al segundo se llama *energía de ionización* (total) del átomo. En el caso del átomo más simple, el átomo de hidrógeno, la energía mínima necesaria para romper el enlace protón-electrón a partir del nivel fundamental (energía de ionización) es igual a 13,60 eV. Esta energía es insignificante comparada con los $2{,}2 \cdot 10^6$ eV. $= 2{,}2$ MeV. que son necesarios para «romper» el más simple de los núcleos, el deuterón, formado por un protón y un neutrón. La *energía de enlace* del deuterón es, pues, casi 200 000 veces mayor que la de ionización del átomo de hidrógeno. De una manera general, se llama *energía de enlace* de un núcleo la energía necesaria para llevarlo

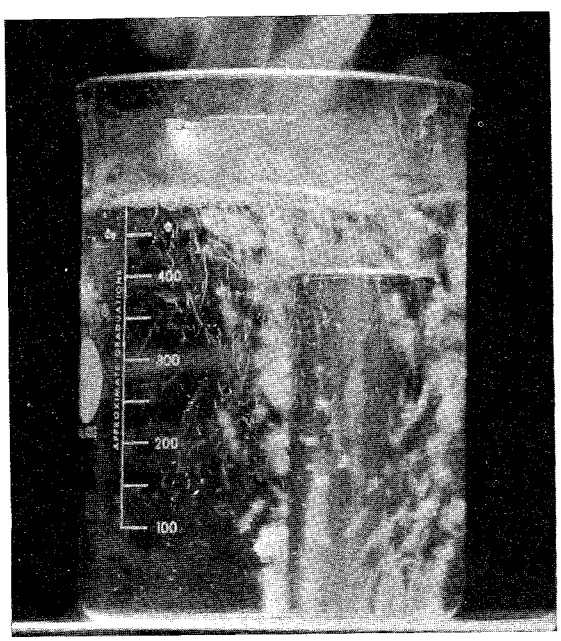


Fig. 7. CÁPSULA TÉRMICA DE COBALTO. He aquí un primerísimo plano del experimento realizado en el Laboratorio River, de la U. S. Atomic Energy de Aiken, Carolina del Sur, en los Estados Unidos. Una pequeña cápsula con cobalto radiactivo hace hervir inmediatamente el agua, constituyendo una de las primeras obtenciones de calor a partir de este elemento radiactivo

(1) Esta configuración es puramente ideal, ya que en la realidad resultaría inestable, pasando finalmente a un sistema en el que todos los neutrones se habrían transformado en protones. Lo mismo cabe decir incluso del nivel fundamental, si el núcleo es radiactivo. Pero se trata aquí del sistema *mientras* está formado por Z protones y N neutrones, aunque este *mientras* dure poco.

del nivel fundamental al estado de disgregación (1). Este concepto para el núcleo corresponde, pues, al de energía de ionización para el átomo. Teniendo en cuenta la relación de Einstein entre masa y energía ($E = m\,c^2$, c = velocidad de la luz), si $M\,(Z,\,N)$ es la masa del núcleo en su estado fundamental, m_p la masa del protón y m_n la del neutrón, la energía de enlace del núcleo $(Z,\,N)$ es, por definición,

$$E_e = [Z m_p + N m_n - M\,(Z,\,N)]\,c^2 \qquad (1)$$

Esta fórmula, sin embargo, es poco manejable, ya que los experimentos no proporcionan la masa $M\,(Z,\,N)$ del núcleo, sino la masa atómica relativa (o peso atómico) del correspondiente átomo neutro, es decir, del núcleo con su nube de electrones en el átomo. En estas condiciones, la energía de enlace (en MeV.) se define por $E_e = [Z A_r\,(H^1) + N A_r\,(n^1) - A_r\,(Z,\,N)]\cdot 931{,}48$ MeV. (2) donde $A_r\,(Z,\,N)$ es el peso atómico del átomo $(Z,\,N)$ en la escala del carbono C^{12}, y $A_r\,(H^1)$, $A_r\,(n^1)$ los pesos atómicos del hidrógeno y del neutrón, respectivamente. El factor 931,48 MeV. es el equivalente en energía de la constante (unificada) de masa atómica, igual a la doceava parte de la masa (¡no del peso atómico!) del isótopo C^{12} del carbono (2); además se tiene $A_r\,(H^1) = 1{,}007825\ u = 938{,}77$ MeV., $A_r\,(n^1) = 1{,}008665\ u = 939{,}55$ MeV.

El concepto de energía de enlace puede generalizarse al caso de disgregaciones parciales. Así, cabe hablar de la energía de enlace del último neutrón en un núcleo $(Z,\,N)$, que no es sino la diferencia entre la suma de los pesos atómicos del núcleo $(Z,\,N-1)$ y del neutrón y la masa del núcleo $(Z,\,N)$:

energía de enlace del último neutrón en ${}_zX^A = E_e\,(n^1) = [A_r\,(Z,\,N-1) + A_r\,(n^1) - A_r\,(Z,\,N)]\cdot 931{,}48$ MeV. (3)

O la energía de enlace de una partícula α en el mismo núcleo:

$E_e\,(\alpha) = [A_r\,(Z-2,\,N-2) + A_r\,(\alpha) - A_r\,(Z,\,N)]\cdot 931{,}48$ MeV. (4)

Si esta energía de enlace resulta negativa, ello significa que *desde el punto de vista energético* el núcleo en cuestión *puede* desintegrarse en las componentes a que se refiere dicha energía. Por ejemplo, la energía de enlace de una partícula α en el isótopo del samario ${}_{62}Sm^{147}$ vale $E_e\,(\alpha) = [A_r\,(60{,}83) + A_r\,(\alpha) - A_r\,(62{,}85)]\cdot 981{,}48$ MeV. $= [(143 - 90\,221\cdot 10^{-6}) + (4 + 2603\cdot 10^{-6}) - (147 - 85\,133\cdot 10^{-6})] \times 931{,}48$ MeV. $= -2{,}21$ MeV. (3).

Y, en efecto, el Sm^{147} es un núclido natural radiactivo α, con un período de $1{,}15\cdot 10^{11}$ a. Sin embargo, hay que advertir que el hecho de ser negativa la energía de enlace para cierta componente no siempre significa que la desintegración ocurra necesariamente, puesto que otras leyes de conservación distintas de la de conservación de la energía acaso lo impidan.

Íntimamente ligado con el concepto de energía de enlace se encuentra el concepto de *números mágicos*. Indica la experiencia (y existen razones teóricas que explican el hecho) que los núcleos atómicos que contienen 2, 8, 20, 28, 50, 82 ó 126 neutrones o protones se distinguen por una serie de propiedades características que los diferencian marcadamente de sus vecinos. Estas propiedades son en cierto modo análogas a las de los elementos químicos con 2, 10, 18, 36, 54 y 86 electrones (los gases nobles, He, Ne, Ar, Kr, Xe, Em) en cada uno de los cuales se completa una de las capas electrónicas del átomo. En particular, los núcleos con un número mágico de neutrones (o de protones), como los gases nobles, son particularmente estables en el sentido de que la energía de enlace por nucleón es entre 0,5 y 1 MeV. mayor que en los núclidos vecinos. Así, cuando a un núcleo con un número mágico de neutrones se añade un neutrón, éste se encuentra muy poco ligado al núcleo resultante. Todo ocurre como si la capa cerrada ignorara hasta cierto punto al nuevo nucleón.

Otras propiedades cabe señalar de los núcleos con un número mágico de neutrones o protones, por ejemplo, el hecho de que son mucho más abundantes en la naturaleza que los demás isótopos correspondientes. Así ocurre con el ${}_2He_2^4$, ${}_8O_8^{16}$, ${}_{20}Ca_{20}^{40}$, ${}_{28}Ni_{32}^{60}$, ${}_{38}Sr_{50}^{88}$, ${}_{40}Zr_{50}^{90}$, ${}_{50}Sn_{70}^{120}$, ${}_{56}Ba_{82}^{138}$, ${}_{58}Ce_{82}^{140}$, ${}_{82}Pb_{126}^{208}$ (el número N de neutrones se ha indicado como subíndice a la derecha). De estos núclidos, los tres primeros y el último son *doblemente mágicos*, es decir, en ellos son números mágicos tanto Z como N. El estaño ${}_{50}Sn_{70}^{120}$, con un número mágico de protones ($Z = 50$), es el elemento que más isótopos estables posee: diez. También en sus propiedades radiactivas se diferencian de otros radionúclidos. Por ejemplo, el ${}_{51}Sb^{116}$ se «deshace» del protón 51 pasándolo a neutrón (emisión β^+ y captura K, véase § 12) y convirtiéndose en ${}_{50}Sn^{116}$ por emisión de un e^+ de 1,16 MeV. con un período de 60 min. En cambio, al ${}_{50}Sn^{121}$, también radiactivo β, con un número mágico de protones ($Z = 50$), le cuesta 27 horas pasar a ${}_{51}Sb^{121}$ emitiendo un e^- de 0,38 MeV. Compárense los períodos y las energías liberadas en uno y otro caso.

5. Estados excitados. Lo que precede se refiere al estado fundamental del núcleo. Pero éste, al igual que el átomo, puede existir, en general, como sistema ligado con energías por encima del nivel fundamental (4). Estas

(1) Conviene advertir que la energía de enlace se define también a menudo como energía necesaria para pasar del estado de disgregación al fundamental. Es claro que, en este sentido, la energía de enlace es igual y de signo opuesto a la definida aquí.

(2) Dado que el peso atómico es siempre próximo al número de masa A, y que las técnicas de espectrografía de masas permiten a menudo precisar hasta las millonésimas, el peso atómico se suele escribir en la forma

$$A_r\,(Z,\,N) = A + \Delta\,(Z,\,N),$$

donde Δ es el llamado *exceso de masa* (en general, negativo). El valor de Δ se suele dar en μu (millonésimas de unidad atómica de masa).

(3) Hay que recordar que los pesos atómicos son *razones* (esto es, números puros) de las masas de los átomos a una cierta fracción de la masa de un elemento o átomo que se conviene en elegir como patrón. En la llamada *escala química* esta unidad es $\frac{1}{16}$ de la masa del oxígeno *natural* (mezcla de isótopos). Actualmente, la constante unificada de masa (la unidad de masa atómica, simbolizada por u) es tal que el peso atómico del C^{12} es igual a 12. Si $M\,(Z,\,N)$ es la masa de un átomo, su peso atómico vale (en la escala C^{12}) $A_r\,(Z,\,N) = 12\ M\,(Z,\,N)/M\,(C^{12})\ u$.

(4) Los núcleos más ligeros, con $A \leq 4$, carecen de niveles de este tipo.

Fig. 8. PELIGRO, RADIACIÓN. Los combustibles nucleares una vez utilizados en los reactores son radiactivos en grado variable de unos a otros. Para proteger a los trabajadores del centro, así como a la población exterior circundante, los reactores se aíslan por medio de espesas pantallas protectoras y las operaciones más delicadas se efectúan sin contacto directo, por procedimientos de teledirección. En la fotografía, un «subreactor» experimental

energías (referidas a la del nivel fundamental como cero) se llaman *energías de excitación* y representan un importante papel en las reacciones nucleares, tanto espontáneas (radiactividad) como provocadas (reacciones propiamente dichas), y el conocimiento de sus propiedades, junto con las del nivel fundamental, permite poner en claro muchos detalles de la estructura del núcleo atómico. Ocurre con esto lo que con el átomo: la espectroscopía atómica revela las propiedades de los diferentes niveles del átomo. Igual papel representa con relación al núcleo la espectroscopía nuclear, que estudia los niveles energéticos nucleares, sus propiedades y las transiciones de unos a otros. Pero hay más en este paralelismo; la energía de un núcleo puede alcanzar valores tales que sea posible la emisión de una de las partículas pesadas que lo integran, situación análoga a la que hace posible el efecto Auger (véase más adelante). Aunque entonces no cabe ya hablar de un sistema ligado (la partícula emitida se aleja definitivamente del núcleo residual), se sigue hablando de energías de excitación, aunque el concepto de nivel se desvanece por lo que se verá a continuación.

Consideremos primero el átomo de hidrógeno, con sus niveles de energía representados esquemáticamente en la figura 9. En la teoría elemental, todos los estados asociados a estos niveles son estacionarios, esto es, si el átomo de hidrógeno se encuentra en uno de ellos abandonado a sí mismo, seguirá indefinidamente en dicho estado. Realmente las cosas no ocurren así. El electrón y el protón están enlazados en el átomo de hidrógeno por la interacción electromagnética de tal manera que, si el sistema no se encuentra en su nivel de mínima energía, puede pasar a un nivel más bajo a la vez que se emite un fotón cuya frecuencia ν está ligada con el salto de energía $E_m \rightarrow E_n$ ($E_m > E_n$) por la relación $h\nu = E_m - E_n$. En esto precisamente consiste el mecanismo de emisión de la luz: un agente exterior excita el átomo, que se desexcita luego, total o parcialmente, emitiendo un fotón. Cuando el átomo contiene más de un electrón, existe otra posibilidad de desexcitación: la energía de excitación puede gastarse, toda o en parte, al expulsar del átomo un electrón *(efecto Auger)*. El mecanismo de desexcitación consiste en este caso en que la energía que se libera al pasar un electrón de un nivel excitado a otro más bajo se comunica a otro electrón del átomo y, si la energía es suficiente, éste queda ionizado por pérdida del electrón.

Todo esto significa que el átomo no puede permanecer indefinidamente en un estado excitado. Con otras palabras, los niveles excitados no corresponden a estados

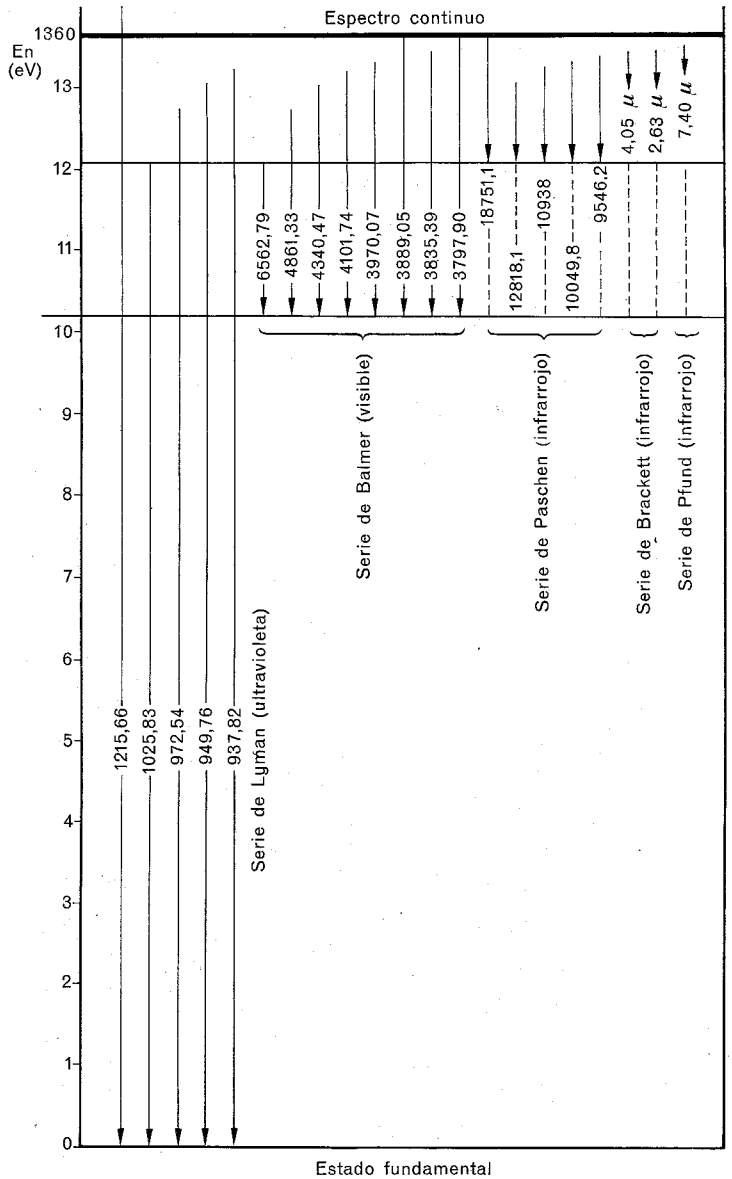


Fig. 9. ESQUEMA DE NIVELES ENERGÉTICOS DEL ÁTOMO DE HIDRÓGENO. Los saltos de energía entre niveles se han expresado en las longitudes de onda equivalentes, dadas en angstroms (1 Å = 10^{-8} cm)

rigurosamente estacionarios, sino a estados en los que el átomo puede permanecer un cierto tiempo, pero no un tiempo infinito, a estados que tienen una cierta vida media τ_m finita, a veces extraordinariamente breve. Pero esto trae consigo que la energía E_m de uno de esos niveles no puede estar exactamente determinada, sino que existe una cierta indeterminación en su valor que se puede caracterizar por una *anchura* del nivel, Γ_m, definida por $\Gamma_m = \hbar/\tau_m$. Ahora bien, dado que τ_m mide la duración de la vida del nivel E_m, mide también el tiempo de que se dispondría para efectuar una medición de esta energía. Pero por el principio de indeterminación de Heisenberg, esta limitación del tiempo disponible trae consigo una indeterminación en el valor de la energía ΔE_m tal que $\Delta E_m \cdot \tau_m = \hbar$. Por consiguiente, la relación $\Gamma_m = \hbar/\tau_m$ y la interpretación de Γ_m están de acuerdo con dicho principio. En cuanto al significado físico de τ_m, es el siguiente: si en el instante $t = 0$ existen N_o átomos, todos ellos en un mismo estado correspondiente a la energía E_m, en el instante t sólo quedarán en dicho estado $N = N_o\, e^{-\frac{t}{\tau_m}}$ átomos. El número de átomos que lo abandonan entre t y $t + dt$ es igual a $dN = N_o\, e^{-\frac{t}{\tau_m}} \frac{dt}{\tau_m}$, es decir, la probabilidad de que un átomo lo abandone vale $\frac{dN}{N} = \frac{dt}{\tau_m}$, independiente del instante t y proporcional a dt. El coefi-

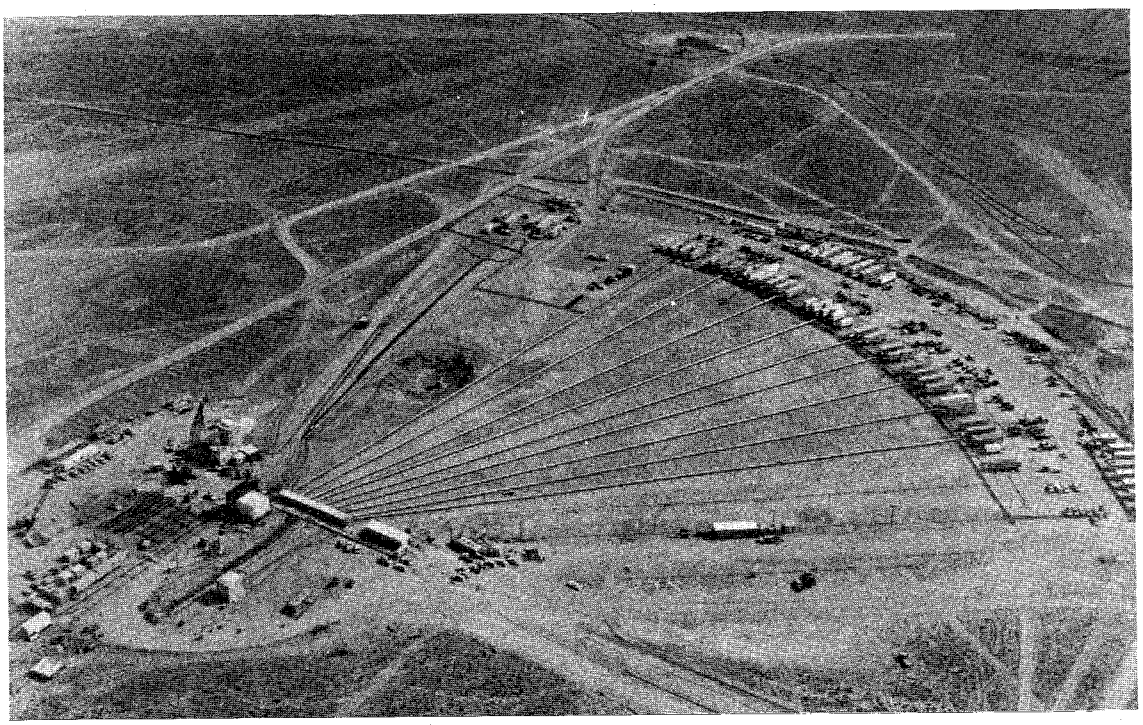


Fig. 10. EXCAVADORAS NUCLEARES. La fotografía nos muestra un campo de pruebas de la Comisión de Energía Atómica, en Nevada, en el que se llevan a cabo unos ensayos sobre la posibilidad de utilizar los explosivos nucleares para las excavaciones y perforaciones a gran escala. En el centro de la vista se aprecia una de las excavaciones conseguidas

ciente de proporcionalidad $w_m = \frac{1}{\tau_m}$ se llama por eso *probabilidad* (total) de *transición por unidad de tiempo* correspondiente al nivel E_m. Conviene señalar que como característica de la « vida » de un nivel (en general, de un estado excitado) se suele utilizar, en vez de la vida media τ, el llamado *período* (o *período de semidesintegración*), T, definido como el tiempo necesario para que la población inicial N_0 en dicho estado se reduzca a la mitad. Por definición, pues, será $e^{-\frac{T}{\tau}} = \frac{1}{2}$, de donde $T = \tau \ln 2 = 0{,}693\,\tau$ (recíprocamente, $\tau = 1{,}443\,T$).

En el caso de los niveles atómicos, las anchuras de los niveles son pequeñas ($\Gamma_m \sim \alpha^3 E_m$) debido a que la constante de acoplamiento α de las interacciones electromagnéticas es pequeña ($\alpha = 1/137$). Lo mismo puede decirse de los niveles nucleares cuya energía no es suficiente para hacer posible la emisión de nucleones, puesto que entonces la desexcitación del núcleo sólo puede tener lugar por interacción electromagnética (emisión γ, § 11) o por interacción débil (emisión β, § 12), cuya constante de acoplamiento es aún menor. En estas condiciones, el espectro energético (1) de un núcleo por debajo del umbral de emisión de nucleones (o sea, por debajo de la energía de excitación mínima necesaria para que se emita un nucleón) es prácticamente un espectro discreto, con niveles bien separados y bastante bien definidos. Pero en cuanto la excitación del núcleo supera aquel umbral, la anchura de los « niveles » viene controlada por las interacciones fuertes, y llega a alcanzar valores tan grandes que los « niveles » se solapan y desaparecen como individualidades. No existe ya entonces posibilidad alguna de considerar el espectro en esta región como discreto (fig. 11).

En resumen, los niveles nucleares (como los atómicos) no corresponden a valores exactos de la energía. Estos valores son una mera abstracción en la que se prescinde de interacciones que pueden causar la « destrucción » de un estado asociado a este nivel (por ejemplo, la interacción electromagnética). En realidad, cada nivel posee una anchura Γ que está ligada con la probabilidad de transición (por unidad de tiempo) w por la relación $\Gamma = \hbar\, w$. Desde este punto de vista, si diferentes causas independientes pueden provocar la destrucción de los estados excitados con energía E, a cada una de ellas corresponderá una probabilidad w_i y una anchura parcial definida por $\Gamma_i = \hbar\, w_i$. La probabilidad total será entonces $w = w_1 + w_2 + \ldots$ y la anchura total del nivel $\Gamma = \Gamma_1 + \Gamma_2 + \ldots$. Por ejemplo, cuando un neutrón lento choca con un núcleo, se forma un núcleo compuesto (§ 17), fuertemente excitado, que puede perder su energía de excitación de diferentes

(1) Recordaremos que se llama *espectro energético* de un sistema al conjunto de los valores posibles de su energía. El espectro (o una parte de él) se califica de *discreto* si sus valores forman una sucesión discreta, discontinua, y *continuo* si el conjunto de sus valores forma un intervalo.

maneras: 1) el neutrón es reemitido, quedando el núcleo en su estado primitivo; 2) se emite un fotón o una cascada de fotones, quedando el neutrón incorporado al núcleo compuesto; 3) se emite una partícula α; 4) se emite un protón; 5) el núcleo compuesto excitado se fisiona. Si w_n, w_γ, w_α, w_p, w_f son las correspondientes probabilidades, la anchura del nivel excitado del núcleo compuesto será $\Gamma = \hbar\,(w_n + w_\gamma + w_\alpha + w_p + w_f)$ y la vida media de dicho estado vale $\tau = \hbar/\Gamma$. Si Γ se expresa en electrón-voltios, la vida media en segundos viene dada por

$$\tau = \frac{6{,}58}{\Gamma\,(\text{eV})}\,10^{-16}\ \text{s.}$$

Para los espectros atómicos, los valores típicos de Γ son del orden de 10^{-8} eV., es decir, la vida media de un estado excitado es del orden de $6\cdot 10^{-8}$ s. En los espectros nucleares, en cambio, se encuentran anchuras de hasta 1 MeV. (1), lo que conduce a una vida media de $6\cdot 10^{-22}$ s., ¡10^{14} veces más breve que la del nivel atómico!

En relación con los espectros energéticos de los núcleos y las propiedades de sus niveles, conviene señalar aquí un hecho que apoya la hipótesis de que se habló antes acerca de la independencia de las fuerzas nucleares respecto de la carga de los nucleones. Existen pares de núclidos estables tales que se pasa de un componente del par al otro cambiando neutrones por protones y recíprocamente (2). Cada uno de estos núclidos es, en cierto modo, la imagen del otro, por lo que se les suele llamar *núclidos imagen*. He aquí algunos ejemplos:

$${}_1H_2^3 - {}_2He_1^3;\quad {}_5B_6^{11} - {}_6C_5^{11};\quad {}_6C_7^{13} - {}_7N_6^{13};\quad {}_6C_8^{14} - {}_8O_6^{14}.$$

Pues bien, prueba la experiencia que si A y B constituyen un par de núcleos imagen, la disposición de los niveles de energía en uno y en otro, las propiedades intrínsecas de estos niveles, en una palabra, la estructura nuclear de A y de B es esencialmente la misma. Incluso la diferencia entre sus masas puede explicarse como resultado de la diferencia entre los efectos de las fuerzas repulsivas de Coulomb y de la diferencia de masas entre el neutrón y el protón. Tanto es así que si se enrasan los niveles fundamentales, los espectros energéticos coinciden en lo esencial. En la figura 12 se representa esquemáticamente el caso mejor conocido, el del par $B^{11} - C^{11}$. La repulsión coulombiana entre protones, que impide que las propiedades de estos pares de núclidos sean exactamente las mismas, hace también que no existan pares de núclidos imagen entre los núclidos medios y pesados (3).

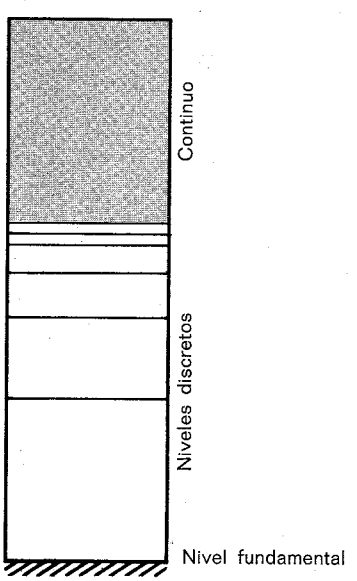
6. Estados metaestables. Los valores precedentes de las vidas medias de los estados excitados atómicos y nucleares son o típicos (por ejemplo, los 10^{-8} s.) o extremados en pequeñez (por ejemplo, los 10^{-22} s.). Pero tanto en el caso atómico como en el nuclear hay un notable tipo de excepción: los *estados metaestables*, que son estados excitados cuya vida media es más larga que la típica debido a que ciertos mecanismos inhibidores (de los que no cabe tratar aquí) dificultan la transición a niveles de energía más bajos. En el caso de los átomos, hay estados excitados cuya vida alcanza los 10^{-3} s. (100 000 veces el valor normal). Pero el fenómeno es particularmente notable en el caso de los niveles excitados nucleares. El valor de la vida media de los estados nucleares metaestables (como el de los atómicos) depende de muchos factores: características del nivel, distancia a los niveles inferiores más próximos, etc. Sin embargo, la influencia de estos factores es muchísimo mayor que en el caso de los átomos, en el sentido de que la vida de los estados nucleares metaestables varía entre límites mucho más separados. Por ejemplo, el americio tiene un isótopo, el Am^{242}, que se presenta en dos formas radiactivas netamente distintas, una en la que el núcleo se encuentra en un estado excitado, el Am^{242m} (4), con una vida media de 219 años, y otra, el Am^{242}, que corresponde al estado fundamental, cuya vida media es de sólo 23 horas. ¡El estado fundamental tiene en este caso una vida más breve que el estado excitado metaestable! Además, mientras el Am^{242m} emite partículas α, el Am^{242} es radiactivo β (emisor β^+ y captura K). Cualquiera

(1) Por ejemplo, la desintegración α del Be^8 indica la existencia de un nivel a 2,8 MeV. con una anchura de 0,8 MeV.

(2) Esta operación se llama *simetría de carga* (en el sentido de simetría respecto de la carga eléctrica del nucleón, positiva o nula).

(3) Atendiendo al valor de su masa, los núclidos se suelen clasificar en *ligeros* ($1 \leq A < 50$), *medios* ($50 \leq A < 100$) y *pesados* ($100 \leq A$). Claro está, se trata de un puro convenio.

(4) Un núclido en estado metaestable se representa con el mismo símbolo, pero con un supraíndice m (por metaestable).



Niveles en un núcleo

Fig. 11. ESQUEMA DE NIVELES ENERGÉTICOS EN UN NÚCLEO. En realidad, cada nivel posee una «anchura», salvo acaso el nivel fundamental. El adensamiento de niveles, junto con el aumento de sus anchuras, conduce a la porción cuasi continua del espectro

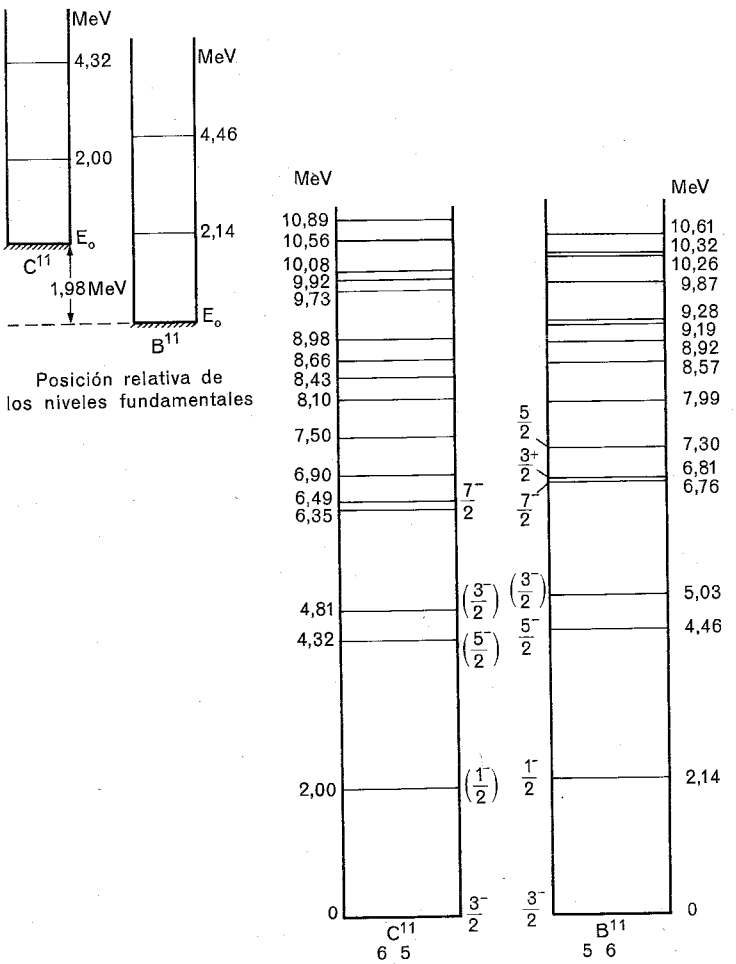


Fig. 12. NÚCLIDOS IMAGEN. Los núclidos $_5B_6^{11}$ y $_6C_5^{11}$ son el uno «imagen» del otro, cuando cada neutrón se «refleja» en un protón, y recíprocamente. Aunque el nivel fundamental del C^{11} se encuentra por encima del nivel fundamental del B^{11} (¡efectos de la carga eléctrica!), si ambos se enrasan, queda de manifiesto la gran semejanza en su estructura

diría, pues, que nos encontramos ante dos núcleos diferentes, a pesar de que ambos están formados por 95 protones y 147 neutrones. Así, pues, por el hecho de comportarse de un modo distinto a pesar de estar constituidos de manera igual, se dice que los dos núcleos son *isómeros*, utilizando el mismo nombre que en química orgánica se aplica a una situación parecida. Más exactamente: del Am^{242m} se dice que es un isómero, o un estado isómero, del Am^{242}. El primer caso descubierto de isomería nuclear fue el del uranio-Z con relación al uranio-X_2. Cuando se descubrió el entonces llamado *uranio-Z* (Hahn, 1921), se conocía ya el uranio-X_2. Ambos tenían el mismo número atómico y el mismo número de masa, pero mientras el segundo, el UX_2, era un emisor β^- con un período de 1,17 min., el primero, el UZ, aunque también emisor β^-, tenía un período de 6,66 h. Hoy se sabe que el UX_2 es el isómero Pa^{234m} del Pa^{234}, de modo que, en este caso, la vida del estado metaestable es más breve que la del fundamental. De una manera general, cuando se trata de un radionúclido, la existencia de un isómero se traduce en la existencia de esquemas diferentes de desintegración, sea por el tipo de radiactividad, sea por el período. Además, en ciertos casos pueden existir más de dos isómeros. Por ejemplo, el Ir^{192} (emisor β, período 74 d.) tiene un primer isómero $Ir^{192m}1$ (emisor β, período 1,5 min.) y un segundo isómero $Ir^{192m}2$ que por emisión γ (período $\sim$ 650 a.) va a parar al estado fundamental Ir^{192}. La vida media de este nivel metaestable es, pues, de unos 940 años, muchísimo más larga que la del nivel fundamental, unos 107 días [1].

Lo que precede no debe hacer pensar que sólo los radionúclidos poseen estados metaestables. También los núclidos estables pueden presentarlos, pero, claro está, como para ellos el nivel fundamental es (por definición) estable, sólo se observará el período correspondiente al estado excitado en que se encuentra el isómero. La desexcitación (es decir, la transición del estado metaestable al estable) se produce entonces por emisión de un fotón o por conversión interna (§ 11). Ejemplos: el Kr^{83} es estable (abundancia en el kriptón natural 11,55 %), mientras que el Kr^{83m} es un emisor γ con una vida media de 2,7 h. (período T=1,9 h.); el único isótopo estable del arsénico, el As^{75}, posee un isómero As^{75m} de vida muy

[1] Recordaremos que entre el período T y la vida media τ existen las relaciones $T = 0{,}693\,\tau$, $\tau = 1{,}443\,T$.

corta, 23 milisegundos; el Sn^{119}, que es estable (abundancia 8,58%), tiene un isómero cuya vida media es de 353 días y que por emisión γ va a parar al nivel fundamental ($T = 245$ d.).

II. REACCIONES NUCLEARES

7. Reacciones nucleares. De una manera general, una reacción nuclear puede definirse como un proceso en el que un cierto número de núcleos atómicos y de partículas elementales se transforman en otros núcleos y otras partículas (1) como consecuencia de coincidir en una región del espacio suficientemente pequeña para que en ella entren en interacción. En principio, el número de partículas (elementales o no) que inciden en la *región de colisión* puede ser cualquiera, como también el de las que emergen de ella. Pero en la práctica, y para las energías que consideraremos aquí, lo más frecuente es que dos partículas, a y A, choquen (es decir, entren en interacción) y que como resultado del choque aparezcan otras dos partículas, b y B, que son el producto de la reacción (fig. 13). Hay que advertir, sin embargo, que la colisión de a y A puede conducir a diferentes productos de reacción, o sea, a diferentes pares (b_1, B_1), (b_2, B_2), etc. Además, es también posible que los componentes b_i, B_i de uno de estos pares puedan aparecer en diferentes estados internos, por ejemplo, en sus estados fundamentales, o uno en su estado fundamental y el otro en un estado excitado, o los dos en estados excitados, etc. Para distinguir todas esas posibilidades, se conviene en llamar *canal de salida* al tipo de reacción caracterizado especificando qué partículas resultan de ella y en qué estados se encuentran. Análogamente, cuando las partículas que chocan se encuentran antes del choque en estados internos bien determinados, la especificación de qué partículas chocan y en qué estados se encuentran antes del choque define un *canal de entrada*. A cada canal de entrada, corresponden, pues, en general, diferentes canales de salida, pero no cualesquiera, puesto que hay toda una serie de leyes de conservación (por ejemplo, la de conservación de la energía, del impulso, del momento cinético, de la carga, del número de nucleones, del número de leptones, etc.) que prohíben la salida por ciertos canales. De estos canales de salida prohibidos para el canal de entrada dado se dice que están *cerrados;* los canales de salida posibles, en cambio, se califican de *abiertos*. Entre los canales de salida abiertos figura uno privilegiado: el que coincide con el canal de entrada. Las partículas salen entonces incólumes del choque, exactamente en los mismos estados que antes de él y sin ir acompañadas de ninguna otra. Este tipo de reacción se llama *choque elástico*.

Otra cuestión que tiene interés desde el punto de vista energético es la de a qué sistema de coordenadas se refiere el movimiento de las partículas. La respuesta que parece más natural cuando se trata de un experimento es la de que, ¿a cuál va a ser?: a uno fijo respecto de nuestros aparatos, fijo respecto del laboratorio [*sistema* (L), con (L) por *laboratorio*]. Pero al hacerlo así no hay que olvidar que ello puede hacernos concebir falsas esperanzas. En efecto, supongamos que el núcleo A de masa m_A está fijo en (L) y que lanzamos contra él una partícula a, de masa m_a, con energía cinética E. ¿Podemos realmente disponer para provocar la reacción de esta energía E que hemos gastado? La respuesta es, no. Y es no, porque a la vez que se pone

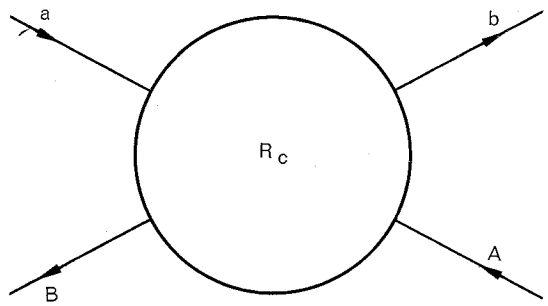


Fig. 13. CHOQUE ENTRE DOS PARTÍCULAS. Representación esquemática de la reacción $A\,(a, b)\,B$ en el sistema del centro de masas. Las partículas a y A, inicialmente libres, penetran en la región de colisión, R_c. Algo ocurre allí, y al cabo de un cierto tiempo emergen las partículas libres b y B. El *hecho* observado es que entran a y A y salen b y B

en movimiento a, se pone en movimiento respecto de (L) el centro de masas (o centro de gravedad) de a y A, movimiento que se conserva, y con él, la energía cinética asociada. Un cálculo elemental prueba que esta energía vale (2)

$$E_G = \frac{m_a}{m_a + m_A} E$$

y, por consiguiente, la *única energía* de que realmente disponemos es (3)

$$E_r = \frac{m_A}{m_a + m_A} E < E. \qquad (5)$$

(1) Como caso particular, puede ocurrir que los núcleos y partículas resultantes coincidan con los iniciales.

(2) Estas fórmulas y las que siguen corresponden a la mecánica clásica. En rigor, sobre todo cuando entran en juego grandes energías, habría que aplicar las correspondientes fórmulas relativistas.

(3) Si las dos masas (en reposo) son iguales, $m_a = m_A = m$ y E es la energía cinética en (L), la expresión relativista de la energía cinética útil es

$$E_r = 2\, m c^2 \left(\sqrt{1 + \frac{E}{2\, m c^2}} - 1 \right) \qquad (5')$$

Si $E \ll 2\, m c^2$, queda $E_r = {}^1/_2\, E$, de acuerdo con (5). En la colisión protón-protón, con uno de ellos inicialmente en reposo en (L), y para una energía cinética $E = 30\,000$ MeV. $=$ $= 30$. GeV. del que actúa como proyectil, la aplicación de (5') con $m c^2 = 0{,}938$ GeV. (masa en reposo del protón) da para E_r el valor $E_r = 5{,}86$ GeV. ¡Sólo se aprovecha escasamente el 20 % de la energía invertida en provocar la colisión! La fórmula clásica daría aquí el valor altamente « optimista » $E_r = 15$ GeV.

Fig. 14. RADIOBOTÁNICA. La irradiación radiactiva permite la producción de nuevos tipos y variedades vegetales y suministra valiosísimos datos relativos al crecimiento y otros importantes factores biológicos de las plantas. En el experimento que muestra la fotografía, realizado en el Laboratorio Brookhaven de Nueva York, Estados Unidos, las plantas se sitúan a diversas distancias de la fuente de radiación para comprobar luego sus efectos cualitativos y cuantitativos. Los resultados obtenidos son, en muchos casos, sorprendentes

Fig. 15. LA RADIACTIVIDAD AL SERVICIO DEL AGRO. Utilizados como trazadores, las aplicaciones de los radioisótopos en la agricultura son importantísimas : en el suelo, determinan la calidad y cantidad de abono necesario, mejorando así las cosechas ; en los vegetales, revelan sus enfermedades y los factores de su crecimiento ; en los animales, permiten seguir el curso de los alimentos ingeridos y su influencia en la producción de carnes, leche, huevos, etc. En la fotografía, un técnico inyecta una solución de estos elementos en una planta de tomates

Pues bien, es muy fácil demostrar que la energía E_r no es sino la energía cinética que poseen a y A en un sistema de coordenadas (inercial) en el que esté en reposo el centro de masas de a y A. Este sistema, particularmente conveniente para el estudio y los cálculos teóricos, se suele llamar *sistema (C)* [(C) por *centro* de masas]. Cuando las masas m_a y m_A son comparables, para mejorar la economía energética puede intentarse lanzar uno contra otro a y A en el laboratorio, de manera que el centro de masas quede en reposo en él (para ello basta que se tenga $m_a V_{ma} + m_A V_{mA} = 0$). Se obtendrá entonces la máxima energía útil, igual a la gastada. Pero, en la práctica, no es fácil provocar reacciones con ambas partículas a y A en movimiento, a pesar de lo cual esta idea se encuentra en la base de las nuevas técnicas de aceleración de partículas.

En cuanto a la notación adoptada para representar las reacciones nucleares, es frecuente utilizar la ya empleada aquí anteriormente y que es en todo análoga a la seguida en química. Así, la reacción que conduce del par a, A al par b, B se representa por

$$a + A \rightarrow b + B \qquad (6)$$

Otra notación de uso muy frecuente, sobre todo cuando se quiere subrayar el papel de la partícula proyectil, por ejemplo, la a, y de una de las partículas producto de la reacción, por ejemplo, la b, es la que substituye (6) por

$$A\,(a, b)\,B \qquad (6')$$

Dicho de otra manera, con la notación (6') se pretende principalmente poner de relieve un tipo de reacción nuclear caracterizado por las partículas a y b. Fijado este tipo y dado A, la partícula B queda determinada por las leyes de conservación. Por ejemplo, se habla de una reacción (n, γ), sin más, en el sentido de que en ella « desaparece » un neutrón y, a cambio, aparece un fotón. Este proceso se llama *captura radiativa* del neutrón. Existe también el tipo de reacción inverso, las reacciones (γ, n), en las que se absorbe un fotón y se

emite un neutrón *(efecto fotonuclear)*. La primera reacción nuclear obtenida en el laboratorio (Rutherford, 1919) fue una reacción (α, p), precisamente la $_7N^{14}(\alpha, p)\,_8O^{17}$. Y es curioso que la primera reacción conseguida con partículas aceleradas en el laboratorio (Cockroft-Walton, 1932) [1] fue una reacción del tipo inverso, una reacción (p, α), a saber, la $_3Li^7(p, \alpha)\,_2He^4$. Con todo, y a pesar de que el simbolismo (6′) está muy extendido, en la descripción de los procesos radiactivos se emplea siempre el simbolismo (6).

8. Energía de reacción. Otra analogía *cualitativa* entre reacciones químicas y nucleares es el que en unas y otras, en general, se libera energía; es decir, también en las reacciones nucleares hay un «calor» de reacción Q. Consideremos el sistema S_e constituido por las partículas del canal de entrada *en reposo* y el sistema S_s formado por las partículas del canal de salida *también en reposo* en el mismo sistema que S_e. La energía E_e del primer sistema no es sino la suma de las masas en reposo de las partículas multiplicada por c^2; lo mismo vale para la energía E_s del segundo sistema. Si estas dos sumas no son iguales, ello significa que una parte de la energía «másica»

$$Q = E_e - E_s = (M_e - M_s)\,c^2 \tag{7}$$

ha pasado a otra forma de energía (cinética, electromagnética, neutrínica). Esta energía Q es precisamente (por definición) la energía de reacción, y puede ser positiva (reacciones exoérgicas) o negativas (reacciones endoérgicas) [2]. En este último caso, la reacción no puede producirse espontáneamente, sino que para que se produzca es necesario comunicar al sistema inicial de partículas una cierta energía cinética. El valor mínimo de ésta se llama *energía umbral* (o simplemente, *umbral*) de la reacción. Cuando la reacción tiene lugar con el valor justo de la energía umbral, los productos de reacción aparecen en reposo en el sistema del centro de masas. La fórmula (5) permite calcular fácilmente la energía umbral de una reacción endoérgica ($Q < 0$): basta hacer en ella $E_r = |Q| > 0$ y despejar el valor de la energía cinética E [debe tenerse en cuenta que (5) supone A en reposo y a en movimiento]. Queda así:

$$\text{energía umbral, } E_u = \frac{m_a + m_A}{m_A}\,|Q| \tag{8}$$

La existencia de una energía de reacción hace que la formulación (6) sea incompleta, ya que no sólo se producen B y b, sino también Q. Por ello, la expresión correcta de una reacción nuclear típica es

$$a + A \rightarrow b + B + Q \tag{9}$$

El valor de Q se suele expresar en megaelectrón-voltios.

Y ahora, con el fin de evitar que pasara inadvertido, conviene hacer notar lo siguiente: el valor de Q se ha definido a partir de las masas de las partículas que reaccionan y de las que resultan de la reacción, todas ellas *en reposo* en un mismo sistema de referencia [por ejemplo, el (L)]. Ahora bien, el hecho es que, *aun en reposo*, una partícula, un núcleo, puede tener masas diferentes, por lo menos durante cierto tiempo. Ello se debe a que, por ejemplo, un núcleo puede encontrarse en un estado excitado, con una energía de excitación E^* (§ 5), y que (por la relación de Einstein) mientras se encuentre en dicho estado, su masa será la que corresponde a su estado fundamental *más* el equivalente de E^* en masa. Por consiguiente, si M es la masa del núcleo en el estado fundamental — que es el de energía mínima y, por lo tanto, el de masa mínima —, su masa M^* en un estado con energía de excitación E^* será

$$M^* = M + \frac{E^*}{c^2} > M \tag{10}$$

Esto significa que si alguno de los productos de reacción resulta de ella en un estado excitado (en particular, en un estado metaestable), para calcular el valor de Q hay que tener en cuenta la energía de excitación y tomar para su masa el valor dado por (10), no el valor M. El valor de Q correspondiente al caso en que todos los productos de reacción se encuentran en sus estados fundamentales se suele representar por Q_o y es, evidentemente, el valor máximo de la energía de reacción. Por ejemplo, si el núcleo A en su estado fundamental captura la partícula a formándose el núcleo B de masa en reposo (mínima) M, la energía de excitación de B vale

$$E^* = Q_o + \frac{m_A}{m_a + m_A}\,E, \tag{11}$$

donde $Q_o = [(m_a + m_A) - M]\,c^2$ y E es la energía cinética comunicada a a [3]. Si la desexcitación de B se produce por emisión de un fotón γ, la reacción se llama *captura radiativa* de a por A y se representa por

$$A\,(a, \gamma)\,B \text{ (captura radiativa)} \tag{12}$$

Otro ejemplo lo ofrece el choque inelástico. Se vio antes que de la colisión de a y A podían resultar sólo en ciertos casos a y A y en los mismos estados internos que antes del choque; es el *choque elástico*. Pero puede ocurrir que en el canal de salida encontremos a A en un estado excitado, A^*, es decir, que parte de la energía cinética disponible E_r [cf. (5)] se emplee en modificar el estado interno de A. Este tipo de colisión se llama *choque inelástico* y la reacción se simboliza en la forma

$$A\,(a, a')\,A^* \text{ (choque inelástico)}, \tag{13}$$

donde la notación a' indica que parte de la energía cinética de a se ha transformado en energía interna (la de excitación de A). El choque elástico se representa simplemente por

$$A\,(a, a)\,A \text{ (choque elástico)} \tag{14}$$

[1] Las partículas α del experimento de Rutherford (energía 7,68 MeV.) eran emitidas por un preparado radiactivo (procedían del llamado entonces *RaC′*, hoy $_{84}Po^{214}$).

[2] Obsérvese que la energía de enlace de una partícula en un núcleo definida en el § 4 coincide, salvo el signo, con la energía de desintegración de dicho núcleo por el canal de salida correspondiente a aquella partícula. Así, la energía de enlace de la partícula α en el Sm^{147} vale —2,31 MeV. y la Q de la reacción espontánea $Sm^{147} \rightarrow Nd^{143} + He^4$ es 2,31 MeV.

[3] Esta fórmula es consecuencia inmediata de (5) — o de (8) — y de (10).

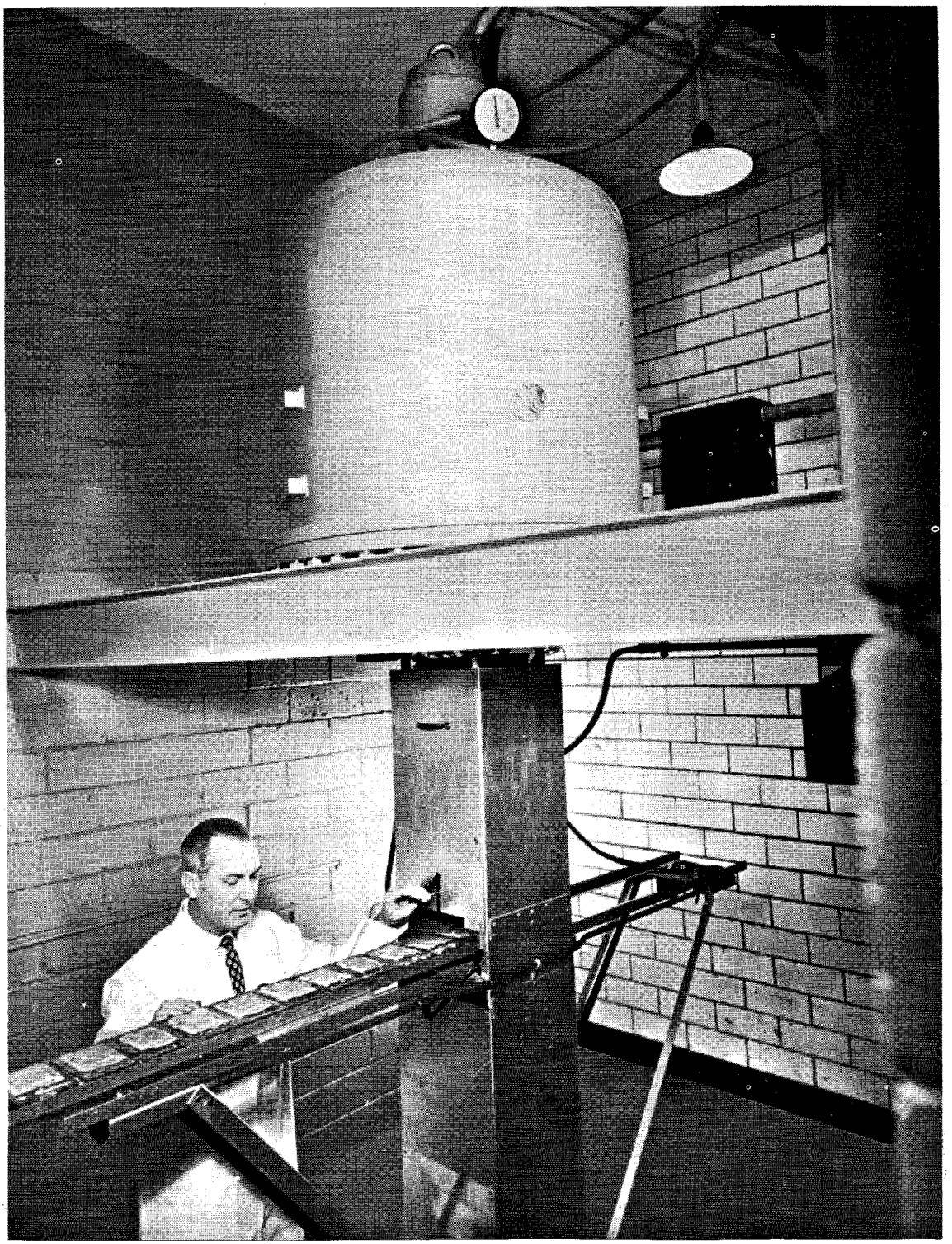


Fig. 16. TAMBIÉN LOS BOCADILLOS. Una manera rápida y eficaz de esterilizar alimentos consiste en hacerlos pasar, envueltos en celofán, mediante una cinta transportadora, bajo una fuente radiactiva. Las radiaciones atómicas emitidas los esterilizan sin perder ninguna de sus cualidades nutritivas

Citaremos, finalmente, otra reacción importante: la fisión de un núcleo A provocada por la captura de un neutrón por A, por ejemplo, la fisión del U^{235} o del Pu^{239}. Esta reacción se representa por

$$A\,(n, F) \text{ (fisión inducida).}$$

He aquí algunos ejemplos de esas situaciones. Supongamos que, como en el experimento de Rutherford, se bombardea nitrógeno (su isótopo más abundante es el N^{14}, abundancia 99,6 %) con las partículas α del RaC′ ($_{84}Po^{214}$, energía de $\alpha = 7{,}68$ MeV.). Son entonces posibles en principio las siguientes reacciones:

a)	$N^{14}(\alpha, \alpha)\,N^{14}$,	$N^{14}(\alpha, \alpha')\,N^{14*}$
b)	$N^{14}(\alpha, p)\,O^{17}$,	$N^{14}(\alpha, p')\,O^{17*}$
c)	$N^{14}(\alpha, n)\,F^{17}$,	$N^{14}(\alpha, n')\,F^{17*}$
d)	$N^{14}(\alpha, \gamma)\,F^{18}$,	$N^{14}(\alpha, \gamma')\,F^{18*}$

El par de reacciones *a*) corresponde al choque elástico e inelástico de la partícula α; en el primer caso, la energía cinética inicial 7,68 MeV. se reparte como a tal entre el N^{14} y el α en proporción inversa a sus masas; en el segundo, parte de aquella energía se emplea en excitar el núcleo N^{14}. La reacción (α, p) del segundo par es endoérgica, como también la (α, n) del par *c*). La (α, γ) del par *d*) es exoérgica y consiste en la captura radiativa de la partícula α. Para calcular los correspondientes valores de la energía de reacción Q_o, basta buscar en unas tablas los pesos atómicos del neutrón y de los núclidos siguientes: H^1, He^4, N^{14}, O^{17}, F^{17} y F^{18}. Más fácil todavía es utilizar los excesos de masa (§ 4), sobre todo si se dispone de ellos ya traducidos a energía [1]. Sus valores se dan en la tabla 2.

TABLA 2

Núclido	Exceso de masa, MeV.
n^1	8,071
H^1	7,289
He^4	2,424
N^{14}	2,864
O^{17}	— 0,808
F^{17}	1,952
F^{18}	0,872

Los valores de Q_o para *b*), *c*) y *d*) son:

b) $Q_o = (2{,}864 + 2{,}424) - (7{,}289 - 0{,}808) = 5{,}288 - 6{,}481 = -1{,}19$ MeV.

c) $Q_o = 5{,}288 - (8{,}071 + 1{,}952) = -4{,}74$ MeV.

d) $Q_o = 5{,}288 - 0{,}872 = 4{,}42$ MeV.

Para las reacciones *b*) y *c*) las energías umbral son [ecuación (8)]:

b) $E_u = [(14 + 4) : 14] \times 1{,}19 = 1{,}53$ MeV.

c) $E_u = 6{,}09$ MeV.,

ambas por debajo de la energía $E = 7{,}68$ MeV. de la partícula α del Po^{124}. En las dos primeras reacciones de los pares *b*) y *c*), quedarán en forma de energía cinética de los productos de reacción $E_{cin} = 7{,}68 - 1{,}19 = 6{,}49$ MeV. y $E_{cin} = 7{,}68 - 4{,}74 = 2{,}94$ MeV., respectivamente. En la primera reacción *d*), a los 7,68 MeV. se añaden los 4,42 MeV. de Q_o, lo que conduce a la emisión de un fotón γ de 12,10 MeV. Todas esas energías quedan disminuidas en las correspondientes energías de excitación cuando los núcleos producto quedan en estados excitados.

9. El concepto de sección eficaz. Se ha dicho ya (§ 7) que, en general, y para un canal de entrada dado, son posibles diferentes canales de salida, de modo que al bombardear partículas A (por ejemplo, núcleos) con partículas a (por ejemplo, protones) pueden producirse diferentes sucesos: dispersión elástica o inelástica de a, captura radiativa de a, u otras diferentes reacciones nucleares. Sin embargo, estos sucesos, aunque todos ellos posibles, no son igualmente probables. Unos lo son más que otros y se trata de introducir una medida de esta probabilidad. Para ello, imaginemos que una muestra de material que contiene N núcleos A en reposo por unidad de volumen se bombardea con un haz paralelo de partículas a de intensidad I (es decir, I es el número de partículas a que cruzan, por unidad de tiempo, la unidad de área perpendicular a la dirección del haz). Se supone que todas las partículas a (las partículas « proyectil ») tienen igual energía (haz monoenergético) y, por lo tanto, igual velocidad, v. Si n es su densidad (número de partículas a por unidad de volumen), se tiene $I = n\,v$. En condiciones ordinarias, los valores de n y N, aunque grandes, son suficientemente pequeños como para que cada « proyectil » a afecte a un sólo « blanco » A (es decir, entre en interacción con él), sin que, además, exista interacción apreciable entre los proyectiles a. Por otra parte, si la velocidad v no pasa de cierto límite, el número de « blancos » A que por efecto de los choques saldrán de la región de impacto es despreciable frente al de los que permanecen en ella. Entonces, es claro que el número de sucesos de un cierto tipo que se producirán en la unidad de volumen de la muestra por unidad de tiempo será proporcional a N y a I:

Sucesos por unidad de volumen y unidad de tiempo $= \sigma\,NI$ (15), donde σ es una constante que depende del tipo de suceso que se considere [2]. De la propia definición (15) resulta que σ tiene las dimensiones de un área, por lo que ha recibido el nombre de *sección eficaz* (transversa) del suceso en cuestión. Si se quiere, cabe imaginar que σ representa el *área de impacto* que la partícula A ofrece a las partículas a. Pero no sería esa una imagen muy afortunada, pues esta « área » (es decir, σ) varía, para a y A dados, con la energía de a y con el tipo de suceso, por no hablar de otros factores. Hay así una sección eficaz de dispersión elástica (σ_{se}) o inelástica (σ_{si}), una sección eficaz de captura radiativa (σ_c), etc., todas ellas características de la correspondiente reacción y de las condiciones en que se realice, en particular, de la energía de los « proyectiles » a. Cabe también agrupar en uno solo varios tipos de reacción

[1] A razón de 931,48 MeV. por unidad de masa atómica, u (escala C^{12}).

[2] Más exactamente, σ depende del canal de entrada y del canal de salida. Además, conviene hacer notar que el concepto de sección eficaz no es privativo de las reacciones nucleares, sino que se aplica a todos los procesos físicos de colisión entre partículas, subatómicas o no, por ejemplo,

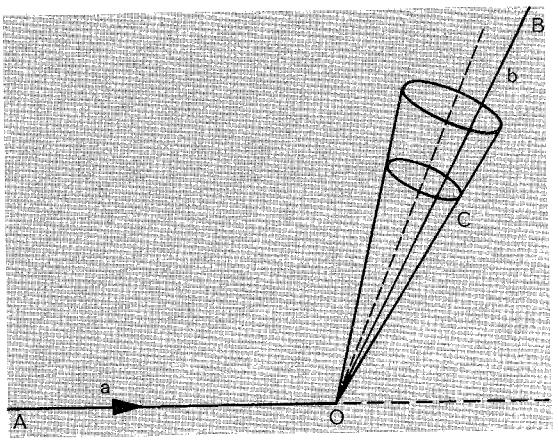


Fig. 17. CHOQUE ENTRE PARTÍCULAS. DISTRIBUCIÓN ANGULAR. La partícula *a* incide sobre el blanco en la dirección AO. ¿Cuál es la probabilidad de que la partícula producto *b* emerja de la reacción en la dirección OB interior al cono dado C? A esta pregunta responde la distribución angular de *b*

(para un mismo canal de entrada). Cuando se incluyen todos los canales de salida posibles, la sección eficaz correspondiente se llama *sección eficaz total* (σ_{tot} o σ_t). Recíprocamente, un tipo dado de suceso puede subdividirse en sucesos más elementales. Por ejemplo, puede ocurrir que nos interese no sólo la probabilidad de que se produzca la reacción $A\,(a, b)\,B$, sino también la probabilidad de que la dirección de salida de *b* sea paralela a las de las rectas que forman y llenan un cono dado (figuras 17 y 18), es decir, que nos interese conocer la *distribución angular* de *b*. Tal es el caso en las reacciones de dispersión.

A escala macroscópica, la de los objetos de la vida cotidiana, las secciones eficaces son muy pequeñas, por lo que resulta poco cómodo expresarlas en cm.^{2}. Por ello, se ha introducido una unidad de área, llamada *barn*, igual a 10^{-24} cm.^{2} (1). Aun así, los valores de las secciones eficaces expresados en barns varían entre límites muy amplios, tanto para un mismo proceso en función de la energía (fig. 19), como para procesos diferentes. Para las reacciones nucleares « corrientes » el barn es una unidad adecuada incluso en el sentido de que, en general, no presenta dificultades serias la determinación de secciones eficaces del orden de los milibarns. Pero no hay que perder de vista que en la física de las partículas elementales las secciones eficaces suelen ser mucho más pequeñas. Baste como ejemplo la reacción por interacción débil $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ estudiada con los antineutrinos procedentes de un reactor nuclear (Cowan, Reines y cols., 1956) cuya sección eficaz es del orden de $11 \cdot 10^{-44}$ cm.^{2}, ¡$1{,}1 \cdot 10^{-19}$ barns! Como contrapartida señalaremos que la sección eficaz de ionización del átomo de hidrógeno por electrones de 100 eV. es $\sigma_{ion} = 0{,}88 \cdot 10^{-16}$ cm.$^2 = 8{,}8 \cdot 10^7$ barns.

III. PROCESOS RADIACTIVOS

10. Introducción. En los §§ 3 y 8 se han presentado ya los tipos fundamentales de reacciones nucleares para energías inferiores a los 100 MeV.: *a*) las colisiones elásticas e inelásticas (dispersión); *b*) la captura radiativa; *c*) las transmutaciones, en las que las partículas emergentes son de otra especie que las incidentes; *d*) las reacciones fotonucleares, y *e*) la fisión nuclear. Salvo en la captura radiativa, dos (por lo menos) son las partículas « materiales » producto de la reacción, de las cuales una de ellas es, a menudo, una partícula inestable. Esto significa que, frecuentemente, la reacción no conduce a un sistema definitivo, sino que en una por lo

a la dispersión de la luz por la materia, a la de los rayos X, al choque de electrones y átomos, de iones y átomos, etc.

(1) El nombre de *barn* (en inglés, *granero*) empezó a usarse en Estados Unidos durante la segunda guerra mundial porque una sección eficaz de 10^{-24} cm.^{2} resultaba ya « tan grande como un granero » (as big as a barn) a los efectos que se perseguía de conseguir reacciones con neutrones. En la figura 20 se reproduce la portada de una publicación del SIGMA Center, de recopilación de secciones eficaces, establecido en el laboratorio de Brookhaven, Estados Unidos. La portada representa un « barn », en el sentido de granero.

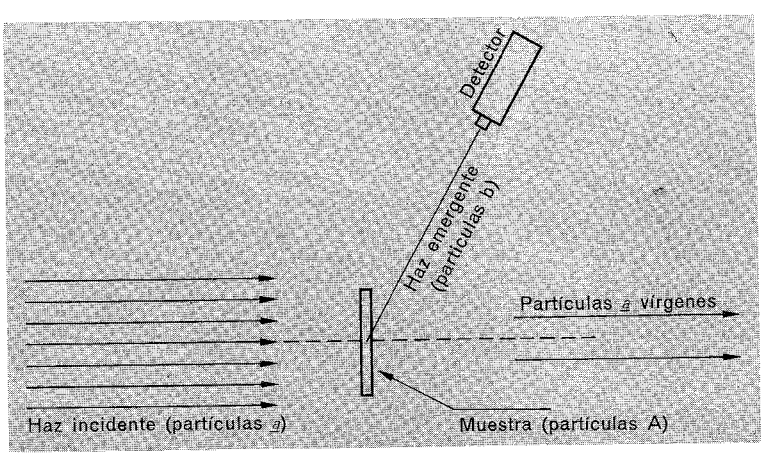


Fig. 18. DISTRIBUCIÓN ANGULAR. Representación esquemática de un experimento para determinar la distribución angular de las partículas emergentes *b*

menos de las componentes del sistema resultante tienen lugar procesos que la hacen evolucionar hasta llegar a una situación de estabilidad. En rigor, la captura radiativa no escapa a esta regla, puesto que lo que realmente ocurre es que el proyectil a y el blanco A se funden en un núcleo B en un estado excitado del que el núcleo «cae» hasta el fundamental por emisión de un fotón γ o de una cascada de ellos. Nos encontramos así ante un tipo de reacciones nucleares que se deben, no a la colisión de dos partículas, sino al hecho de que *una* partícula se encuentra en un estado inestable. Este tipo de reacciones se llaman genéricamente *procesos radiactivos* o *transmutaciones radiactivas* (1). Hay que señalar una diferencia esencial entre un proceso radiactivo y una reacción de colisión: un proceso radiactivo tiene lugar en *un* núcleo y depende exclusivamente del *estado* interno de este núcleo, mientras que el desarrollo de una reacción de colisión depende de los estados internos de por lo menos *dos* partículas y de su velocidad relativa. Pero a la vez es necesario no perder de vista que un proceso radiactivo es siempre un estadio en una evolución que se inició con una reacción de colisión. Sin

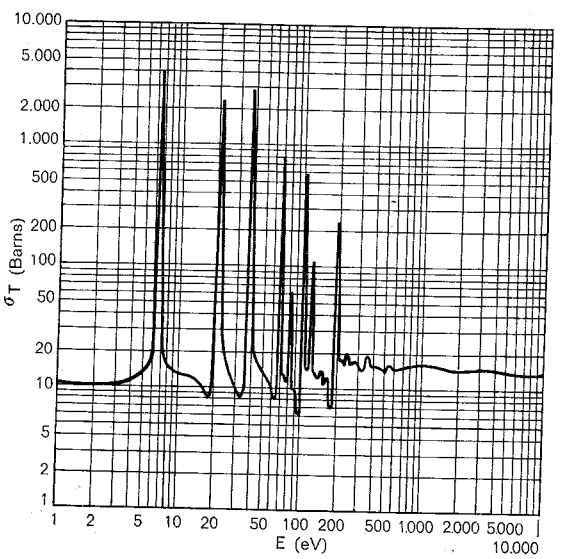


Fig. 19. SECCIÓN EFICAZ. Gráfica de la variación de la sección eficaz total del U^{235}, medida en barns, con la energía, en la región de resonancias

embargo, y no sólo por razones históricas, sino también por razones sistemáticas, se describirán primero brevemente los procesos radiactivos tradicionales, las radiaciones γ, β y α.

11. Radiación γ. El mecanismo de desexcitación de un núcleo por emisión de fotones γ es esencialmente el mismo que el de desexcitación de un átomo por emisión de luz o de rayos X: la interacción electromagnética. La diferencia es cuantitativa, no cualitativa, en el sentido de que tan sólo consiste en que las energías en juego son de un orden de magnitud diferente. Hasta qué punto los procesos son semejantes queda de relieve

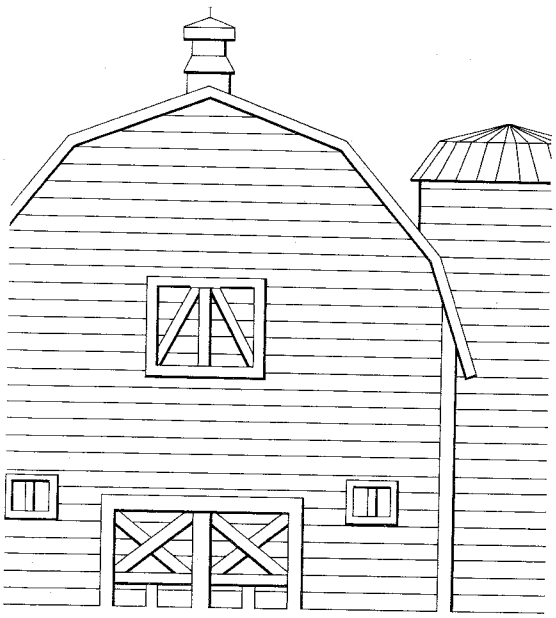


Fig. 20. EL GRANERO DIO SU NOMBRE AL BARN. Imagen esquemática de un granero (barn), símbolo de lo grande que resulta una sección eficaz de 10^{-24} cm². En el dibujo se reproduce la portada de una publicación del SIGMA Center, de recopilación de secciones eficaces de un laboratorio americano

en los dos esquemas de niveles y de fotones emitidos que se presentan en las figuras 9 y 21, la primera correspondiente al átomo de hidrógeno, y la segunda, al isótopo del cadmio Cd^{112}. Obsérvese que mientras una escala está en electrón-voltios, la otra está en millones de electrón-voltios. Una primera consecuencia de ello es que los fotones γ, debido a su mayor energía (y, por lo tanto, menor longitud de onda) (2) muestran un comportamiento más corpúscular que sus colegas los fotones de la luz visible. Es preferible, por consiguiente, caracterizarlos por su energía e impulso, en vez de por su longitud de onda. Otra consecuencia es que fijar la frontera entre rayos X y rayos γ es el resultado de un puro convenio. Cabría pensar en distinguirlos por su origen (rayos X en la desexcitación atómica, rayos γ en la nuclear). Pero hay casos en que unos y otros resultan de un mismo proceso: la aceleración de partículas cargadas rápidas. El límite se fija entonces en unos 100 keV.

(1) Evitamos el término *desintegraciones radiactivas* porque de entre las desintegraciones radiactivas tradicionales, sólo en la emisión de partículas α (y en la fisión espontánea) cabe hablar propiamente de desintegración, si bien parcial,

(2) La energía de un fotón de frecuencia ν es $E = h\nu$, y su longitud de onda, $\lambda = \frac{c}{\nu}$; por lo tanto, $\lambda = \frac{hc}{E} = \frac{1{,}24 \cdot 10^{-4}}{E\,(\text{eV.})}$ cm. $= \frac{1{,}24 \cdot 10^{-2}}{E\,(\text{MeV.})}$ Å (1 angstrom = 1 Å $= 10^{-8}$ cm.).

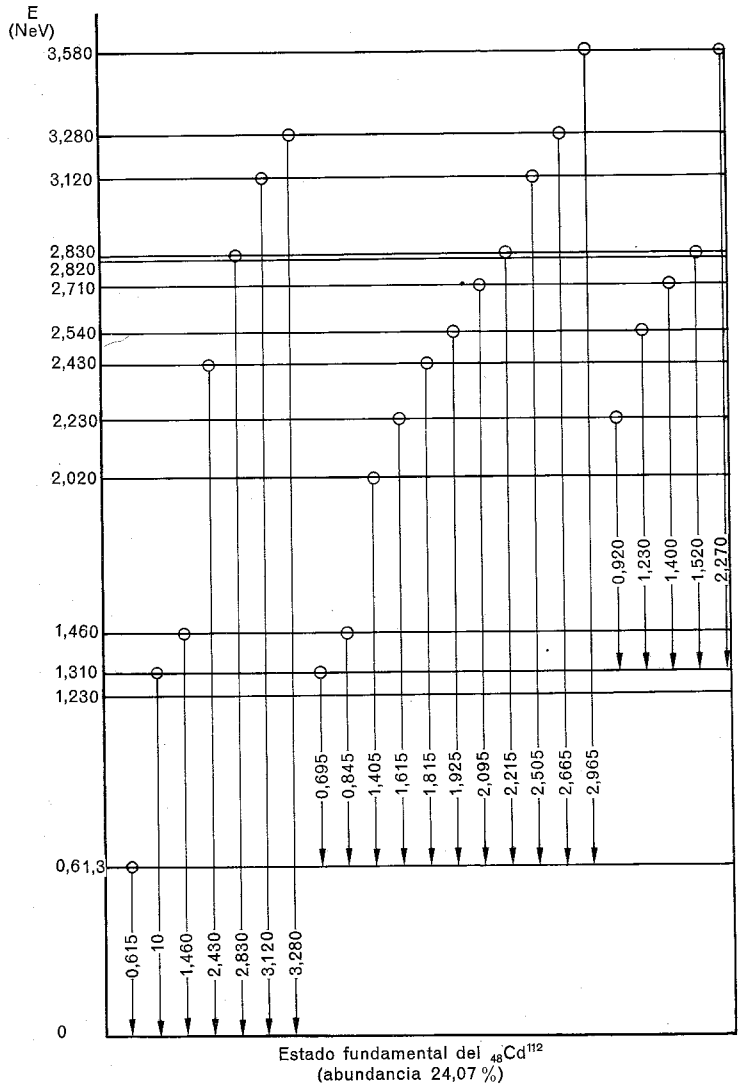


Fig. 21. ESQUEMA DE NIVELES ENERGÉTICOS DEL CADMIO Cd^{112}. En las transiciones de un nivel a otro, se emiten fotones gamma que se caracterizan aquí por su energía en millones de electrón-voltios, no por su longitud de onda. Compárese este esquema con el del hidrógeno, de la figura 9

En la desexcitación nuclear, sin embargo, encontramos tanto fotones de energía menor que este límite como de energía mayor. Sea como fuere, la radiación γ es la más penetrante de las radiaciones α, β y γ que aparecen en la radiactividad natural. Sus energías oscilan entre unos pocos keV. y algunos MeV., según sea la distancia (en energía) entre los niveles excitados inicial (E_i) y final (E_f) ligada con la frecuencia del fotón ν por la igualdad $h\nu = E_i - E_f$ (1).

Lo que precede no debe llevar a creer que un núcleo puede *siempre* abandonar un nivel excitado para pasar a otro más bajo, quizá al fundamental, emitiendo la energía correspondiente en forma de un fotón γ. Esta misma situación se presenta en el caso de los espectros ópticos debidos a la desexcitación del átomo: no todo par de niveles atómicos pueden originar una raya del espectro. La razón de ello hay que buscarla en el hecho de que, si bien estas transiciones son posibles desde el punto de vista de la conservación de la energía, las interacciones electromagnéticas respetan la conservación de otras magnitudes, no sólo las clásicas como el impulso y el momento cinético, sino otras de las que no

(1) Hay que advertir que esta relación no es del todo rigurosa. En efecto, por la conservación de la cantidad de movimiento, cuando se emite un fotón γ el núcleo experimenta un retroceso, lo que supone la « inversión » de una parte de la energía $E_i - E_f$ en energía cinética del núcleo que retrocede. Si $E\gamma$ es la energía del fotón, la energía cinética del núcleo de masa M vale (en la aproximación no relativista) $E_{nucl} = \frac{E_\gamma^2}{2\ \mathrm{Mc.}^2}$, de modo que, en realidad, es $E_i - E_f = E\gamma\left(1 + \frac{E\gamma}{2\ \mathrm{Mc.}^2}\right)$. Si $E\gamma = 10$ MeV. y el núcleo es de masa media ($A \approx 50$, $M \approx 50\ u$), se tiene : $2\ \mathrm{Mc.}^2 = 2 \times 50 \times 931 = 93\,100$ MeV. y $E\gamma/2\ \mathrm{Mc.}^2 \approx 10^{-4}$. El efecto, por lo tanto, es insignificante.

LÁMINA VIII

Explosión nuclear en el Pacífico. Las bombas nucleares, con todo su terrible poder destructor, se han convertido en un trágico símbolo de nuestro tiempo, que se ha dado en llamar «la era atómica»

cabe hablar aquí. En estas condiciones, si una hipotética transición, energéticamente posible, viola la conservación de una de estas magnitudes, esta transición se queda en hipotética, no se produce en realidad. La existencia de estas leyes de conservación, por lo tanto, trae consigo la selección de ciertas transiciones como realmente posibles; de ahí que las reglas que permiten determinarlas se llamen *reglas de selección* (1). Éstas no sólo fijan qué transiciones están permitidas, sino también su grado de probabilidad, que en muchos casos puede resultar extraordinariamente pequeña como prueba la existencia de estados metaestables (§ 6).

Pero es que, además, existe otro mecanismo que compite con la emisión de radiación γ en el proceso de desexcitación de los niveles bajos: el de *conversión interna* de los rayos gamma. En este mecanismo, la energía de la transición $E_i - E_f$ se cede *directamente* a un electrón extranuclear, es decir, a un electrón de la nube electrónica del átomo. El electrón que recibe aquella energía *(electrón de conversión)* abandona el átomo y éste queda ionizado (2). La energía cinética del electrón de conversión es menor, claro está, que la energía $E_\gamma = E_i - E_f$ del posible fotón γ, puesto que parte de ésta se gasta en « arrancar » el electrón de la capa atómica en que se encuentra inicialmente. Por ejemplo, si el electrón de conversión es uno de la capa K y E_k es el potencial de ionización correspondiente, la energía del electrón emitido será $E_{el} = E_\gamma - E_k$. Análogamente para las demás capas L, M, etc. El « hueco » que el electrón de conversión deja en la capa de que ha sido expulsado se « llena » luego por otro electrón de capas más altas con la consiguiente emisión de radiación X. En la tabla 3 se dan los valores de E_k y del menor nivel E_{L_I} de la capa L (en keV.) para unos pocos elementos pesados. La determinación de la energía de los electrones de conversión permite, recíprocamente, deducir la energía del fotón γ cuando es difícil la observación directa de éste.

TABLA 3

Elemento	Z	E_K (keV)	E_{L_I} (keV)
Cinc, Zn	50	29,2	4,47
Volframio, W	74	69,5	12,09
Plomo, Pb	82	88,0	15,87
Uranio, U	92	115,6	21,8
Fermio, Fm	100	141,7	27,5

Una advertencia conviene hacer respecto del fenómeno de conversión interna: hay que distinguir cuidadosamente este proceso de otro que, en apariencia, conduce al mismo resultado, a saber, la expulsión de un electrón por *efecto fotoeléctrico* provocado por el fotón γ emitido *previamente* por el núcleo, fotón que desaparece. Razones teóricas aparte, hay un hecho experimental que prueba que se trata de fenómenos distintos. Este hecho consiste en que la vida de un nivel nuclear excitado puede ser más larga para el átomo completamente ionizado que para el átomo neutro, lo que es señal de que, al suprimir los electrones atómicos, suprimimos a la vez un mecanismo de desexcitación, la conversión interna. El otro mecanismo, en cambio (la emisión γ), subsiste.

Hasta aquí no hemos hecho sino hablar de pasos de un nivel excitado a otro. Pero ¿cómo se producen, cómo puede aparecer un núcleo en un estado excitado? La respuesta se encuentra en las transmutaciones radiactivas α y β y en las reacciones nucleares de colisión. De unas y otras se trata en lo que sigue.

12. Radiación β. Captura K. Así como la radiación γ es una manifestación típica de la interacción electromagnética, la radiación β es un ejemplo, también típico, de interacción débil; pero mientras la primera puede darse en núcleos que son estables en su estado fundamental, la segunda sólo puede presentarse en núcleos esencialmente inestables. De una manera general, puede decirse que los procesos radiactivos β consisten en la transformación espontánea de un núclido ${}_zX^A$ en otro de igual número de masa y con un número atómico que difiere del inicial en una unidad, positiva o negativa. Formalmente: los procesos radiactivos β son transmutaciones de la forma

$$ {}_zX^A \rightarrow {}_{z+1}Y^A + e^- + \bar{\nu} \text{ (radiactividad } \beta^-), $$

o de la forma (16)

$$ {}_zX^A \rightarrow {}_{z-1}U^A + e^+ + \nu \text{ (radiactividad } \beta^+), $$

en las que cambia la especie atómica, $X \rightarrow Y$, $(X \rightarrow U)$ a la vez que se emiten un electrón (un positrón) y un antineutrino (un neutrino). En el primer caso se pasa al elemento siguiente del sistema periódico, en el segundo, al elemento precedente (3). En la base de estas transmutaciones se encuentran los procesos de interacción débil:

$$ n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu} + 782{,}45 \text{ keV.}, $$

(17)

$$ p \rightarrow n + e^+ + \nu - 1084{,}47 \text{ keV.}, $$

el segundo de los cuales no es posible espontáneamente, ya que la correspondiente energía de reacción, Q, es negativa (reacción virtual). Sí, en cambio, lo es el primero, hasta tal punto que el neutrón libre tiene una vida media de unos mil segundos (véase tabla en *Partículas elementales*): se plantea una doble pregunta: ¿por qué el neutrón, que fuera de la materia nuclear es inestable, puede ser estable en ella y por qué, al revés, el protón es estable fuera de dicha materia mientras puede resultar inestable como componente de un núcleo? La respuesta, en esencia, se apoya en una simple cuestión de estabilidad del edificio núclear, debida

(1) El mismo nombre se aplica a los otros tipos de interacciones en relación con las magnitudes que en ellos se conservan (véase, el artículo *Partículas elementales*).

(2) Las energías en juego en las transiciones nucleares son muy superiores a las de ionización, incluso para las capas más profundas de los átomos pesados.

(3) Como dato histórico, haremos notar que la radiactividad artificial fue descubierta en 1933 por I. Curie y F. Joliot al bombardear aluminio con partículas α ($Al^{27} + He^4 \rightarrow P^{30} + n$). El isótopo P^{30} del fósforo que se produce es un emisor β^+ ($P^{30} \rightarrow Si^{30} + e^+ + \nu$), el primero obtenido artificialmente.

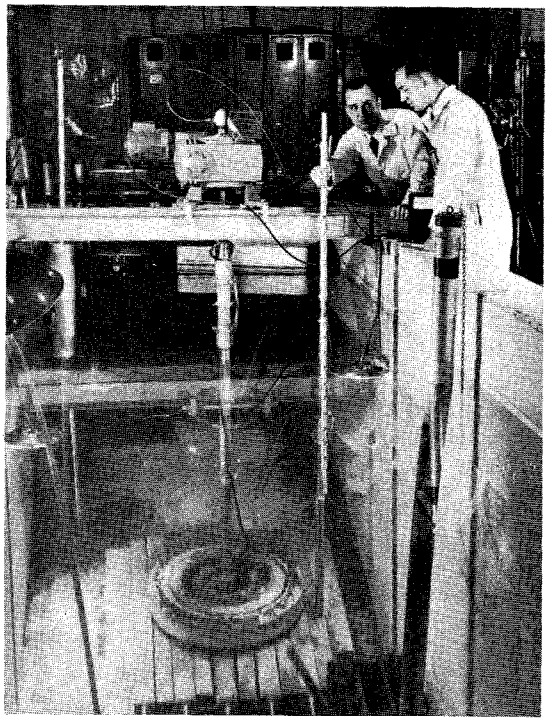


Fig. 22. VULCANIZACIÓN DEL CAUCHO POR RADIACIÓN NUCLEAR. La operación se realiza en el fondo de un canal que contiene unos 5 m. de agua para neutralizar la radiación. El neumático gira lentamente alrededor del eje para asegurar una exposición uniforme. Periódicamente, mediante una cámara iónica, se comprueba el grado de radiación en el fondo y paredes del canal

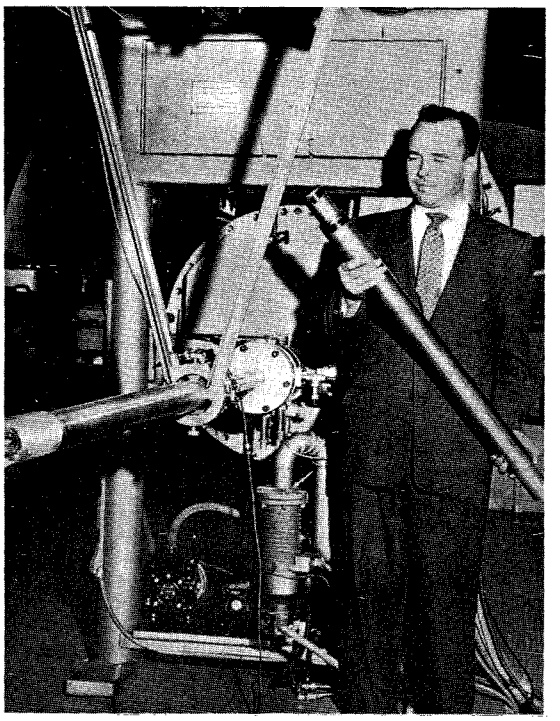


Fig. 23. PROSPECCIÓN PETROLÍFERA. Las radiaciones emitidas por una sustancia radiactiva, introducida en el orificio del pozo, constituyen un mensaje que una vez reflejado en la superficie de la bolsa de petróleo, se registra en la boca del pozo y « refiere », con gran seguridad, la localización de las formaciones de petróleo del subsuelo

ésta a *todas* las interacciones que lo mantienen, fuertes o electromagnéticas. En último término, buscando la estabilidad, el reparto de los A nucleones característicos de una familia de isóbaros (A=const.) entre los estados protón y neutrón se hace de tal forma que la energía del sistema sea la menor posible (o una de las menores posibles). Puede ocurrir entonces que el paso de un neutrón a protón *en un núcleo* represente para todo el sistema, no una disminución de energía, sino todo lo contrario, lo que inhibe el mecanismo de la primera reacción (17). Razones análogas explican la puesta en marcha de la segunda reacción (17). La emisión β aparece así como elemento estabilizador fundamental de los núcleos, hasta tal punto que, como se anticipó ya (§ 3), con muy pocas excepciones, para $Z \leq 83$ todos los núclidos estables respecto de las reacciones (16) son estables sin más. La condición de estabilidad de un núcleo respecto de la emisión β toma una forma particularmente simple si la conservación de la energía en el proceso se expresa mediante los pesos atómicos de los núcleos inicial y final. Pasando en (16) de los núcleos a los correspondientes átomos neutros, se obtienen las igualdades:

$$931{,}48\, A_r(Z, N) = 931{,}48\, A_r(Z+1, N-1) + E_\beta \text{ (MeV.)}, \qquad (18)$$

$$931{,}48\, A_r(Z, N) = 931{,}48\, A_r(Z-1, N+1) + 2\, m_e c^2 + E_\beta$$

$$\text{(MeV.)}, \quad (m_e c^2 = 0{,}511 \text{ MeV.})$$

en las que $E_\beta > 0$ es la energía máxima del electrón (negativo o positivo) que se emite en la transición β. Obsérvese que, de acuerdo con (18), la radiactividad β^- es en principio posible para el núclido (Z, N) si $A_r(Z, N) > A_r(Z+1, N-1)$, mientras que la radiactividad β^+ exige que la diferencia de masas entre el átomo emisor (Z, N) y el resultante $(Z-1, N+1)$ sea mayor que el doble de la masa del electrón. Sin embargo, hay otro proceso distinto de la emisión β^+ que conduce al mismo resultado que ésta, es decir, a la transición $(Z, N) \rightarrow (Z-1, N+1)$: la captura de un electrón de la envuelta electrónica del átomo por un protón del núcleo. La reacción base es la siguiente:

$$e^- + p \rightarrow n + \nu \qquad (19)$$

Puesto que, en el caso más probable, el electrón capturado es de los que están más cerca del núcleo (es decir, un electrón de la capa K), este mecanismo que transmuta en el núcleo un protón en un neutrón se llama *captura K*. Sin embargo, son también posibles las capturas de electrones más alejados del núcleo (electrones L, M, etc.), pero sus probabilidades son mucho menores y se habla genéricamente de captura K. Como en el caso de los electrones de conversión, el « hueco » que deja el electrón K capturado se « ocupa » luego

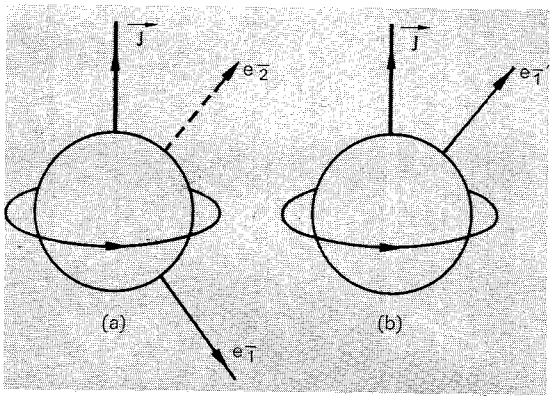


Fig. 24. VIOLACIÓN DE LA CONSERVACIÓN DE LA PARIDAD. a) Emisión de un electrón e_1^- por el núcleo Co^{60} en una dirección que forma ángulo obtuso con el spin $\vec{J}$. b) Imagen del sistema en un espejo normal a $\vec{J}$ y que pasa por el centro del núcleo. Si el núcleo original y su imagen se comportan de la misma manera, el núcleo original debe emitir e_2^- con probabilidad igual a la de emitir e_1^-, es decir, la distribución de los electrones emitidos debe ser simétrica. La experiencia dice que no lo es. Luego, en la emisión β, un núcleo y su imagen se comportan de diferente manera

por otro electrón, con lo que se emite radiación X. Dado que ésta se produce ya en el átomo con el núcleo « hijo », de carga $Z - 1$, los rayos X que así se producen son los característicos del elemento $Z - 1$, no del Z. La captura K es energéticamente posible si la diferencia entre las masas de los átomos (Z, N) y $(Z - 1, N + 1)$ es mayor que la energía de ionización E_k. Ésta, en el caso más desfavorable, es del orden de los 0,150 MeV., por lo que la captura K desde el punto de vista energético es posible mucho antes que la emisión β^+. Dicho de otra manera: un núcleo (Z, N) puede ser estable respecto del proceso de emisión β^+ y no serlo respecto de la captura K. Por consiguiente, puede asegurarse que un núcleo (Z, N) es estable respecto de las transmutaciones (incluida la captura K) si su peso atómico es menor que el de los dos núcleos vecinos de igual número de masa, pero con números atómicos mayor y menor en una unidad.

Antes de pasar a la estabilidad β, unas palabras acerca de un experimento relacionado con la desintegración β, cuya repercusión en nuestras concepciones ingenuas del mundo en torno fue grande. En efecto, entre éstas figura una según la cual dos objetos físicos que se pueden considerar cada uno como la imagen del

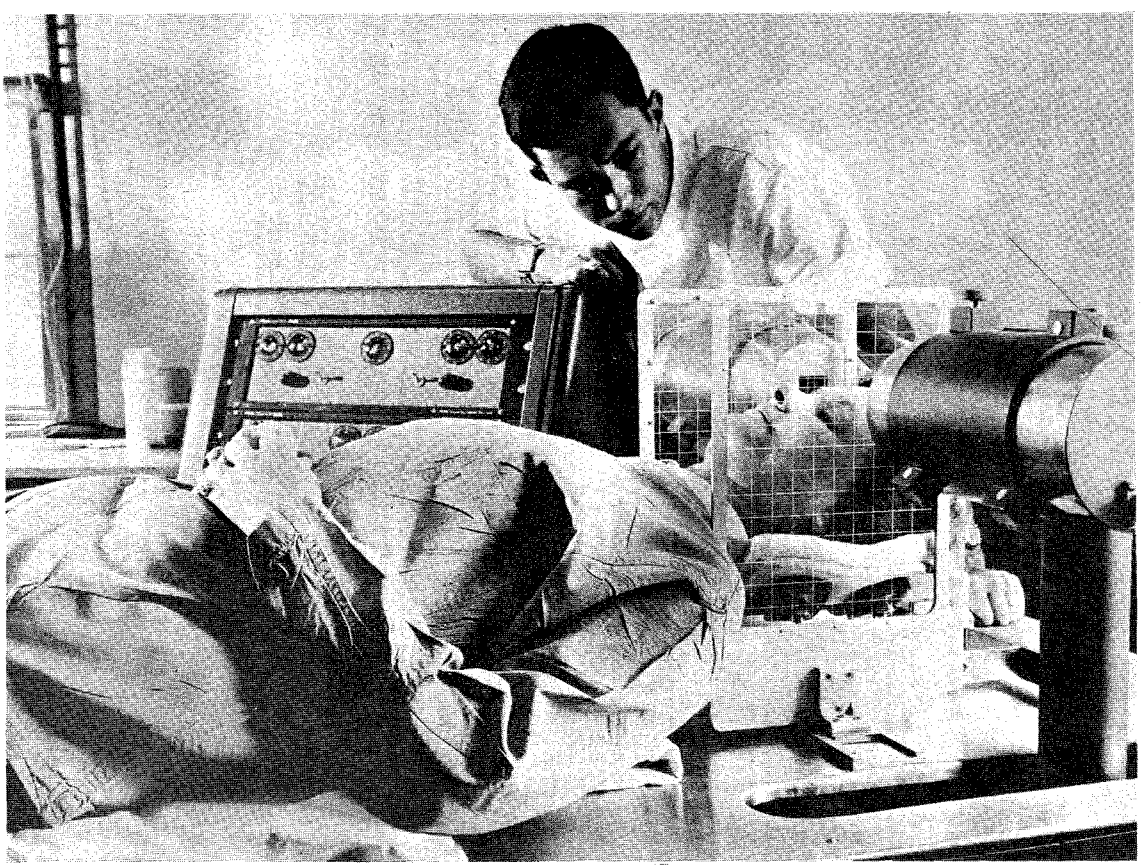


Fig. 25. LOCALIZACIÓN DE TUMORES CEREBRALES. Los isótopos radiactivos hallan en el campo de la medicina una doble aplicación en el diagnóstico y en el tratamiento de un considerable número de enfermedades. Administrando al paciente una solución radiactiva de cobre 64 y arsénico 74 se localizan, mediante un aparato explorador, los tumores cerebrales

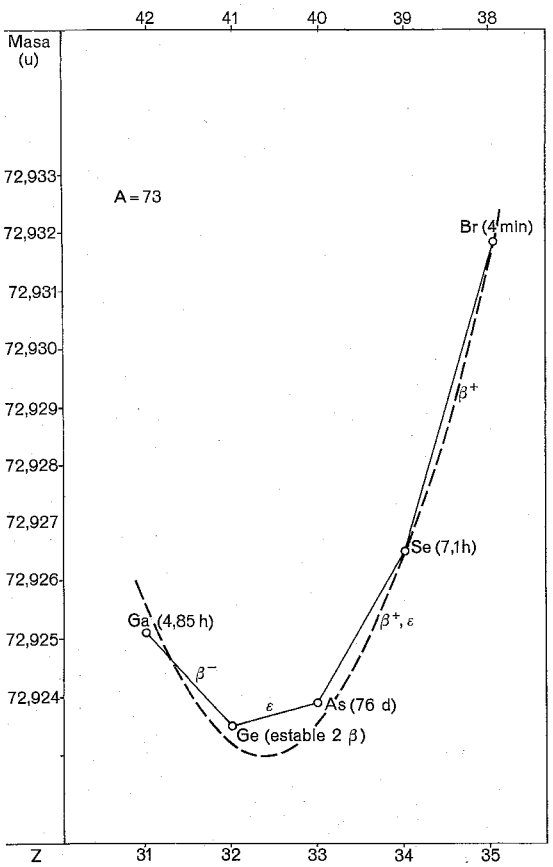


Fig. 26. ISÓBAROS CON UN NÚMERO IMPAR DE NUCLEONES, $A = 73$. Tanto el As^{73} como el Ga^{73} dan lugar al Ge^{73} que es estable 2 β. Hay que hacer notar que estas dos transiciones no acaban en el nivel fundamental del Ge^{73}, sino en un nivel metaestable, el isómero Ge^{73m}, cuyo período es de 0,53 s. Para A impar existe un único isóbaro estable

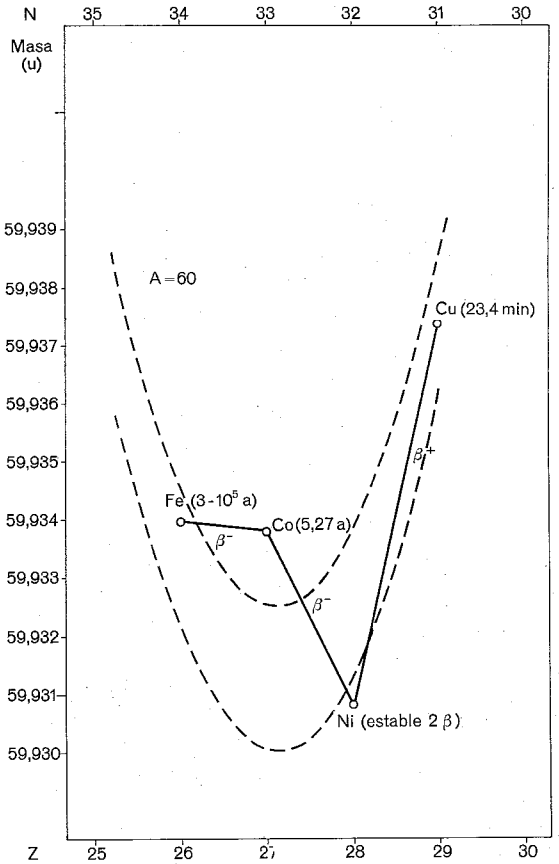


Fig. 27. ISÓBAROS CON UN NÚMERO PAR DE NUCLEONES, A=60. Este grupo representa un solo núclido estable, el Ni^{60} que es estable 2 β. Los otros tres núclidos Fe^{60}, Co^{60} y Cu^{60} son inestables. Las transiciones entre ellos, por emisiones β^- y β^+, así como los períodos de cada uno, se indican en la figura. Los pesos atómicos se distribuyen sobre dos parábolas

otro en un espejo son tales que uno cualquiera y la imagen del otro se comportan *exactamente* de la misma manera. Esta identidad de comportamientos se llama *conservación de la paridad*. Pues bien, esto que nos induce a creer nuestra experiencia diaria no siempre se cumple, como probó el experimento en cuestión realizado por Wu y colaboradores en 1957 y sugerido por Lee y Yang. El experimento consistió en determinar la distribución angular de los electrones que emite el isótopo Co^{60} del cobalto (1). Este núclido posee un momento cinético intrínseco (spin) no nulo, J. Como muestra la figura 24, *si la paridad se conservara*, la distribución angular de los electrones emitidos *debería ser simétrica* respecto de un plano perpendicular a J. Pues bien, la experiencia prueba que no es así, sino que los electrones son emitidos preferentemente en la dirección y sentido opuestos a J (2). Dicho de otra manera: la paridad no se conserva en las transiciones β. Otros experimentos han puesto de manifiesto que esta *violación de la paridad* se produce en todas las interacciones débiles. La razón última hay que buscarla en el hecho de que el neutrino y el antineutrino (que es, en cierto modo, la imagen del neutrino en un espejo, cf. fig. 5) son «objetos» que se comportan de modo diferente.

13. Estabilidad β. Dado que los procesos β no alteran el número de nucleones, todos los núclidos emparentados por ellos son isóbaros (A = const.). En consecuencia, el estudio de la *estabilidad beta* se hace considerando la variación del peso atómico (o del exceso de masa) de los diferentes isóbaros al variar el número atómico Z. El comportamiento de esta variación en el caso de A impar y en el caso de A par es distinto. En el primero, se puede representar mediante una parábola; en el segundo, en cambio, los pesos atómicos se distri-

(1) El $_{27}Co^{60}$ se transforma en $_{28}Ni^{60}$ por emisión β^- (período $T = 5{,}27$ a.).

(2) Concretamente: la distribución angular es de la forma $I(\theta) = A\,(1 + \alpha \cos\theta)$, donde θ es el ángulo de emisión del electrón respecto de J, A es una constante y α es del orden de $-0{,}4$ para electrones de velocidad $v \approx 0{,}6\ c$ (c = velocidad de la luz).

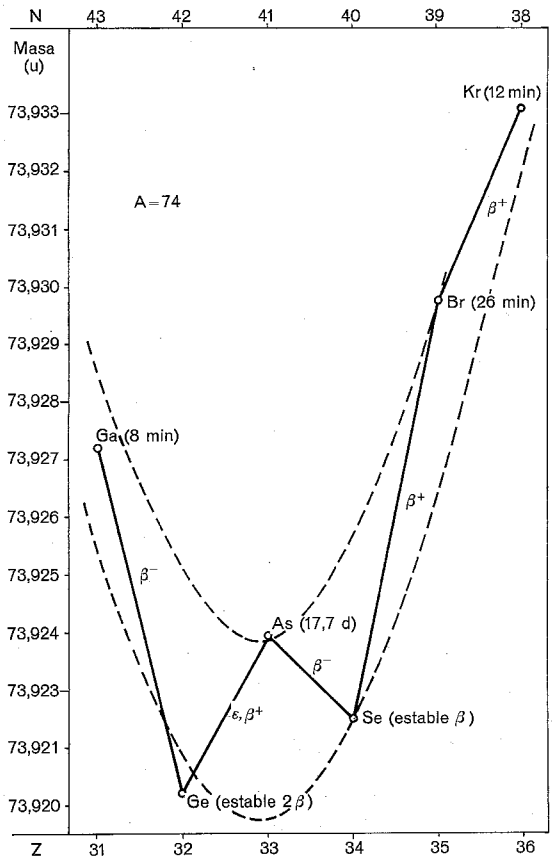


Fig. 28. ISÓBAROS CON UN NÚMERO PAR DE NUCLEONES, A=74. En este grupo hay dos núclidos estables, el Ge^{74} y el Se^{74}. El núclido As^{74} presenta dos modos de desintegración β. Ambos llevan a un núclido estable 2 β. El paso del Se^{74} al Ge^{74} mediante doble captura K, sumamente improbable, es el único proceso que esquivaría al núcleo As^{74}

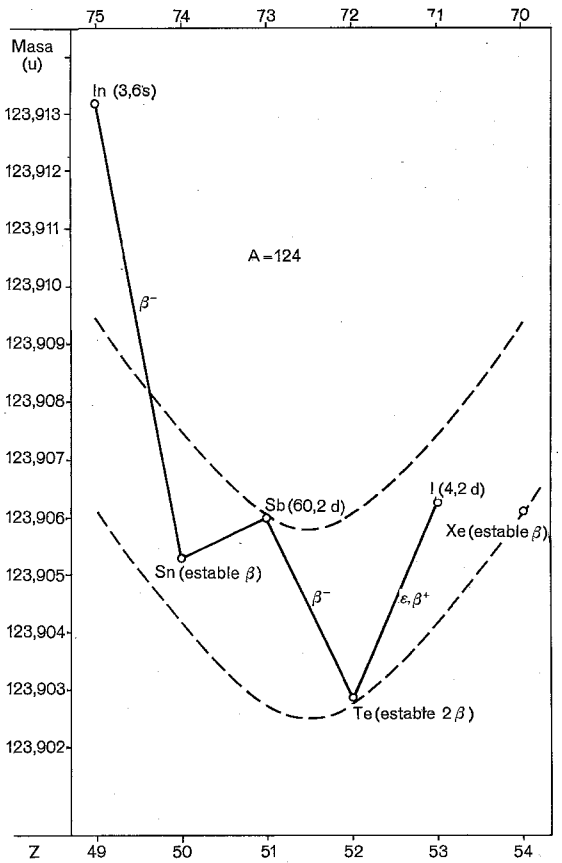


Fig. 29. ISÓBAROS CON UN NÚMERO PAR DE NUCLEONES, A=124. Tres núclidos estables corresponden a este grupo: el Sn^{124}, el Te^{124} y el Xe^{124}. El I^{124} presenta, como el As^{74}, dos formas de desintegración β distintas. Como en todos los casos de un número par de nucleones, en la gráfica aparecerán dos parábolas

buyen en función de Z aproximadamente sobre dos parábolas, una superior, que corresponde a valores impares de Z y de N, y otra más baja, correspondiente a Z y N ambos pares. Como consecuencia, cuando A es impar hay un sólo isóbaro estable beta (que a la vez es estable 2 β, cf. más adelante), mientras que cuando A es par pueden existir uno, dos e incluso tres isóbaros estables β. Ejemplos de los cuatro casos se presentan en las figuras 26 a 29.

Ahora bien, existen en la Naturaleza (como puede verse en las figuras 28 y 29) pares de isóbaros estables cuyas cargas difieren en dos unidades y tales que uno de ellos tiene una masa mayor que la del otro. Desde un punto de vista puramente energético, cabría esperar entonces que el isóbaro de masa mayor se transformara en el de masa menor o por emisión *simultánea* de dos electrones, o por emisión *simultánea* de dos positrones o, finalmente, por captura de dos electrones K. El primer caso correspondería al aumento de Z en dos unidades, y el segundo y tercero, a la disminución de Z en dos. Se ha subrayado *simultánea* porque en estos casos la emisión sucesiva obligaría a pasar por el isóbaro intermedio, que o tiene una masa mayor que el de partida (con lo que de pasar por él se violaría la conservación de la energía) o sus propiedades son tales que la transición está prohibida por reglas de selección. La estabilidad de un núcleo cuando es posible la doble emisión β queda explicada si la probabilidad de tal proceso es tan pequeña que no quepa prácticamente observarla. Y, en efecto, estimaciones teóricas para el caso del posible doble emisor β^- Ca^{48} (la transición $_{20}Ca^{48} \rightarrow {}_{22}Ti^{48}$ liberaría 4,3 MeV.) dan para su vida media un valor del orden de 10^{22} años. Por otra parte, experimentos sumamente delicados prueban que esta vida media es mayor que 10^{19} años. No es extraño, pues, que no se haya observado aún este posible proceso, sobre todo teniendo en cuenta que la abundancia del Ca^{48} en el calcio natural es sólo del 0,145 %. Así, el número de sucesos 2 β^- que cabría esperar detectar al cabo de un año como resultado de una observación *continuada* en 1 m^3 de calcio natural es de unos tres o cuatro solamente. Claro está, experimentar con calcio

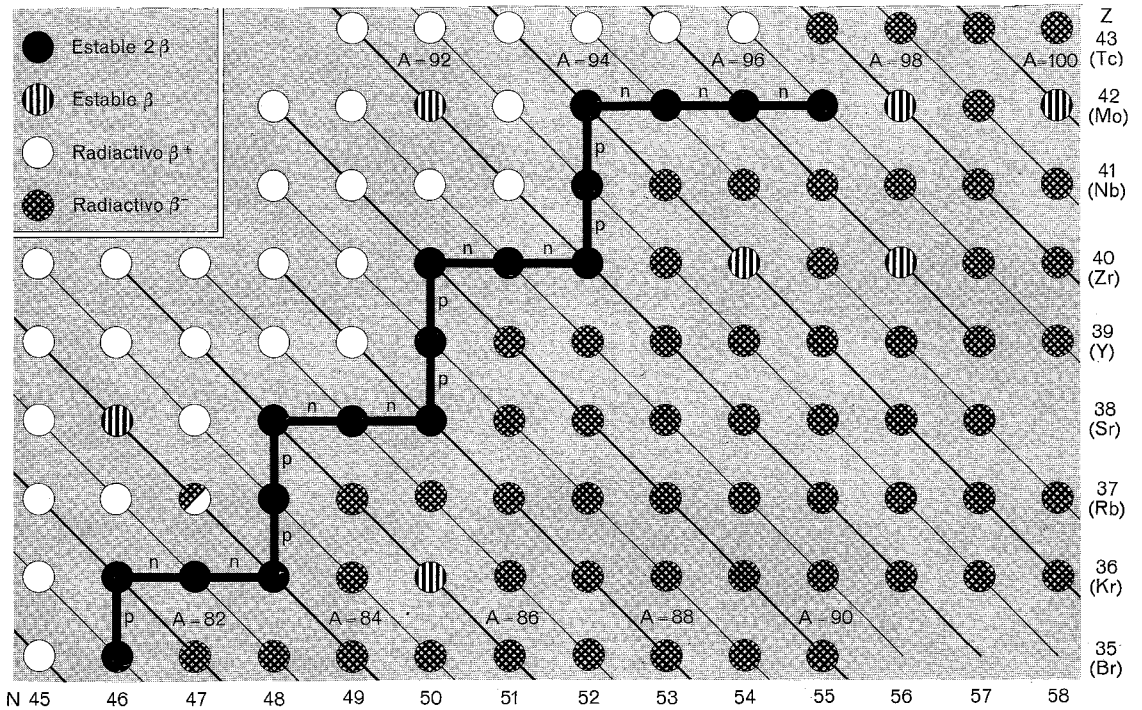


Fig. 30. PARTE DE LA CARTA DE NÚCLIDOS CONOCIDOS. Obsérvese cómo se suceden los núclidos estables 2 β en esta parte. La cadena queda interrumpida en el primero y en el último. Sobre cada línea de isóbaros hay un último núclido emisor β conocido, aunque en algunos casos queda fuera de los límites del dibujo

« enriquecido » en Ca^{48} facilitaría la observación directa de la doble desintegración β en este caso, que es, al parecer, el más favorable. En la figura 30 se reproduce una parte de la carta de núclidos conocidos, estables β o no.

14. Espectros β. Examinado el mecanismo de las transmutaciones β, se plantea una cuestión: ¿en qué estado queda el núcleo inmediatamente después de la transición característica $n \rightarrow p$ o $p \rightarrow n$? La respuesta es, depende. En los casos más simples el núcleo pro-

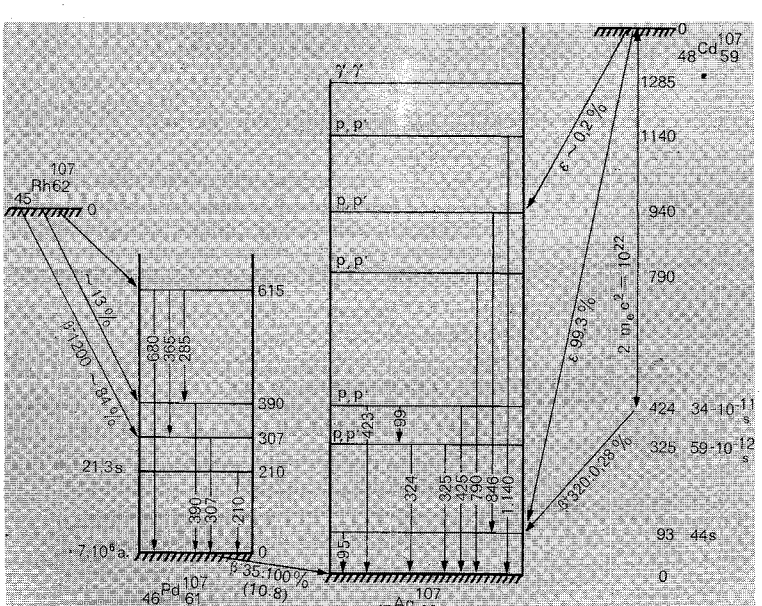


Fig. 31. ESQUEMA PARCIAL DE TRANSICIONES BETA QUE CONDUCEN AL $_{47}Ag^{107}$. Las capturas K se representan por ε. En la emisión β^+ se descuenta la energía correspondiente al doble de la masa en reposo del electrón (tramo vertical). Las energías de los diferentes niveles se dan en keV. Se dan también, en algunos casos, los correspondientes períodos y las probabilidades (en %) de los procesos en competencia, es decir, de los diferentes canales de salida

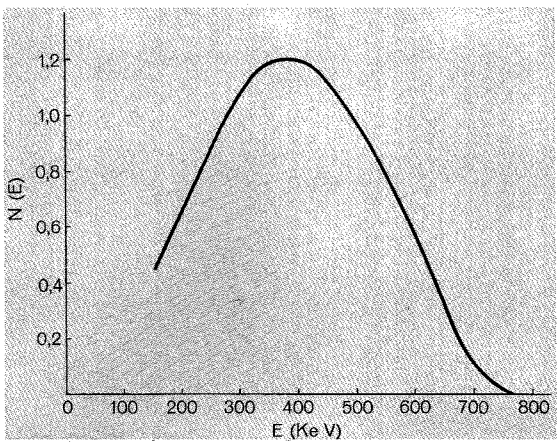


Fig. 32. EL MÁS SIMPLE DE LOS ESPECTROS BETA: el del neutrón libre. Corresponde a un solo canal de salida

ducto aparece siempre en un mismo nivel, que podrá o no ser el fundamental. Pero en un gran número de casos la emisión β (incluida la captura K) puede conducir a dos o más niveles del núcleo resultante, es decir, hay más de un canal de salida para el proceso beta con el mismo canal de entrada. Ejemplos de todas estas posibilidades se presentan reunidos en la figura 31, que corresponde a la transmutación $_{48}Cd^{107} \xrightarrow{\beta^+,\, K} {}_{47}Ag^{107}$ y a la cadena $_{45}Rh^{107} \xrightarrow{\beta^-} {}_{46}Pd^{107} \xrightarrow{\beta^-} {}_{47}Ag^{107}$ (1). En ella, lo que se da como energía E_β de cada canal es la *energía máxima* del electrón emitido. Hay que tener en cuenta, en efecto, que la energía que se libera en la transición por cada canal de salida se reparte como energía cinética entre el electrón y el antineutrino, de manera que en cada caso se observan electrones con energías cinéticas comprendidas entre cero y un cierto valor máximo E_β característico de dicho canal. Existe, pues, un *espectro continuo* de electrones que se extiende entre dichos límites, espectro que puede determinarse con los llamados *espectrómetros beta*. Estos aparatos permiten, en esencia, contar cuántos electrones tienen energías comprendidas en cada uno de una serie de intervalos parciales del intervalo total $0 - E_\beta$. Las figuras 32 y 33 representan el espectro β más simple, el del neutrón libre, y el del Hg^{203}, cuyo esquema de transmutación se da en la figura 34. Ambos corresponden a un solo canal de salida. Los picos que se observan en la figura 33 corresponden a electrones de conversión K, L y M debidos a la conversión interna del fotón γ de 279 keV. que se emite al pasar el talio Tl^{203} del estado en que «nace» a su estado fundamental (el Tl^{203} es estable, con abundancia de 29,5 % en el talio natural). Estos electrones se observan a la vez que los procedentes del Hg^{203}, aunque se emiten en promedio $3{,}48 \cdot 10^{-10}$ s. después. Obsérvese que la altura de los picos va disminuyendo, lo que corresponde a la disminución de la probabilidad de la conversión interna al pasar de electrones K a L y a M; la energía, en cambio, aumenta (§ 11). Finalmente, en la figura 35 se reproduce esquemáticamente el caso de un espectro beta complejo, es decir, el espectro que se obtiene cuando hay varios canales de salida. A cada uno corresponde un grupo de electrones con su energía máxima característica. Naturalmente, lo que se observa es la superposición de los diferentes espectros simples. Nótese, además, que si de la transmutación β de un núcleo con A impar (con lo que o N o Z es impar) resulta un núcleo con un número mágico de neutrones o de protones (§ 4), dado que el neutrón o protón resultante estará fuertemente ligado al núcleo producto, mientras que el protón o neutrón original lo estaba poco al núcleo inicial, la energía liberada en la emisión β será particularmente grande.

(1) De los dos isótopos estables de la plata, el Ag^{107} es ligeramente el más abundante (51,35 % de la plata natural).

15. Radiación α. De todos los procesos de ruptura espontánea de un núcleo en dos o más fragmentos diferentes, la desintegración α es el más frecuente entre los elementos radiactivos naturales. El otro, la fisión espontánea, es muchísimo más raro. Todos estos procesos resultan de un balance energético según el cual la energía del núcleo que se desintegra (parcialmente) es mayor que la suma de las energías de los fragmentos en que se divide. La energía de reacción (§ 8) es entonces positiva, si bien este hecho es sólo uno de los factores que hacen posible el proceso, que puede verse inhibido por otros factores.

En la desintegración α, como es sabido, un núcleo (Z, N) se transforma en un núcleo residual $(Z-2, N-2)$ y una partícula α, es decir, un núcleo de helio, $_2He^4$, constituido por dos protones y dos neutrones. Dado que la mayor parte de los núclidos radiactivos α son núcleos pesados, con $Z \geq 83$, en la emisión α uno de los fragmentos, la partícula α, es de masa mucho menor que el otro, el núcleo residual. En estas condiciones, cabe admitir que la estructura y estado de éste son, en primera aproximación, independientes del mo-

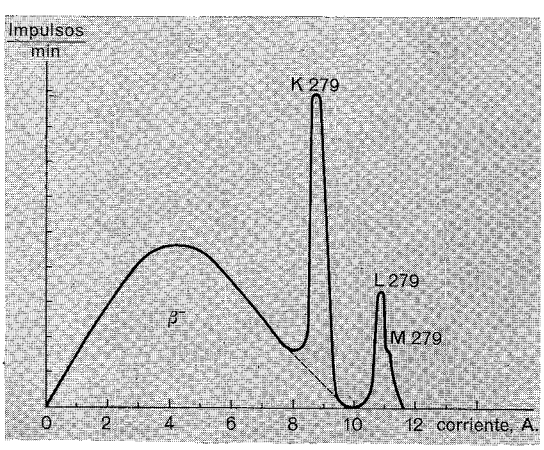


Fig. 33. ESPECTRO BETA DEL ISÓTOPO DEL MERCURIO Hg^{203}. Sobre el fondo de este espectro continuo simple se superponen las «rayas» de los electrones de conversión procedentes del Tl^{203}

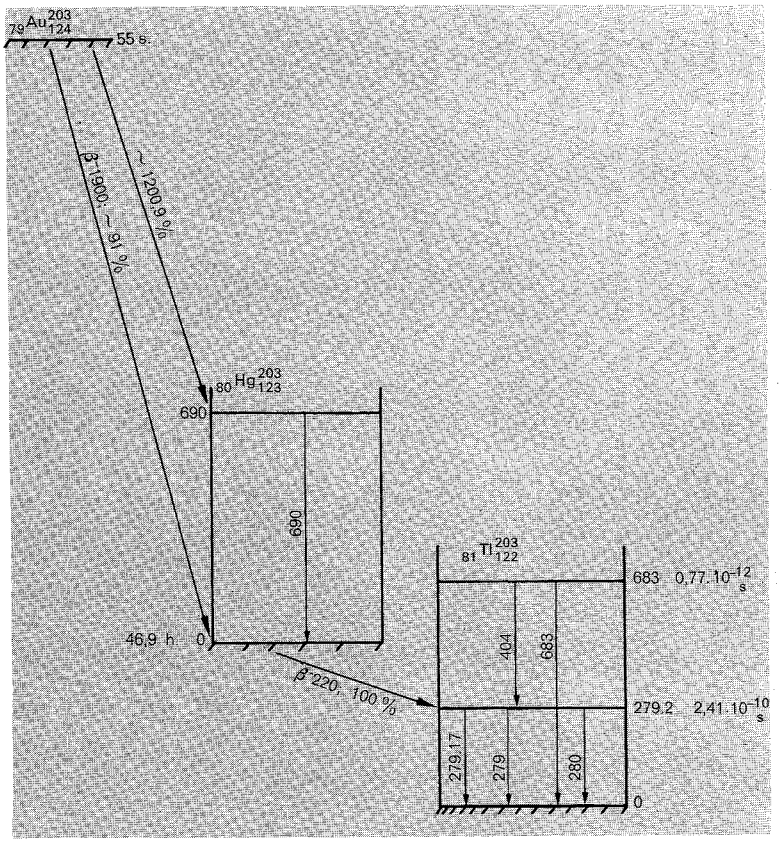


Fig. 34. ESQUEMA DE UNA TRANSMUTACIÓN. Transición β desde el Hg^{203} al nivel excitado del Tl^{203}. La desexcitación de éste origina las « rayas » de conversión K, L y M de la fig. 33

vimiento de la partícula α, de modo que lo que ésta « ve » es el campo eléctrico y nuclear determinado por el núcleo residual. Desde fuera, particularmente a distancias grandes y medias respecto del tamaño del núcleo, el campo es el campo electrostático de Coulomb creado por la carga positiva de los $Z-2$ protones. Pero a partir de un cierto valor de la distancia al centro del núcleo (suma de los « radios » del núcleo y de la partícula α) entran en juego las fuerzas nucleares, y la energía potencial cae bruscamente (fig. 36) (1). Desde el punto de vista clásico, por consiguiente, la partícula α no podrá abandonar el núcleo a menos que su energía sea mayor que el valor $E_{máx}$. Recíprocamente, para que una partícula α pueda penetrar en el núcleo ($Z-2$, $N-2$) debería poseer una energía cinética suficiente para « remontar » la ladera hasta llegar a $E_{máx}$ (el borde del cráter) (2). En la teoría clásica, pues, la partícula α no puede ni abandonar el núcleo inicial ni penetrar en el núcleo residual a menos que la energía del sistema no sea mayor o igual que $E_{máx}$, es decir, hay como una *barrera* que se lo impide, barrera cuyo « grosor » depende de dicha energía. Más exactamente: se llama *barrera* la región del espacio en la que la energía potencial es mayor que la total. Dado que el factor que determina la existencia de la barrera es la fuerza de Coulomb repulsiva entre las cargas de igual signo, esta

(1) La forma de la superficie que da la energía potencial en función de la distancia entre centros recuerda la de un volcán con un cráter principal profundo y abrupto.

(2) Para la penetración, esto significaría que la energía cinética de la partícula α debería ser mayor o igual que el umbral $\frac{M+m_\alpha}{M} E_{máx}$ (M = masa del núcleo, m_α = masa de α).

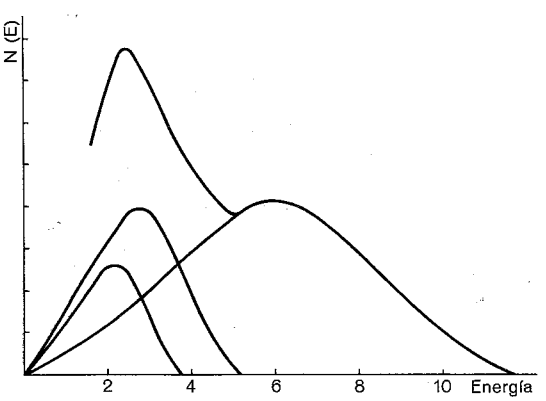


Fig. 35. REPRESENTACIÓN ESQUEMÁTICA DE UN ESPECTRO BETA COMPLEJO. Superposición de tres espectros β simples, como, por ejemplo, en la transmutación $Rh^{107} \rightarrow Pd^{107}$ de la figura 31

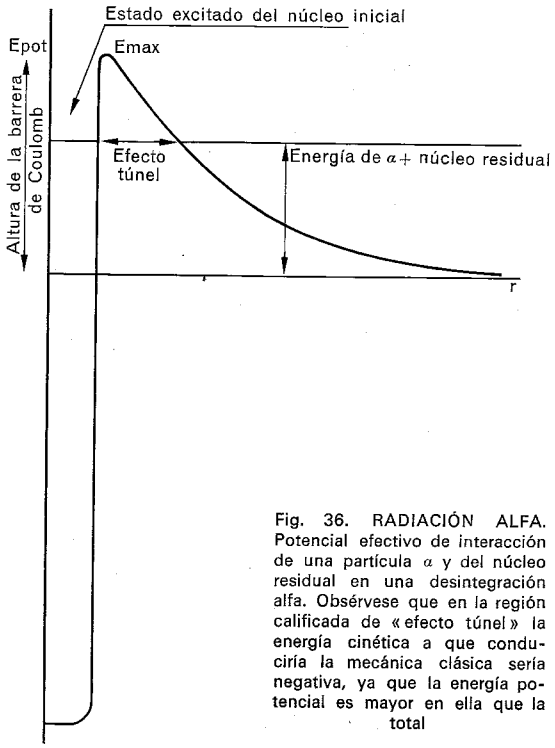


Fig. 36. RADIACIÓN ALFA. Potencial efectivo de interacción de una partícula α y del núcleo residual en una desintegración alfa. Obsérvese que en la región calificada de «efecto túnel» la energía cinética a que conduciría la mecánica clásica sería negativa, ya que la energía potencial es mayor en ella que la total

barrera se suele llamar *barrera de Coulomb* y con ella se encuentra cualquier partícula cargada que incida sobre un núcleo. Esta es una de las dificultades que hay que vencer para provocar reacciones nucleares entre núcleos, problema que no existe al bombardear los núcleos con neutrones. Sin embargo, en realidad la situación no es tan desfavorable, ya que, como prueba la mecánica cuántica, y a pesar de que en la barrera se viola la conservación de la energía en sentido clásico (¡la energía cinética debiera ser negativa!) existe una probabilidad no nula de que la partícula α se encuentre en la región «prohibida», clásicamente inaccesible, y atraviese la barrera, en uno u otro sentido. Este efecto, puramente cuántico, se llama *efecto túnel* y permite explicar la aparente paradoja de que mientras en la desintegración espontánea del uranio se observan partículas α de 4 MeV., la experiencia prueba que la altura $E_{máx}$ de la barrera es del orden de 8,8 MeV. o más (1). De todas maneras, hay que hacer notar que la probabilidad de atravesar la barrera (el llamado *factor de transparencia*) disminuye cuando crece su grosor y, al revés, aumenta cuando éste disminuye, es decir, al aumentar la energía acercándose a $E_{máx}$. En la imagen antes propuesta, a esto corresponde el hecho de que escapar del cráter

(1) De no ser por el efecto túnel, tampoco serían posibles las reacciones termonucleares de fusión, aparte otros fenómenos (emisión de electrones en frío, autoionización de los átomos, etc.).

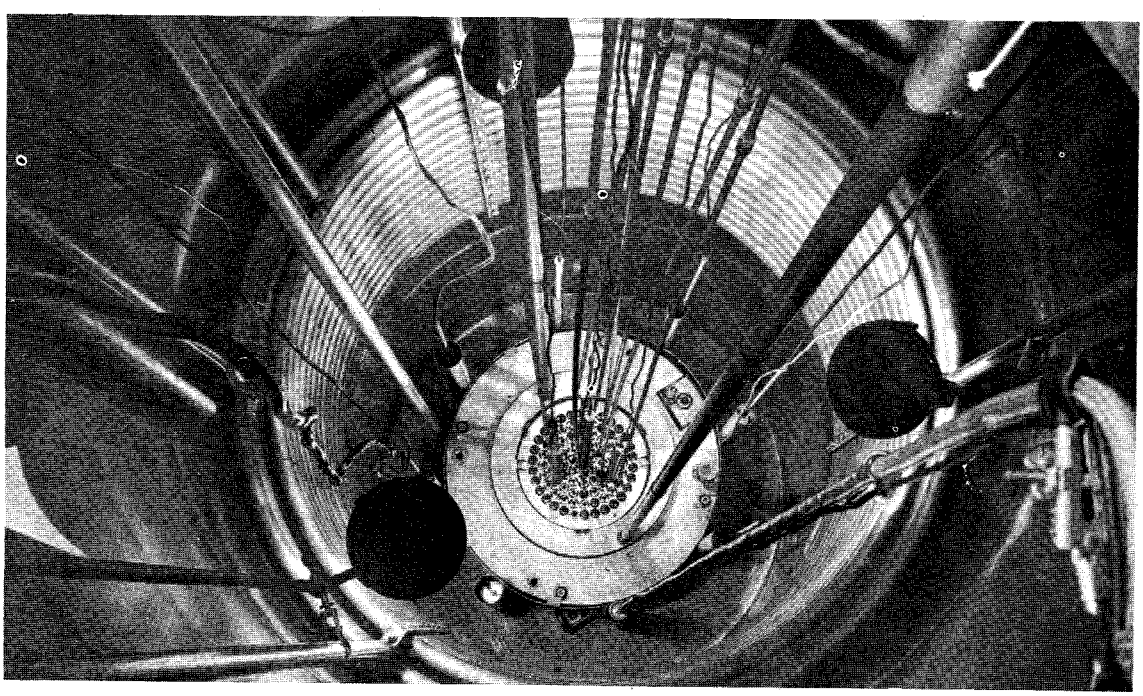


Fig. 37. PRODUCCIÓN E INVESTIGACIÓN DE RADIOISÓTOPOS. Resulta difícil presentar una relación algo completa de las múltiples aplicaciones de los isótopos radiactivos. Pocas son ya, en efecto, las ramas de la ciencia y de la técnica que no soliciten su concurso. Citemos, sin ningún ánimo exhaustivo, a la medicina y a la industria, a la agricultura y a la ganadería, a la arqueología y a las obras públicas, como campo de interesantes y actuales aplicaciones. El reactor norteamericano TRIGA, que nos muestra la fotografía, se destina a la producción y estudio de isótopos radiactivos

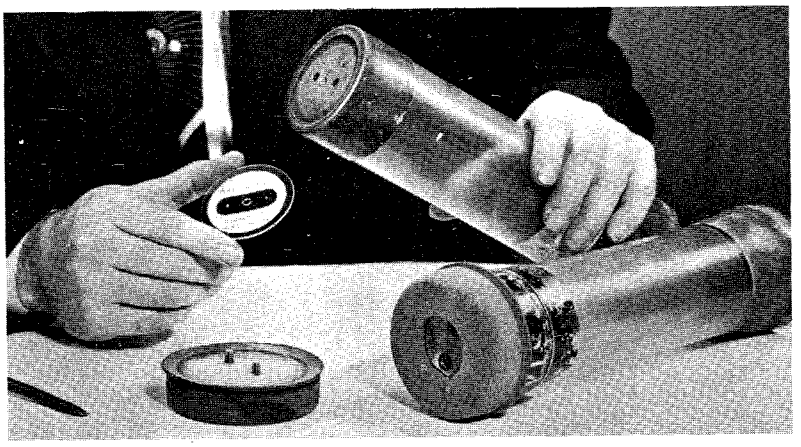


Fig. 38. DETECTORES DE FALLOS. El aparato atómico que señala los fallos en los sistemas neumáticos de intercomunicación es un cojinete mojado en cobalto radiactivo líquido y colocado en cada uno de los tubos portadores de mensajes. Un contador Geiger registra cualquier anormalidad

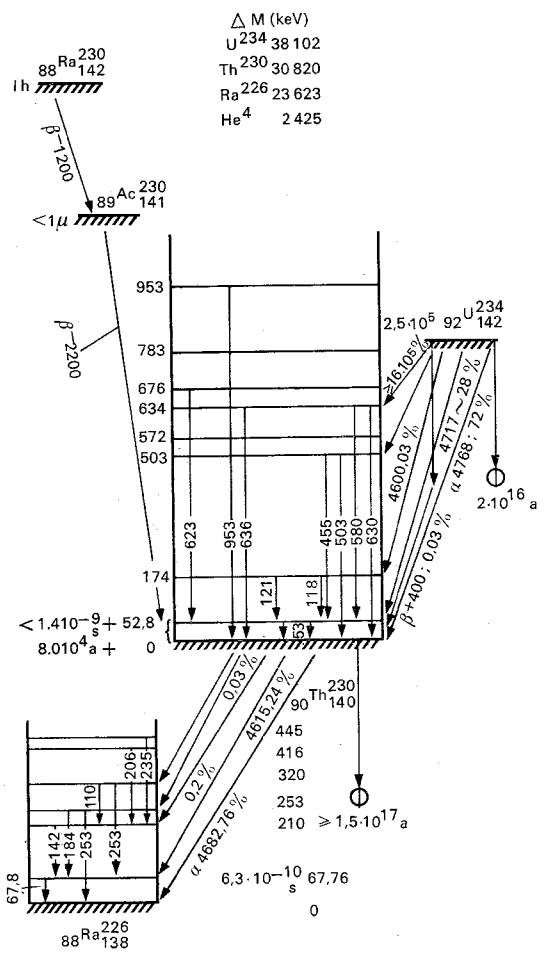


Fig. 39. DESINTEGRACIONES ALFA (trazos paralelos terminados en flecha). Conducen del nivel fundamental del U^{234} a niveles excitados y al fundamental del Th^{230} y del fundamental de éste a niveles excitados y al fundamental del Ra^{226}. Tanto el U^{234} como el Th^{230} pueden desintegrarse por fisión espontánea (símbolo ⓕ). Compárense los períodos correspondientes a las diferentes transiciones

perforado un túnel horizontal es tanto más fácil cuando más cerca se esté del borde. En el caso del efecto túnel, el factor de transparencia es muy sensible al valor de la diferencia $E_{máx} - E$.

Realmente, en la desintegración α de un núcleo hay que distinguir dos fases, la formación en el núcleo de la partícula α con dos neutrones y dos protones del mismo y la emisión de la partícula así formada. Aunque poco se sabe acerca del primer proceso, todo parece indicar que la formación de sistemas α en un núcleo, con una energía de enlace prácticamente igual a la de la partícula α libre, debe ser un fenómeno muy frecuente, hasta el punto de justificar un modelo límite en el que un núcleo se considera como agregado casi molecular de partículas α más algunos nucleones. Sea como fuere, lo que podría llamarse tiempo de formación de la partícula α carece totalmente de importancia en la duración de la vida de un núcleo radiactivo α. Ésta viene esencialmente determinada por la mayor o menor transparencia de la barrera de Coulomb que tiende a mantener la partícula α confinada dentro del núcleo. Los períodos de los núclidos emisores α varían entre límites muy amplios, desde los $3 \cdot 10^{-7}$ s. del Po^{212}, hasta los $5 \cdot 10^{16}$ s. del Ce^{142}, que se transforma en un isótopo estable del bario emitiendo una partícula α de 1,5 MeV. Se señaló ya que la probabilidad de atravesar la barrera dependía de la energía del sistema, es decir, en definitiva dependía de la energía cinética E_α con que aparece la partícula α [1]. Por lo tanto, también la vida del núcleo radiactivo α dependerá de E_α. En efecto, Geiger y Nuttall (1912) establecieron por vía empírica una correlación entre el período T y la energía E que se traduce en una fórmula del tipo

$$\log T = a + b\, E_\alpha^{-1/2}, \qquad (20)$$

donde a y b son constantes que dependen del número

[1] Si Q es la energía de la reacción ${}_Z X^A \rightarrow {}_2He^4 + {}_{Z-2}Y^{A-4}$, la energía cinética de la partícula α emitida vale $E_\alpha = \dfrac{MQ}{M+m}$ confróntese la ecuación (5)].

atómico Z del emisor α (1). La teoría cuántica del efecto túnel aplicada a este proceso confirma la validez aproximada de la relación empírica (20).

Como en toda reacción nuclear, la energía de reacción, Q, depende de los estados internos de los núclidos que intervienen en ella. En particular, en la desintegración α de un núcleo ${}_zX^A$, dicha energía depende del estado de ${}_zX^A$ cuando se emite α, y del estado en que queda después de la emisión el núcleo residual ${}_{z-2}Y^{A-4}$. Estos estados pueden corresponder, ambos, a los respectivos niveles fundamentales, o a un nivel excitado, y al nivel fundamental, o a dos niveles excitados. De todas esas combinaciones posibles ofrecen ejemplos la desintegración del U^{234} y del Th^{230}, y la del Po^{212} (figs. 39 y 40). A cada combinación corresponde un valor de Q diferente, es decir, un valor diferente de la energía cinética E_α de la partícula α emitida. Por lo tanto, las partículas α aparecen, en general, formando grupos de igual energía, constituyendo cada grupo una raya del *espectro* α. Las partículas de un mismo grupo (de una misma raya) resultan de la transición entre un determinado nivel del núcleo de partida y un determinado nivel del núcleo producto, de manera análoga a como una raya γ viene determinada por la transición entre dos niveles *de un mismo núcleo*. La medición de la energía de las partículas α emitidas por los núcleos radiactivos se efectúa mediante los *espectrómetros* α. La espectrometría alfa, junto con la beta y la gamma, constituye uno de los medios más potentes para el estudio de los niveles energéticos de los núcleos y de sus propiedades, en particular, de las probabilidades de transición entre ellos.

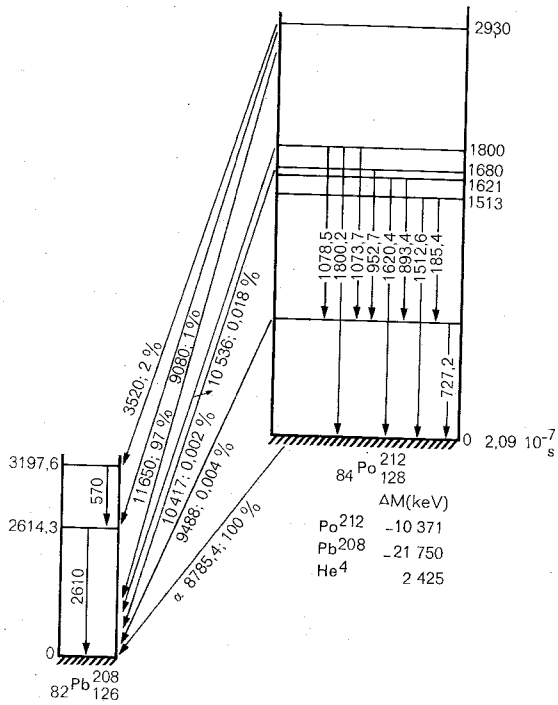


Fig. 40. DESINTEGRACIÓN ALFA. Ejemplo de desintegraciones α que llevan de niveles excitados a niveles excitados

16. Fisión espontánea. Al principio de esta subsección se dijo que la fisión espontánea es uno de los posibles procesos, aunque raro, de ruptura de un núcleo, sobreentendiendo que se trata de un núcleo en su nivel fundamental. Es claro que si la excitación de un núcleo es suficiente, su probabilidad de ruptura puede alcanzar valores mucho mayores que los normales. Por ejemplo, las vidas medias correspondientes a fisión espontánea de los isótopos del uranio y del plutonio oscilan entre 10^{14}-10^{16} años y 10^9-10^{11} años, respectivamente. En cambio, cuando un isótopo del uranio o del plutonio captura un neutrón, la excitación del isótopo resultante (núcleo compuesto, véase § 17) es tan grande que la fisión sobreviene en tiempos que pueden ser del orden de 10^{-14} s. La desproporción entre estos valores escapa a toda capacidad de imaginación. Sólo los números tienen un sentido en tales casos. Esta enorme reducción en la vida de ciertos núcleos respecto del proceso de fisión que sigue a la captura de un neutrón, junto con la emisión de neutrones (2,5 en promedio como mínimo) en dicho proceso, es lo que ha hecho posible la utilización práctica de la fisión nuclear (véase *Tecnología nuclear*). Acerca de la fisión, recordaremos que normalmente la ruptura (escisión) del núcleo que ha absorbido el neutrón (o del núcleo en el caso de la fisión espon-

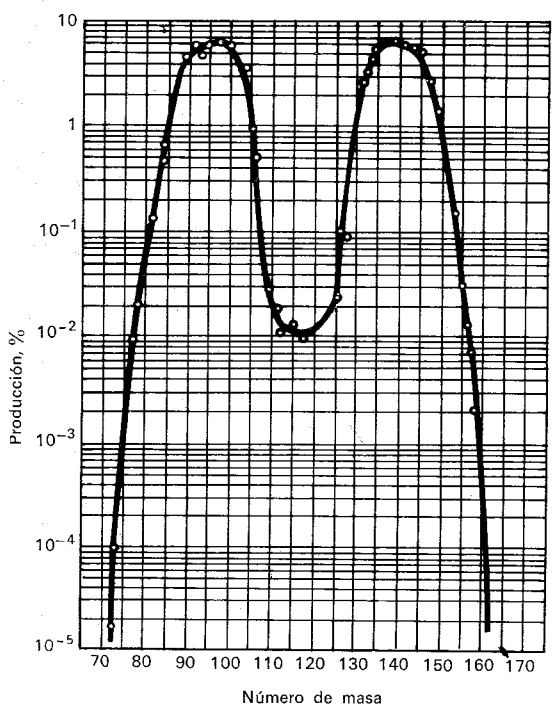


Fig. 41. PRODUCCIÓN DE *A*. Escisión del núcleo en dos masas considerablemente distintas, en un proceso de fisión nuclear

(1) Si T se expresa en segundos y E_α en megaelectrónvoltios, a aumenta en valor absoluto con Z (de -50 para $Z = 84$ a $-54{,}4$ para $Z = 98$), como también b (que pasa de 129 a 155 en el mismo intervalo).

tánea) conduce a dos fragmentos cuyas masas son considerablemente diferentes (fisión asimétrica). En el caso del U^{236} ($= U^{235} + n$), el tipo de escisión más probable corresponde a dos fragmentos de masas $A = 140$ y $A = 96$ (fig. 41). El reparto de los 92 protones proporcionalmente entre ellos daría 54 protones para el primero y 38 para el segundo. Esto conduce a núcleos excesivamente ricos en neutrones que tenderán a la estabilidad o por emisión β o incluso por emisión de un neutrón. Obsérvese, además, que a aquellos números de protones corresponden $N = 86$ y $N = 58$ neutrones, respectivamente, valores que están próximos a los números mágicos $N = 82$ y $N = 50$ (§ 4), lo que probablemente determina en esencia la preponderancia de la fisión asimétrica. Por otra parte, la emisión de neutrones por los fragmentos de fisión (los llamados *neutrones retardados*) se ve favorecida a medida que N se acerca a un valor mágico, puesto que con ello se debilita la fuerza del enlace de los neutrones en exceso.

Por ejemplo, dos emisiones de neutrones de este tipo son el $_{54}Xe^{137}$ y el $_{36}Kr^{87}$, ambos identificados, y que intervienen en las reacciones:

$$_{53}I^{137} \xrightarrow{\beta^-} {}_{54}Xe^{137} \rightarrow {}_{54}Xe^{136} + n, \quad (N = 136 - 54 = 82)$$

$$_{35}Br^{87} \xrightarrow{\beta^-} {}_{36}Kr^{87} \rightarrow {}_{36}Kr^{86} + n, \quad (N = 86 - 36 = 50)$$

La espontaneidad de una y otra prueban que el neutrón 83 y el 51 están muy poco ligados en el Xe^{137} y en el Kr^{87}, respectivamente.

IV. REACCIONES DE COLISION

17. Modelo del núcleo compuesto. Como se subrayó ya (§ 10), los procesos radiactivos son procesos que tienen lugar en núcleos que, por una u otra causa son inestables en las condiciones consideradas. Pues, bien, uno de los modelos utilizados para explicar las reacciones nucleares de colisión supone que, en un cierto estadio intermedio de la reacción, existe un núcleo fuertemente excitado que se desexcita dando lugar a los productos de la reacción. Más concretamente: según este modelo, la reacción nuclear $a + A \rightarrow b + B$ es, en realidad, el resultado de dos reacciones consecutivas, una que conduce a la formación de un núcleo C* fuertemente excitado, $a + A \rightarrow C^*$, y otra en la que C^* se « desintegra » en el par b, B, es decir, la reacción $C^* \rightarrow b + B$. El núcleo excitado C^* aparece así a la vez como *núcleo compuesto* de a y A y como estadio *intermedio* en el paso de (a, A) a (b, B), de ahí que se le llame, indistintamente, *núcleo compuesto* o *núcleo intermedio*. Tanto porque fue el primer modelo propuesto de mecanismo de las reacciones nucleares (Bohr, 1936), como por su utilidad práctica, se presentará primero este modelo.

18. Formación del núcleo compuesto. Resonancia. En este modelo, el resultado primero de la colisión de la partícula a y del núcleo A es la formación de un núcleo compuesto que, a pesar de encontrarse fuertemente excitado, posee una cierta estabilidad. Explicuemos esto último. La energía de excitación E^*_c es grande porque, por lo visto antes [ecs. (3), (4) y (11)], se compone de la energía de enlace, Q_o, de a en C y de la

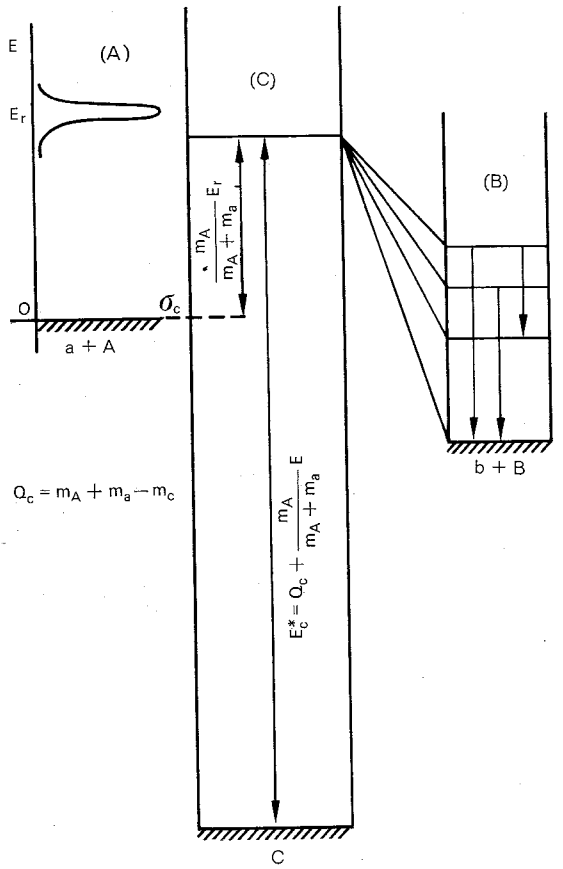


Fig. 42. FORMACIÓN DEL NÚCLEO COMPUESTO. La partícula a, junto con el núcleo A, dan lugar al núcleo compuesto C en el estado excitado E_c^*. A partir de éste, se ofrecen diferentes posibilidades para la emisión de la partícula b, con o sin excitación del núcleo residual B

energía cinética (reducida) $\frac{m_A}{m_A + m_a}E$, que proporciona el proyectil a (fig. 42). Si bien ésta puede ser pequeña, la primera es grande en general, por ejemplo, del orden de los 8 MeV. cuando a es un neutrón. Ahora bien, debido a la fuerte interacción de a y A, la energía de excitación se reparte *rápidamente* entre todos los nucleones del núcleo intermedio. Con esto, si bien dicha energía es suficiente para que se emita una partícula pesada (nucleón, partícula α o, en particular, la propia partícula incidente), ello no es ya posible en virtud de aquel reparto hasta que, por fluctuación, no se acumule energía suficiente en un nucleón o grupo de nucleones. Precisamente con el reparto de la energía E^*_c entre todos los nucleones de C termina la *formación del núcleo compuesto* en un estado excitado de energía E^*_c por encima del nivel fundamental. En el intervalo de energías en

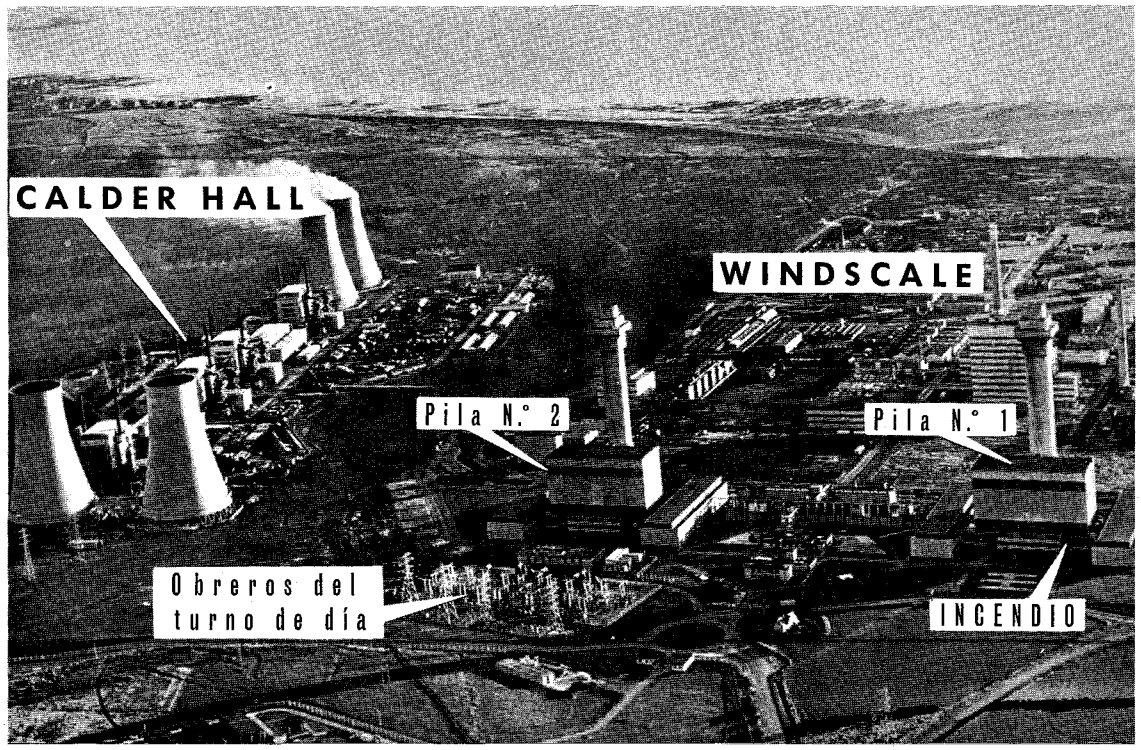


Fig. 43. PRIMER ACCIDENTE NUCLEAR INGLÉS. Escenario general del accidente nuclear ocurrido en Gran Bretaña en el año 1957. En la pila número 1, se declaró un incendio, al arder varias barras de uranio por efecto del excesivo calor desprendido en el reactor. La eficaz intervención de brigadas de bomberos y obreros de la central, que se turnaban continuamente para evitar la contaminación radiactiva, impidió que el siniestro se propagara a la central nuclear de Calder Hall, la primera de Gran Bretaña. No hubo víctimas

que suele encontrarse E^*_c, los núcleos (en particular el núcleo compuesto) presentan un espectro casi discreto, es decir, aunque los niveles poseen una cierta anchura (confróntese § 5), ésta es suficientemente pequeña para que se puedan distinguir bien unos de otros. Esto trae consigo que los estados correspondientes sean casi estacionarios, con una vida media que puede ser del orden de 10^{-14} a 10^{-16} s. Acaso parezca una vida sumamente corta, pero no hay que perder de vista que estamos en el dominio de lo nuclear y que, por ejemplo, el tiempo que una partícula *a* rápida emplearía para atravesar el núcleo es del orden de 10^{-22}-10^{-23} s. Esto quiere decir que, si llega a salir, la partícula *a* habrá estado antes dando muchas vueltas, deambulando como extraviada por el núcleo compuesto. Por otra parte, es necesario subrayar que, si bien existe siempre una cierta probabilidad de que se forme el núcleo compuesto cuando la energía de excitación se encuentra comprendida entre dos de aquellos niveles casi discretos, dicha probabilidad pasa por un máximo para cada uno de los valores E_r de la energía cinética de la partícula incidente que corresponden a tales niveles. Se dice entonces que existe *resonancia*, la cual se manifiesta en un marcado aumento de la sección eficaz al pasar por E_r (fig. 42).

Una resonancia se presenta, pues, cada vez que la energía cinética E del proyectil es tal que, junto con la de enlace, da una energía de excitación que coincide con un nivel del espectro casi discreto del núcleo compuesto (1). Sin embargo, sabemos que, a medida que aumenta la energía de excitación, la distancia media entre niveles consecutivos disminuye rápidamente, a la vez que aumentan sus anchuras (§ 5). Se produce así un solapamiento de los niveles y acaban por desaparecer sus individualidades fundidas en un continuo (fig. 11). Con ello, claro está, desaparece el fenómeno de las resonancias y se alisan las curvas de sección eficaz en función de la energía (fig. 19). En el caso en que el proyectil es un neutrón, este paso al continuo se produce para energías del orden de 1 MeV. cuando el blanco es de masa intermedia (25 A-80 A) y para energías entre 1 keV. y 100 keV. cuando se trata de un núcleo pesado ($A > 80$).

19. Desexcitación del núcleo compuesto. Supuesto formado el núcleo compuesto, viene luego la segunda fase, la de desexcitación. En general, a ésta se le ofrecen muchos caminos, es decir, existen muchos canales de salida abiertos para el estado de C^*, uno de los cuales

(1) El fenómeno tiene una cierta analogía con el de la sintonía de una emisora de radio o de televisión en un receptor: se consigue la máxima señal (es decir, la máxima energía captada en el receptor) cuando la frecuencia de la emisora y aquella a que se ajusta el receptor coinciden.

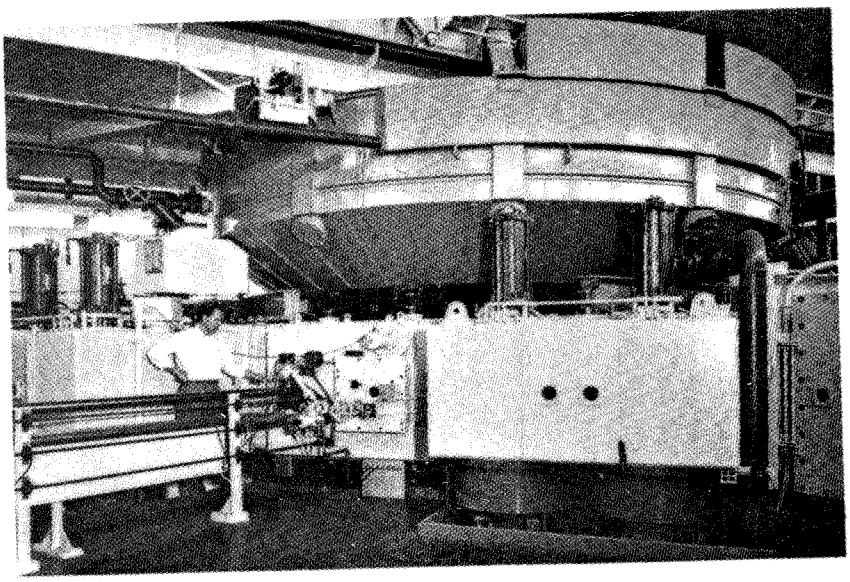


Fig. 44. ACELERADOR DE PARTÍCULAS. Los aceleradores de partículas constituyen la mejor herramienta para la obtención y estudio de reacciones nucleares, especialmente si se requieren altas energías, o gran poder de penetración

puede ser precisamente la emisión de la partícula b, quedando el núcleo residual B en su estado fundamental o en un nivel excitado (figs. 42 y 45). Otro puede ser la emisión de un fotón gamma (o de una cascada de ellos) que conduzca al núcleo compuesto a su nivel fundamental, con lo que a ha quedado capturado (captura radiativa, § 8). Y es el caso que estos posibles procesos y sus relativas probabilidades dependen del estado de C^* y son independientes de cómo se ha llegado a construir C^*. Dicho de otra manera: C^* ha olvidado su origen en la colisión de a con A. Por ejemplo, las reacciones $_{29}Cu^{63}$ (p, pn) $_{29}Cu^{62}$, $_{28}Ni^{60}$ (α, pn) $_{29}Cu^{62}$, que conducen a los mismos productos de reacción, han sido iniciadas en colisiones distintas (bombardeo de Cu^{63} con protones, bombardeo de Ni^{60} con partículas α) y pasan ambas por un mismo núcleo compuesto, el $_{30}Zn^{64*}$. Pues bien, prueba la experiencia que las correspondientes secciones eficaces varían con la energía casi de la misma manera. Teniendo en cuenta este hecho, se comprende que siempre que una reacción nuclear $A\ (a, b)\ B$ resulta de la formación de un núcleo intermedio, la correspondiente sección eficaz $\sigma\ (a, b)$ puede expresarse como producto de una sección eficaz, σ_c, que mide la probabilidad de que se forme el núcleo compuesto en el estado excitado C^* por colisión de a y A, por la probabilidad de que el estado excitado C^* se destruya emitiéndose la partícula b. Conforme sabemos (§ 5), la probabilidad de que un nivel excitado se destruya por un determinado canal i viene dada por la razón de la anchura Γ_i que le corresponde a la anchura total del nivel, Γ. Por lo tanto, se tendrá, en particular

$$\sigma\ (a, b) = \sigma_c \frac{\Gamma_b}{\Gamma} \qquad (21)$$

donde Γ_b es la anchura correspondiente a la emisión de b. Si la reacción $A\ (a, b)\ B$ es endoérgica (§ 8), la anchura Γ_b es nula en tanto la energía cinética de a sea inferior al umbral de la reacción (§ 8). Por ejemplo, si la energía de a es tal que la de excitación E^* del núcleo compuesto coincide con la del nivel c (fig. 46), es imposible dejar A en un estado excitado si el primero corresponde al nivel r. Entonces, la colisión de a con A es o un choque elástico (transición $c \rightarrow s$) o la captura radiativa de a (transición $c \rightarrow e$). Éste es un fenómeno general: a bajas energías, las reacciones más frecuentes son la dispersión elástica (vía núcleo compuesto) y la captura radiativa, si bien en el caso de choque de neutrones lentos con núcleos muy pesados la anchura de fisión Γ_F puede llegar a dominar sobre las demás [1]. Pero a medida que la energía aumenta, aumenta el número de canales que se abren a cada nivel excitado del núcleo compuesto y predominan cada vez más los procesos no elásticos, tanto que la probabilidad del choque elástico vía núcleo compuesto es insignificante a grandes energías. No quiere decir esto que cuando E es grande no sea posible la dispersión elástica, sino únicamente que el mecanismo que la determina no es ya esencialmente la formación de un núcleo compuesto. De estos nuevos mecanismos — el modelo óptico y el de acción directa — se tratará a continuación.

Antes, sin embargo, un par de observaciones más acerca del núcleo compuesto. Conforme se hizo ya notar, cuando una reacción tiene lugar con formación del núcleo compuesto, C, lo que realmente cuenta con vistas a los productos de la reacción es el carácter del estado excitado en que se encuentra aquél, independientemente del proceso que lo haya llevado a él. En particular, este estado puede acaso resultar de la captura de un fotón por el núcleo C (que no aparece entonces como núcleo «compuesto»). En vez de la reacción $A\ (a, b)\ B$ tenemos entonces la reacción $C\ (\gamma, b)\ B$, que conduce exactamente al mismo resultado, pero por otro camino: es una reacción *fotonuclear*, que provoca la

[1] Por ejemplo, el U^{235} presenta una resonancia en $E = 1{,}4$ eV. para la que las anchuras son $\Gamma_\gamma = 42$ mV., $\Gamma_n = 0{,}0149$ mV. y $\Gamma_F = 106$ mV.

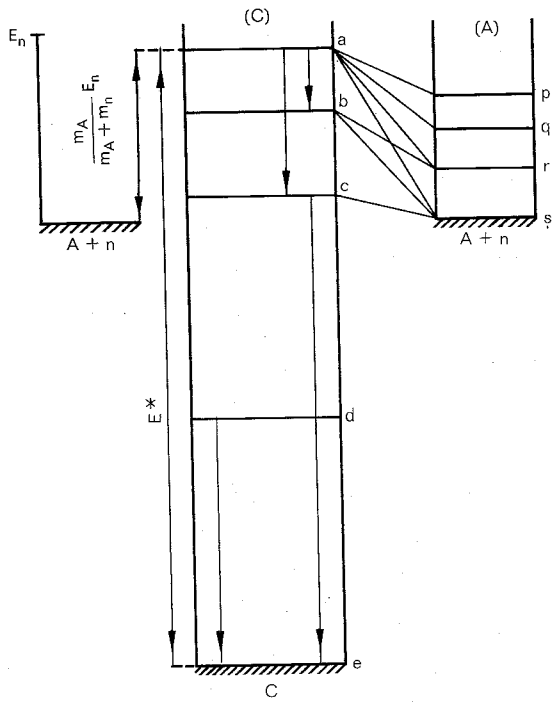


Fig. 46. COLISIÓN ELÁSTICA, INELÁSTICA Y CAPTURA RADIATIVA DE UN NEUTRÓN *n* POR UN NÚCLEO *A*. Cuando el neutrón se emite *después* de la emisión de un fotón γ (por ejemplo, desde los niveles *b* y *c*), se le llama *neutrón de cascada gamma*. La colisión es elástica o inelástica, en sentido estricto, cuando el neutrón se emite desde el nivel excitado máximo correspondiente a la energía del neutrón incidente (nivel *a*)

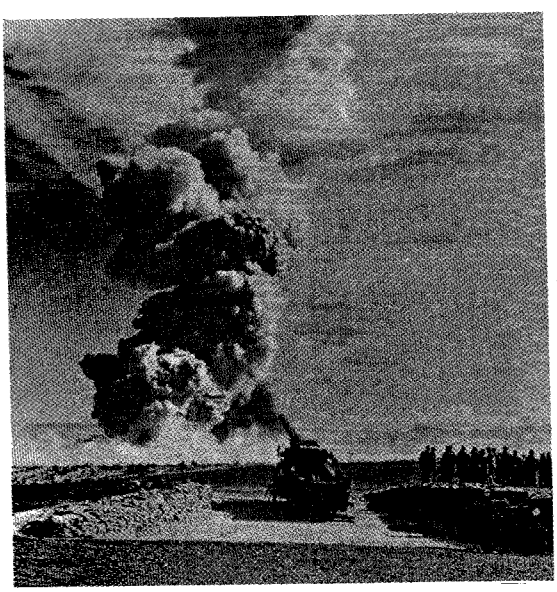


Fig. 47. CAÑÓN ATÓMICO. El enorme poder destructor de los ingenios nucleares ha sido también aprovechado como proyectiles lanzados por cañones especialmente concebidos para ello o bien transportados por medio de misiles dirigidos

es la energía de enlace de un neutrón en el núcleo compuesto, § 4). Al desexcitarse dicho núcleo por emisión de un neutrón, se le ofrecen diversas posibilidades, ya que el núcleo residual (Z, N), que es el *mismo núcleo blanco*, puede quedar en diferentes estados de excitación. Si su energía es suficiente, por lo tanto, el núcleo blanco actúa como núcleo compuesto después de emitido el primer neutrón. Por ejemplo, si queda en *b*, es posible la emisión de un segundo neutrón (reacción [n, 2 n]); si queda en *a*, es posible la emisión de un segundo y tercer neutrones (reacción [n, 3 n]). En cambio, si queda en *c*, es imposible la desexcitación por emisión de un neutrón. Obsérvese que todas estas posibilidades vienen regidas por la energía E_{cin} del neutrón incidente, puesto que ésta controla al máximo nivel de excitación en que queda el núcleo blanco (Z, N).

20. Modelo óptico. El modelo del núcleo compuesto para describir las reacciones nucleares es particularmente útil cuando los productos de la reacción difieren mucho del proyectil y del blanco, cuando la masa de éste es intermedia o grande y para energías del proyectil que no pasan de ciertos límites. Como sabemos, la idea que se encuentra en su base es la de que al chocar el proyectil *a* con el blanco *A*, la energía de *a* se reparte *rápidamente* entre todos los nucleones de *a* y de *A*, fundiéndose todos en el núcleo compuesto en un estado excitado. Ahora bien, los resultados de la medición de secciones eficaces para neutrones rápidos [1] han puesto de manifiesto que una partícula que choca con un núcleo puede recorrer en él distancias que son del orden de varias veces el diámetro del mismo, *antes* de perder su individualidad ajustando su energía a la de los demás nucleones. Esto parece indicar, pues, que el « reparto » de la energía de *a* no es un proceso tan rápido como se suponía, de modo que *a* puede « deambular » por *A* durante cierto tiempo sin prácticamente ceder su energía a los demás nucleones, e incluso escapar de *A* con su propia energía (en el centro de masas). La probabilidad de que esto último ocurra viene medida por la llamada *sección eficaz de dispersión elástica no resonante* (o potencial). Sea como fuere, mientras *a* no se ha fundido con *A* para formar el núcleo compuesto (formación que tiene su correspondiente sección eficaz, § 18), todo ocurre como si *a* se moviera en un campo de potencial nuclear creado por *A* como un todo, de manera que la interacción real (que es un problema de muchos cuerpos, tantos como nucleones en *A* y *a*) se sustituye por una interacción, más o menos ficticia, entre la partícula *a* y el núcleo *A*. Este modelo, que es el llamado *modelo óptico*, da buenos resultados cuando se trata de representar la dispersión de nucleones e incluso de partículas más complejas, como deuterones ($d = H^2$), tritones ($t = H^3$) y partículas α, para energías del proyectil entre 1 MeV. y algunas decenas de MeV.

[1] De acuerdo con su energía, los neutrones se clasifican en térmicos ($E < 0{,}5$ eV.), intermedios (0,5 eV. $< E <$ 100 keV.) y rápidos ($E >$ 100 keV.). Las fronteras entre los tres grupos son puro convenio. Otra clasificación, por ejemplo, es la siguiente: lentos ($E <$ 1 keV.), intermedios (1 keV $< E <$ 500 keV.) y rápidos ($E >$ 500 keV.).

LÁMINA IX

Polaris. El cohete, en sus distintos tipos, constituye un arma de gran precisión y largo alcance, que puede llevar incorporadas cabezas atómicas. Los polaris pueden ser lanzados desde un submarino nuclear sumergido

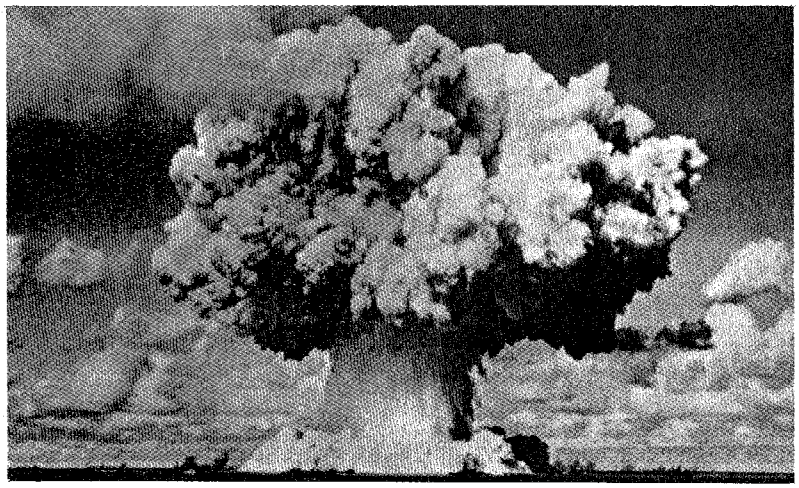


Fig. 48. EXPLOSIÓN NUCLEAR SUBMARINA. Desde la explosión de la primera bomba atómica en el año 1945, experiencia previa a los trágicos acontecimientos de Hiroshima y Nagasaki ocurridos veinte días más tarde, las explosiones nucleares, tanto de superficie como subterráneas o submarinas, no han dejado de recordar a la Humanidad la aterradora posibilidad de la utilización bélica de ingenios que, infinitamente superiores a aquéllos, bastarían ya en la actualidad para destruir toda la población mundial

La razón del calificativo *óptico* es la siguiente. Las propiedades ópticas de un medio se caracterizan por un índice de refracción y un coeficiente de absorción; el primero determina la desviación de la luz al atravesar el medio, el segundo, su absorción. Propiedades análogas posee el potencial mediante el que se representa la acción de A sobre a: la partícula a puede ser desviada, simplemente, lo que corresponde a la dispersión elástica de que se habló últimamente (¡potencial!), pero también puede ser « absorbida », lo que corresponde a la formación del núcleo compuesto. La interacción entre a y A presenta así una cierta analogía con el comportamiento de un haz luminoso que atraviesa un medio *semitransparente* en forma de bola — el núcleo A [1]. En contraste con esta semitransparencia, si todas las reacciones tuvieran lugar con formación de un núcleo intermedio, el núcleo A actuaría de momento sobre la partícula a como si fuera un cuerpo negro, esto es, la absorbería aunque luego acaso la reemitiera. En resumen, pues, la situación es la siguiente: la diferencia fundamental entre el modelo del núcleo compuesto y el modelo óptico consiste en lo que suponen que ocurre antes de que la energía del proyectil se haya repartido entre los nucleones del sistema blanco-proyectil. Mientras el primero admite que, debido a las fuertes interacciones nucleares, el reparto de dicha energía es casi instantáneo, el segundo postula que el campo nuclear *promedio* que en A crean sus nucleones permite una cierta libertad de movimiento al proyectil a y alarga así el tiempo durante el cual conserva casi inalterada su energía. Varios procesos pueden ocurrir durante este tiempo (que, con todo, es pequeño comparado con la vida del núcleo compuesto), entre ellos la reemisión de a. Pero es que, además, en particular cuando la energía de a es suficientemente grande, la existencia de

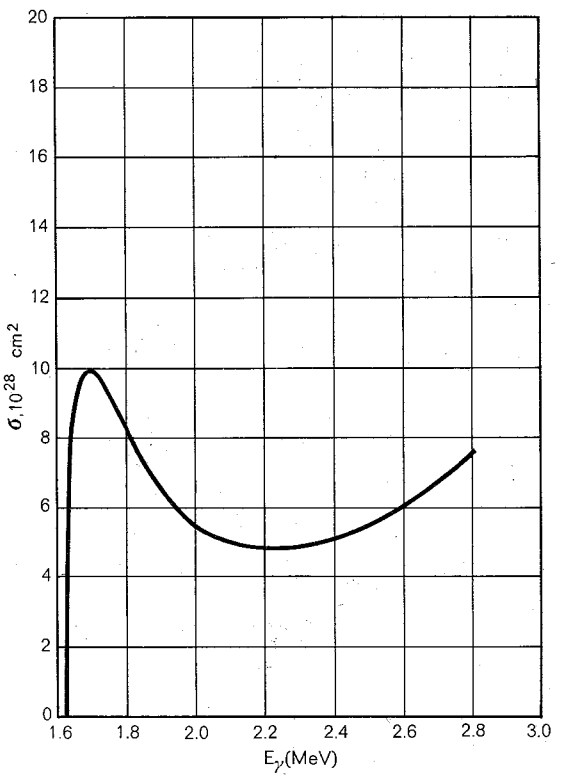


Fig. 49. SECCIÓN EFICAZ. Representación gráfica de la sección eficaz (n, γ) en la reacción fotonuclear sobre berilio Be^9

este plazo hasta la formación del núcleo compuesto hace posible la puesta en marcha de otro mecanismo de reacción: la interacción directa de a con un nucleón o unos pocos nucleones de A, base del modelo que se presenta a continuación.

21. Modelo de interacción directa. En cierto sentido, el modelo de interacción directa corresponde al

[1] Hasta qué punto llega esta analogía se reconoce en el hecho de que, así como un medio semitransparente se caracteriza por un índice de refracción complejo (cuya parte imaginaria determina la absorción), el potencial que liga A y a es un potencial complejo (cuya parte imaginaria determina la formación del núcleo compuesto). El modelo óptico se llama también modelo de la *bola semitransparente*.

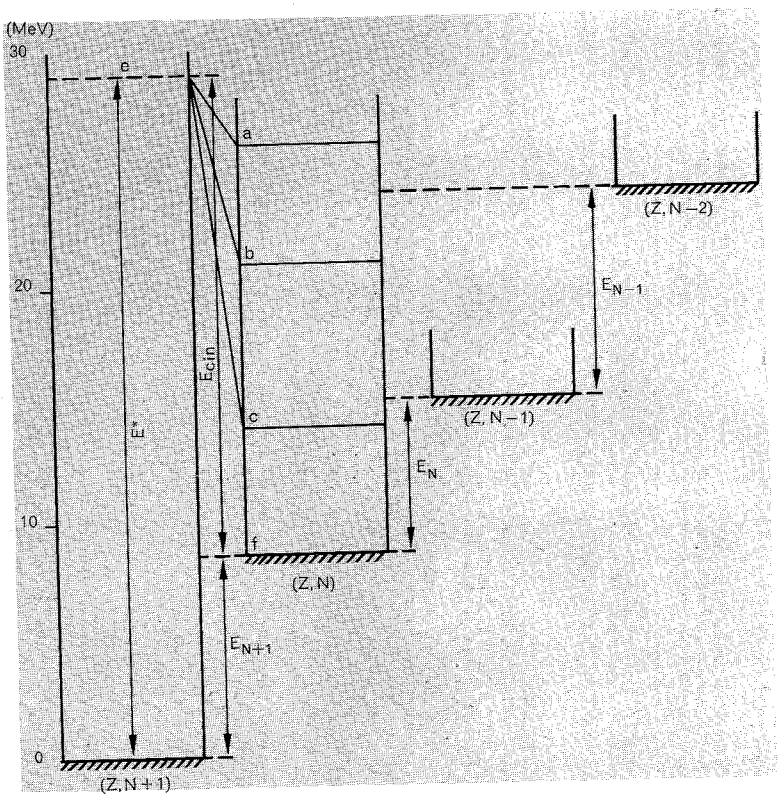


Fig. 50. DESEXCITACIÓN DEL NÚCLEO COMPUESTO. Si la energía del neutrón *n* que incide sobre el blanco (Z, N) es suficiente, la excitación del núcleo compuesto puede traducirse, después de la reemisión del neutrón, en diferentes estados excitados del núcleo inicial. Según sean éstos, es posible la emisión de un neutrón más (reacción [n, 2 n]) e incluso de dos neutrones (reacción [n, 3 n]). Las energías E_{N+1}, E_N, E_{N-1} son las energías de enlace de *un* neutrón en los núclidos (Z, N + 1), (Z, N) y (Z, N − 1), respectivamente.

caso límite opuesto al que representa el modelo del núcleo intermedio. En efecto, mientras éste supone una fusión del blanco y del proyectil debida a la interacción de prácticamente *todos* los nucleones de uno y de otro (lo que implica un gran número de colisiones), el modelo de interacción directa reproduce la situación en la que la partícula *a* que incide sobre el núcleo blanco *A* cede su energía y su impulso a *un* nucleón de éste o a *un pequeño grupo* de nucleones del mismo en muy pocas colisiones individuales, ignorando por completo el resto de los nucleones. Se producen entonces reacciones en las que, realmente, sólo participa una parte del núcleo *A* y que consisten en la expulsión de un nucleón e incluso de partículas compuestas, una de cuyas componentes puede acaso ser la propia partícula incidente [reacciones del tipo (*a*, *ad*), (*a*, *at*), (*a*, *a α*), etc.]. Es claro que las reacciones de este tipo han de presentar características distintas de las que se producen vía núcleo compuesto, aun en el caso en que los productos de reacción son los mismos. Por ejemplo, en una reacción (*d*, *p*) que pase por la formación de un núcleo intermedio, el protón que se emite procede de éste, que ha « olvidado » la dirección de incidencia del deuterón *d*, y su distribución angular no muestra correlación alguna con dicha dirección. En cambio, si la misma reacción se debe a interacción directa, se trata en realidad de un choque del deuterón *d* incidente con el protón *p* del núcleo blanco y el aspecto cinemático del proceso es muy

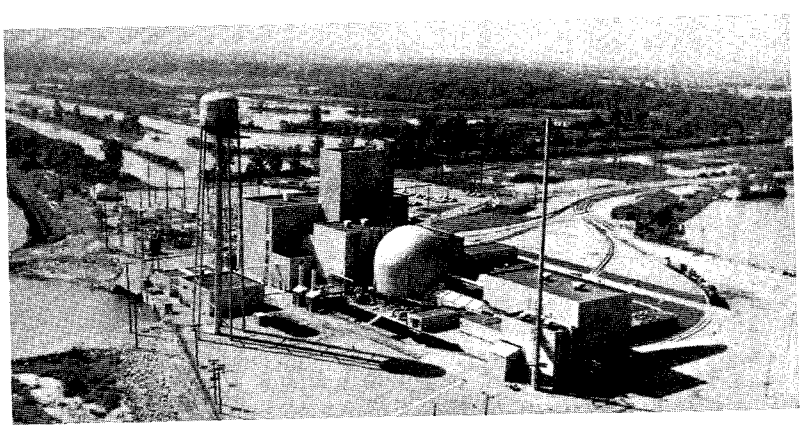


Fig. 51. PLANTA NUCLEAR ENRICO FERMI. Así denominada en honor del ilustre físico italiano, se halla situada en Michigan, Estados Unidos. La energía eléctrica producida por las primeras centrales electroatómicas era bastante más cara que la generada en las centrales de tipo tradicional. Fruto del constante perfeccionamiento en el diseño de las nuevas plantas, el factor económico no ha de tardar en favorecer abiertamente a esta nueva fuente de electricidad

parecido al choque del deuterón y del protón libres: la dirección en que se emite p depende fuertemente de la dirección en que llega d. Otro ejemplo lo ofrece un neutrón que al chocar con un núcleo pierde muy poca energía, a la vez que sólo sufre una pequeña desviación, todo ello como resultado de que ha experimentado una o a lo más unas pocas colisiones con los nucleones del núcleo. Recordemos que una situación análoga se presenta en las reacciones fotonucleares (§ 17): puede ocurrir que toda la energía del fotón γ se emplee en excitar fuertemente el núcleo C, que luego se desexcita por alguno de los canales abiertos; pero puede ocurrir también que el fotón expulse *directamente* de C la partícula b producto de la reacción $C(\gamma, b)B$.

22. Acerca de los modelos. Y ahora una cuestión: de entre esta variedad de modelos (y otros de que no cabe hablar aquí), ¿cuál se « ajusta » más a la realidad? También aquí la respuesta es, depende. Todo modelo es siempre una construcción ideada con el fin de reproducir las características de un determinado objeto, generalmente con relación a determinados procesos. Si la estructura del objeto y los fenómenos en que interviene son muy complejos, la única solución *práctica* es agrupar los posibles procesos en clases determinadas por ciertas analogías y construir un modelo para cada una de estas clases. Así, para describir « rigurosamente » una reacción nuclear $A(a, b)B$ deberíamos conocer, para empezar, las leyes de las interacciones entre nucleones, aplicarlas luego al sistema de nucleones a que equivalen a y A (sistema que, incluso cuando a es un nucleón y A un núcleo ligero, puede llegar a contar con 50 nucleones) y calcular la probabilidad de la transición del estado (a, A) del sistema al estado (b, B). En el estado actual del conocimiento científico y con los medios de cálculo de que se dispone, es totalmente imposible resolver este problema. Esta es la razón que ha llevado a construir diferentes modelos para describir las características de las reacciones nucleares en sus diferentes aspectos. Cada uno de ellos es válido (es decir, es útil) en determinado dominio y dentro de una determinada precisión, que viene medida por el grado de acuerdo entre lo que se calcula y lo que se mide, entre la teoría y la experimentación. Y de la misma manera que dos modelos, conceptualmente distintos, pueden conducir, ambos, a resultados compatibles con los resultados experimentales en determinados casos, uno de ellos o los dos pueden en otros casos llevar a valores totalmente inadmisibles. Cuando fracasan los dos, sólo cabe construir un tercer modelo.