

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA

MANUAL DEL CURSO DE METODOLOGIA

Y APLICACION DE RADIOISOTOPOS

CAPITULO 7

RADIATIVIDAD

JOSEFINA RODRIGUEZ Y GREGORIO B. BARO

BUENOS AIRES

1972

Reimpresión 1978

2.0.3 RADIATIVIDAD

Los átomos existentes en la naturaleza pueden agruparse en dos grupos: estables e inestables. Estables son aquellos que no cambian espontáneamente en el tiempo. A esta clase pertenecen los átomos que constituyen el iodo natural ($^{127}_{53}\text{I}$). Si se tienen 10^6 átomos de iodo natural, éstos pueden intervenir en numerosas y variadas reacciones químicas, pero a través del tiempo se tendrán los 10^6 átomos de iodo natural. Los átomos inestables pierden su identidad por transformación en otros, tal es el caso del iodo 131 ($^{131}_{53}\text{I}$) cuyos átomos no se encuentran en la naturaleza. En este caso si dispusiéramos en el día de hoy de 10^6 átomos de iodo 131, después de 8,05 días tendríamos 5×10^5 átomos, después de 16,1 días tendríamos $2,5 \times 10^5$ átomos, y al cabo de 64,4 días sólo tendríamos 3905 átomos, el resto de los átomos se han transformado en isótopos de xenón ($^{131}_{54}\text{Xe}$).

También en la naturaleza existen núcleos inestables, ejemplo de los mismos son el radio 226 ($^{226}_{88}\text{Ra}$) aislado por María y Pedro Curie en 1898, el uranio natural, el thorio, el potasio 40 ($^{40}_{19}\text{K}$) y otros.

El fenómeno mediante el cual el núcleo de un átomo se transforma espontáneamente en otro (en el caso indicado, iodo en xenón) recibe el nombre de desintegración radiactiva. En cada desintegración radiactiva el núcleo pierde aproximadamente una milésima parte de su masa en forma de radiación. Algunos núcleos mediante una sola desintegración alcanzan la estabilidad, se transforman en núcleos estables, otros necesitan sufrir sucesivas desintegraciones. Al nucleído que sufre la desintegración se le suele llamar nucleído madre, y al producto de la misma nucleído hija.

Puesto que la transformación de los núcleos va acompañada de emisión de radiaciones, a los núcleos inestables se los llama también núcleos radiactivos o activos.

La desintegración radiactiva no es afectada, salvo contadas excepciones, por fenómenos físicos o químicos.

Los núcleos pueden desintegrar por distintos mecanismos, emitiendo en cada caso distintos tipos de radiaciones o partículas (partículas alfa, partículas beta, neutrinos, radiaciones electromagnéticas, neutrones).

Entre los elementos natural es son radiactivos todos lo que tienen número atómico mayor que 83, y algunos otros con número atómico menor: potasio 40, ($^{40}_{19}\text{K}$), rubidio 87 ($^{87}_{37}\text{Rb}$), vanadio 50 ($^{50}_{23}\text{V}$), samario 147 ($^{147}_{62}\text{Sm}$), gadolinio 152 ($^{152}_{64}\text{Gd}$), hofmio 174 ($^{174}_{72}\text{Hf}$), platino 190 ($^{190}_{78}\text{Pt}$), platino 192 ($^{192}_{78}\text{Pt}$), plomo 204 ($^{204}_{82}\text{Pb}$), plomo 210 ($^{210}_{82}\text{Pb}$).

2.1.0 PERIODO DE SEMIDESINTEGRACION Y CONSTANTE DE DESINTEGRACION RADIATIVA

PERIODO DE SEMIDESINTEGRACION (T) es el tiempo que debe transcurrir para que un número estadísticamente significativo de átomos de un nucleído se reduzca a la mitad, mediante desintegraciones radiactivas.

En general puede afirmarse, que existen tantos períodos diferentes como nucleídos activos naturales o artificiales existen. Algunos nucleídos tienen períodos del orden de 10^9 años, en cambio otros poseen microsegundos de período. En nuestro ejemplo el iodo 131 tiene un período de semidesintegración de 8,05 días.

Existe otra constante también utilizada en radiactividad, llamada CONSTANTE DE DESINTEGRACION RADIATIVA (λ) y que está conectada matemáticamente con el período de semidesintegración por la siguiente relación:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T} = \frac{0,693}{T} \quad (2.1)$$

2.2.0 DISTINTOS TIPOS DE DESINTEGRACION RADIATIVA

2.2.1 Desintegración alfa

Este tipo de desintegración es característica de los núcleos pesados con número atómico mayor que 82, aunque se conocen algunos que a pesar de tener un número Z menor desintegran también por alfa, ejemplo $^{147}_{62}\text{Sm}$. Vale la pena hacer notar que la mayoría de los nucleídos alfa emisores conocidos se encuentran entre los nucleídos activos naturales.

En este tipo de desintegración el núcleo madre emite una partícula alfa, dando lugar a la formación del núcleo hija.

Las partículas alfa son núcleos de helio ($^4_2\text{He}^{++}$), como fue enunciado en 1903 por Ramsay y Soddy, y demostrado experimentalmente por Rutherford y Royds. Están constituidas por dos protones y dos neutrones, presentando por lo tanto dos cargas positivas, de ahí que el núcleo hija posea un número atómico (Z) dos unidades menor que el núcleo madre, y un número de masa (A) cuatro unidades menor.

Este modo de desintegración puede representarse así:



siendo:

$\begin{array}{c} A \\ Z \end{array} X$ símbolo del nucleído madre

$\begin{array}{c} A-4 \\ Z-2 \end{array} Y$ símbolo del nucleído hija.

Un nucleído puede contener mayor cantidad de energía que la que le corresponde en su estado normal, llamado estado fundamental. Esos estados en los cuales el núcleo posee exceso de energía respecto del fundamental, reciben el nombre de estados excitados del nucleído al cual pertenece el núcleo. Un núcleo, y por lo tanto el nucleído al cual pertenece, pueden existir únicamente en determinados estados excitados, es decir el núcleo sólo puede poseer valores discretos de energía en exceso respecto al estado fundamental. Un nucleído puede pasar de un estado excitado a otro, o de un nivel a otro como se suele llamar, emitiendo generalmente radiación electromagnética (radiación gamma en particular).

Un nucleído al desintegrar por alfa puede dejar al nucleído hija en su estado fundamental, o en un nivel excitado. En este último caso el núcleo pierde su exceso de energía (se desexcita) emitiendo radiación gamma.



La representación, de la figura 2.1, que indica las transformaciones nucleares que sufre un nucleído y las posibilidades de que ellas ocurran, recibe el nombre de esquema de desintegración.

En la parte superior del esquema, al lado del símbolo del nucleído está indicado entre paréntesis el período de semidesintegración, en el caso del radon 222 ($^{222}_{86}\text{Rn}$) está indicado su período de 3,8 días. Además en este esquema están indicados dos niveles del núcleo hija polonio 218 ($^{218}_{84}\text{Po}$) cuya diferencia en energías es de 0,510 Mev. Uno de ellos (0,510 Mev) es el estado o nivel excitado, y el otro es el fundamental. El ($^{218}_{84}\text{Po}$) pasa de su nivel excitado a su estado fundamental emitiendo un rayo gamma de 0,510 Mev, lo que se indica por la flecha vertical. Las flechas, que van de derecha a izquierda, están indicando la emisión de dos grupos de partículas alfa, uno de ellos constituido por partículas alfa de 5,486 Mev, y el otro grupo por partículas de 5,996 Mev.

En el caso del $^{222}_{86}\text{Rn}$ de 10.000 núcleos por ejemplo, alrededor de 9.900 núcleos emiten partículas alfa de 5,486 Mev transformándose en $^{218}_{84}\text{Po}$ en su estado fundamental, y solamente cerca de 100 emiten partículas de 4,976 Mev dando origen a otros tantos núcleos de $^{218}_{84}\text{Po}$ en su nivel excitado, los que pasan al estado fundamental emitiendo un rayo gamma de 0,510 Mev.

*Un caso más complicado es el siguiente:



Según el esquema de desintegración del torio 228 ($^{228}_{90}\text{Th}$) (Figura 2.2) de 10.000 núcleos de $^{228}_{90}\text{Th}$ 6 radio torio (Rd Th), 7100 emiten partículas alfa de 5,421 Mev, transformándose en radio 224 ($^{224}_{88}\text{Ra}$) en su estado fundamental, 2.800 núcleos desintegran emitiendo partículas alfa de 5,338 Mev formando núcleos de $^{224}_{88}\text{Ra}$ en su primer nivel excitado, los que rápidamente pasan a su estado fundamental emitiendo un rayo gamma de 0,084 Mev. Del resto de los núcleos, 40 emiten rayos alfa de 5,208 Mev transformándose en otros tantos núcleos de radio 224 en su segundo nivel excitado, de este nivel la mayor parte pasa al fundamental emitiendo un rayo gamma de 0,216 Mev como indica la flecha vertical, los menos pasan al primer nivel excitado emitiendo un rayo gamma de 0,132 Mev y de ahí al fundamental emitiendo otro rayo gamma de 0,084 Mev en cascada con el anterior, según indican las dos flechas verticales (una que va del nivel de 0,216 Mev al de 0,084 Mev y la otra de éste al fundamental). Por otro lado, 20 núcleos emiten un rayo alfa de 5,173 Mev de jando el núcleo hija en el tercer nivel excitado, de aquí el núcleo pasa al primer estado excitado mediante la emisión de un rayo gamma de 0,169 Mev y luego mediante la emisión en cascada de un segundo rayo gamma de 0,084 Mev pasa al fundamental. Por último los 3 núcleos restantes emiten un rayo alfa de 5,137 Mev, transformándose en núcleos de $^{224}_{88}\text{Ra}$ en el nivel de 0,289 Mev los que emiten dos rayos gamma en cascada, uno de 0,205 Mev que deja el núcleo en el primer nivel excitado y otro de 0,084 Mev que lo lleva al estado fundamental.

Es muy importante hacer notar que en la desintegración alfa se emite un solo grupo de partículas o varios grupos de partículas alfa. Todas las partículas de un grupo poseen la misma energía, pero diferente a la de otros grupos. Esto se pone de manifiesto diciendo que las partículas alfa no presentan un espectro de energía, sino que son monoenergéticas.

Si un nucleído emite un sólo grupo de partículas, da origen a todos los núcleos hija en el mismo nivel, generalmente en el estado fundamental, sin embargo podría darse el caso que el nucleído después de la emisión quedase en un estado excitado, y luego emitiera radiación gamma para pasar al fundamental.

Cuando un nucleído emite varios grupos de partículas alfa los núcleos hija son dejados en distintos niveles energéticos, tantos como grupos de partículas alfa se hayan emitido, pasando de unos a otros hasta llegar al fundamental por emisión de radiación gamma.

En el caso del $^{222}_{86}\text{Rn}$ (figura 2.1) se observan dos grupos de partículas alfa, pudiendo quedar los núcleos hija en dos niveles distintos: el de 0,510 Mev y el fundamental.

Debido a su carga las partículas alfa son deflectadas por un campo magnético y esta propiedad se utiliza para determinar la energía de las mismas en un aparato llamado espectrómetro alfa, donde se recogen en distintos puntos las partículas alfa de distintas energías, debido a que sus trayectorias adoptan diversos radios de curvatura de acuerdo con su velocidad inicial. Así en el caso del $^{222}_{86}\text{Rn}$ (figura 2.2) se obtendrán dos grupos de partículas alfa, cada grupo en un punto distinto.

Se sabe que, a intensidad de campo magnético constante, existe una relación entre radio de curvatura de la trayectoria de las partículas alfa y energía de las mismas, de ahí que conociendo la intensidad del campo magnético y midiendo el radio de curvatura, se pueda determinar la energía de los distintos grupos de partículas alfa emitidas por un nucleído.

2.2.2 Desintegración beta

Si la relación de neutrones a protones de un nucleído es mayor o menor que la que corresponde a la estabilidad en la zona de la tabla a la cual pertenece el nucleído, éste desintegra por beta.

La desintegración beta puede ser negativa o positiva. En el primer caso se emite una partícula beta negativa que es un electrón similar a los orbitales pero dotado de mayor velocidad. En el segundo caso se emite un positrón, una partícula que tiene una masa y carga en valor absoluto igual a la del electrón pero de signo negativo.

Después de una o varias desintegraciones beta el núcleo alcanza la estabilidad, es decir se transforma en un núcleo estable.

2.2.2.1 Desintegración beta negativa. Cuando la relación de neutrones a protones de un núcleo es mayor que la correspondiente a la estabilidad, un neutrón del núcleo puede transformarse en un protón, y emitirse una partícula beta negativa y un neutrino. El neutrino es una partícula sin carga y de masa despreciable (menor que el 5% de la masa del electrón). Fue previsto teóricamente por Pauli en 1927, a fin de obviar dificultades que se presentaban en la teoría de la desintegración beta, y confirmada experimentalmente su existencia por Gowan y Raines en 1956.

Entre los radioisótopos naturales hay regular cantidad de emisores beta negativos, pero la mayor fuente de producción, desde luego artificial, es la fisión de uranio.

La transformación de un neutrón en un protón puede esquematizarse así:



Siendo:

n : símbolo del neutrón
 p^+ : símbolo del protón
 e^- : símbolo del electrón
 ν : símbolo del neutrino
 β^- : símbolo del rayo beta negativo.

El núcleo formado en la desintegración beta negativa (hija) tiene un número atómico una unidad mayor que el núcleo que le dió origen (madre), en cambio se conserva el número de masa. La masa atómica precisa del núcleo hija difiere de la masa atómica precisa del núcleo madre.

La desintegración beta negativa puede representarse así:



Siendo:

$\begin{array}{c} A \\ X \\ Z \end{array}$: símbolo del núcleo madre

A

Y : símbolo del nucleído hija

Z + 1

β^- : símbolo del rayo beta negativo

$\bar{\nu}$: símbolo del neutrino

El nucleído fósforo $^{32}_{15}\text{P}$ es un emisor beta negativo muy utilizado.



La masa atómica precisa del $^{32}_{15}\text{P}$ es de 31,98403 uma y la del azufre $^{32}_{16}\text{S}$ es de 31,98220 uma.

En la figura 2.3 se presenta el esquema de desintegración del $^{32}_{15}\text{P}$ y en la figura 2.4 el esquema de desintegración del cobre $^{64}_{29}\text{Cu}$.

Vale la pena hacer notar que en los esquemas de nucleídos que desintegran por emisión alfa, emisión beta positiva y captura electrónica, las flechas indicadores de la desintegración van de derecha a izquierda, indicando en los tres casos una disminución en el número atómico del nucleído hija respecto al nucleído madre. En el caso de la emisión beta negativa las flechas se dirigen de izquierda a derecha, indicando un aumento del número atómico del nucleído hija respecto al nucleído madre.

La energía de las partículas beta emitidas por un radionucleído dado, puede variar desde valores cercanos a cero hasta un valor máximo, determinado por la transformación nuclear involucrada en cada caso. Este valor máximo de energía, recibe el nombre de ENERGIA MAXIMA y es el valor que generalmente aparece tabulado. Así, la energía máxima de las partículas beta emitidas por el $^{32}_{15}\text{P}$ es de 1,7 Mev. Esto no significa que todos los núcleos de $^{32}_{15}\text{P}$ emiten partículas beta de 1,7 Mev, por el contrario, sólo algunos núcleos emiten electrones de esa energía, los demás emitirán partículas de energía menor, esa diferencia de energía es llevada por el neutrino. En resumen, las partículas beta emitidas por un nucleído beta emisor presentan un espectro de energías.

En la figura 2.5 se observa el espectro de energías de las partículas beta negativas del cobre $^{64}_{29}\text{Cu}$ en el que se indica la energía máxima: 0,6 Mev.

El espectro beta de un nucleído puede determinarse mediante un equipo que recibe el nombre de espectrómetro beta. En este aparato, en el que se ha practicado el vacío, se someten las partículas a un campo magnético. Si el campo magnético (H) es constante las trayectorias de las partículas se curvarán con distintos radios que serán función de la energía inicial de las mismas. Por lo tanto las partícu

las de distintas energías dejarán distintas trazas en una placa, de tal manera que:

$$R = f_1(E) \quad ; \quad \text{para } H = \text{constante} \quad (2.9)$$

Siendo:

R : radio de curvatura de la trayectoria

E : energía inicial de la partícula.

En otros modelos de espectrómetros beta (figura 2.6), mediante la aplicación de un campo magnético variable, se logran reunir todas las partículas en un punto en el que se ubica un equipo de detección, por lo tanto el campo magnético a aplicar será función de la energía inicial de la partícula.

$$H = f_2(E) \quad ; \quad \text{para } R = \text{constante} \quad (2.10)$$

Un dato útil en algunos casos es el valor de la ENERGIA PROMEDIO de las partículas beta emitidas por un nucleído, que es aproximadamente un tercio de la energía máxima.

Es importante hacer notar nuevamente que la existencia en la desintegración alfa de grupos de partículas de distinta energía se debe a que el núcleo hija puede quedar en distintos estados de excitación (distintos niveles), en cambio, en la desintegración beta a pesar de que todos los núcleos hijas pueden ser creados en el nivel fundamental o en un mismo nivel, no todos los núcleos emiten partículas beta de la misma energía. En el caso de la desintegración del $^{32}_{15}\text{P}$ (figura 2.3) los núcleos del $^{32}_{16}\text{S}$ se forman en el nivel fundamental, pero igualmente se presenta un espectro continuo de energía.

En general, igualmente que en la desintegración alfa, los emisores beta desintegran a varios estados excitados del núcleo producto, y entonces el nucleído presenta diversos espectros beta con sus correspondientes energías máximas.

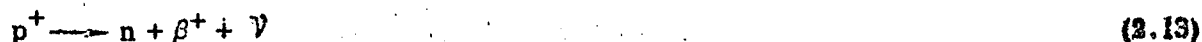


En el caso del potasio $^{42}_{19}\text{K}$ (figura 2.7) el 82 % de los núcleos presentan un espectro de energías cuyo máximo valor es de 3,5 Mev, el 18 % restante presenta otro espectro con un valor máximo de 1,88 Mev, dejando el núcleo hija en un estado excitado 1,53 Mev por encima del fundamental, para pasar a éste emite un rayo gamma de 1,5 Mev. La línea punteada que termina en el nivel de 1,84 Mev indica que esa transición no está bien confirmada al momento de publicarse el esquema.

2.2.2.2 Desintegración beta positiva. Cuando la relación de neutrones a protones de un nucleído es menor que la que corresponde a la estabilidad, en la zona de la tabla a la cual pertenece el mismo, éste puede desintegrar por beta positiva o captura electrónica transformación nuclear que veremos más adelante.

No existen en la naturaleza emisores beta positivos y tampoco tienen su origen en la fisión de uranio. Se producen por acción de deuterones partículas alfa, o neutrones rápidos sobre distintos elementos.

En la desintegración beta positiva un protón se transforma en un neutrón y se emite un positrón y un neutrino.



siendo:

p^+ : símbolo del protón
 n : símbolo del neutrón
 e^+ : símbolo del positrón
 β^+ : símbolo del rayo beta positivo
 ν : símbolo del neutrino

El positrón es una partícula cargada positivamente y con una masa igual a la del electrón, al neutrino emitido en la desintegración beta positiva, se le suele llamar antineutrino.

En este tipo de desintegración el núcleo hijo tiene un número atómico menor en una unidad que el núcleo madre, el número de masa se conserva y naturalmente varía la masa atómica precisa.

La desintegración puede representarse así:



siendo:

$\begin{array}{c} A \\ X \\ Z \end{array}$: símbolo del nucleído madre

A
Y : símbolo del nucleído hija
Z-1

β^+ : símbolo del positrón

γ : símbolo del antineutrino

El sodio 22 ($^{22}_{11}\text{Na}$) es emisor beta positivo



Como en el caso de la desintegración beta negativa, se observa un espectro de energías con un valor máximo correspondiente a la energía máxima. En el caso del $^{22}_{11}\text{Na}$, prácticamente presenta un solo espectro de energía cuyo valor máximo es de 0,542 Mev, dando lugar la desintegración beta a la formación de núcleos de neón 22 ($^{22}_{10}\text{Ne}$) en un estado energético 1,28 Mev por encima del fundamental, para pasar a éste emiten un rayo gamma de 1,28 Mev. En la figura 2.8 se observa el esquema de desintegración del $^{22}_{11}\text{Na}$.

La masa atómica precisa del $^{22}_{11}\text{Na}$ es de 22,00140 uma, y la masa atómica precisa del $^{22}_{10}\text{Ne}$ es de 21,99834 uma.

2.2.3 Desintegración por captura electrónica

Los núcleos con exceso de protones pueden bajar la relación protón neutrón no sólo por desintegración beta positiva, sino capturando un electrón orbital. En esta transformación nuclear que recibe el nombre de captura electrónica un positrón se transforma en un neutrón. (Fig. 2.9) También se emite un neutrino, pero como el electrón se captura a partir de un estado energético definido los neutrinos son monoenergéticos, en cambio tanto en la desintegración beta negativa como positiva, los neutrinos emitidos presentan un espectro de energías.

La captura electrónica va siempre acompañada de la emisión de rayos X característicos del átomo producido por la transformación nuclear. Efectivamente, como consecuencia de la captura de un electrón por el núcleo (generalmente de la capa K, ya que es ésta la más cercana al núcleo), queda en esta órbita una vacante que es ocupada inmediatamente por un electrón de una órbita más externa dando lugar a la emisión de un rayo X, cuya energía está dada por la diferencia de energía de unión del electrón en ambas órbitas. Como el salto de electrones de una capa produce un vacío en otra más externa y así sucesivamente, se tendrá un espectro característico de rayos X (espectro de líneas o espectro discontinuo) del nucleído producido en el proceso nuclear.

Estos rayos X son radiaciones electromagnéticas similares a la radiación de frenamiento o "bremsstrahlung", que se produce cuando un haz de electrones con cierta velocidad es frenado (choque contra algún material por ejemplo). La diferencia esencial con los rayos X característicos es que éstos presentan energías con valores determinados, dependientes del nucleído que les dió origen, mientras que el "bremsstrahlung" tiene un espectro continuo de energías comprendido entre un valor próximo a cero y un valor máximo igual a la energía cinética de los electrones.

En muchos casos, la captura electrónica va acompañada por la emisión de electrones Auger, en este caso el rayo X producido en la captura electrónica interacciona con un electrón orbital proyectándolo fuera del átomo. La energía del electrón emitido es igual a la energía del rayo X menos la energía de unión del electrón en la órbita.

En la captura electrónica el nucleído hija tiene un número atómico una unidad menor que el nucleído madre, conservándose el número de masa no así la masa atómica precisa, algo similar a lo que sucede en la desintegración beta positiva, de ahí que haya varios nucleídos que desintegran por los dos medios, como se verá más adelante en algún ejemplo.

La transformación se puede esquematizar así:



siendo:

$\begin{array}{c} A \\ X \\ Z \end{array}$: símbolo del nucleído madre

$\begin{array}{c} A \\ Y \\ Z-1 \end{array}$: símbolo del nucleído hija

e^- : electrón

ν : neutrino

Un ejemplo de desintegración por captura K es la desintegración del yodo $^{125}_{53}\text{I}$ a telurio $^{125}_{52}\text{Te}$ (Fig. 2.10)

Detectar la captura K en forma directa es difícil, porque lo único que se observa es emisión de rayos X. Si la captura es seguida por emisión de rayos gamma

la medición se simplifica porque es fácil la observación de esta radiación por el empleo de cristales de centelleo, como veremos más adelante.

Otro caso que vale la pena consignar es el de cobre $^{64}_{29}\text{Cu}$ que desintegra por tres modos distintos: captura electrónica (CE), beta negativa (β^-) y beta positiva (β^+). (figura 2.4)

Conviene recordar que la desintegración beta y la captura K dan origen a las series isobáricas.

2.2.4 Desintegración por neutrones

En la fisión nuclear, que tiene lugar espontáneamente en los núcleos pesados con una relación de neutrones a protones muy grande, un núcleo se fisiona en general en dos fragmentos asimétricos, emitiéndose en promedio dos neutrones por fisión.

Estos fragmentos que tienen exceso de neutrones respecto al valor exigido por la estabilidad, se libran de ellos por emisión directa de los mismos, transformándose en otros nucleídos los que a su vez se acercan a la estabilidad eliminando los neutrones en exceso a través de desintegraciones beta negativas.

2.2.5 Desintegración gamma e isomería

Se recordará que un nucleído al desintegrar por alguno de los medios ya indicados, (desintegración alfa, beta negativa, beta positiva, captura electrónica, emisión de neutrones) puede dejar el núcleo hija en su estado fundamental (estado mínimo de energía) o en diferentes estados o niveles excitados. En estos niveles, el núcleo posee valores discretos de energía en exceso sobre el que tiene en el estado fundamental. Todo nucleído puede pasar de un nivel a otro, o a su estado fundamental emitiendo uno o más rayos gamma. Es decir, los rayos gamma emitidos por los núcleos radiactivos tienen energías bien definidas correspondientes a transiciones entre niveles de los mismos.

Los rayos gamma son ondas electromagnéticas que no son desviadas por campos magnéticos ni eléctricos. Son similares en todas sus propiedades físicas a los rayos X. La diferencia fundamental radica en que mientras los rayos X tienen su origen en las órbitas electrónicas, los rayos gamma se emiten como resultado de una reordenación espontánea de los nucleones en el núcleo. Otra diferencia menos esencial es su diferente energía. La de los rayos X en general es mucho menor que la de los rayos gamma. La energía de los rayos gamma emitidos por los diferentes nucleídos puede oscilar entre 0,03 y 3 Mev.

Los rayos gamma y los rayos X son de la misma naturaleza que la luz, pero poseen una longitud de onda mucho menor. Se emiten en forma de fotones o cuantos de energía que se propagan con la velocidad de la luz.

La energía de un fotón está dada por la siguiente expresión:

$$E_{\gamma} = h f = h \frac{c}{\lambda} \quad (2.17)$$

siendo:

- h : constante de Plank: $6,624 \times 10^{-27}$ ergios segundos
- f : frecuencia de la radiación en número de vibraciones por segundo
- E_{γ} : energía de la radiación en ergios
- λ : longitud de onda en centímetros
- c : velocidad de la luz: 3.0×10^{10} cm/segundo

Un nucleído con emisión gamma es el cromo $^{51}_{24}\text{Cr}$, (figura 2.11), que se integra por captura electrónica a vanadio $^{51}_{23}\text{V}$. El 91 % de los núcleos del $^{51}_{23}\text{V}$ se forman en su nivel fundamental, y el 9% restante se crean en un estado excitado a 0.3198 Mev sobre el fundamental, desexcitándose mediante la emisión de un rayo gamma de 0.3198 Mev.

2.2.5.1 Transición isomérica. Se han definido los isómeros, en el I.O.Q. como aquellos nucleídos que tienen el mismo número de masa y el mismo número atómico, difiriendo en su contenido energético. El estado más energético recibe el nombre de metaestable, y el fenómeno mediante el cual un nucleído pasa del metaestable al fundamental por emisión de rayos gamma, recibe el nombre de transición isomérica. El estado excitado o metaestable y el fundamental constituyen lo que se conoce como par isomérico.

Cabe preguntar cuándo se considera que son nucleídos isómeros y cuándo niveles excitados de un mismo nucleído. Es costumbre considerar que se trata de isómeros cuando el nivel excitado posee vida medible.

Los rayos gamma emitidos en una transición isomérica son en general de baja energía, en cambio los rayos gamma emitidos por un nucleído para pasar de un nivel a otro del mismo son de más alta energía.

A veces en un par isomérico, el estado metaestable tiene un período de semi desintegración mayor que el nucleído en estado fundamental, otras veces se cumple la inversa.

Desde que los isómeros tienen el mismo número de masa y el mismo número atómico, para distinguir uno de otro, en el caso de metaestable se acompaña su número de masa por la letra m. Las figuras 2.12, 2.13, 2.14 y 2.15 presentan los es-

quemadas de desintegración de algunos pares de isómeros

En los dos primeros casos (par ^{80}Br y par ^{79}Se) el nucleído en estado fundamental desintegra por beta, en los dos últimos casos el estado fundamental corresponde a un nucleído estable.

2.2.6.2 Conversión interna La emisión de rayos gamma puede estar reemplazada o acompañada por otra transformación, la emisión de electrones de conversión interna. Este fenómeno parece derivar de una acción electromagnética del núcleo sobre un electrón orbital. En lugar de desexcitarse el núcleo por emisión gamma, se expulsa un electrón orbital con una energía igual a la de excitación del núcleo menos la energía de unión del electrón en su órbita, de ahí que los electrones de conversión interna sean monoenergéticos.

Los electrones de conversión interna tienen espectros de líneas, y para el caso de una transición beta seguida de conversión interna aparece superpuesto el espectro de líneas sobre el espectro beta continuo.

Se define para dos estados de un núcleo, un coeficiente de conversión interna α como la relación entre el número de electrones de conversión interna y el número de rayos gamma emitidos.

$$\alpha = \frac{\text{número de electrones de conversión interna emitidos}}{\text{número de rayos gamma emitidos}} \quad (2.18)$$

Cuando el coeficiente α tiene un valor alto, se suele decir que se trata de una transición isomérica altamente convertida.

El coeficiente de conversión interna generalmente decrece con el aumento de la energía de la transición, y rayos de 0,5 Mev o mayor energía no están acompañados por un número apreciable de electrones de conversión.

La conversión interna de electrones a partir de la órbita K es más probable (si la conversión K es energéticamente posible), y la probabilidad decrece en las capas sucesivas. Se conocen algunos casos en los cuales la energía de transición entre dos estados de un núcleo es menor que la energía de unión de los electrones de la órbita K, entonces se puede producir conversión interna en la capa L o en otro más externa.

Se suelen utilizar coeficientes parciales para las diferentes órbitas, así para la capa K se tiene:

$$\alpha_K = \frac{\text{número de electrones de conversión emitidos desde la capa K}}{\text{número de rayos gamma emitidos}} \quad (2.19)$$

Para la capa L:

$$\alpha_L = \frac{\text{número de electrones de conversión emitidos desde la capa L}}{\text{número de rayos gamma emitidos}} \quad (2.20)$$

En forma igual se define para las otras capas.

El coeficiente de conversión total es igual a la suma de los coeficientes parciales.

En el caso del bario $137m$ ($^{137m}_{56}\text{Ba}$), hija del cesio 137 ($^{137}_{55}\text{Cs}$) cuyo esquema de desintegración se ha indicado (figura 2.4), la transición isomérica de 0,861 Mev al bario 137 ($^{137}_{56}\text{Ba}$) estable presenta un coeficiente de conversión interna de 0,14. Además hay conversión para otras capas tal que: $\alpha_K / \alpha_L / \alpha_M + N = 5,5/1,0/0,27$.

Un caso de alta conversión interna se presenta en el iridio $192m$ ($^{192m}_{77}\text{Ir}$) de 1,42 minutos de período de desintegración, éste se desexcita pasando a iridio 192 ($^{192}_{77}\text{Ir}$) de 74,4 días mediante una transición isomérica de 0,057 Mev. La emisión gamma compete con la emisión de electrones de la capa L y el coeficiente para la capa L es

$$\alpha_L = \frac{\text{número de electrones de la capa L}}{\text{número de rayos gamma}} = 400$$

Puesto que la conversión interna deja una vacante en una órbita electrónica, esta transformación se presenta acompañada por la emisión de rayos X característicos y a veces por la emisión de electrones Auger.

Conviene por último recordar que la conversión interna es un fenómeno que compete con la desexcitación gamma.

2.3.0 ENERGETICA DE LA DESINTEGRACION RADIATIVA

Conociendo el esquema de desintegración del nucleído madre y las energías de las radiaciones emitidas se pueden determinar con exactitud la diferencia de masas atómicas de un par madre-hija, como se puede ver si se considera la desintegración desde el punto de vista energético.

*2.3.1 Desintegración alfa

Podemos representar la desintegración alfa desde el punto de vista energético, suponiendo que el núcleo antes de la emisión se encuentra en reposo, así:

$$m_X - z m_0 \rightarrow m_Y - (z-2) m_0 + m_{He} - 2 m_0 + E + E_\gamma \quad (2.21)$$

siendo

m_X : masa atómica precisa del nucleído madre

m_0 : masa de reposo del electrón

m_Y : masa atómica precisa del nucleído hija

m_{He} : masa atómica precisa del helio 4

E_γ : energía del ó de los rayos gamma emitidos por el núcleo después de la emisión alfa, a fin de llegar al nivel fundamental.

$E = E_\alpha + E_Y =$ energía cinética total

La ENERGIA CINETICA TOTAL, llamada también ENERGIA DE DESINTEGRACION ALFA, es igual a la energía cinética de la partícula alfa (E_α) más la energía de retroceso del núcleo hija (E_Y), siendo esta última, en general, del orden del 2 % de la energía cinética de la partícula alfa. Pudiendo demostrarse que $E = E_\alpha (1 + \frac{m_{He}}{m_Y})$

Vale la pena hacer notar que, despreciando las diferencias de energía de unión de los electrones al átomo, $m_X - z m_0$ es la masa del núcleo madre, $m_Y - (z-2) m_0$ es la masa del núcleo hija y $m_{He} - 2 m_0$ la masa del núcleo de helio 4.

De la ecuación (2.21) se deduce que

$$m_X - m_Y - m_{He} = E + E_\gamma = Q_\alpha \quad (2.22)$$

Al valor Q_α se le suele llamar ENERGIA DE DESINTEGRACION TOTAL DE LA TRANSFORMACION NUCLEAR, y de acuerdo a 2.22 es igual a la suma de la energía cinética total más la energía de desexcitación del núcleo. Por lo tanto el valor Q_α es una constante para cada nucleído activo en particular, mientras que para cada grupo de partículas monoenergéticas emitidas por un núcleo existe un valor de E. Trataremos de aclararlo con un ejemplo. Como se ha indicado anteriormente,

el $^{222}_{86}\text{Rn}$ (figura 2.1) presenta dos grupos monoenergéticos de partículas, ya que el 99 % de los núcleos emiten rayos alfa de 5,490 Mev, y el resto emiten rayos alfa de 4,987 Mev seguido por un rayo gamma de 0,510 Mev. para este nucleído existe un único valor de $Q_{\alpha} = 5,59$ Mev, y dos valores de E_{α} que resultan ser prácticamente iguales a la energía cinética de las partículas alfa de cada grupo respectivamente, ya que en ambos casos la energía del núcleo de retroceso es pequeña.

2.3.2 Desintegración beta negativa

Para la desintegración beta negativa, desde el punto de vista energético, podemos establecer una ecuación similar a la (2.21)

$$m_X - z m_0 = m_Y - (z + 1) m_0 + m_{\nu} + m_0 + E_Y + E_{\nu} + E_{\beta} + E_{\gamma} \quad (2.23)$$

siendo

m_X : masa atómica precisa del nucleído madre

m_Y : masa atómica precisa del nucleído hija

m_{ν} : masa de reposo del neutrino

E_Y : energía de retroceso del núcleo hija

E_{ν} : energía cinética del neutrino

E_{β} : energía cinética de la partícula beta

E_{γ} : energía de los rayos gamma emitidos para pasar el núcleo al estado fundamental.

También en este caso no se han tenido en cuenta las diferencias de energía de unión de los electrones al átomo, de ahí que:

$m_X - z m_0$ = masa del núcleo madre

$m_Y - (z + 1) m_0$ = masa del núcleo hija

De la (2.23) se tiene:

$$m_X = m_Y + m_\gamma + E_Y + E_\gamma + E_\beta + E_\gamma \quad (2.24)$$

$$m_X = m_Y + E_Y + E_{\beta \text{ max}} + E_\gamma \quad (2.25)$$

puesto que

$$m_\gamma = 0$$

$$E_\gamma + E_\beta = E_{\text{max } \beta}$$

El valor E_Y es prácticamente despreciable frente a los otros sumandos, por lo tanto también podría eliminarse

$$m_X - m_Y = Q_{\beta^-} = E_{\beta \text{ max}} + E_Y + E_\gamma = E_{\beta \text{ max}} + E_\gamma \quad (2.25)$$

El valor Q_{β^-} es la ENERGÍA DE DESINTEGRACION TOTAL BETA NEGATIVA y se define como la diferencia, expresada en unidades de energía, entre la masa atómica precisa del nucleído madre y la masa atómica precisa del nucleído hija.

El valor Q_{β^-} , que es particular para cada nucleído, resulta ser igual a la suma de la energía beta máxima más la pequeña energía de retroceso del núcleo hija, más la energía del o de los rayos gamma emitidos por el núcleo para pasar al estado fundamental. En el caso del $^{32}_{15}\text{P}$ (fig. 2.3) su valor es de 1,702 Mev, ya que no habiendo emisión de rayos gamma el valor Q_{β^-} es simplemente igual a la suma de la energía máxima beta y a la pequeña energía de retroceso. En el caso de $^{42}_{19}\text{K}$ (figura 2.7) el valor Q_{β^-} es de 3,52 Mev. Algunos núcleos (82 %) desintegran directamente, a través de beta, al estado fundamental emitiendo partículas beta de energía máxima de 3,5 Mev, la diferencia entre este valor y el de la energía de desintegración beta total se debe a la pequeña energía de retroceso. El 18 % de los núcleos resonantes emiten partículas beta de energía máxima de 1,97 Mev y luego emiten un rayo gamma de 1,5 Mev, en este último caso el valor Q_{β^-} quedaría definido como suma de la energía máxima beta, (1,97 Mev), la energía de retroceso del núcleo y el rayo gamma emitido para pasar al estado fundamental (1,5 Mev).

2.3.3 Desintegración beta positiva

Desde el punto de vista energético, y despreciando las diferencias de energía de unión de los electrones al átomo, se tiene:

$$m_X - z m_0 = m_Y - (z - 1) m_0 + m_\nu + m_0 + E_Y + E_\nu + E_\beta + E_\gamma \quad (2.27)$$

siendo

m_X : masa atómica precisa del nucleído madre

m_Y : masa atómica precisa del nucleído hija

m_ν : masa de reposo del neutrino

E_Y : energía de retroceso del núcleo hija

E_ν : energía cinética del neutrino

E_β : energía cinética de la partícula beta

E_γ : energía de la radiación gamma emitida por el núcleo para pasar al estado fundamental

$$m_X = m_Y + 2 m_0 + E_Y + E_{\max \beta} + E_\gamma \quad (2.28)$$

puesto que

$$m_\nu = 0$$

$$E_Y + E_\beta = E_{\max \beta}$$

El valor E_Y es prácticamente despreciable frente a los demás sumandos.

De la (2.28) se tiene

$$m_X - m_Y = Q_{\beta^+} = E_{\max \beta} + E_Y + 2 m_0 + E_\gamma \quad (2.29)$$

El valor Q_{β^+} es la ENERGIA DE DESINTEGRACION TOTAL BETA POSITIVA y es igual a la diferencia, expresada en unidades de energía, entre la masa atómica precisa del nucleído madre y la masa atómica precisa del nucleído hija.

La energía de desintegración total beta positiva, es una característica del nucleído y está dado por la suma de la energía máxima de las partículas beta positivas, la pequeña energía de retroceso del núcleo hija y dos veces la masa en reposo del electrón, siempre que mediante la transición beta el núcleo hija sea creado en su nivel fundamental (observar la diferencia en el caso de desintegración beta negativa, pag.17). Si el núcleo hija no fuera creado en el nivel fundamental, a la suma de los valores anteriores hay que incorporarle la energía de la radiación gamma emitida a fin de que el núcleo pase al nivel fundamental.

En el caso del $^{22}_{11}\text{Na}$ (figura 2.8) el valor de $Q_{\beta+}$ es de 2,84 Mev, valor semejante a la suma de la energía máxima de las partículas beta, la energía de la radiación gamma y dos veces la masa en reposo del electrón (0,542 Mev + 1,27 Mev + + 2 x 0,51 Mev), la pequeña diferencia se debe a la energía de retroceso del núcleo.

2.3.4 Transición por captura K

Desde el punto de vista energético, y despreciando las diferencias de energía de unión de los electrones a los átomos se tiene

$$m_X - z m_0 + m_0 = m_Y - (z - 1) m_0 + m_\nu + E_Y + E_\nu + E_\gamma \quad (2.30)$$

$$m_X = m_Y + m_\nu + E_Y + E_\nu + E_\gamma \quad (2.31)$$

siendo

m_X : masa atómica precisa del nucleído madre

m_Y : masa atómica precisa del nucleído hija

m_ν : masa atómica precisa del neutrino

E_Y : energía de retroceso del núcleo hija

E_ν : energía del neutrino

E_γ : energía de la radiación gamma emitida por el nucleído hija para pasar al estado fundamental.

La energía del rayo gamma (E_γ) es relativamente fácil de medir, la energía de retroceso del núcleo hija (E_Y) ha sido

determinada en muy pocos casos, la energía del neutrino (E_ν) no puede ser medida directamente.

De la (2.31) se tiene:

$$m_X - m_Y = m_\nu + E_Y + E_\nu + E_\gamma \quad (2.32)$$

de ésta se tiene

$$m_X - m_Y = Q_{CE} = E_Y + E_\nu + E_\gamma = E_\nu + E_\gamma \quad (2.33)$$

puesto que en general $E_\nu \gg E_Y$ y $m_\nu = 0$.

El valor Q_{CE} es la ENERGIA DE DESINTEGRACION TOTAL EN LA CAPTURA ELECTRONICA y se define, como en los casos anteriores, igual a la diferencia, expresada en unidades de energía, entre las masas atómicas precisas de los nucleidos isobáricos madre e hija.

Por otro lado, con buena aproximación, la energía de desintegración total de la captura electrónica es igual a la suma de la energía cinética del neutrino y la energía de la radiación gamma emitida al pasar el nucleido al estado fundamental

A la luz de la energética de la desintegración radiactiva, se pueden establecer las condiciones mínimas para que un nucleido desintegre por alguno de estos medios de desintegración: beta negativa, beta positiva, captura K.

De acuerdo a 2.28 un nucleido ($^A_Z X$) es inestable respecto a la desintegración beta negativa, cuando la diferencia entre las masas atómicas precisas del nucleido con número atómico Z y su vecino isobárico con número atómico $Z + 1$ es mayor que cero.

$$m_X - m_Y > 0 \quad (2.34)$$

Un nucleido $^A_Z X$ es inestable respecto a la desintegración beta positiva, de acuerdo a (2.29), cuando la diferencia entre las masas atómicas precisas de ese nucleido y su vecino isóbaro con $Z - 1$ protones es mayor que dos veces la masa en reposo del electrón.

$$m_X - m_Y > 2 m_0 \quad (2.35)$$

Según (2.33) un nucleído ${}^A_Z X$ es inestable respecto a la captura K, cuando su masa atómica precisa es mayor que la de su vecino isóbaro con $Z - 1$ protones

$$m_X - m_Y > 0 \quad (2.36)$$

Observando las condiciones de inestabilidad desde el punto de vista energético, para beta positiva y captura K se explica, que si un nucleído es inestable a la desintegración beta positiva puede también serlo a la captura, mientras que no se cumple la recíproca, puesto que la energía involucrada en la desintegración beta positiva es mayor que la involucrada en la captura K.

Un ejemplo de nucleído que puede desintegrar por ambos modos es el itrio 88 (${}^{88}_{39}Y$) que pasa a estroncio 88 (${}^{88}_{38}Sr$) (figura 2.16). La mayoría de los núcleos de ${}^{88}_{39}Y$ desintegran por captura K (CE) y el resto por beta positiva con una energía máxima de 0,76 Mev.

2.4.0 REFERENCIAS

- (1) Cook, G.B., Duncan, J.F., *Modern Radiochemical Practice*, Clarendon Press, Oxford (1952)
- (2) Evans, R.D., *The Atomic Nucleus*, Mc Graw - Hill Book Company, Inc. Estados Unidos de Norteamérica (1955).
- (3) Friedlander, G., Kennedy, J.W., *Nuclear and Radiochemistry*, John Wiley and Sons, Inc., New York (1957).
- (4) Lederer, C.M., Hollander, J.M., Perlman, I., *Table of Isotopes*, John Wiley and Sons, Inc., New York, Sexta edición (1967).
- (5) Seelmann Eggebert, W., Pfennig, G., Münzel, H., *Tabla de Núclidos*, Karlsruhe, Alemania, Tercera edición (1968).
- (6) Sullivan, W.H., *Trilinear Chart of Nuclides*, Atomic Energy Commission, United States of America (1959).

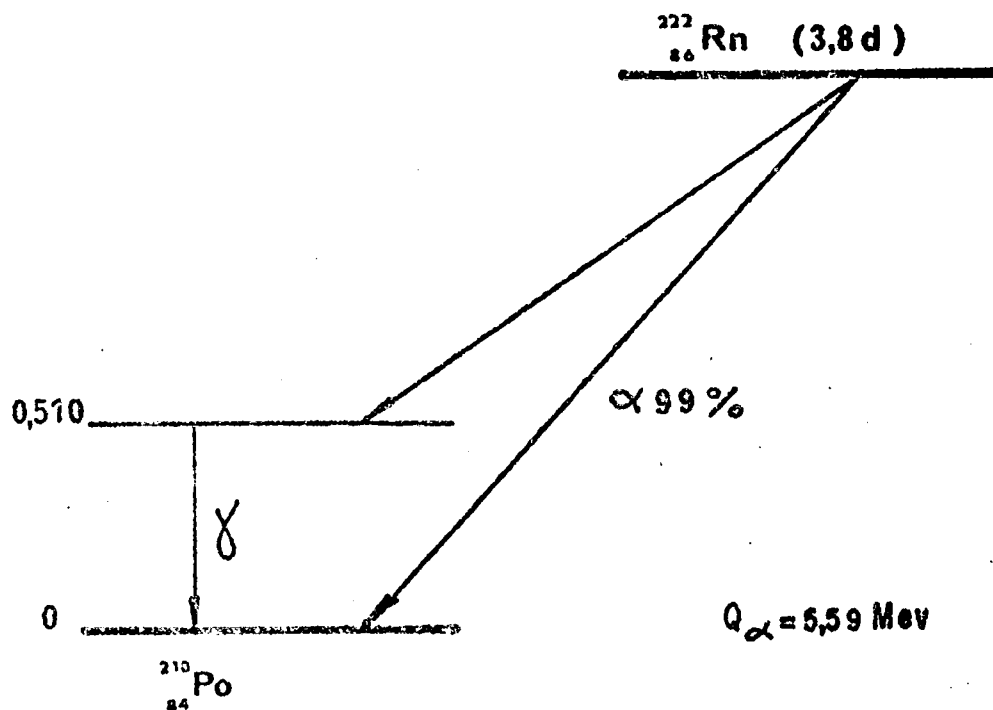


Fig. 2.1 Esquema de desintegración del $^{222}_{86}\text{Rn}$

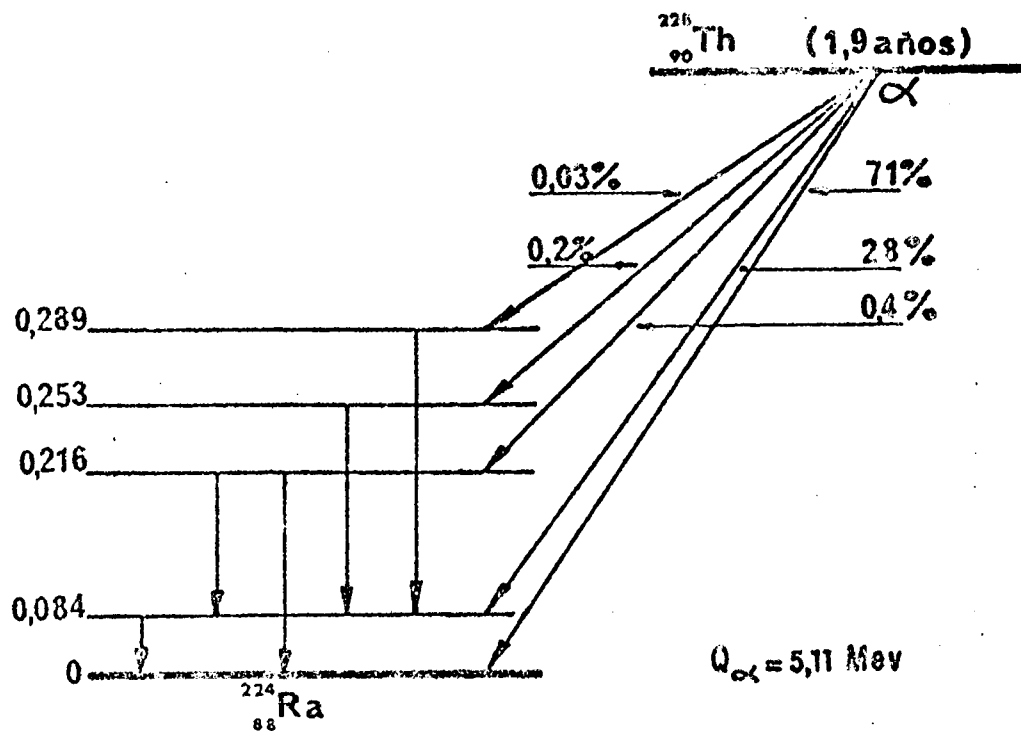


Fig. 2.2 Esquema de desintegración del $^{228}_{90}\text{Th}$

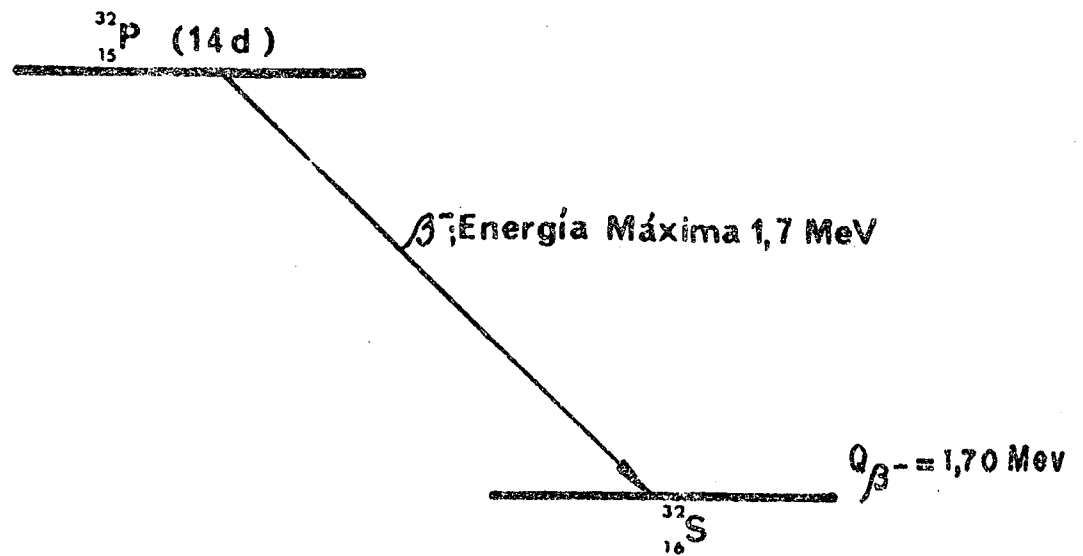


Fig. 2.3 Esquema de desintegración del $^{32}_{15}\text{P}$

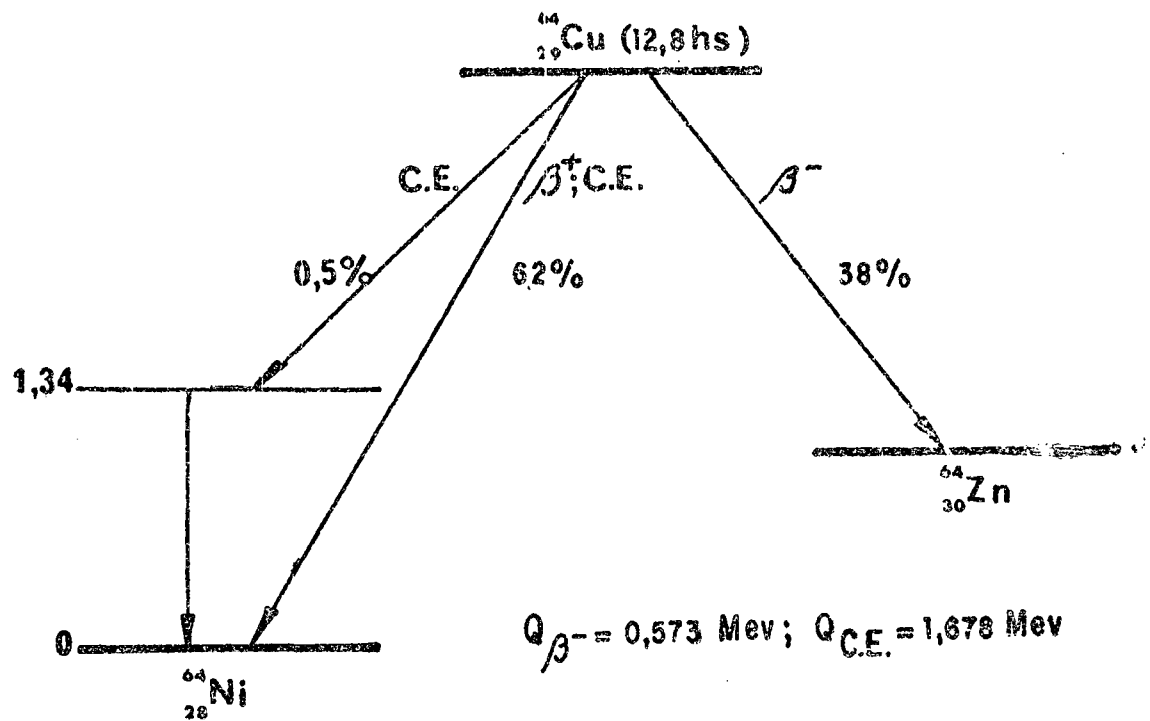


Fig. 2.4 Esquema de desintegración del $^{64}_{29}\text{Cu}$

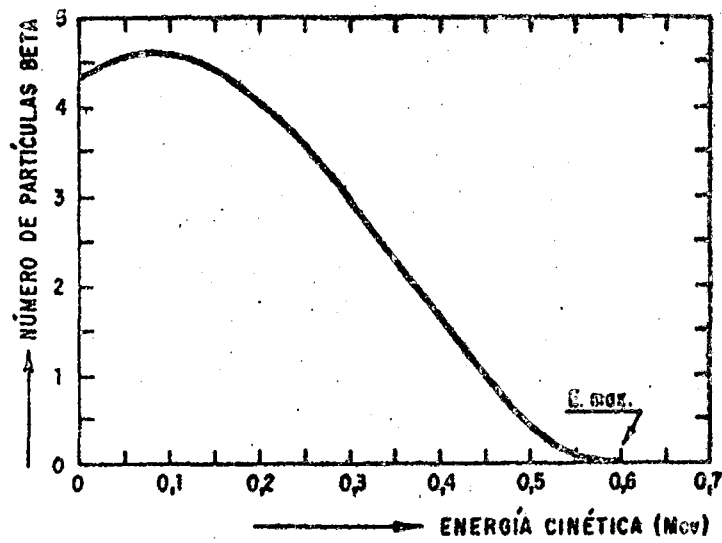


Fig. 2.5 Espectro de energías de las partículas beta negativas del $^{64}_{29}\text{Cu}$

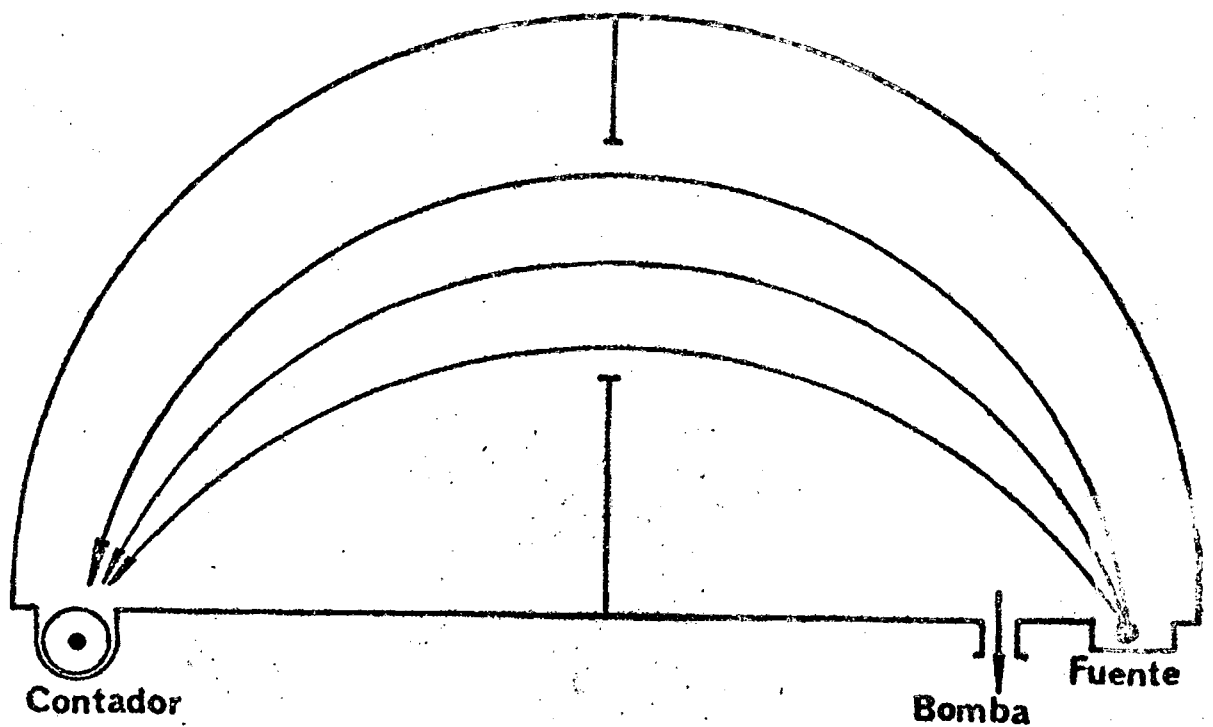


Fig. 2.6 Esquema muy simplificado de un espectrómetro beta.

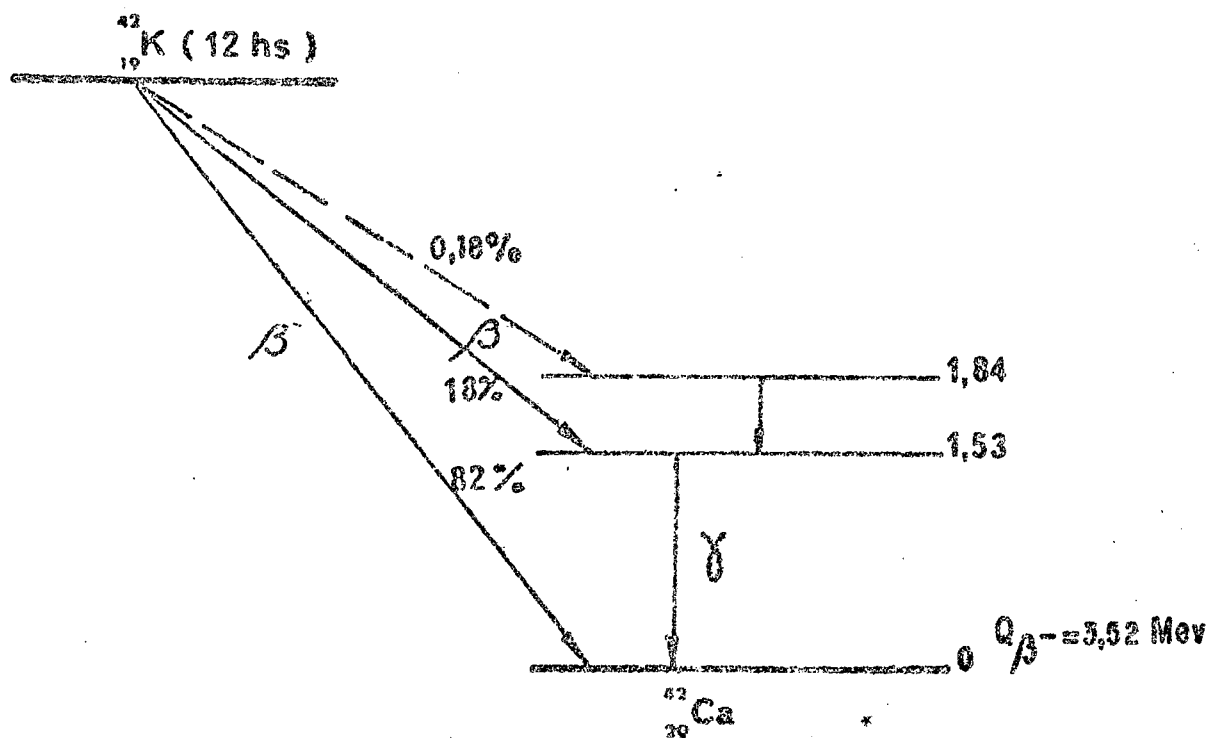


Fig. 2.7 Esquema de desintegración del $^{42}_{19}\text{K}$

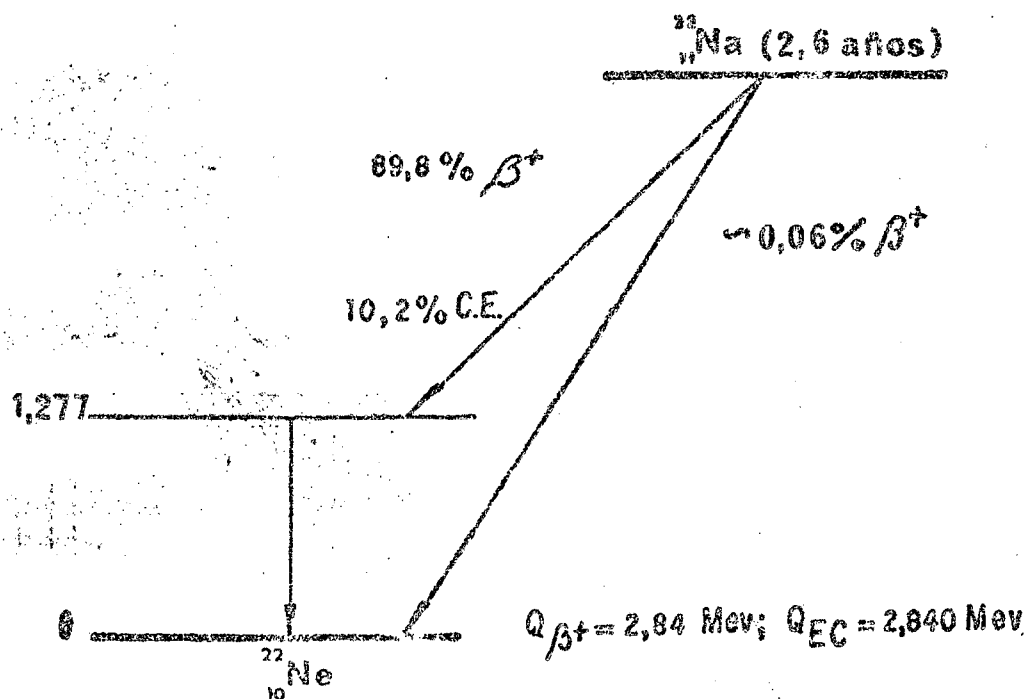


Fig. 2.8 Esquema de desintegración del $^{22}_{11}\text{Na}$

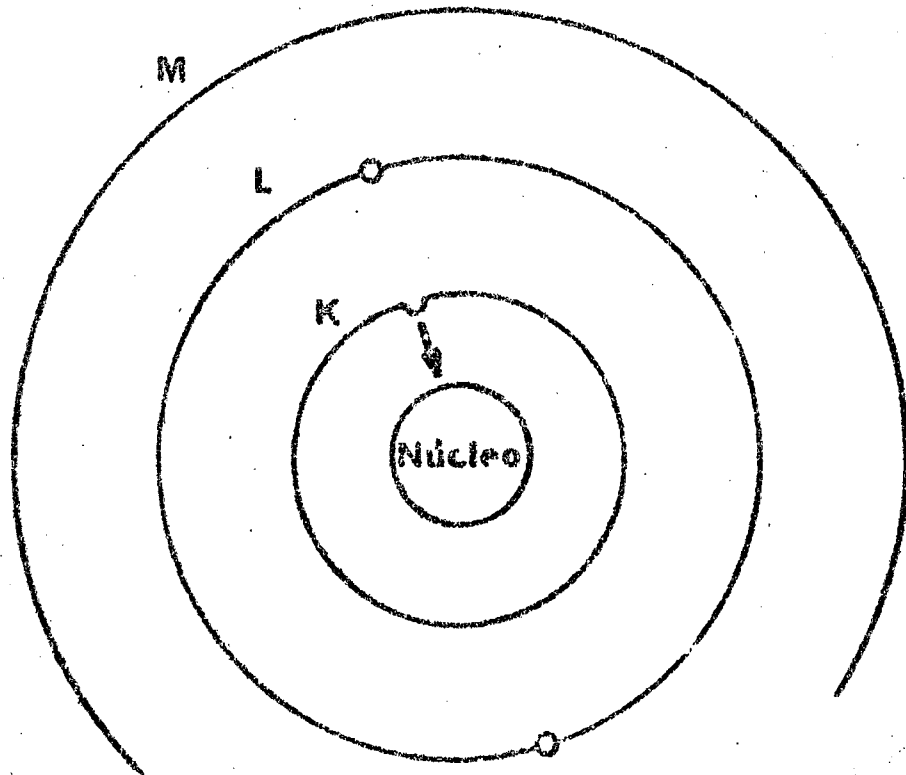


Fig. 2.9 Esquema simplificado de la captura electrónica.

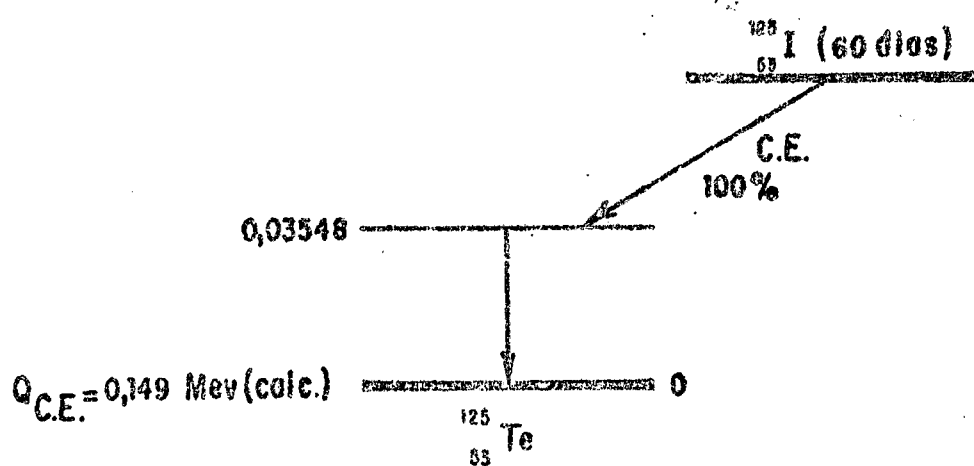


Fig. 2.10 Esquema de desintegración del $^{125}_{53}\text{I}$

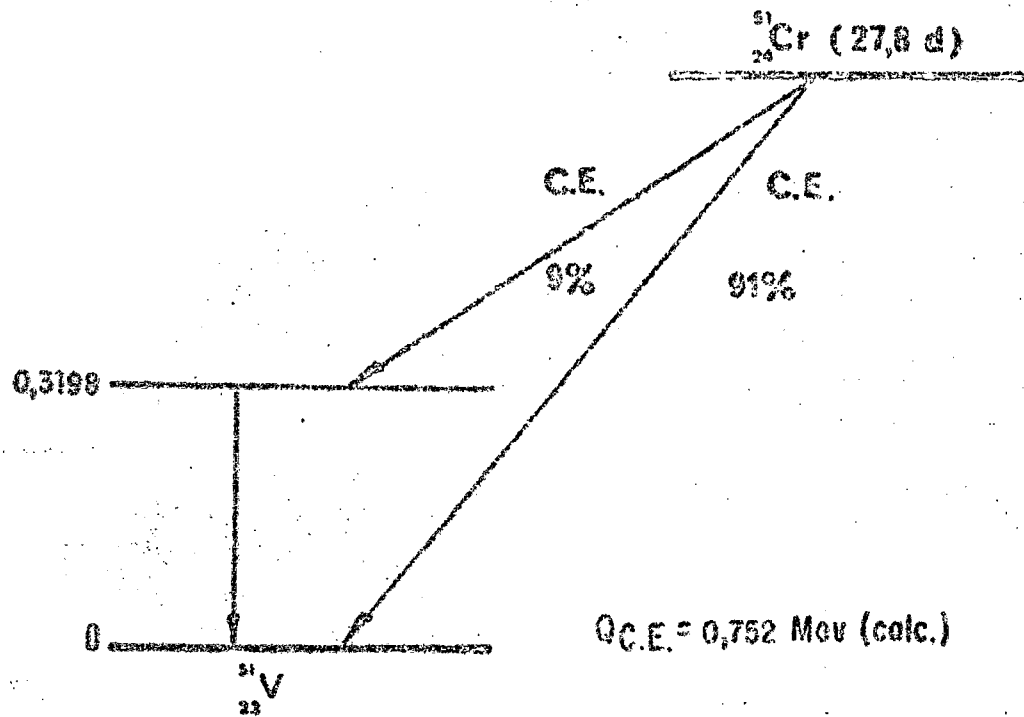


Fig. 2.11 Esquema de desintegración del $^{51}_{24}\text{Cr}$

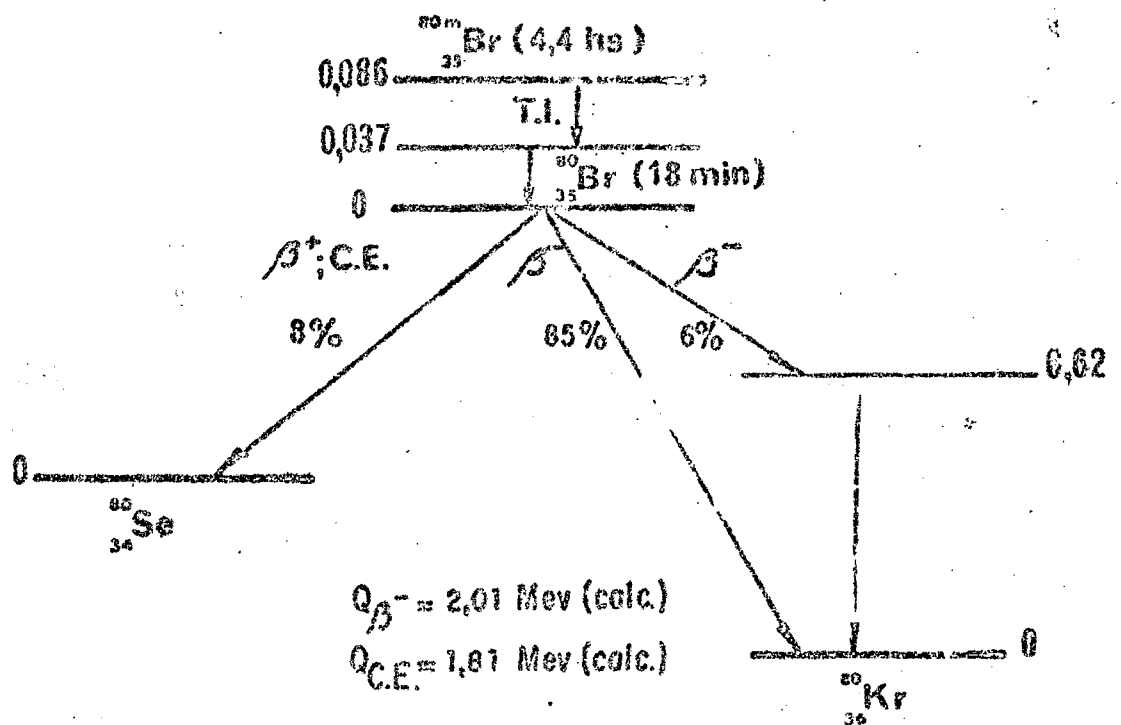


Fig. 2.12 Esquema de desintegración del $^{80m}_{35}\text{Br}$

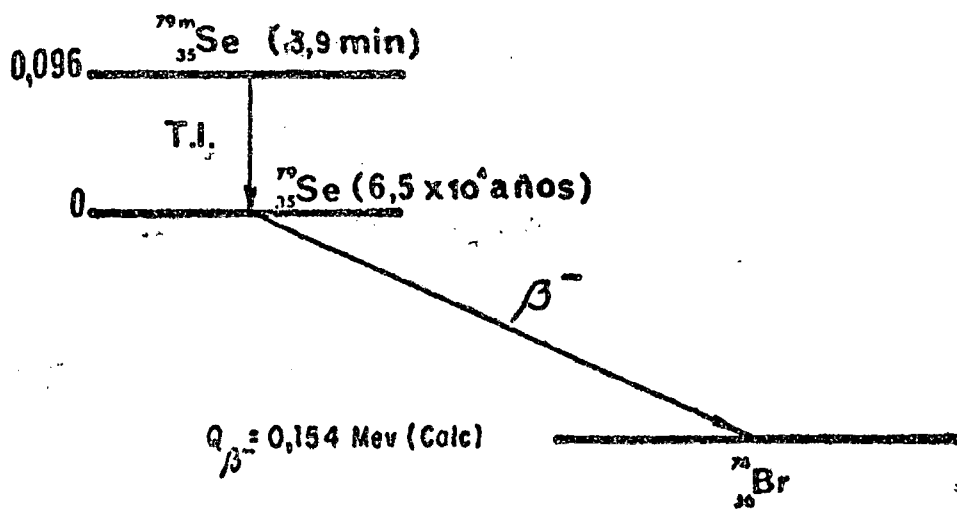


Fig. 2.13 Esquema de desintegración del $^{79m}_{35}\text{Se}$

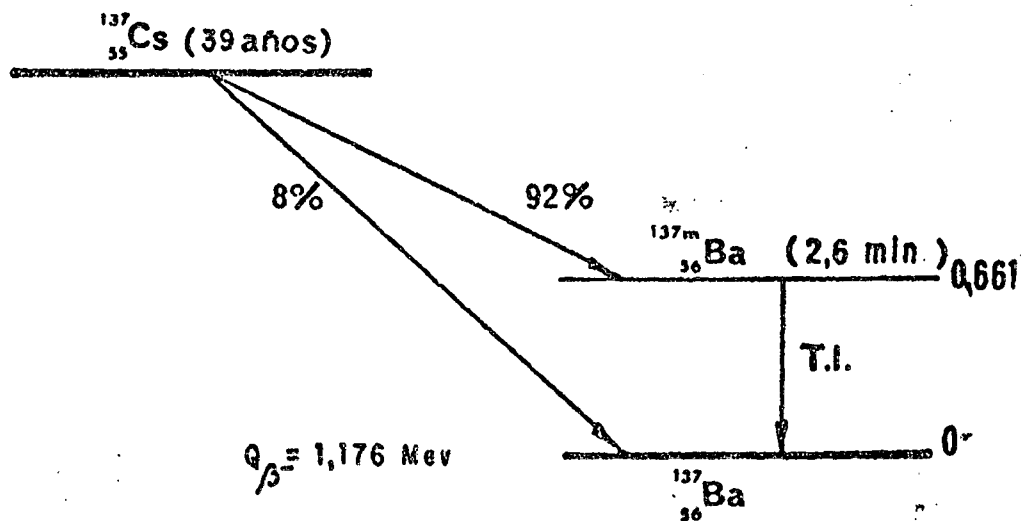
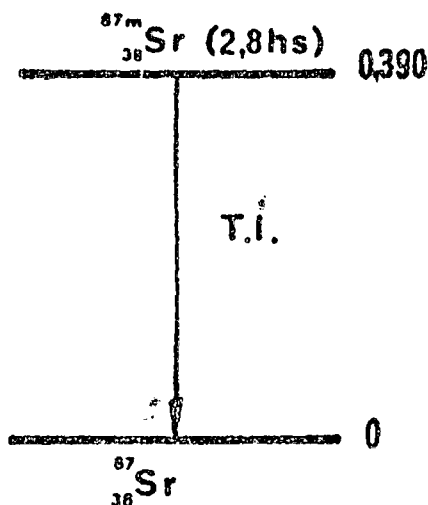


Fig. 2.14 Esquema de desintegración del $^{137}_{55}\text{Cs}$ y del $^{137m}_{56}\text{Ba}$



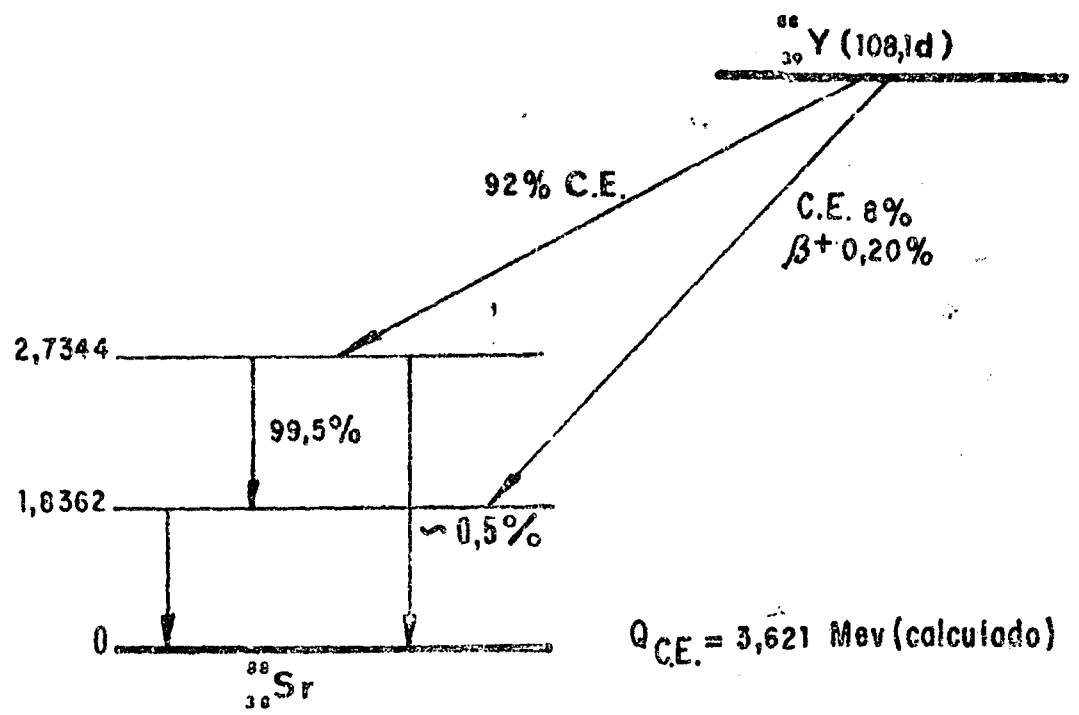


Fig. 2.16 Esquema de desintegración del $^{88}_{39}\text{Y}$