

C. N. E. A. Biblioteca	
ARCHIVO PUBLICACIONES	
Nº 1	AÑO 1971

02.71.01

PMM/A- 74

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA
DEPENDIENTE DE LA PRESIDENCIA DE LA NACION

SEPTIMO CURSO PANAMERICANO DE METALURGIA

Dentro del Programa Multinacional de Metalurgia
(Programa Regional de Desarrollo Científico y Tecnológico - OEA)

NUCLEONICA BASICA

Dr. R. Rodríguez Pasqués

Departamento de Metalurgia
Buenos Aires - Argentina
1971

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA
DEPENDIENTE DE LA PRESIDENCIA DE LA NACION

SEPTIMO CURSO PANAMERICANO DE METALURGIA

Dentro del Programa Multinacional de Metalurgia
(Programa Regional de Desarrollo Científico y Tecnológico - OEA)

NUCLEONICA BASICA

Dr. R. Rodríguez Pasqués

Departamento de Metalurgia
Buenos Aires - Argentina
1971

NUCLEONICA BASICA

Dr. R. Rodríguez Pasqués*

Primero dos palabras sobre el nombre del curso. Nucléonica no es un nombre muy usado, pero tiene la ventaja de ser amplio, como designación de los estudios y descripción científica de los fenómenos nucleares, es decir que tienen su asiento o se originan en el núcleo atómico, o de algún modo lo involucran.

En su sentido más extenso, comprende a la Física Nuclear, a la Química Nuclear y a la Radioquímica. La primera estudia el núcleo desde el punto de vista de sus propiedades, la segunda estudia las transformaciones nucleares y la tercera todos los aspectos y problemas químicos relativos a las sustancias radioactivas.

Como estrechamente asociada, además, si no integrante directa de la nucleónica, hay que mencionar a la Radiofísica Sanitaria, que se ocupa de protección radiológica. A continuación se indica alguna bibliografía para consultar los temas a tratar, profundizarlos, etc.

En primer término, un libro muy útil, ameno para leer, y escrupulosamente correcto es el de S. Glasstone "Source book on Atomic Energy". No tiene casi desarrollos teóricos, sino que es descriptivo, pero, se repite, muy correcto y bien escrito.

BIBLIOGRAFIA

- COOK G.B., DUNCAN J.F. Modern Radiochemical Practice, Clarenton Press Fair Lawn, N.J., 1952.
- FRIEDLANDER G., KENNEDY J.W., Nuclear and Radiochemistry, John Wiley & Sons, New York, 1955.
- WHITEHOUSE W.J., PUTMAN J.L., Radioactiva Isotopes, Clarendon Press, Oxford, 1953.
- HAISSINSKY M., Nuclear Chemistry and Its Applications.
- HALLIDAY D., Introductory Nuclear Physics, 2nd. Edition, Willey and Sons, Inc. 1955.
- FAIRES R.A., PARKS B.H., Radioisótopos: técnicas de laboratorio, EUDEBA, 1960.
- OVERMAN R.T., CLARK H.M., Radioisotope Techniques, Mc Graw Hill, 1960.
- KAPLAN I, Nuclear Physics, Addison-Wesley Publishing Co., 1955.

.....

* Comisión Nacional de Energía Atómica

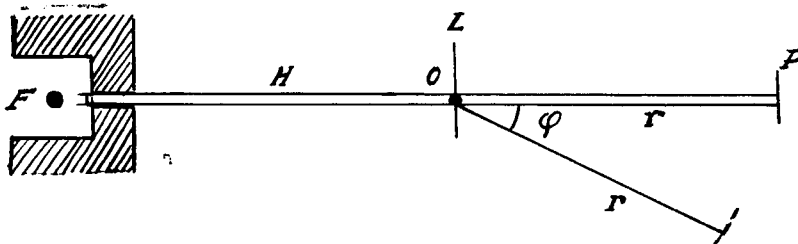
1a. Clase

1. NUCLEO ATOMICO

Hacia fines del siglo XIX el átomo se consideraba constituido por una "esfera de electrización positiva" conteniendo electrones negativos en su interior. En 1895 y años subsiguientes tuvieron lugar los descubrimientos de la radioactividad /Becquerel/ y de los radionucleidos naturales /esposos Curie/, y se identificaron las "radiaciones" como formadas por partículas (α ; β) eléctricamente cargadas o por rayos electromagnéticos, de naturaleza ondulatoria (γ).

Rutherford imaginó investigar la estructura del átomo bombardeándolo con partículas α y estudiando la dispersión sufrida por las partículas. Para ello usó una cámara cilíndrica al vacío, que contenía una sustancia radioactiva F, emisora de partículas alfa, y una laminilla metálica ultradelgada L, por ejemplo de oro, de 0,21 μ m de espesor. Las partículas α eran colimadas en un haz delgado H, que incidía sobre la lámina metálica.

Del lado opuesto a la fuente, una pantalla de ZnS , P registra la llegada de las partículas α que atraviesan L, porque las mismas producen destellos luminosos visibles, mediante un microscopio, en la oscuridad.



La posición de la pantalla (y del microscopio solidario) se puede modificar para registrar las partículas que son desviadas fuera de la dirección original de H, por choques contra los átomos de L. Por ejemplo, colocada en la posición P', la pantalla revela el número de partículas α desviadas en un tiempo dado, según el ángulo φ . Rutherford realizó experiencias de este tipo durante años, y observó 1) que la gran mayoría de las partículas atravesaban L sin desviarse, 2) que una cantidad pequeña de partículas eran desviadas según ángulos diversos, 3) que en algunos casos el ángulo de desviación era muy grande, incluso bastante mayor que 90° , es decir que en estos casos la partícula desviada chocaba y rebotaba "hacia atrás", 4) que el número de partículas desviadas en un ángulo dado depende del valor de ese ángulo.

Tratando de describir teóricamente las trayectorias de partículas α (2 unidades de carga positiva; masa relativa = 4) entre los átomos del metal L, llegó a la conclusión de que prácticamente toda la masa de un átomo está concentrada en una partícula pequeñísima, de carga positiva, el "núcleo"; que el átomo en conjunto es mucho mayor que el núcleo y dentro de él casi todo el volumen está vacío. Arribó a una ecuación teórica que describe la dispersión observada:

- r = distancia entre el punto de incidencia 0 y la pantalla
- N = número de átomos de L por cm^3
- Z = número de cargas eléctricas positivas de un núcleo atómico de L
- Z' = número de cargas eléctricas de una partícula (conocido, = 2)
- e = valor de la carga eléctrica elemental
- φ = ángulo de desviación
- n_0 = número de partículas originales del haz, contados durante un tiempo t
- $n(\varphi)$ = número de partículas desviadas en el tiempo t según el ángulo
- d = espesor de la laminilla absorbente
- E = energía de las partículas α ; determinada en experimento aparte

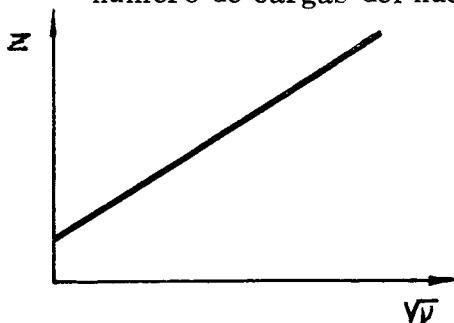
El estudio de esta ecuación demostró que para cada elemento, el número Z de cargas en el núcleo es igual, dentro del error experimental, al número atómico, o sea el número de orden dentro de la tabla periódica de elementos químicos; así lo muestran los siguientes valores determinados por Chadwick, con el método de Rutherford

Elemento	Z	No. atómico
Cobre	$29,3 \pm 0,5$	29
Plata	$46,3 \pm 0,8$	47
Platino	$77,4 \pm 0,8$	78

La ley de Moseley (1913) que da la frecuencia de una línea determinada del espectro característico de rayos X de cada elemento químico confirma lo anterior. Ecuación de Moseley:

$$\nu = \frac{3}{4} cR (Z - 1)^2 \quad (\text{para la 1a. línea del espectro})$$

- ν = frecuencia de la primer línea
- R = constante de Rydberg
- c = velocidad de la luz en el vacío
- Z = número de cargas del núcleo del elemento observado.



Entre el número Z y $\sqrt{\nu}$ existe la relación lineal. Los valores de Z coinciden con los números atómicos.

Con tales experiencias quedó bien claro que el número Z era una propiedad fundamental de los átomos, a saber, el número de cargas positivas de sus núcleos.

Como un átomo en conjunto es neutro, se dedujo que la carga Z está neutralizada, en cada átomo, por Z electrones de carga girando alrededor del núcleo. La partícula positiva más pequeña conocida antes de 1932 era el protón o ión H^+ , de masa relativa $A = 1$. Por lo tanto se supuso que un átomo de masa A (casi toda concentrada en el núcleo), estaba formado por un núcleo de A protones y carga Z , rodeado de Z electrones, para asegurar el valor de la carga nuclear debía haber además $A-Z$ electrones dentro del núcleo.

Pero la existencia de electrones en el núcleo, a pesar del hecho experimental de emisión de electrones nucleares (partículas β), es contrario a la ley de conservación del "spin" y es incompatible con el contenido de energía que se les debe asignar para obtener la longitud de onda asociada de deBroglie. Esto planteó un problema que sólo se resolvió satisfactoriamente cuando en 1932 Chadwick descubrió el neutrón, de número de masa $A = 1$, sin carga eléctrica. Este descubrimiento permitió llegar a la teoría actual según la cual un núcleo de masa A y carga Z se compone de Z protones y $A - Z$ neutrones. Un átomo de número de masa $A = 14$, por ejemplo, cuyo número atómico es 6 (y por lo tanto $Z = 6$) tiene un núcleo de 6 protones y 8 neutrones, y 6 electrones alrededor del núcleo. A los protones y neutrones se les da el nombre común de nucleones. Por experiencias de dispersión ("Scattering") se ha podido determinar que el radio de un núcleo se puede expresar por la fórmula $R = R_0 \sqrt[3]{A}$, siendo $R_0 = 1,35 \times 10^{-13}$ cm, aproximadamente.

$$\text{Radio del núcleo de H} = 1,35 \times 10^{-13} \sqrt[3]{1} = 1,35 \times 10^{-13} \text{ cm}$$

A la longitud 10^{-13} cm se le da el nombre de "fermi".

$$\begin{aligned} \text{Radio de un núcleo de uranio} - 238 &= 1,35 \times 10^{-13} \times \sqrt[3]{238} = 8,35 \times 10^{-13} \text{ cm} = \\ &= 8,35 \text{ fermis} \end{aligned}$$

Puede verse que los radios nucleares oscilan dentro de 1 y 10 fermis, un margen muy chico, considerando la relación en el número de nucleones constituyentes.

2. DIMENSIONES ATOMICAS

El radio de un electrón se estima en 2,8 fermis. Por otra parte los radios de los átomos son del orden del angstrom, es decir 10^{-8} cm = 10^5 fermis.

Un átomo de H podría representarse, a escala de 1 mm/fermi, como un protón de 2,7 mm de diámetro y un electrón de 5,6 mm de diámetro separados por una

distancia de 100 metros; ésto dá una imagen directa del enorme vacío intraatómico.

Conociendo los radios y las masas podemos calcular la densidad de los núcleos

$$\rho = \frac{m}{v} = \frac{A}{4\pi (R_0 \sqrt[3]{A})^3} = \frac{1}{4\pi R_0^3}$$

Como se ve, la densidad nuclear resulta constante, independiente de la masa del núcleo. Su valor es de 10^{14} g/cm³, es decir, 10^8 toneladas/cm³ !

La masa absoluta de un átomo puede calcularse en base a las leyes químicas pero resulta más práctico usar masas relativas que simbolizaremos con M. Para obtenerlas, se adopta un patrón de masas. Al principio del siglo XIX se adoptó el elemento oxígeno como patrón y se estableció que la unidad de masa atómica relativa era un 1/16 de la masa absoluta del átomo de oxígeno (escala química de masas atómicas relativas).

Se creó en 1960 la "escala unificada", en que el patrón es el isótopo de carbono de A = 12.

Por lo tanto la unidad de masa atómica relativa es: $1 \text{ u.m.a.} = \frac{m_{C-12}}{12}$, siendo m_{C-12} la masa absoluta del átomo de carbono - 12.

$$m_{C-12} = 1,99252 \times 10^{-23} \text{ g} \quad \therefore \quad 1 \text{ u.m.a.} = 1,6604 \times 10^{-24} \text{ g}$$

La masa relativa de cualquier átomo se obtiene dividiendo su masa absoluta por la u.m.a. Ejemplo: $m_{U-238} = 3,95 \times 10^{-22} \text{ g}$

$$M_{U-238} = \frac{3,95 \times 10^{-22} \text{ g}}{1,6604 \times 10^{-24} \text{ g}} = 238,1249$$

Como las masas relativas del protón y del neutrón son muy próximas a 1, un núcleo compuesto de A nucleones, tiene una masa relativa precisa M muy próxima a A.

3. CAMBIOS ENERGETICOS

Según la ecuación de Einstein, $E = mc^2$, masa y energía son equivalentes.

$$1 \text{ u.m.a.} = 1,6604 \times 10^{-24} \text{ g} \times (3 \times 10^{10} \text{ cm/seg})^2 = 1,4944 \times 10^{-3} \text{ ergios}$$

En procesos atómicos y nucleares suelen considerarse átomos individuales, para los cuales unidades energéticas como la caloría o el ergio son muy grandes.

La unidad en uso en nucleónica es el electrón-voltio, símbolo eV, que es la energía necesaria para desplazar una carga electrónica contra una diferencia de potencial de 1 voltio. Se usan mucho los múltiplos keV, igual a 1000 eV, y MeV, igual a un millón de eV.

$$1 \text{ eV} = 1,60 \times 10^{-12} \text{ ergios}$$

El equivalente energético de la unidad de masa atómica es

$$\frac{1,4944 \times 10^{-3} \text{ ergios/u.m.a.}}{1,60 \times 10^{-12} \text{ ergios/eV}} = 931,4 \frac{\text{MeV}}{\text{u.m.a.}}$$

4. NUCLEIDOS

El conjunto de átomos cuyos núcleos tienen la misma estructura (iguales A y Z) constituye un nucleído. Por ejemplo, son nucleídos cada uno de los isótopos de un elemento como H-1 e H-2, U-235, U-238, y cada uno de los diversos conjuntos de átomos inestables, como el fósforo-32, el cobalto-60, el estroncio-90, etc.

Un nucleído se simboliza mediante su símbolo químico, con su A arriba a la izquierda, y su Z abajo a la izquierda. Por ejemplo, azufre-35: ${}_{16}^{35}\text{S}$; plutonio-239: ${}_{94}^{239}\text{Pu}$; plata-107: ${}_{47}^{107}\text{Ag}$, etc. Ordinariamente se omite el Z, porque ya está determinado por el símbolo químico.

Dos nucleídos pueden ser: isotópicos, si sus Z son iguales; ej.: ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{42}\text{Ca}$; ${}^{234}\text{Th}$, ${}^{232}\text{Th}$, etc.

Isóbaros si tienen iguales A : ${}^{137}\text{Cs}$, ${}^{137}\text{Ba}$; ${}^{95}\text{Zr}$, ${}^{95}\text{Nb}$ y ${}^{95}\text{Mo}$, etc.

Isótonos si tienen igual número de neutrones $N=A-Z$: ${}^2_1\text{H}$ y ${}^3_2\text{He}$; ${}^{35}_{17}\text{Cl}$, ${}^{36}_{18}\text{Ar}$ y ${}^{38}_{20}\text{Ca}$.

Isodiáferos si tienen igual $N-Z$, como ${}^{226}\text{Ra}$ y ${}^{222}\text{Rn}$.

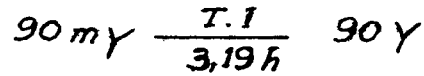
Un nucleído puede existir en estado normal llamado "fundamental" o contener exceso de energía y estar en estado excitado o metaestable (símbolo m).

Un estado excitado se desexcita emitiendo un fotón electromagnético (fotón gamma, de origen nuclear) con la energía excedente $= h\nu$. Los estados excitados tienen ordinariamente una vida tan corta que no se pueden observar aislados.

Hay casos, sin embargo, de nucleídos cuyo estado excitado tiene vida "larga" y se los puede identificar aisladamente; en ese caso el estado excitado se llama "isomérico" del estado fundamental. Pares de isómeros son, por ejemplo, el

^{137m}Ba y el ^{137}Ba ; el ^{90m}Y y el ^{90}Y , etc.

La desexcitación de un isómero metaestable se llama "transición isomérica", I.T.:



3,19 horas es el tiempo en que el número de átomos de ^{90m}Y se reduce a la mitad ("período").

5. TABLAS DE NUCLEIDOS

Son listas o cuadros, en que se presentan los nucleidos conocidos (estables y radioactivos) en el orden de sus Z, y de sus A, o bien encasillados en un diagrama. Las tablas de nucleidos más conocidas son las de la compañía General Electric, la tabla del Ministerio alemán de Investigación Científica, la francesa SORIN, la de Lederer-Hollander-Perlman, etc.

Las tablas traen datos tales como las masas precisas, las abundancias relativas de isótopos, los procesos y energías de desintegración radioactiva, etc.

2a. Clase

1. ENERGIA DE UNION

Podría suponerse que la masa de un átomo debe ser la misma de las masas de las partículas que lo constituyen (nucleones y electrones); es decir: $M_{\text{át}} = \sum_{\text{part.}} M$

Sin embargo, la experiencia demuestra que la masa de los átomos es invariablemente menor que esa suma. Se dá como ejemplo el caso del helio-4, constituido por dos protones, dos neutrones y dos electrones. La masa de un protón y la de un electrón forman prácticamente la masa atómica de hidrógeno-1, M_{H} .

Para el He, la suma resulta

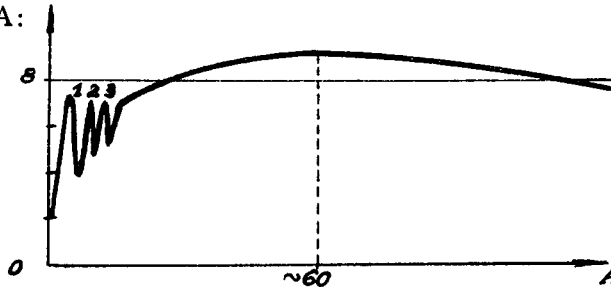
$$M = 2 M_{\text{H}} + 2 M_{\text{n}} = 2 \times 1,0078252 + 2 \times 1,0086654 = 4,032981 \text{ u.m.a.}$$

Pero la masa experimental del ^4He es $M_{\text{He}} = 4,002604 \text{ u.m.a.}$

La diferencia es de $4,032981 - 4,002604 = 0,030377$, equivalente a $B = 0,030377 \times 931,4 = 28,3 \text{ MeV}$.

La energía B , equivalente a $\sum M - M_{\text{át}}$ se llama "energía de unión" del átomo, y se interpreta como energía liberada al unirse las partículas constitutivas, ya sea de una vez, o por etapas.

Cuanto más partículas forman un átomo, mayor es la energía de unión. A fin de comparar cómo varía la energía desprendida a medida que aumenta el número de nucleones, A , se representa gráficamente B/A , la energía de unión por nucleón, en función de A :



Para valores bajos de A , B/A aumenta rápida e irregularmente. Se presentan tres picos pronunciados, que corresponden a 1) ${}^4\text{He}$, 2) ${}^{12}\text{C}$ y 3) ${}^{16}\text{O}$. Luego la variación se hace lenta oscilando alrededor de 8 MeV/nucleón . Los átomos de masa mediana tienen energías de unión comparativamente mayores, y por lo tanto, mayor estabilidad. Si se fusionaran núcleos de masa chica se producirían núcleos medianos, con liberación de energía ("energía de fusión nuclear") o bien, si se dividen núcleos pesados para dar dos núcleos de masa mediana también se ganará energía ("energía de fisión nuclear").

2. ESTABILIDAD NUCLEAR

La energía de unión de los nucleidos puede calcularse en función de sus A y Z , haciendo uso de una ecuación semiempírica obtenida mediante el modelo de "gota líquida". En este modelo, se compara un núcleo a una gota constituida por moléculas reunidas por las fuerzas de cohesión molecular. Un núcleo, análogamente, está constituido por los nucleones, reunidos por fuerzas especiales ("fuerzas nucleares").

La ecuación es

$$B = a_1 A - a_2 \frac{(A-2Z)^2}{A} - a_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_4 A^{2/3} + \frac{a_5}{A}$$

a_1, \dots, a_5 son constantes de valores ajustados empíricamente.

Primer término: representa A veces el valor de la energía de unión entre nucleones .

Segundo término: correctivo, restando una cierta cantidad que depende del "exceso de neutrones", $(A - 2Z)$ los cuales están más flojamente ligados .

Tercer término: correctivo, resta energía por obra de la repulsión electrostática entre protones , proporcional a Z^2 (ley de Coulomb).

Cuarto término: corrección proporcional a la superficie (recordar $R = R_0 \sqrt[3]{A}$), porque los nucleones superficiales están menos fuertemente ligados .

Quinto término ("de apareamiento"): se debe a un hecho muy particular, reflejado en la siguiente tabla de nucleídos estables conocidos (N = número de neutrones):

Z	N	Nucleídos estables
PAR	PAR	201
PAR	IMPAR	69
IMPAR	PAR	61
IMPAR	IMPAR	4

Las abundancias para cada clase revelan que los nucleídos de estructura "par-par" son los más estables, y los "impar-impar" los menos estables, y que los demás poseen un grado intermedio de estabilidad. Por ello la constante a_5 toma distintos valores según el tipo de estructura nuclear, a saber:

Núcleo	a_5
P - P (par-par)	+ 132
P-I, I-P	0
I-I	- 132

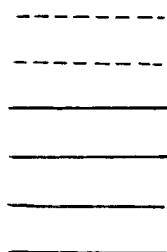
Los valores B que se obtienen, no son siempre exactos, pero dan una buena indicación cualitativa de las variaciones de la energía de unión a lo largo de la tabla de nucleídos . Cuanto mayor es B, tanta mayor es la estabilidad nuclear .

A qué se debe la variación de a_5 ? Los nucleones tienen coordenadas espaciales , que son los números cuánticos n y l y además spin o impulso angular de ro-

tación, s es el impulso angular orbital.

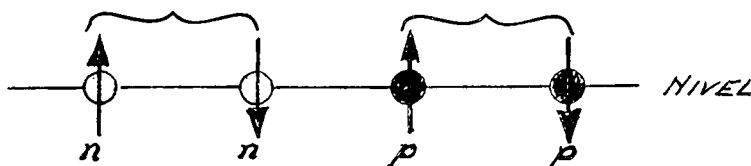
Existe además j que es $= l + s$. Hay un último número cuántico, que deriva de j , llamado m .

Un nucleón está en un nivel energético que se calcula en función de esos cuatro números. Por eso suelen representarse los energéticos de los nucleones como rayas paralelas



A cada nivel corresponde una cierta energía determinada.

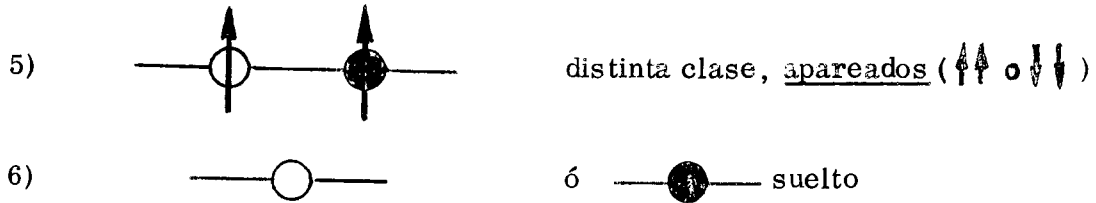
Cuántos nucleones puede haber en un nivel dado? Esquemáticamente, hasta 4: dos neutrones y dos protones, con la condición de que los spines de los dos n sean opuestos entre sí, y lo mismo para los protones:



Dos nucleones de igual clase (O o ●) que están en un mismo nivel y tienen spin opuesto están apareados, esto es ligados. No puede haber dos nucleones de igual clase con spines paralelos, del mismo sentido, en un mismo nivel (Principio de Pauli).

Si en un nivel hubiera menos de 4 nucleones tendríamos las siguientes situaciones posibles.

- 1) protón suelto, no apareado
- 2) sólo un par del mismo tipo, apareado
- 3) similar a 1)
- 4) distinta clase, no apareados



El apareamiento causa un aumento en la energía de unión, porque en sí mismo causa liberación de energía, o bien hay que entregar energía para disgregar el par.

Cuanto más alta sea la B, tanto mayor la estabilidad, porque representa más energía necesaria para disgregar. Las fuerzas que ligan a los nucleones son de naturaleza especial y se llaman ff. nucleares. Así como en electricidad y en magnetismo hay fuerzas eléctricas de atracción y ff. de repulsión, también hay fuerzas nucleares de varias clases: unas atractivas, y otras repulsivas.

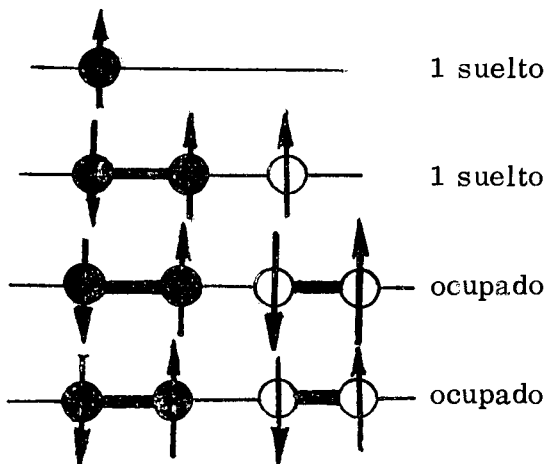
Son ff. de intensidad enorme, y además actúan sobre muy corto alcance, del orden de 1 fermi; eso explica el elevadísimo valor de la densidad nuclear.

Volviendo a la pregunta a qué se debe esa variación de a_5 ?: cuando el número de protones (Z) es par, están todos ligados, alta energía de unión, si además N es par, o sea hay un número par de neutrones, todos ellos estarán ligados de a pares entre sí; éstos también dá B alto.

Por eso los núcleos de N par y Z par son muy estables.

Si Z impar o si N impar, haabrá protones o neutrones, respectivamente, no apareados, con lo cual baja, relativamente, la B: menor estabilidad.

Si A impar y Z impar, hay 2 nucleones no apareados (porque en general no están en el mismo nivel energético y .'. no pueden aparearse).



La ecuación semiempírica comprende 3 parámetros y 5 constantes. Los parámetros son B,A y Z, por lo tanto se puede representar en un sistema de 3 coordenadas B,A y Z como una superficie: la superficie de energía de unión.

Esa superficie tiene sección parabólica, el "lomo" no es una recta, sino que tiene suaves curvaturas.

Se puede comprobar que la sección es parabólica porque si fijamos para A un valor dado, la ecuación se transforma en una ecuación cónica, de 2 parámetros, B y Z:

$$B = aZ^2 + bZ + K$$

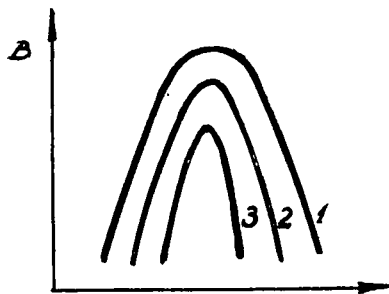
K es una constante, con tres valores distintos según el tipo de estructura nuclear, como ya vimos. Si K tiene tres valores posibles, entonces se trata en realidad de tres ecuaciones:

$$B = aZ^2 + bZ + K_1$$

$$B = aZ^2 + bZ + K_2$$

$$B = aZ^2 + bZ + K_3$$

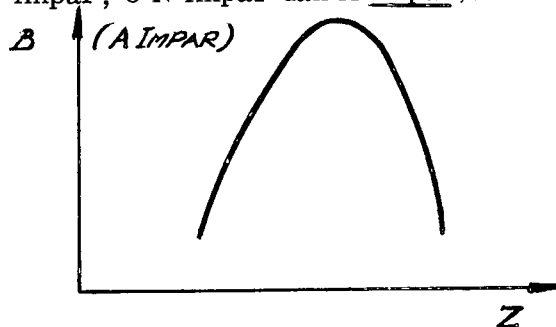
Y en efecto, no hay una sino tres superficies de energías de unión, que corren más o menos paralelas, y a distancias iguales; la sección sobre un plano de A cte dá 3 parábolas



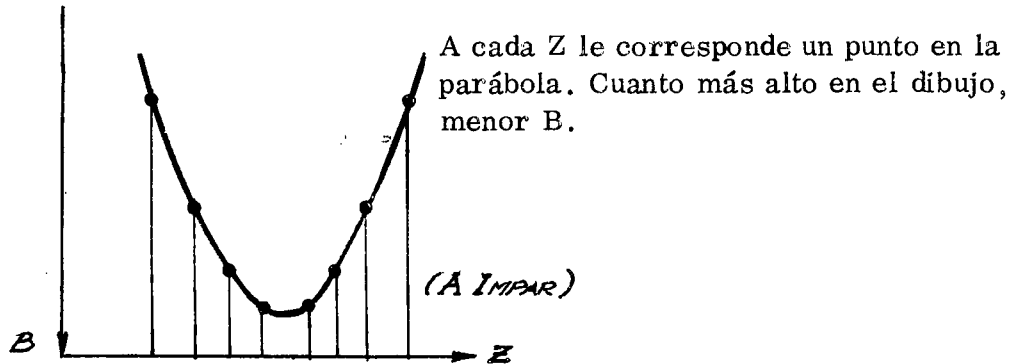
- 1) para PP
- 2) para PI, IP
- 3) para II

3 TRANSFORMACIONES NUCLEARES

Vamos a limitarnos, para simplificar, a considerar una única parábola, la central, de A impar (Z impar, o N impar dan A impar).

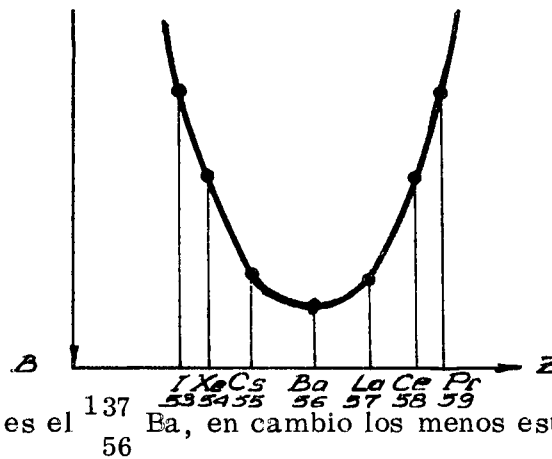


Para la deducción que sigue, se prefiere invertir el sentido del eje B:



Cada uno de esos puntos corresponde a un nucleído, porque tiene Z y A determinados. Naturalmente, los nucleídos más estables para ese A son los que están cerca del vértice de la parábola. Los Z de nucleídos reales varían de 1 en 1, no varían continuamente, pero pueden calcularse valores intermedios, y así puede calcularse el valor del vértice de la parábola Z_A , el Z más estable para ese A .

Ejemplo práctico; sea $A = 137$:



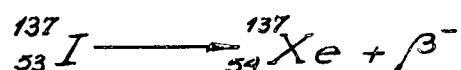
El más estable es el $^{137}_{56}\text{Ba}$, en cambio los menos estables son el I y el Pr 137.

En realidad, de estos nucleídos, el ^{137}Ba es el único estable, todos los demás son inestables, es decir se transforman espontáneamente, en un tiempo más o menos largo. Cómo se transforman? modificando su estructura de manera de aumentar su estabilidad, es decir aumentar B.

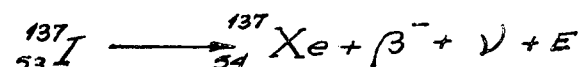
Ocurre como si un punto de la parábola se corriera hacia el vecino más hacia el centro de la parábola.

Para que el $^{137}_{53}\text{I}$ pase a $^{137}_{54}\text{Xe}$ es necesario que su $Z = 53$ pase a $Z = 54$,

es decir, que pase a tener un protón más, (y un neutrón menos, puesto que A=137 debe mantenerse constante). Este tipo de transformación espontánea ocurre por emisión de un electrón negativo de origen nuclear o partícula β^- :



Además se emite una partícula neutra de masa absolutamente despreciable, el neutrino, ν y energía cinética repartida entre ambas partículas:

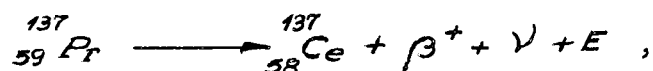


A su vez, el ${}_{54}^{137}\text{Xe}$ se transforma espontáneamente, por el mismo mecanismo, en ${}_{55}^{137}\text{Cs}$, y luego éste en ${}_{56}^{137}\text{Ba}$. El ${}_{56}^{137}\text{Ba}$ es estable, y no se transforma en nada. Hay que observar que en cada una de estas transformaciones " β " el Z aumenta en 1 unidad.

Del otro lado de la parábola, también hay transformaciones espontáneas desde el ${}_{59}^{137}\text{Pr}$ hasta el ${}_{58}^{137}\text{Ce}$, paso a paso. Las transformaciones exigen, en este caso, que Z disminuya en 1 cada vez:



para eso el Ce tiene que tener 1 protón menos, y un neutrón más que el Pr. Una transformación de esta clase puede ocurrir de dos modos, coexistentes o no:



o bien

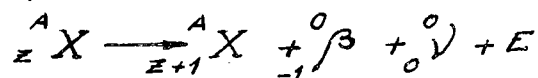


El primero se llama transformación beta positiva, el segundo captura electrónica orbital: C.E.O. Para que pueda emitirse un β^+ es necesario que

$$M_1 - M_2 \geq 1,022 \mu_e V$$

Para entender porqué ese requerimiento energético, tenemos que considerar no sólo núcleos sino lo que pasa con los átomos completos, desde el punto de vista de las masas involucradas:

1) Caso β^- :



$M_e =$ Masa de un electrón; $M'_Z =$ Masa de núcleo

$$M'_Z + Z M_e = M'_{Z+1} + Z M_e + M_e + E$$

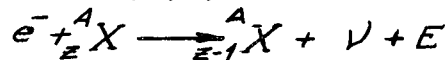
$$E = (M'_Z + Z M_e) - (M'_{Z+1} + Z M_e + M_e) =$$

$$= \underbrace{(M'_Z + Z M_e)}_{\substack{\text{Masa Atómica} \\ M_Z}} - \underbrace{[M'_{Z+1} + (Z+1) M_e]}_{\substack{\text{Masa Atómica} \\ M_{Z+1}}}$$

Por lo tanto la energía liberada representa la diferencia entre las masas atómicas del átomo original y el nuevo.

$$E = M_Z - M_{Z+1}$$

2) Caso de C.E.O. :



$$M'_Z + Z M_e + M_e = M'_{Z-1} + Z M_e + E$$

$$E = (M'_Z + Z M_e) + M_e - M'_{Z-1} - Z M_e =$$

$$= (M'_Z + Z M_e) - M'_{Z-1} - (Z-1) M_e$$

Por lo tanto

$$E = M_Z - M_{Z-1}$$

La energía es igual a la diferencia de masas atómicas.

3) Caso β^- : ${}^A_Z X \longrightarrow {}^A_{Z-1} X' + \beta^- + \nu + E$

$$M'_Z + Z M_e = M'_{Z-1} + Z M_e + M_e + E$$

$$E = M'_Z + Z M_e - M'_{Z-1} - (Z+1) M_e - 2 M_e =$$

$$= M'_Z + Z M_e - M'_{Z-1} - (Z-1) M_e - 2 M_e$$

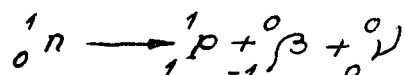
$$= (M'_Z + Z M_e) - [M'_{Z-1} - (Z-1) M_e] - 2 M_e$$

$$= M_Z - M_{Z-1} - 2 M_e$$

Por lo tanto $E = (M_Z - M_{Z-1}) - 2 M_e$, la energía liberada es menor que la diferencia de masas atómicas en el equivalente de dos masas electrónicas (1,02 MeV).

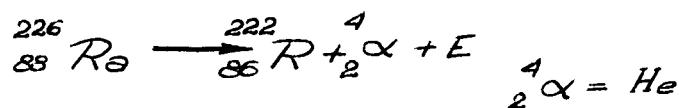
Tanto la " β^- " como la " β^+ " como la C.E.O. son transformaciones o transmutaciones isobáricas, porque todos los nucleídos involucrados tienen igual A, son isóbaros entre sí.

En el caso β^- todo ocurre como si dentro del núcleo



Se conocen casos de transformación de neutrones fuera de núcleos? Sí: todos los neutrones libres se transforman en protones, es decir iones H^+ , de esta manera. Hemos visto las distintas clases de transmutaciones isobáricas; lo fundamental en ellas es que A no cambia.

Hay otro tipo de transformación espontánea en que un núcleo emite una partícula alfa, que no es otra cosa que un ión de 4_2He :



Uno puede calcular el valor de la E, lo mismo en el caso de las desintegraciones isobáricas, si conoce las masas precisas de los núcleos original y producido:

$$MR_a = MR_n + M_\alpha + E$$

$$\therefore E = MR_a - MR_n - M_\alpha$$

Pero lo más frecuente es que en este tipo de desintegraciones la masa precisa del núcleo hijo no se conozca bien, entonces es precisamente determinando la energía E que se calcula el segundo M :

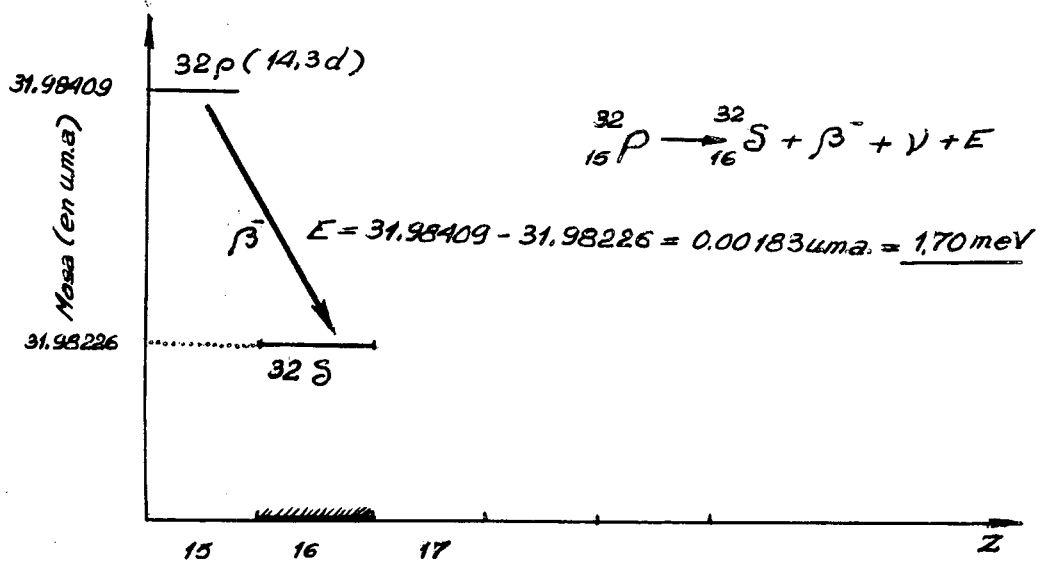
$$MR_n = MR_a - M_\alpha - E$$

Cómo se llega a conocer esa energía: se trata aquí de la energía total liberada, que se reparte entre energía cinética de las partículas α y energía radiante, como ya veremos. Un procedimiento posible es el calorimétrico, con correcciones.

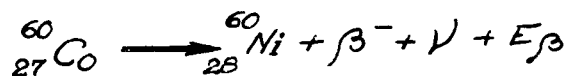
4. ESQUEMAS DE DESINTEGRACION

Puesto que en estas transformaciones, transmutaciones o desintegraciones nucleares parte de la masa se transforma en energía, estos cambios se pueden representar mediante diagramas llamados esquemas de desintegración:

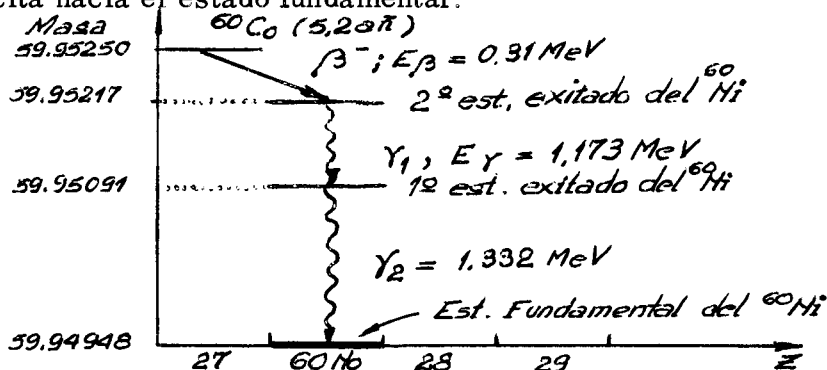
14,3 días es el período de desintegración a la mitad del número original de átomos.



En el caso del ^{32}P la transformación va del estado fundamental del ^{32}P al estado fundamental del ^{32}S . En cambio, en otros casos, como el del ^{60}Co , no es así:

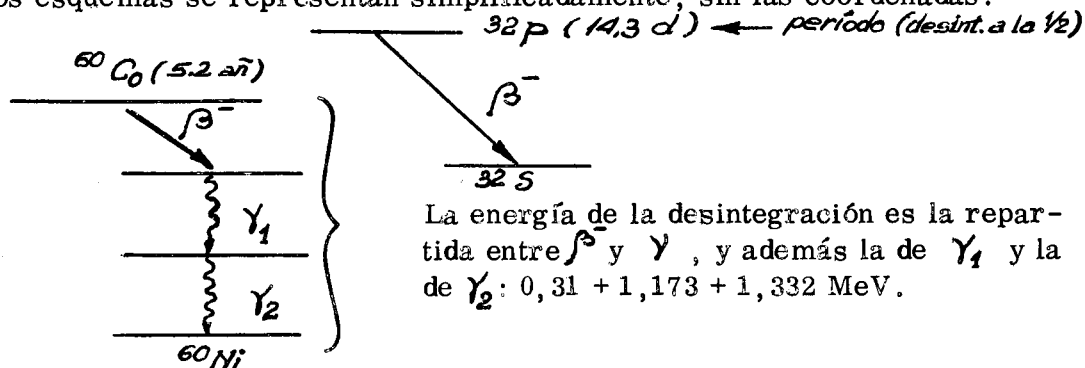


Esta transformación no conduce al estado fundamental, sino a un estado excitado del ^{60}Ni . Este estado se libera del exceso de energía emitiendo, casi instantáneamente un fotón γ y pasa a otro estado del ^{60}Ni , que también es excitado y éste a su vez se desexcita hacia el estado fundamental:



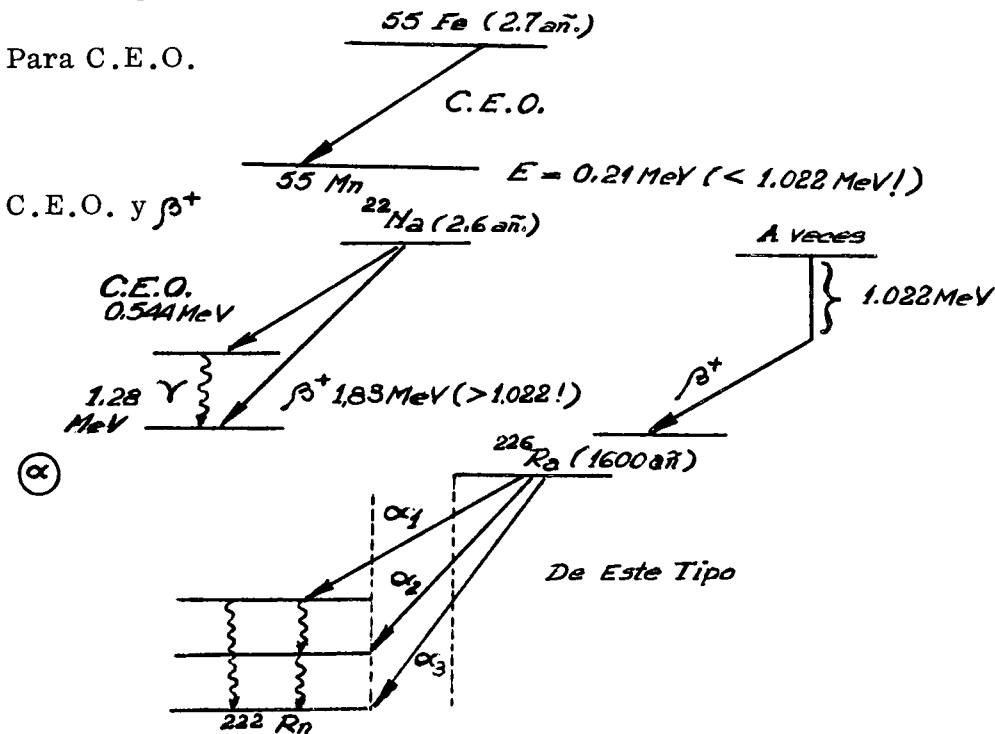
En este caso, ambos rayos γ se emiten casi instantáneamente después de la emisión β^- , \therefore se los considera rayos γ "del ^{60}Co ".

Los esquemas se representan simplificados, sin las coordenadas:



La energía de la desintegración es la repartida entre β^- y γ , y además la de γ_1 y la de γ_2 : $0,31 + 1,173 + 1,332 \text{ MeV}$.

Otros esquemas :



5. NUMEROS MAGICOS

Cuando se estudian a fondo las propiedades de todos los integrantes de la tabla de nucleidos, se observa que las propiedades presentan cambios marcados cada vez que los nucleidos están constituídos por ciertos números determinados de protones o bien de neutrones. Esos números, llamados "mágicos", son

2 - 8 - 20 - 28 - 50 - 82 y 126

Por ejemplo: cuando los nucleidos tienen número mágico de protones o de neutrones, su energía de unión es elevada (mayor estabilidad), sus "secciones eficaces" (probabilidades) para captura de neutrones disminuyen, sus períodos de semi-desintegración aumentan (caso de nucleidos radioactivos), etc. etc.

La partícula α , con dos neutrones y dos protones, es un ejemplo de núcleo altamente estable de estructura "doble mágica". Otros nucleido doble mágico es el oxígeno-16, con 8 protones y 8 neutrones. El estaño, con $Z = 50$, es el elemento con mayor número de isótopos naturales (10). El plomo, con $Z = 82$, es el término de las tres familias radioactivas naturales. La cuarta familia (artificial) no termina en Pb, sino en $^{207}_{81}\text{Bi}$ con 126 neutrones.

La serie de números mágicos no representa otra cosa que el completamiento de "capas" de nucleones, análogamente a lo que ocurre con las capas de electrones orbitales de los átomos. Al llenarse las capas orbitales K, L, M, etc. se tienen las estructuras electrónicas excepcionalmente estables (químicamente) de los gases nobles, con totales de 2, 10, 18, 36, 54 y 86 electrones, para He, Ne, Ar, Kr, Xe y Rn, respectivamente.

En el caso de núcleos hay dos series de capas o categorías de niveles energéticos que se completan: una para protones y otra para neutrones, y cada número mágico representa el total de nucleones incorporados hasta el completamiento de una capa determinada. El comportamiento de una capa trae consigo un fuerte aumento de la estabilidad nuclear.

La transformación nuclear por emisión de partículas α se explica por la gran estabilidad de ésta, que hace que su energía de unión por nucleón sea más alta que la de otras asociaciones de nucleones que se podrían emitir, como el deuterón (${}^2_1\text{H}$), el tritón (${}^3_1\text{H}$) y el núcleo de helio-3 (${}^3_2\text{He}$). Esto significa que el balance energético entre la energía necesaria para la expulsión fuera del núcleo y la energía ganada por la asociación de los nucleones es largamente favorable para las partículas α (${}^4_2\text{He}$).

3a. Clase

1. DESEXCITACION NUCLEAR, ALTERNATIVAS

Ya sabemos que una forma posible de desexcitación consiste en la emisión de fotones de radiación gamma, de energía bien definida.

Existe otra forma alternativa, en que la energía de excitación se transfiere del núcleo a un electrón orbital, lo más comúnmente de la capa K, y este electrón es expulsado del átomo. Esta forma es la desexcitación por emisión de "electrones de conversión". Un electrón de conversión tiene, pues, la misma energía que el rayo gamma correspondiente, a menos de la pequeña energía gastada para arrancar al electrón de su órbita.

Algunas desexcitaciones ocurren por el único camino de emisión de fotones gamma, otras sólo por emisión de electrones de conversión, y con mucha frecuencia, se emiten electrones y fotones simultáneamente, en proporción definida.

2. REORDENACION DEL ATOMO

Cuando se produce una desintegración por captura electrónica, C.E.O., y también cuando hay desexcitación con emisión de electrones de conversión, se produce una vacante, o "agujero" en una de las órbitas electrónicas profundas.

Esta vacante se llena enseguida por otro electrón de una capa más externa, con liberación de la diferencia de energía entre los dos niveles cuánticos involucrados. Esta energía aparece de dos modos alternativos: o bien se emite un fotón de radiación X , o bien se expulsa un nuevo electrón orbital, más externo ("electrón

Anger") Igual que en el caso fotón gamma versus electrón de conversión, en la reordenación del átomo hay competencia entre fotón vs. electrón Anger. En lugar del electrón Anger queda un nuevo agujero, y el proceso se repite. Los agujeros se corren hacia "afuera" en las capas electrónicas hasta dejar al átomo ionizado, o romper un enlace químico.

3. RADIOACTIVIDAD

Los núcleos inestables, como vimos, tienen una tendencia más o menos marcada a transformarse en otros de estructura más estable, y al hacerlo expulsan partículas alfa, o bien partículas beta y neutrinos, o bien se captura un electrón y se emite un neutrino. Los nuevos núcleos producidos suelen estar excitados, y se desexcitan emitiendo fotones gamma o electrones orbitales. En todas estas transformaciones, que constituyen los fenómenos radioactivos, se libera energía, que aparece como energía cinética de las partículas y como energía ondulatoria electromagnética de los rayos gamma.

La duración de un núcleo dado (y, por lo tanto del átomo correspondiente), antes de transformarse, es impredecible. Pero para conjuntos grandes de átomos se puede observar una regularidad que se expresa por el "período de semidesintegración", que es el tiempo en que un cierto número de átomos de un nucleído radioactivo ("radionucleído") disminuye a la mitad. Para un radionucleído determinado, el período es constante.

En las condiciones prácticas de observación, el número de átomos es tan grande, que a pesar de su carácter estadístico, la constancia del período se cumple rigurosamente.

La ley fundamental de la radioactividad consiste en que el número de átomos que se transforman o "desintegran" por unidad de tiempo es proporcional al número de átomos presentes en ese momento, N :

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N \quad (\text{ecuación 1})$$

El signo menos expresa la disminución; λ es la constante de proporcionalidad, llamada constante de desintegración.

El número de átomos que se desintegran por unidad de tiempo se designa "actividad", símbolo A . Es decir:

$$A = \lambda N \quad (\text{ecuación 2})$$

La dimensión de λ es seg^{-1} ; N es sólo un número, y $|A| = \text{seg}^{-1}$. En lenguaje práctico la actividad se expresa en "desintegraciones por segundo" (o minuto,

etc .)

La constante de desintegración representa la probabilidad que tiene cada átomo de desintegrarse en la unidad de tiempo.

4. LEY TEMPORAL DE LAS TRANSFORMACIONES RADIOACTIVAS

Podemos integrar la ecuación 1:

$$dN = -\lambda N dt ,$$
$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt$$

El resultado es

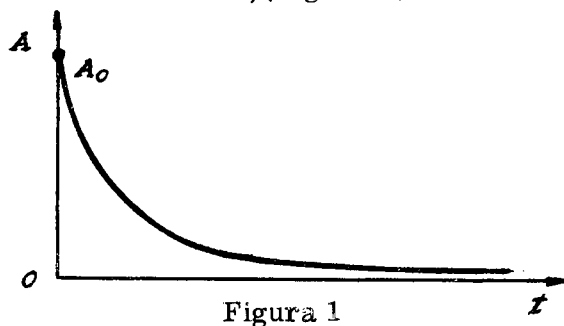
$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (\text{ecuación 3})$$

que expresa la ley temporal de las desintegraciones de un radionucleído. N es el número de átomos del radionucleído presentes en el instante t, y N₀ el número original de átomos, en el instante cero, en que comenzó la observación.

En la práctica, no se pueden contar átomos directamente, lo que se mide es la actividad, detectando las "radiaciones" emitidas. Como A = λN, podemos multiplicar ambos miembros de la ec. 2 por λ y obtenemos

$$A = A_0 e^{-\lambda t} \quad (\text{ecuación 4})$$

que es la forma observacional de la ley temporal. Esta ecuación exponencial, se puede representar en escalas lineales, (Figura 1) como una curva asintótica:



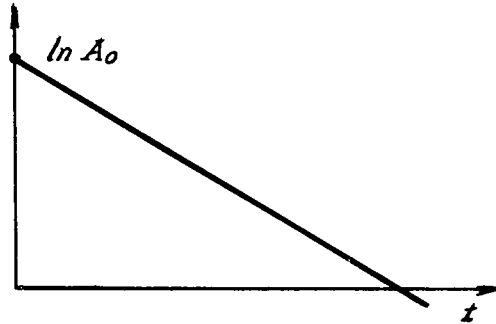
Si se toman logaritmos se obtiene

$$\ln A - \ln A_0 = -\lambda t \quad (\text{ecuación 5})$$

o sea

$$\ln A = \ln A_0 - \lambda t \quad (\text{ecuación 6})$$

que es la ecuación de una recta. Por lo tanto en escalas logarítmicas - lineal el gráfico es una recta:



La representación gráfica de la desintegración o caída de la actividad de un núcleo se hace, pues, en papel semilogarítmico, marcando en el eje de las ordenadas los valores de A, directamente.

5. PERIODO. VIDA MEDIA

Ya hemos definido el período de semidesintegración como el tiempo en que el número de átomos disminuye a la mitad. Dada la proporcionalidad de la ec. 2, el período es también el tiempo en que la actividad cae a la mitad. Podemos calcular su valor, mediante la ec. 5:

$$\ln \frac{A_0}{2} - \ln A_0 = -\lambda t_{1/2}$$

en que $t_{1/2}$ es el período. Despejando, resulta

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} \quad (\text{ecuación 7})$$

El nombre del período viene del francés "période de semidésintégration". En inglés su nombre es half-life, vida de la mitad.

Otro concepto es la "vida media" o vida promedio", τ (en inglés mean life; en francés vie moyenne) que representa el tiempo en que la actividad cae a $\frac{1}{e}$ del valor original.

La relación entre ambos valores es

$$t_{1/2} = 0,693 \tau$$

na, de modo que cuando haya transcurrido suficiente tiempo, todos los miembros de la cadena van a tener la misma actividad: $A_1 = A_2 = A_3 = \dots$, si queremos saber los números de átomos presentes de cada uno escribimos:

$$N_1 \lambda_1 = N_2 \lambda_2 = N \lambda_3 = \dots\dots\dots$$

El equilibrio secular se produce cuando el período del nucleído inicial es tan largo que su actividad no muestra variación sensible sino que es, en apariencia, constante.

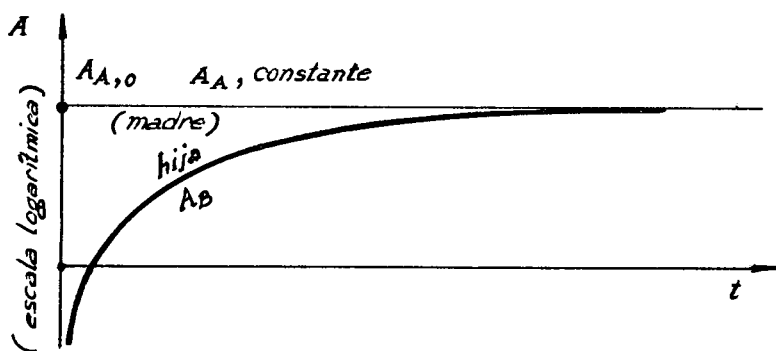
De la ecuación 1 se puede deducir la ley de crecimiento de un radionucleído B (hija) en el seno de su antecesor A (madre), inicialmente puro:

$$A_B = A_{A,0} \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t})$$

A_B es la actividad de B en el instante t .

$A_{A,0}$ es la actividad del antecesor A en el momento inicial.

I) En gráfico semilogarítmico, el crecimiento del radionucleído B hasta el equilibrio secular con el A,



El nucleído antecesor suele llamarse sustancia madre, y el producido, hija.

II) Hay otro caso de equilibrio, llamado "en tránsito", en que el período de la madre es más largo que el de la hija, pero no se puede considerar constante. Se cumple que en el equilibrio

$$\frac{A_B}{A_A} = \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A}$$

esto es, las actividades no son iguales, pero están en relación constante. Gráfico semilogarítmico:

4a Clase

PROPIEDADES DE RADIACIONES

1. GENERALIDADES

En lo que sigue, se entiende por radiación las partículas y los fotones emitidos por los núcleos durante las transformaciones radioactivas.

Las partículas son emitidas con velocidades enormes. Una partícula alfa de 5 MeV, que es un valor de energía típico para esa clase de partículas, tiene una velocidad inicial de unos 15.000 Km/seg. Una imagen gráfica de esa velocidad se obtiene considerando que si pudiera moverse libremente, podría llegar a la Luna en medio minuto.

Las partículas beta (positrones y negatrones) salen con velocidades que se acercan a la de la luz. Una β de 1 MeV (valor típico de energía), tiene una velocidad inicial de 270.000 Km/seg, con lo cual podría llegar a la Luna en 1,5 seg.

La radiación gamma, por ser electromagnética, se propaga a la velocidad de la luz, 300.000 Km/seg, independientemente de su energía. La energía de un rayo gamma no es cinética, como la de las partículas, sino ondulatoria.

Para partículas: $E_c = \frac{1}{2} m v^2$ (m = masa; v = velocidad)

Para fotones : $E = h \nu$ (h = cte. de Planck; ν = frecuencia).

Cuando la velocidad es muy elevada, se aplican ecuaciones relativistas.

En el vacío las radiaciones se propagan en línea recta, indefinidamente. En los medios materiales, en cambio, se producen procesos de interacción entre la materia y las radiaciones, que determinan la absorción de las mismas.

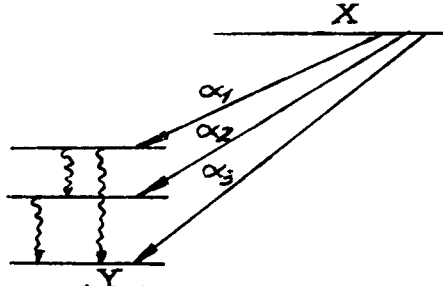
2. DISMINUCION DE INTENSIDAD EN EL ESPACIO

Si las radiaciones (de cualquier tipo) son emitidas por una fuente puntual (pequeña), la intensidad disminuye en razón inversa con el cuadrado de la distancia a la fuente, por razones puramente geométricas, aunque la propagación tenga lugar en el vacío absoluto. Llamando I a la intensidad (número de partículas o fotones que atraviesan un detector por unidad de tiempo), y d a la distancia entre el detector y la fuente, se cumple, para dos posiciones 1 y 2 del detector, que

$$I_1/I_2 = (d_2/d_1)^2$$

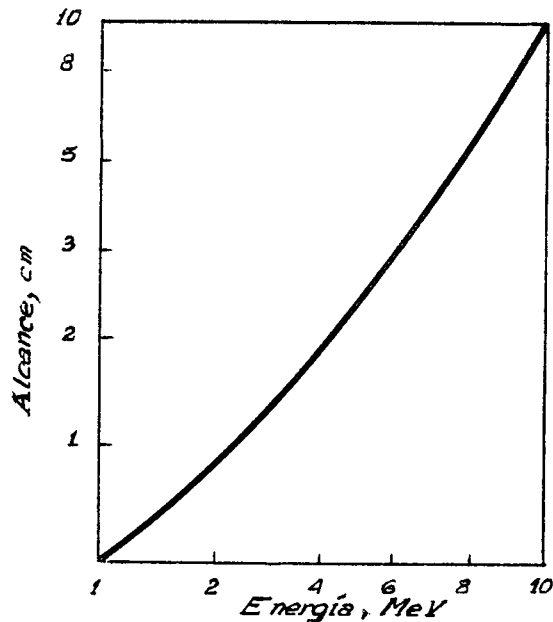
3. PARTICULAS ALFA

Son iones de helio-4, de origen nuclear. Tienen energía definida. En un esquema tal como el representado, la desintegración del nucleído X dá lugar a la emisión alternativa de tres grupos de partículas α , cada uno de ellos con energía igual a la diferencia de energía entre los niveles inicial y final en cada caso.

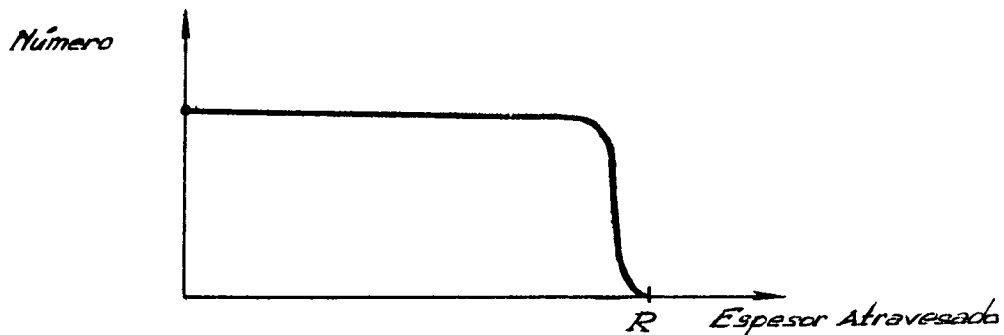


El ámbito de energías de partículas alfa en fenómenos radioactivos se extiende desde unos 2,5 MeV hasta unos 10 MeV. Por lo común, los valores van de 4 a 6 MeV.

En el seno de los gases, las partículas α tienen un alcance de unos centímetros. El alcance depende de la energía de las partículas, según se muestra en el gráfico siguiente.



Si se cuentan las partículas de un haz a lo largo de su trayectoria en un medio gaseoso, se ve que disminuyen bruscamente recién al final del alcance, R :



La absorción, o desaparición de partículas, al cubrir el espesor R , se debe a que durante la trayectoria pierden continuamente energía por choques con electrones y con núcleos, estos últimos son muy infrecuentes, y dan lugar a dispersión de Rutherford (ver 1a. clase). El choque con los electrones de los átomos es muy frecuente, y produce dos efectos:

1) la ionización de los átomos, por eyección de electrones chocados



2) o bien la excitación de electrones (y por lo tanto de los átomos correspondientes) a niveles superiores de energía.

La energía media gastada en producir un par de iones, en los gases es de unos 34 eV. Una partícula α de 3,4 MeV produce, por lo tanto 100.000 pares de iones; el número de pares/mm de recorrido varía a lo largo de la trayectoria según el gráfico de Bragg:

$P \cdot i / mm$



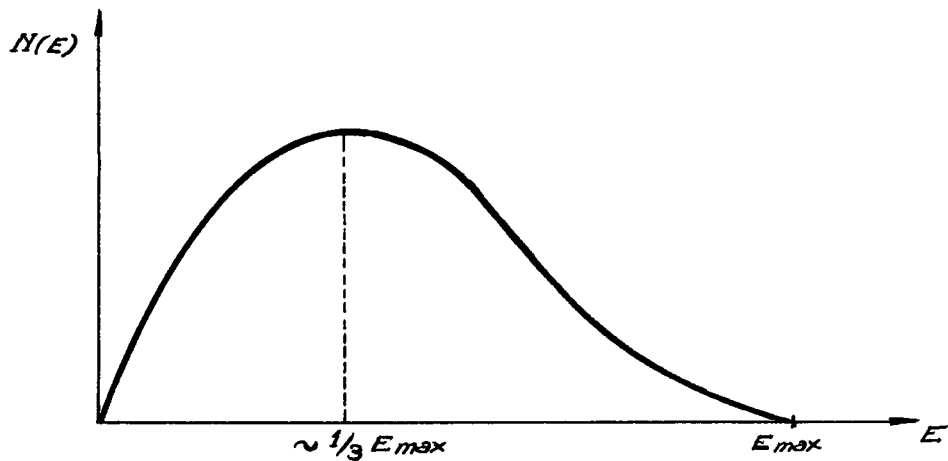
Es decir, el grueso de la ionización se produce al final, cuando la partícula ha perdido la mayor parte de su velocidad, y ello es porque pasa más lentamente y tiene así más oportunidad para actuar sobre los átomos.

En sólidos la penetración de las partículas alfa es mínima, del orden de micrones (5 MeV, en aluminio: $20 \mu m$).

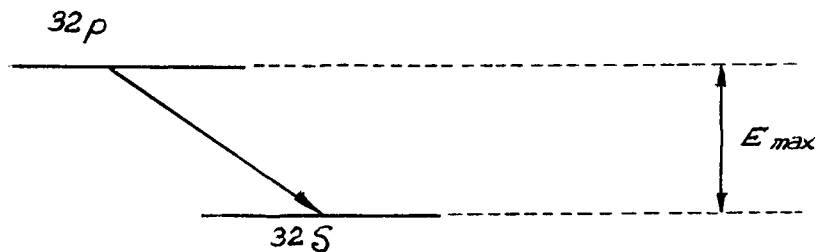
Cuando una partícula α llega al final de su recorrido su energía ha descendido al valor de la energía cinética o térmica de los átomos del medio; en estas condiciones captura electrones y termina por convertirse en un átomo neutro de helio-4.

4. PARTICULAS BETA

No son monocromáticas; es decir, las partículas emitidas por un núcleo que se transforma no tienen energía definida, sino que sus energías se distribuyen en forma continua desde cero hasta un valor máximo E_{\max} . Tienen, por lo tanto, un espectro continuo de energía:

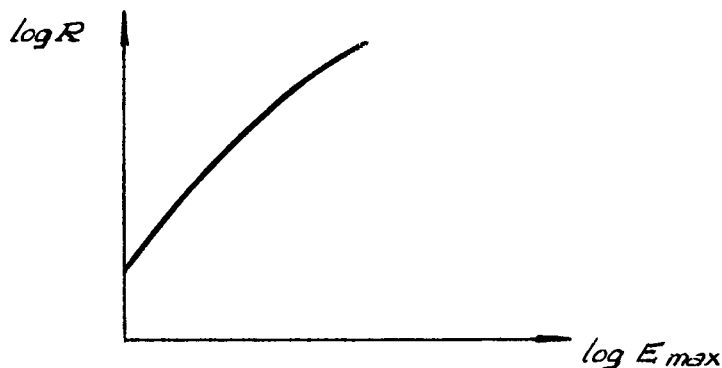


La E_{max} es igual a la diferencia entre los niveles energéticos entre los cuales se produce la transformación; ejemplo:



La distribución continua se debe a que en cada proceso de transformación beta la energía disponible (E_{max}) se reparte entre la partícula β y el neutrino, en cualquier combinación posible.

El ámbito de E_{max} beta normal en radioactividad se extiende entre 0,1 y 2,5 MeV. El alcance de cada partícula individual depende de su energía, pero para las β emitidas por un dado nucleído se puede definir un alcance R , como la máxima penetración de esas betas en el medio considerado. Ese alcance está directamente relacionado con el valor E_{max} respectivo:



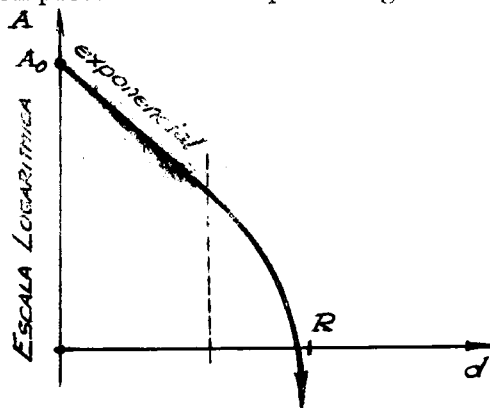
El alcance máximo de las partículas beta en aire puede llegar a ser de varios metros; en sólidos se reduce a unos pocos milímetros.

Si se cuenta el número de partículas β por unidad de tiempo para distintos espesores de material absorbente (por ejemplo, aluminio), se observa una disminución exponencial, para espesores pequeños, que se puede expresar por la ecuación

$$A = A_0 e^{-\mu d}, \text{ siendo}$$

- A : actividad medida
 A₀ : actividad medida sin absorbente interpuesto
 μ : coeficiente de absorción; depende de la energía E_{max} y del Z del absorbente.
 d : espesor atravesado

El gráfico completo tiene el aspecto siguiente:



La curva que antecede está corregida con respecto a cualquier radiación electromagnética presente.

Los procesos de interacción con electrones orbitales atómicos son similares a los descritos para partículas alfa: ionización y excitación. En un medio gaseoso, también se gastan unos 34 eV por cada par de iones producido.

Con núcleos, las partículas beta (los electrones de alta energía, en general) sufren una interacción que consiste en pérdida de energía por "frenamiento"; esta energía aparece como radiación X de espectro continuo llamada "Bremsstrahlung" o "radiación de frenamiento". Un ejemplo familiar de Bremsstrahlung está constituido por los rayos X usados corrientemente para radiografías, los cuales se obtienen haciendo incidir un haz acelerado de rayos catódicos (electrones) sobre un cuerpo sólido llamado anticátodo.

Un electrón negativo que pierde su energía por ionización y excitación de átomos y por emisión de Bremsstrahlung hasta quedar en el nivel energético térmico ambiente, termina por ser capturado por algún ión positivo o un átomo neutro.

Un positrón, en cambio, que ha perdido su energía, forma una asociación llamada "positronio", de vida brevísima (10^{-7} seg), con un negatrón, y a continuación ambos se aniquilan recíprocamente, convirtiendo la energía equivalente a sus masas en 2 fotones de radiación electromagnética de 0,511 MeV cada uno (0,511 MeV es el equivalente de la masa de un electrón).

Esta es la "radiación de aniquilamiento" que acompaña, como radiación secundaria, a la emisión beta positiva.

5. RAYOS GAMMA

Son monocromáticos, es decir, tienen energía definida, igual a la diferencia de niveles entre los cuales se produce la desexcitación.

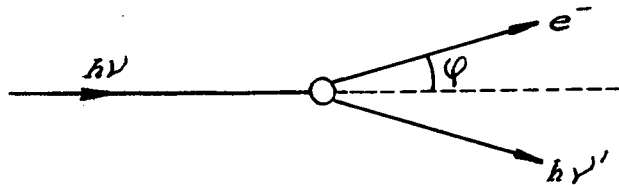
También producen ionización y excitación, pero en mucho menor grado que las partículas. Los procesos de interacción de los rayos gamma con la materia son fundamentalmente de tres tipos:

1. Efecto fotoeléctrico :

Consiste en el choque de un fotón con un electrón ligado en capas orbitales profundas, a consecuencia de lo cual el fotón desaparece, transfiriendo toda su energía. El "fotoelectrón" es expelido del átomo con la energía del fotón menos la necesaria para ser arrancado de su órbita.

2. Efecto Compton :

Consiste en un choque de tipo elástico entre el fotón γ y un electrón libre o ligado superficialmente. Se conserva el impulso y se reparte la energía. Como consecuencia del choque el electrón es impulsado, y el fotón continúa con menor energía en otra dirección.



$h\nu$ energía del fotón incidente

$h\nu'$ energía del fotón emergente

La energía gamma emergente tiene una distribución continua porque depende, en cada proceso individual, del valor del ángulo de dispersión φ .

3. Creación de pares ($e^+ - e^-$) :

Este efecto ocurre en las cercanías de un núcleo. Consiste en el aniquilamiento del fotón, dando nacimiento a un par de electrones de cargas opuestas. La energía mínima del fotón, para que esto sea posible es justamente igual a dos masas electrónicas, es decir, a 1,022 MeV. Los electrones se reparten el excedente de energía sobre este umbral.

Para cada uno de estos procesos hay un coeficiente de absorción, y su suma es igual al coeficiente total de absorción de radiación gamma:

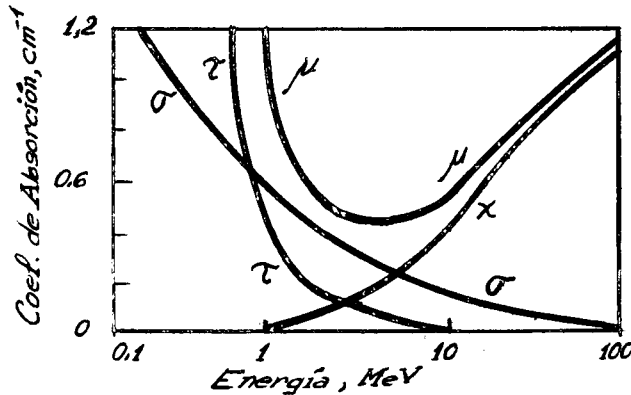
$$\mu = \tau + \sigma + \kappa$$

τ : coeficiente para ef. fotoeléctrico

σ : coeficiente para dispersión

κ : coeficiente para creación de pares

Los coeficientes no son constantes, sino que dependen de E y del Z del material absorbente. La variación tiene el aspecto que dá el siguiente gráfico para $z = 82$ (Pb):



Observando la curva del coeficiente global μ se ve que presenta un mínimo. Eso implica que el absorbente es más transparente al paso de los rayos γ de la energía correspondiente.

Si el absorbente es delgado, la absorción se expresa bien por la ecuación exponencial

$$A = A_0 e^{-\mu d}$$

similar a la que se vió para la radiación beta.

En el caso de rayos γ no hay alcance definido, sino que la intensidad disminuye exponencialmente con el espesor d .

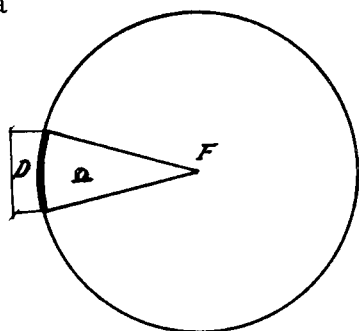
Cuando el absorbente es grueso, la disminución es menor que la calculada, porque a la radiación que atraviesa se añade radiación secundaria y dispersada en el seno del absorbente. En tal caso el valor de A , calculado debe multiplicarse por un coeficiente B , de "build-up" o de "multiplicación", cuyo valor es función de la energía de la radiación incidente, y del Z del absorbente.

5a. Clase

DETECCION Y MEDICION DE RADIOACTIVIDAD

1. GENERALIDADES

Los métodos para detectar radiaciones se basan en las distintas formas de interacción con la materia, ya vistas. Una vez que las partículas o fotones son detectados, pueden ser contados. El número contado por unidad de tiempo no es necesariamente la actividad de la fuente emisora, porque el detector raramente puede ser 100% eficiente. La limitación más importante de la eficiencia es de orden geométrico. Considerando el espacio alrededor de la fuente radioactiva F, con actividad absoluta A (ángulo sólido 4π), un detector cualquiera D sólo "ve" la fuente según el ángulo sólido Ω , de donde la actividad medida (o velocidad de conteo) R_D será



$$R_D = \frac{\Omega}{4\pi} A$$

En general, operará un factor de eficiencia c que comprende el efecto geométrico y otros efectos de absorción, dispersión y sensibilidad intrínseca, de manera que la actividad medida R es

$$R = cA,$$

El factor C de un detector se puede calcular a veces de antemano, o bien determinar experimentalmente, si se conoce la A de una fuente de calibración determinada. Los detectores se pueden clasificar según el tipo de efecto de la radiación en que se basan:

EFFECTOS	PROCEDIMIENTOS O APARATOS
Ionización	Detectores de ionización en gases: - cámara de ionización - detector proporcional - detector Geiger-Müller - cámaras de niebla (Wilson, etc.) Cristales semiconductores
Excitación atómica	Detectores de centelleo: sólidos; líquidos Detección por termoluminiscencia Detector de Cherenkov

EFECTOS	PROCEDIMIENTOS O APARATOS
Efectos químicos	Fotografía Dosimetría química Contaje de trazas en sólidos
Efectos calóricos	Calorímetros

2. REGISTRO ELECTRONICO

Los detectores de las dos primeras categorías acusan la radiación produciendo, directa o indirectamente, pulsos eléctricos. Estos son generalmente amplificados y finalmente registrados. El registro puede realizarse de tres modos distintos:

- I Cargando un capacitor, del cual sale una corriente de descarga de intensidad proporcional a la actividad detectada. Un circuito electrónico de este tipo se llama integrador ("rate meter").
- II Directamente, en circuitos electrónicos contadores llamados escalímetros. Se operan durante el tiempo deseado y se lee el número de pulsos ("cuentas") salidos del detector durante ese tiempo; con esos datos el operador calcula la velocidad de contaje R en cuentas por segundo o por minuto, etc.
- III Clasificando los pulsos según su amplitud (espectrometría). Esta modalidad se aplica a la salida de detectores cuya respuesta (amplitud de pulso) es proporcional a la energía de la radiación incidente. El circuito utilizado se llama analizador de altura de pulsos, y puede ser de dos tipos:

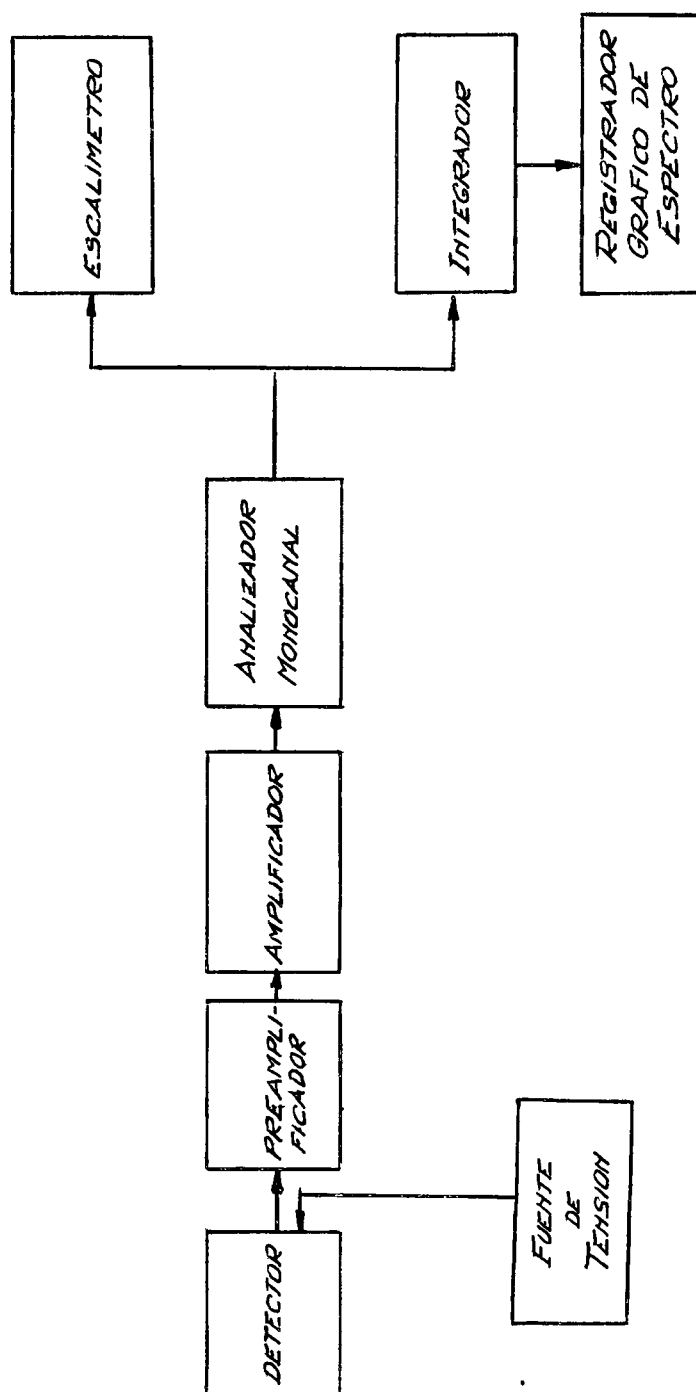
Analizador monocanal : (el más sencillo), sólo registra, en escalímetro anexo, aquellos pulsos que tienen amplitud previamente elegida. Para contar los pulsos de todas las amplitudes que llegan del detector se opera el analizador sucesivamente en las condiciones apropiadas para fijar la admisión de cada una de las amplitudes separadamente, es decir, se varía la "altura del canal" de pasaje al escalímetro.

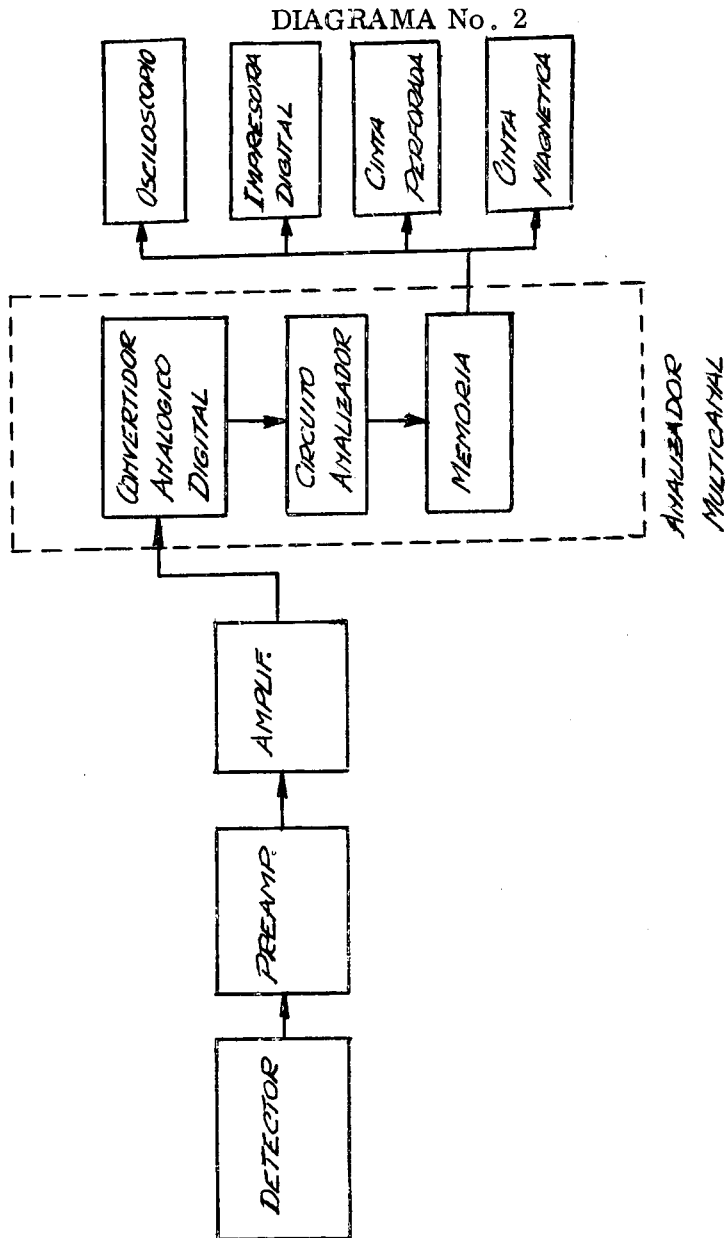
Analizador multicanal : un "convertidor analógico - digital" traduce la amplitud de cada pulso en un dato numérico que se registra en una memoria electrónica; esta cuenta, en "canales" separados, los pulsos de cada amplitud. La operación de la memoria está abierta simultáneamente para todas las amplitudes que llegan del detector. El operador recibe la información adquirida por la memoria mediante un osciloscopio que muestra la imagen de

nivel de cuentas acumuladas en todos los canales (4000, por ejemplo); también por máquina impresora de los datos en forma digital; o bien en cinta de papel perforado según código; o grabada en cinta magnética.

La conexión de los componentes del sistema detector-equipo de registro se realiza según los siguientes diagramas.

DIAGRAMA No. 1





Algunos sistemas se conectan en forma simplificada. El detector Geiger, por ejemplo, se conecta (a veces a través de preamplificador) directamente al integrador o al escalímetro, alternativamente.

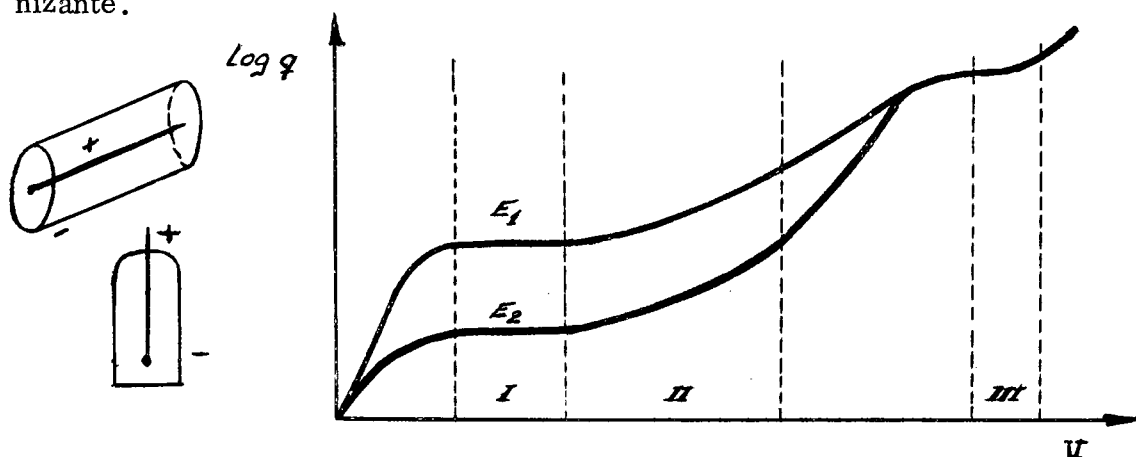
A continuación se dan algunos detalles sobre los principales detectores de ionización y de centelleo.

3. DETECTORES DE IONIZACIÓN EN GASES

Están constituidos por un gas encerrado entre un par de electrodos: el ánodo es por lo general una barrita o alambre de metal, y el cátodo un cilindro conductor que rodea al primero. Hay otras formas posibles.

Los procesos de ionización por partículas α o β , o por fotones, que penetran en el detector, producen disociación de los átomos o moléculas de gas en electrones e iones positivos. Bajo la acción de la tensión aplicada a los electrodos V , los electrones se mueven muy rápidamente hacia el electrodo central (ánodo) y los iones hacia la pared cilíndrica (cátodo), con mayor lentitud. La descarga eléctrica producida constituye un "pulso", q .

El tamaño de los pulsos depende del valor del campo eléctrico y es, según el tipo de detector, dependiente o no de la energía de la radiación ionizante.



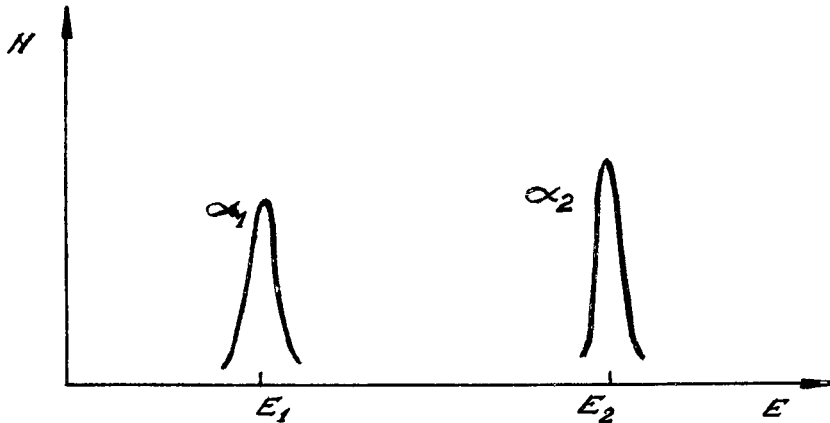
El gráfico muestra como depende el tamaño del pulso de la tensión aplicada. La curva superior corresponde a la ionización producida por una partícula o fotón de energía E_1 , mayor que la energía E_2 , correspondiente a otra partícula o fotón diferente (curva inferior).

A tensiones menores que en la zona I el campo eléctrico es débil y una porción más o menos grande de los iones se recombinan entre sí. Al llegar a la zona I todos los iones son capturados por los electrones y los pulsos resultan de tamaño uniforme, proporcional a la energía incidente. Esta es la condición de trabajo de la cámara de ionización. Según la construcción de la cámara, ésta puede dar corriente de intensidad proporcional a la actividad (y a la energía) que se lee en un electrómetro (micro-microamperímetro), o bien puede dar pulsos separados que se registran según ya se describió.

Las cámaras de ionización "en corriente" son las más frecuentes; son sencillas y duraderas, pero no tienen mucha sensibilidad; por ello se aplican mejor a la medida de actividades intensas. El gas es ordinariamente aire.

En la zona II, las tensiones aplicadas a los electrodos son elevadas y ello da lugar a la aceleración de los iones: éstos ganan energía a expensas del campo eléctrico y son capaces de producir ionización por choques, como la radiación incidente. Esto da lugar a la multiplicación de los iones; el factor de multiplicación va de 100 a 1000 aprox., y depende del gas, de la

presión, de la tensión aplicada y de las dimensiones de los electrodos. La ionización multiplicada constituye una "avalancha" localizada en la zona de incidencia primaria. Los pulsos crecen con la tensión pero son proporcionales a la energía incidente. Este es el mecanismo de funcionamiento de un detector proporcional. El gas interpuesto suele ser argón, con 10% de metano; son instrumentos de respuesta rápida ("tiempo muerto", aprox. 1 microseg.), muy buenos para espectrometría.



La figura muestra el aspecto de un espectro de rayos alfa, con detector proporcional. E es la energía de las partículas (que se determina mediante calibración del instrumento) y es el número de partículas α_1 ó α_2 de energías E_1 y E_2 , respectivamente. Otra aplicación útil del detector proporcional es la medición diferenciada de partículas α y β emitidas por una muestra mixta. En algunos modelos la fuente puede colocarse dentro del detector, lo cual permite aumentar muchísimo la eficiencia.

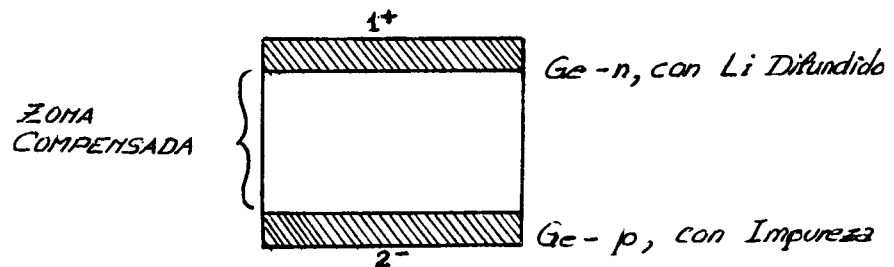
En la zona Geiger-Müller (III), funciona el detector del mismo nombre. La tensión es tan alta que las avalanchas causadas por las partículas ionizantes se extienden a toda la longitud del alambre anódico, y los pulsos de salida tienen todos el mismo tamaño, independientemente de la energía de las partículas o fotones. Los pulsos son grandes, de amplitud superior a 1 voltio, y pueden ser contados por el escalímetro sin necesidad de amplificación; esto simplifica y abarata el equipo electrónico, y hace del "tubo" Geiger un detector muy popular. Este detector tiene dos desventajas: no permite hacer análisis espectrométrico de la radiación, y tiene un "tiempo muerto" elevado (del orden de 200 microsegundos); este es el tiempo durante el cual el detector permanece insensible después de cada pulso, y se debe a la deformación del campo producida por la intensa descarga. La tendencia a dar pulsos múltiples (en vez de uno por partícula incidente) también es nociva, pero se la corrige agregando al gas (argón) una pequeña cantidad de halógeno o vapor orgánico, como el alcohol, para absorber fotones ultravioleta que son responsables del efecto.

4 DETECTORES SEMICONDUCTORES

Cuando penetra radiación en un sólido cristalino, arranca electro-

nes de la red, dejando en su lugar vacantes o agujeros. En presencia de un campo eléctrico, los electrones podrán migrar, si las propiedades del cristal lo permiten, hacia el ánodo. Los agujeros serán llenados por electrones de átomos vecinos y se desplazarán de átomo en átomo hasta el cátodo, comportándose, pues, como cargas positivas.

Sobre cristales conductores no puede mantenerse una diferencia de tensión, y los cristales aisladores no permiten la circulación de la corriente de electrones. Los cristales semiconductores, en cambio, pueden utilizarse como detectores, aunque pocos ofrecen características convenientes. Los más usados son los de germanio o de silicio. No se usan cristales puros, sino que se mejoran sus propiedades preparándolos con un pequeño contenido de impurezas de efecto opuesto. Se parte con un cristal que contiene átomos de un elemento como el boro, deficiente en electrones, comparado con el del cristal. El cristal así "dopado" se llama "p" (por positivo): Ge-p, Si-p. A continuación, desde la superficie se difunde litio hacia el interior; creando una zona "n": Ge-n, vg. El electrón de valencia del litio está en exceso y pasa en parte a ocupar agujeros de la impureza. La zona central por lo tanto, resulta compensada en electrones y agujeros.



Esta preparación aumenta la resistencia del cristal y permite aplicar sobre las caras 1 y 2 un campo eléctrico intenso, de la polaridad indicada. La aplicación de tensión aumenta aún más el espesor de la zona compensada; los electrones y agujeros que la radiación produce en esta zona se mueven hacia los electrodos de signo opuesto y dan pulsos eléctricos.

La gran ventaja de los detectores semiconductores es su gran sensibilidad y resolución, pues sólo se necesitan unos 3eV para producir un par electrón-agujero. Son también muy veloces en su respuesta y dan excelente resultado en espectrometría.

5 DETECTORES DE CENTELLEO

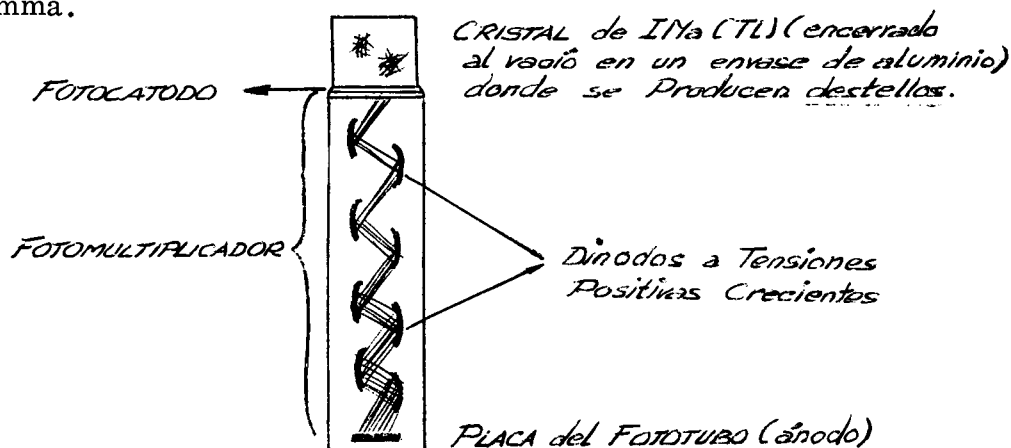
Muchas substancias inorgánicas que contienen ligero contenido de ciertas impurezas emiten luz cuando son excitadas por radiación (nuclear, luminosa, etc.). Cuando ello ocurre "simultáneamente" con la excitación se las llama fluorescentes.

El sulfuro de cinc impurificado con sulfuro de plata se usó para de-

tectar partículas alfa desde los tiempos iniciales de los estudios nucleónicos: cada partícula que incide sobre el sulfuro produce un destello luminoso verde amarillento, visible, en la oscuridad, especialmente con ayuda de un microscopio.

La potencialidad del método aumentó considerablemente cuando se inventó la válvula fotosensible multiplicadora de electrones ("fotomultiplicador"). Estas poseen un cátodo sensible a cantidades mínimas de luz, que arranca electrones de su superficie; dentro de la válvula hay una sucesión de electrodos a tensiones crecientes ("dinodos") que recogen y multiplican el flujo de electrones; el factor global de multiplicación es del orden de 10^6 .

Si se combina un detector fluorescente apropiado con un tubo fotomultiplicador se obtienen pulsos eléctricos proporcionales a la energía que la radiación disipa en el detector; éste suele ser SZn (Ag) para partículas α , y un cristal de ioduro de sodio impurificado con ioduro de talio, INa (Tl), para radiación gamma.



La combinación cristal de ioduro de Na y fotomultiplicador tiene un tiempo muerto muy chico, y además se presta muy bien para espectrometría.

También se usan centelleadores orgánicos, que pueden ser sólidos o solubles. En este último caso se disuelve el detector, en tolireno, por ejemplo, y también la sustancia radioactiva. Un centelleador "líquido" (en solución) es, por ejemplo, el 2,5 -difetil-oxazol (PPO). El mecanismo de fluorescencia es algo diferente que para los detectores de centelleo inorgánicos.

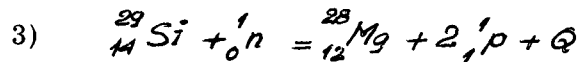
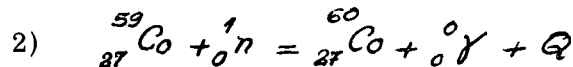
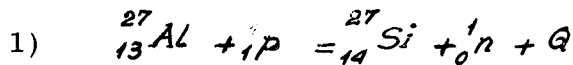
6a. Clase

REACCIONES NUCLEARES

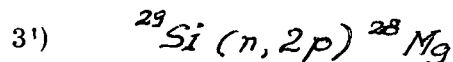
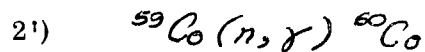
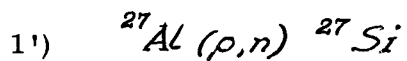
1. GENERALIDADES

Las reacciones nucleares son transformaciones estructurales causadas por choque entre dos núcleos, uno de los cuales es generalmente muy pequeño (una partícula), es decir: un protón (1_1p), neutrón (1_0n), deuterón (2_1d), tritón (3_1t), helión o partícula alfa (${}^4_2\alpha$) o, excepcionalmente, más pesados. También es posible observar reacciones producidas por fotones, y aún electrones.

Se dan tres ejemplos de reacciones, representadas al estilo químico, poniendo en el primer miembro los núcleos que reaccionan, y en el segundo los productos de la transformación, y la energía liberada o absorbida, Q:



Pero es más común usar una notación abreviada, en que el núcleo pesado original, y el nuevo resultante se escriben a izquierda y derecha de un paréntesis; dentro de éste se escribe el símbolo de la partícula incidente, y luego las partículas resultantes, separadas por una coma. Los tres ejemplos anteriores se escriben, pues:



Los Z y el Q se sobreentienden. La ventaja de este sistema es que permite reunir en tipos con nombres propios a las reacciones según las partículas que toman parte. Por ejemplo, reacciones en que un neutrón actúa con un núcleo y se obtiene otro núcleo isotópico del primero más un fotón, como la 2) anterior, pueden representarse, genéricamente (n, γ) y llamarse reacciones "ene-gamma".

Los valores de Q pueden calcularse por simple balance de masas atómicas precisas. Para la reacción 1:

$$M_{Al-27} + M_H = M_{Si-27} + M_n + Q$$

Reemplazando por $M_{Al-27} = 26,981535$, etc., se obtiene $Q = -5,59$ MeV.

Como se ve, en este caso Q es negativo; la reacción se produce absorbiendo energía para crear masa (los productos tienen más masa que los núcleos reaccionantes). La energía absorbida es aportada por la partícula incidente, como energía cinética.

Reacciones que transcurren con absorción de energía son "endoérgicas". Aquella en que se libera energía son "exoérgicas", como la 2). Para ésta, el cálculo da $Q = 7,50$ MeV.

La energía cinética mínima que debe aportar una partícula para que una reacción endoérgica determinada pueda ocurrir se llama energía umbral E_u y es

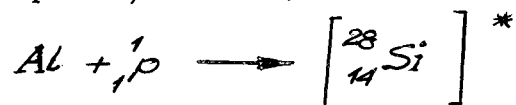
$$E_u = Q + E_r$$

siendo E_r la energía de retroceso del núcleo chocado.

Para las reacciones exoérgicas no hay requerimiento de energía umbral, sino que pueden ocurrir aunque la partícula incidente tenga un mínimo de energía cinética. Esto sucede comúnmente con neutrones a energías térmicas (0,025 eV, que corresponde a las velocidades propias de la temperatura ambiente). Las partículas cargadas sin embargo, deben traer energía elevada para poder vencer la "barrera de potencial" o repulsión electrostática del núcleo, independientemente de que se necesite o no energía umbral.

2. MECANISMO. SECCIONES EFICACES.

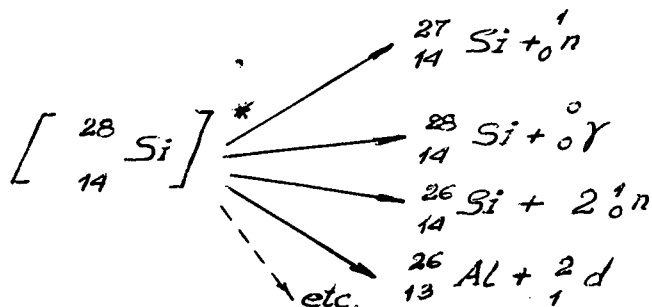
Si una partícula de suficiente energía choca con un núcleo, es un hecho experimental que se puede producir, no una, sino varias reacciones nucleares distintas. Según la teoría de Bohr, a energías no demasiado elevadas (< 50 MeV), la partícula incidente se une al núcleo original, constituyendo un núcleo compuesto, inestable.



El núcleo compuesto está altamente excitado (*) porque ha adquirido la energía cinética aportada por la partícula incidente, más la energía de unión liberada por la incorporación de la misma. La energía de excitación se distribuye por choques entre todos los nucleones del núcleo compuesto, resultando un exceso promedio de energía para cada uno; la situación real, sin embargo, es que la energía estará distribuida estadísticamente,

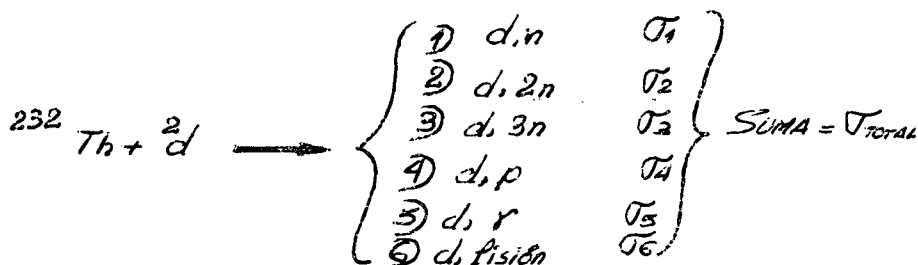
y algunos nucleones tendrán más energía que el promedio. Después de innumerables choques, una sucesión favorable puede conferir a un nucleón dada energía mayor que su energía de unión y podrá salir del núcleo; si se trata de un protón, deberá vencer la barrera de potencial, lo cual le exige aún más energía. Por ello, la entrada y la expulsión de partículas cargadas es más difícil que la de neutrones. La vida media para la desexcitación del núcleo compuesto es de unos 10^{-16} segundos.

En otra forma de desexcitación, el núcleo emite fotones. De manera que la transformación del núcleo compuesto puede realizarse por varios caminos:

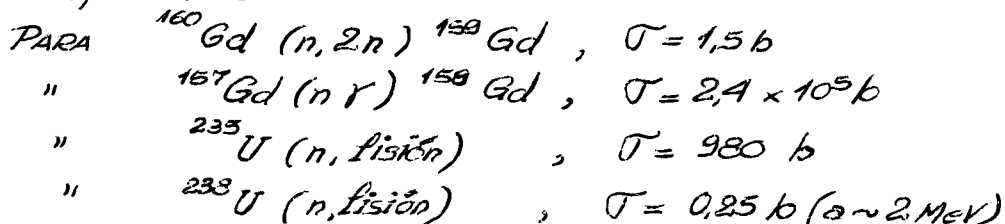


La consecuencia de esta múltiple posibilidad es que si se somete un nucleído a bombardeo con un haz homogéneo de partículas (o fotones), de energía definida, se producen efectivamente varias reacciones que dan lugar a productos distintos. Como cada reacción tiene su probabilidad definida, también resulta definida la proporción, o rendimiento, de los productos de la interacción.

La probabilidad, para cada reacción se expresa mediante un parámetro σ , que tiene la dimensión de un área (cm^2), y se llama "sección eficaz". La situación se puede visualizar como si el núcleo ofreciera al paso de las partículas una sección transversal igual a la sección eficaz total, y como si ésta estuviera dividida en fracciones o áreas eficaces parciales para cada una de las reacciones posibles. Por ejemplo :



La reacción transversal de un núcleo (radio $\approx 10^{-12}$ cm) es del orden de 10^{-24} cm^2 ; a este valor se lo considera unidad de sección, eficaz y se lo llama 1 barn (b); existen submúltiplos, como el milibarn (mb) y el microbarn (μb). Ejemplos:



Cuando el blanco (nucleído) sometido a bombardeo con un haz de partículas es delgado, el número de procesos de reacción nuclear de un tipo determinado, R , es, por segundo,

$$R = \sigma \cdot I n x$$

siendo $I =$ intensidad del haz; (seg^{-1})
 $n =$ núcleos reaccionantes por cm^3 ; (cm^{-3})
 $x =$ espesor del blanco; (cm)

Si el blanco es grueso, el haz se absorbe, por efecto de las reacciones, exponencialmente:

$$I = I_0 \cdot e^{-n\sigma x}$$

I_0 es la intensidad incidente. El número de procesos es igual a la disminución de intensidad del haz:

$$I_0 - I = (1 - e^{-\sigma n x})$$

Aplicación: Se irradia oro con neutrones térmicos en reactor nuclear de flujo neutrónico $\Phi = 10^7 \text{ cm}^{-2} \text{ seg}^{-1}$, calcular el número de núcleos de ^{198}Au producidos en un segundo. La σ para $^{197}\text{Au} (n, \gamma) ^{198}\text{Au}$ es de 99 b. El oro es monoisotópico (abundancia de ^{197}Au : 100%), su densidad es $19,3 \text{ g/cm}^3$, y su peso atómico = 197,2. Supongamos que el blanco de oro bombardeado tiene 5 cm^2 de área y $0,3 \text{ mm}$ de espesor.

Para obtener intensidad del haz multiplicamos el flujo por el área del blanco:

$$I = 10^7 \text{ cm}^{-2} \text{ seg}^{-1} \times 5 \text{ cm}^2 = 5 \times 10^7 \text{ seg}^{-1}$$

$$n = \frac{19,3 \times 6 \times 10^{23}}{197,2} = 5,89 \times 10^{22} \text{ núcleos de } ^{197}\text{Au/cm}^3$$

Cálculo del exponente:

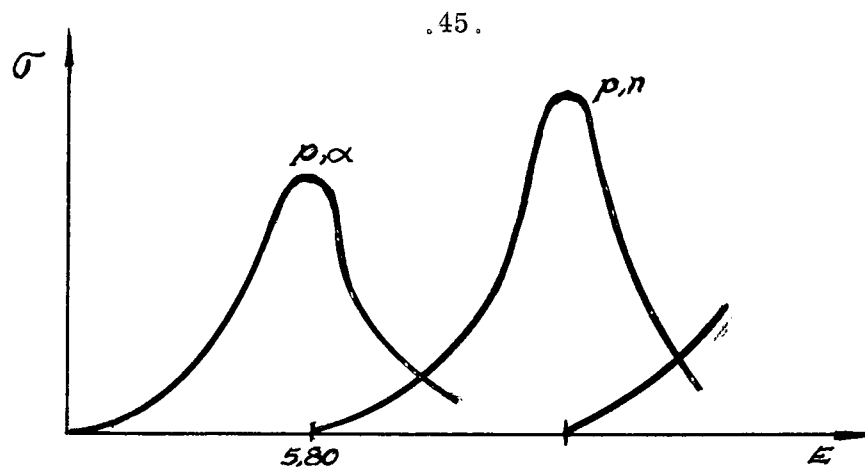
$$\sigma n x = 99 \times 10^{-24} \text{ cm}^2 \times 5,89 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3} \times 0,03 \text{ cm} = 0,175$$

Por lo tanto: $I_0 - I = 5 \times 10^7 (1 - e^{-0,175}) \text{ seg}^{-1}$
 $= 5 \times 10^7 (1 - 0,84) \text{ seg}^{-1} = 8,0 \times 10^6 \text{ seg}^{-1}$

Es decir que en un segundo se forman/millones de núcleos de oro -198.

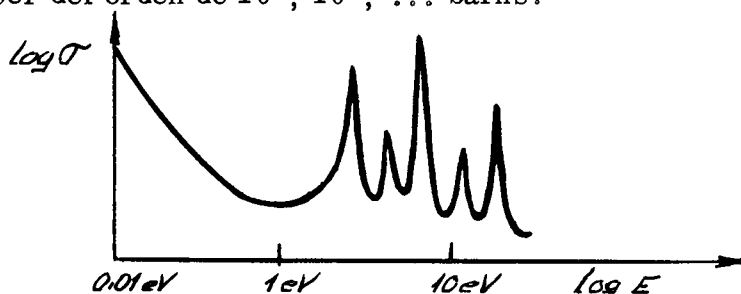
3. FUNCIONES DE EXCITACION

Las secciones eficaces dependen de la energía de la partícula incidente. En general su valor crece desde la energía umbral (si la reacción es endoérgica) o desde energía cero hasta un máximo, desde donde disminuye, debido a la importancia creciente de otras reacciones que entran a competir.



El gráfico muestra la variación de secciones eficaces para reacciones (p, α) y (p, n) sobre ^{27}Al . El Q de la primera es 1,59 MeV y el de la segunda - 5,59 MeV. La energía umbral para la reacción p, n es de 5,80 MeV.

La variación de σ con la energía se llama "función de excitación". Las formas anteriores se presentan para reacciones en que intervienen partículas cargadas. Para reacciones con neutrones del tipo (n, n) , $(n, 2n)$, (n, γ) el aspecto es diferente. La última, sobre todo, tiene probabilidad muy elevada a energías muy bajas (térmicas), y la σ disminuye a medida que la energía de los neutrones aumenta. Los valores de σ a energías térmicas (0,025 eV) pueden ser del orden de 10^3 , 10^4 , ... barns.



Más allá de 1 eV aparecen picos muy marcados llamados de resonancia: a las energías correspondientes las secciones eficaces para neutrones aumentan mucho porque se forman niveles excitados definidos del núcleo compuesto.

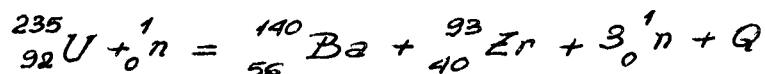
La reacción (n, γ) que es la más probable, con neutrones térmicos, se llama "captura radiante". Es altamente exotérmica y produce un nucleído isotópico del original, como en el ejemplo 2) de la sección 1. La captura radiante es la reacción que produce generalmente la "activación" de las sustancias introducidas en un reactor nuclear, porque los nucleídos formados suelen ser radioactivos.

4 FISION

La fisión fué descubierta por Otto Hahn en 1939. Es una reacción nuclear en que el núcleo compuesto se divide en dos, de tamaños comparables entre sí, y además se expulsan dos o tres neutrones. La fisión ocurre fundamentalmente en núcleos muy pesados porque en ellos la estabilidad decre-

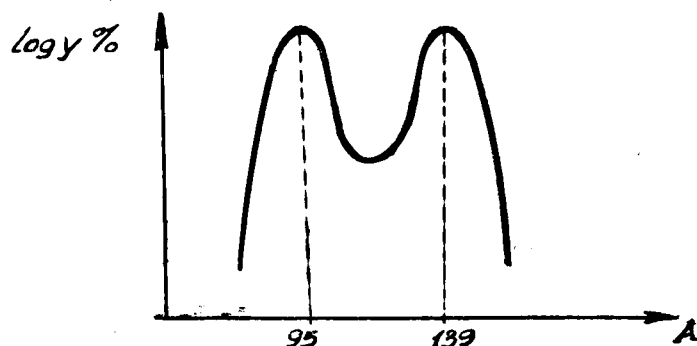
ce a causa de la alta repulsión entre numerosos protones, y porque el balance de masas resulta muy favorable a la división en núcleos medianos (ver gráfico de energías de unión vs. A). La energía desprendida por fisión es del orden de 200 MeV.

Una reacción de fisión, como ejemplo, sería:



Los neutrones liberados pueden eventualmente producir fisiones en otros núcleos, en los cuales se desprenderán nuevos neutrones y así repetidamente; en condiciones favorables, los neutrones se van multiplicando y esto permite a la fisión automantenerse (fisión en cadena). El proceso puede producirse descontroladamente en forma explosiva, o puede controlarse introduciendo sustancias que capturen una fracción de los neutrones por captura radiante, como en un reactor nuclear.

Los productos de fisión tienen A y Z que va desde ${}_{30}^{72}\text{Zn}$ hasta ${}_{83}^{161}\text{Tb}$, es decir cubren una gama de unos 90 valores de A, lo cual implica que el nucleído que se fisiona puede hacerlo de unas 45 maneras distintas. Cada manera tiene su probabilidad propia, y de ahí que se pueda representar una curva de rendimiento de productos de fisión en función del A de los mismos. El rendimiento, γ , se define como el número de núcleos de A determinado producidos en 100 fisiones.

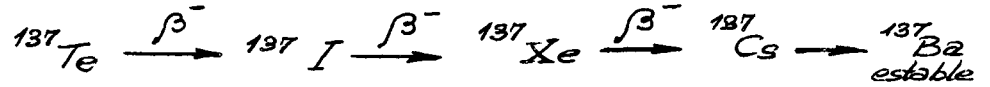


La curva de rendimientos, a energía térmica de neutrones presenta un doble máximo; es decir que las fisiones más probables son asimétricas. Los picos presentan en sus vértices una estructura fina relacionada con el llenado de capas cuánticas de nucleones.

El rendimiento sobre los máximos es de hasta 8%, en el valle central desciende hasta un 0,01%.

La relación entre el número de neutrones y de protones de un núcleo, como sabemos, aumenta a lo largo de la tabla de nucleídos. Para núcleos muy pesados, N/Z es del orden de 1,54, en tanto que en la zona de A's medianos N/Z es aprox. 1,3. Por lo tanto los fragmentos de fisión nacen con una proporción de neutrones demasiado elevada y en consecuencia son radioactivos; transformándose por etapas de desintegración β^- hacia estructuras más estables. Esto es exactamente el caso de corrimiento sobre una de las

ramas de la parábola de estabilidad, hacia el vértice, que se explicó oportunamente. Resulta así, para cada número de masa A, una cadena de productos de fisión; por ejemplo:



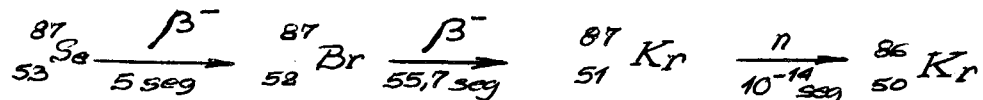
Cada uno de estos nucleídos se forma en la fisión, con un rendimiento original independiente:

Nucleído	Rto. independiente
${}^{137}\text{Te}$	0,062 %
${}^{137}\text{I}$	1,48
${}^{137}\text{Xe}$	3,07
${}^{137}\text{Cs}$	1,48
${}^{137}\text{Ba}$	<u>0,124</u>
	6,216 % Rendimiento acumulativo para la cadena 137.

El rendimiento acumulativo es el final, debido a que cada producto va transformándose en el siguiente.

Los neutrones inmediatos emitidos durante la fisión son dos o tres; en promedio 2,43 para ${}^{235}\text{U}$ a energía térmica; 4,5 para ${}^{235}\text{U}$ cuando la energía de los neutrones incidentes es de 14 MeV, etc.

Estos neutrones se emiten por los fragmentos, en 10^{-14} segundos. Una pequeña fracción de neutrones se emite "mucho" después, con períodos entre 0,23 y 55,7 segundos; éstos se llaman neutrones retardados; aunque la emisión de un neutrón por un núcleo es rapidísima, la existencia de los neutrones retardados se explica porque para llegar a los nucleídos emisores se pasa antes por otros de vida más larga. Ejemplo



Los subíndices escritos a la izquierda, en este caso, no son Z sino N. Se ve que en el último paso se llega a N = 50, número mágico. El período aparente de los neutrones es el del ${}^{87}\text{Br}$.

