



INTRODUCCION AL ESTUDIO DE LA QUIMICA NUCLEAR

POR EL
DR. D. JUAN SANCHO GÓMEZ
Catedrático de la Facultad de Ciencias

CAPITULO PRIMERO

Estructura de la materia

Partículas, átomos, moléculas.—La materia es discontinua y está formada por la agregación de unas pocas partículas fundamentales. Como partículas fundamentales podemos considerar los nucleones y los electrones. Aparte de estas dos partículas, se encuentran otras que pueden ser consideradas como resultantes de los tránsitos entre dos estados distintos de carga eléctrica de las dos partículas fundamentales. Estas otras partículas, que también pueden clasificarse entre las fundamentales, son los mesotones, los neutrinos y los electrinos.

Los nucleones y los electrones se pueden agregar de diversas maneras, dando lugar a los átomos, que son las individualidades que confieren a la materia sus propiedades específicas. Las formas de agruparse no son infinitas y, hoy en día, se conocen unos 700 átomos diferentes. De éstos, pocos más de 300 existen en la Naturaleza y los otros han sido creados artificialmente. Aquellos átomos en cuya constitución entra el mismo número de nucleones con carga positiva, llamados protones, siendo distinto el número de nucleones sin carga, o neutrones, se denominan isótopos y se agrupan formando los elementos químicos. El número de elementos químicos conocidos es de 96. Los átomos se pueden enlazar entre



sí, bien con otros átomos iguales o con átomos diferentes, formando las moléculas, constituyente fundamental de las sustancias químicas, conociéndose más de 700.000 moléculas diferentes.

Las partículas fundamentales.—Los nucleones son partículas pesadas, de masa próxima a la del átomo de hidrógeno, que pueden presentarse con carga eléctrica o sin ella.

Los neutrones son nucleones sin carga eléctrica, cuya masa es $1,67472 \times 10^{-24}$ grs., que fueron descubiertos por CHADWICK (1) en 1932, como consecuencia de investigaciones efectuadas por BOTHE y BECKER (2) y el matrimonio JOLIO-CURIE (3).

Los protones son nucleones cargados positivamente, cuya carga es indivisible e igual a $4,8021 \times 10^{-10}$ U. E. E. y se toma como unidad de carga eléctrica. Su masa es de $1,67248 \times 10^{-24}$ grs. Fueron observados por primera vez en 1886 por GOLDSTEIN (4) en los rayos canales.

Los electrones son partículas de carga igual, en valor absoluto, a la de los protones, pero cuyo signo puede ser positivo o negativo. A bajas velocidades su masa es de $9,1065 \times 10^{-28}$ grs. Como su masa es tan pequeña y pueden llegar a adquirir velocidades próximas a la de la luz, habrá que distinguir en ellos, de acuerdo con EINSTEIN, entre la masa en reposo y la masa en movimiento, de acuerdo con la ecuación

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

donde m_0 es la masa en reposo dada anteriormente, v la velocidad del electrón y c la velocidad de la luz. El nombre de electrones se suele reservar para los negativos, que fueron descubiertos por THOMSON en 1897 (5). Los electrones positivos reciben el nombre de positrones. Fueron observados por primera vez por ANDERSON (6) en los rayos cósmicos en el año 1932.

Los neutrinos son partículas hipotéticas de masa similar a la de los electrones y que carecen de carga, cuya existencia hay que suponer para poder explicar algunos aspectos de la emisión β en los procesos radio-

(1) J. CHADWICK: *Nature*, **129**, 312 (1932).

(2) W. BOTHE y H. BECKER: *Z. Physik.*, **66**, 5, 289 (1930).

(3) I. CURIE y F. JOLIO: *Compt. rend.*, **193**, 14, 12 (1931).

(4) E. GOLDSTEIN: *Berl. Ber.*, **39**, 691 (1886).

(5) J. J. THOMSON: *Phil. Mag.*, **44**, 293 (1897).

(6) C. D. ANDERSON: *Phys. Rev.*, **10**, 325 (1932).





activos. Experimentalmente es difícil de probar su existencia a causa de su pequeña masa y la ausencia de carga.

Los mesotones son partículas cuya masa parece ser, aproximadamente, 18×10^{-28} gr., o sea unas 200 veces la del electrón. Su carga puede ser negativa o positiva. Fueron observados por primera vez, en 1936, por ANDERSON y NEDDERMEYER (1).

Los fotones son los corpúsculos complementarios de las radiaciones electromagnéticas. El hecho de que en algunas reacciones nucleares los fotones, rayos gamma con gran energía, desaparezcan totalmente, dando lugar a la formación del par electrón-positrón; así como el hecho de que en el choque electrón-positrón desaparezcan ambos, dando lugar a una radiación gamma, es lo que induce a incluir los fotones entre las partículas fundamentales. Su carga será nula y su masa, deducida de su energía mediante la fórmula de EINSTEIN, será $1,762 \times 10^{-27}$.

Los electrinos son partículas cuya masa en reposo es solamente 10^{-14} veces la del electrón. Su carga, que puede ser de signo positivo o negativo, es igual a la diezmilésima parte de la del electrón. Estas partículas han sido observadas por THIBAUD (2) en la emisión radioactiva del ${}_{83}\text{Bi}^{210}$ (RaE) y del ${}_{83}\text{Bi}^{214}$ (RaC) (3), el cual supone que la unión de un electrino positivo y otro negativo da lugar a la formación de un fotón. Estos fotones, como es natural, son de una energía mucho menor, menor frecuencia, que los obtenidos por el par electrón-positrón.

Átomos.—Podemos abordar el problema de la constitución del átomo con sólo tres de las partículas arriba estudiadas: neutrón, protón y electrón. Consideramos el átomo como formado por un núcleo, con carga positiva, y cuya masa es prácticamente igual a la masa total del átomo, rodeado por una nube electrónica que neutraliza la carga positiva del núcleo.

Núcleo atómico.—Los núcleos están constituidos por la agrupación de protones y neutrones. Dos son sus características fundamentales: la carga y la masa. La carga eléctrica será igual a la suma de las de los protones. Si se toma la carga de un protón como unidad de carga eléctrica, el número de éstos nos dará la carga total del núcleo. La masa será igual a la suma de las masas de los protones y neutrones integrantes; esto, sin embargo, no es cierto más que en una primera aproxima-

(1) C. D. ANDERSON y S. NEDDERMEYER: Phys. Rev., 50, 263 (1936).

(2) J. THIBAUD: Compt. rend., 223, 984 (1946).

(3) En la notación empleada el subíndice de la izquierda indica la carga nuclear o número atómico A del átomo o partícula en cuestión, y el exponente de la derecha el número masico Z , que es la suma de los neutrones y protones existentes. Así ${}_{83}\text{Bi}^{210}$ indica un bismuto de masa 210 y carga 83.



ción, ya que medidas precisas han comprobado que las masas de los átomos son ligeramente inferiores a la suma de las masas de las partículas fundamentales que los forman. Esta pérdida de masa, que se produce al unirse las partículas para formar un átomo, es precisamente la que nos mide su energía de formación, ya que, al igual que en las reacciones químicas exotérmicas, al formarse los átomos debe producirse un desprendimiento de energía enorme y, en virtud de la ley de la equivalencia de la masa y la energía de EINSTEIN, debe verificarse que la energía desprendida E está relacionada con la pérdida de masa m , por la ecuación:

$$E = mc^2$$

donde c es la velocidad de luz.

El núcleo, agregación de neutrones y protones, es de, aproximadamente, 10^{-12} cms. de diámetro. A estas distancias tan pequeñas es de suponer que no rijan las fuerzas de COULOMB, y será otro tipo de unión el que habrá que buscar, en las cuales se invierta el sentido del campo, convirtiéndose en fuerzas de atracción las que eran de repulsión.

Zona cortical.—Los núcleos, como sabemos, están rodeados de un enjambre de electrones, igual en número a los protones existentes, con lo cual equilibran su carga, apareciendo los átomos, en estado normal, como eléctricamente neutros. En determinadas circunstancias, reacciones químicas, acciones eléctricas, etc., puede un átomo perder uno o varios de estos electrones externos. Entonces estamos en presencia de un ión, cuya carga será igual al número de electrones perdidos y su signo positivo. Puede ocurrir también que se capte algún electrón más de los normales, formando un ión negativo.

El diámetro de la esfera ocupada por el enjambre electrónico, magnitud del átomo, es del orden de 10^{-8} cms. Resulta este diámetro diez mil veces superior al diámetro del núcleo, y el volumen total del átomo será 10^{12} veces superior al volumen del núcleo, lo cual hace que el átomo aparezca como prácticamente vacío en los experimentos de difusión de partículas (1).

Estos electrones forman una especie de coraza alrededor del núcleo, ya que las reacciones químicas más violentas no logran perturbar más que algunos electrones, de los más externos, del conjunto.

(1) Para darnos idea de estas magnitudes, podemos imaginar que un átomo creciese, proporcionalmente en todas sus magnitudes y constituyentes, hasta formar una esfera de 200 metros de diámetro, en cuyo interior cabrían algunas catedrales. A este átomo gigantesco lo veríamos vacío, ya que el núcleo ocuparía un volumen no mayor que el de una cereza, en el centro de esta esfera, y a su alrededor girarían los electrones del mismo tamaño, aproximadamente, que el núcleo.



La estructura de la zona cortical electrónica ha podido ser estudiada gracias a los datos suministrados por los espectros, tanto de rayos X como ópticos.

El estado de movimiento o energía de cada electrón ligado a un núcleo se caracteriza por cuatro números cuanticos, que nos indican: El 1.º la amplitud de la órbita y se representa por n , pudiendo tomar todos los valores de los números enteros. El 2.º el impulso de giro del electrón alrededor de su órbita, se representa por l y puede tomar todos los valores enteros desde 0 a $(n-1)$. El 3.º, designado por j , es la suma vectorial del que mide el impulso de giro del electrón sobre sí mismo, spin, representado por s , el cual puede tomar sólo los valores $\pm \frac{1}{2}$ y el l , siendo, por tanto, el impulso total de giro del electrón; sus valores serán $l \pm \frac{1}{2}$, estando excluidos los valores negativos. El 4.º, o sea m , nos indica la proyección del j , considerado como vector, sobre un campo magnético, o sea la orientación de la órbita. Los valores de m podrán ser todos los comprendidos entre j y $-j$, siendo las variaciones de los cuatro de unidad en unidad.

PAULI ⁽¹⁾ completó la teoría anterior, debida a BOHR, con su principio de exclusión, según el cual no pueden existir, ligados a un mismo núcleo, dos electrones que tengan los cuatro números cuanticos iguales, o sea con energías iguales.

Un electrón gira en su órbita sin emitir energía, según el postulado de BOHR. A estas órbitas se las denomina estacionarias.

Normalmente, un electrón no ocupa un estado superior de energía mientras no estén cubiertos los inferiores. Si, a causa de un agente exterior que le suministra energía, un electrón pasa a un estado de energía superior al normal, se dice que está excitado, y al cesar la causa de la excitación vuelve a su estado normal, devolviendo la energía excedente bajo la forma de una radiación, de frecuencia ν , de acuerdo con la fórmula de PLANCK:

$$\nu = \frac{E}{h}$$

donde h es la constante de PLANCK y E la diferencia de energía entre los dos estados cuanticos. El conjunto de las diferentes radiaciones emitidas por un átomo al ser excitado se denomina espectro del elemento en cuestión.

Al ir aumentando el número de electrones, a causa de aumentar la carga nuclear; éstos van ocupando los diferentes estados cuanticos.

(1) W. PAULI: Z. Physik., 31, 765 (1925).



Debe mencionarse, en relación con esto, que desde el punto de vista de las fuerzas de enlace electrónico, los diferentes estados cuánticos de los electrones atómicos pueden estar unidos en grupos (o capas) separados, que poseen aproximadamente el mismo enlace. Si seguimos la serie natural de los elementos vemos cómo los grupos se van llenando unos después de otros y, como consecuencia de irse completando estos pisos electrónicos, las propiedades de los átomos van cambiando también periódicamente. Esta es la explicación de las tan conocidas propiedades periódicas de los elementos químicos, que fueron expresadas por MENDELÉEFF en su tabla de un modo empírico.

El principio de PAULI se extiende también a las moléculas y a los núcleos, y, en general, a todas las organizaciones materiales efectivas, como han demostrado FERMI y DIRAC.

Según la mecánica ondulatoria, la onda asociada al electrón que gira en una órbita debe ser estacionaria para que la órbita pueda ser estable. De esta manera selecciona la mecánica ondulatoria las órbitas estables, obteniéndose los mismos resultados que en la teoría de BOHR.

Para SCHRÖDINGER, en el interior del átomo no existe la partícula electrón, lo que existe es un campo eléctrico que comprende los niveles de energía. El comportamiento de la partícula viene determinado por la denominada función de onda $|\psi|$. Los electrones se difuminan en una nube electrónica, y la ecuación de ondas mide la densidad de esta nube electrónica. Si el electrón, en lugar de estar asociado a un átomo, es parte de un haz libre, un flujo de rayos catódicos, por ejemplo, consiste entonces en minúsculos paquetes de ondas superpuestas.

Para BORN, el cuadrado de $|\psi|$ en un punto indica la probabilidad de encontrar la partícula en ese punto. Esta idea probabilística es la que hoy domina, habiendo dado con ello un significado físico a lo que parecía tenía sólo un significado matemático.

Elementos químicos.—Los átomos isotopos, al tener el mismo número de protones, tendrán también los mismos electrones en la zona cortical, distribuidos en los mismos estados cuánticos. Como las propiedades químicas de un elemento son función de sus electrones corticales, las propiedades químicas de los átomos isotopos serán similares y formarán un solo elemento químico.

Los elementos químicos se caracterizan por su masa y por su carga electrónica. La carta electrónica, igual al número de protones nucleares, nos indica el número atómico Z del elemento, factor ordenador en la

(1) Más adelante veremos que existe una ligera diferencia en los niveles energéticos de los isotopos.



clasificación periódica. Esta clasificación periódica de los elementos fué publicada por primera vez por MENDELEIEFF en 1869, aunque tomando como parámetro ordenador el peso atómico (FIG. 1.^a): En esta época se

I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
H							
Li	Be	B	C	N	O	F	
Na	Mg	Al	Si	P	S	Cl	
K	Ca	—	Ti	V	Cr	Mn	Fe Co Ni Cu
—	Zn	—	—	As	Se	Br	
Rb	Sr	¿Yt?	Zr	Nb	Mo	—	Ru Rh Pd Ag
—	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	
Cs	Ba	¿Di?	¿Ce?	—	—	—	— — — —
—	—	—	—	—	—	—	
—	—	¿Er?	¿La?	Ta	W	—	Os Ir Pt Au
—	Hg	Tl	Pb	Bi	—	—	
—	—	—	Th	—	U	—	

FIG. 1. *Primitivo sistema periódico de Mendeleieff.*—Publicado en el año 1869, cuando todavía no se conocían más que una sesentena de elementos químicos. Todos los elementos descubiertos posteriormente encontraron su colocación adecuada en los puestos vacantes.

conocían solamente una sesentena de elementos, mientras que hoy conocemos 96. Pero cada elemento descubierto posteriormente encontró simple su sitio normal en algunos de los lugares que MENDELEIEFF había dejado vacíos para no romper su periodicidad.

La clasificación periódica ha experimentado diversas variaciones a través del tiempo, que no la afectan en lo fundamental, hasta llegar al actual sistema periódico largo (FIG. 2).

Pesos atómicos.—Los pesos atómicos químicos son números relativos, derivados de los equivalentes de combinación, e indican la cantidad mínima en que interviene el elemento para formar un compuesto. Empleando la misma unidad para medir estas cantidades, se denominará

FIG. 2. Sistema periódico largo.—En esta tabla están comprendidos los 96 elementos conocidos, y en ella se ha formado el grupo de los actinidos, en correspondencia con los lantanidos, a causa de haberse comprobado que a partir del actinio se completa el nivel 5f en lugar del 6d.

1 H																	2 He						
3 Li	4 Be	5 B																	6 C	7 N	8 O	9 F	10 Ne
11 Na	12 Mg	13 Al																	14 Si	15 P	16 S	17 Cl	18 Ar
19 K	20 Ca	21 Sc	22 Ti	23 V	24 Cr	25 Mn	26 Fe	27 Co	28 Ni	29 Cu	30 Zn	31 Ga	32 Ge	33 As	34 Se	35 Br	36 Kr						
37 Rb	38 Sr	39 Yt	40 Zr	41 Nb	42 Mo	43 Tc	44 Ru	45 Rh	46 Pd	47 Ag	48 Cd	49 In	50 Sn	51 Sb	52 Te	53 I	54 X						
55 Cs	56 Ba	LANTANIDOS	72 Hf	73 Ta	74 W	75 Re	76 Os	77 Ir	78 Pt	79 Au	80 Hg	81 Tl	82 Pb	83 Bi	84 Po	85 At	86 Em						
87 Fr	88 Ra	ACTINIDOS																					

LANTANIDOS	57 La	58 Ce	59 Pr	60 Nd	61 Pm	62 Sm	63 Eu	64 Gd	65 Tb	66 Dy	67 Ho	68 Er	69 Tm	70 Yb	71 Lu	
ACTINIDOS	89 Ac	90 Th	91 Pa	92 U	93 Np	94 Pu	95 Am	96 Cm								



peso atómico de cada elemento al mínimo mencionado. Como unidad se toma una arbitraria, en la que el peso atómico del oxígeno resulta 16,0000.

Lo que denominamos peso atómico químico es la media de los pesos de los diferentes isótopos que componen el elemento en cuestión. Veremos más adelante que las proporciones de los diferentes isótopos en un mismo elemento varían dentro de ciertos límites. La determinación de pesos atómicos por métodos físico-químicos ha sido llevado a un grado admirable de precisión por MOLES ⁽¹⁾ y su escuela, llegando a determinar los pesos atómicos con cinco cifras significativas exactas, lo cual hace que en muchos elementos se haya alcanzado el máximo de precisión posible, debido a la variabilidad en la proporción de isótopos.

TABLA I

VARIACIONES MÁXIMAS CALCULADAS EN LOS PESOS ATÓMICOS ⁽²⁾

Hidrógeno	0,00047	Nitrógeno	0,00016
Litio	0,0022	Oxígeno	0,0023
Boro	0,016	Cloro	0,031
Carbono	0,0014	Bromo	0,004

Cuando se descubrió que el oxígeno estaba constituido por una mezcla de isótopos de masas atómicas, aproximadamente 16, 17 y 18, se adoptó por los físicos como unidad de pesos atómicos la dieciseisava parte del isótopo más ligero del oxígeno, denominándola unidad másica (U. M.). En esta escala física, el peso atómico del oxígeno resulta $16,0035 \pm 0,00008$. De aquí se deduce que los pesos atómicos físicos están en la relación de 1,000272 a 1, con los correspondientes pesos atómicos químicos.

En unidades másicas el peso del protón es igual a 1,007585 y el del neutrón a 1,008130. La de los electrones, positivos y negativos, es de 0,000554 U. M.

Las masas atómicas de los diferentes isótopos ha sido determinada con seis cifras significativas, mediante el espectrógrafo de masas. También se ha determinado con bastante precisión la abundancia relativa, tanto por ciento, de cada isótopo natural en un elemento químico, y se ha comprobado que ésta es siempre la misma, dentro de los estrechos

(1) E. MOLES: *Monats. f. Chem.*, 69, 342 (1936); *Coll. of. Czechosl. Chem. Com.*, VIII, 479 (1936).

(2) H. C. UREY: *J. Chem. Soc.*, 562 (1947).



límites antes indicados, cualquiera que sea su origen o método de preparación, excepto en el caso de los elementos radioactivos.

La constancia de los pesos atómicos de los elementos de origen terrestre no es sorprendente, ya que al ser la tierra en su origen una masa en fusión, todos los isotopos debieron mezclarse uniformemente, pero el hecho de haber encontrado los mismos valores para los elementos de origen meteórico, implica la existencia del mismo estado de evolución en ambos casos. Es posible que este punto de vista tenga que modificarse a causa del descubrimiento de diferentes especies de plomo, no asociado a materiales radioactivos, con constitución isotópica diferente, a pesar de ser sus pesos atómicos casi idénticos, como demostró NIER ⁽¹⁾. A continuación indicamos los datos de los dos casos extremos (el plomo era procedente de galenas):

E D A D G E O L O G I C A	I S O T O P O S			
	204	206	207	208
Pre-cambriano (1.300×10^6 años)	1,48	23,59	22,64	52,29 %
Carbonífero posterior (230×10^6 años)	1,26	27,31	20,00	51,43 %

En ambos casos el peso atómico era el mismo, 207,24, determinado químicamente y deducido de los datos espectrográficos. Quizá en otros casos ocurra lo mismo.

(1) O. A. NIER: J. Amer. Chem. Soc., 60, 1.571 (1938).





CAPITULO II

Propiedades de los núcleos

Carga y masa de los núcleos.—Un átomo está constituido, como sabemos, por un núcleo cargado positivamente y una envoltura electrónica negativa, que hace que el átomo en condiciones normales sea eléctricamente neutro. VAN DEN BROEK ⁽¹⁾ sugirió, en 1913, y MOSELEY ⁽²⁾ confirmó el mismo año, que el número de cargas eléctricas existentes en el núcleo era igual al número de orden del correspondiente elemento químico en el sistema periódico.

Al ser los núcleos un agregado de protones y neutrones, su carga deberá ser positiva e igual al número de protones que lo constituyan. Esta carga se puede determinar directamente utilizando, como hizo CHADWICK ⁽³⁾, el método de la difusión de las partículas alfa a través de la materia, mediante la fórmula de RUTHERFORD que da el número w de partículas alfa, por unidad de ángulo sólido, de las contenidas en un haz incidente sobre la sustancia y que contenga una partícula por centímetro cuadrado, que sufre la deflexión θ :

$$W = Z^2 \left(\frac{m}{M} \right)^2 \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{1}{\left(\frac{v}{c} \right)^4 \sin^4 \frac{1}{2} \theta}$$

donde m es la masa del electrón, M la masa de la partícula α , c la velocidad de la luz, v la velocidad de las partículas α y Z el número atómico

(1) A. VAN DEN BROEK: Phys. Z., 14, 32 (1913).

(2) H. G. MOSELEY: Phil. Mag., 26, 1.024 (1913).

(3) J. CHADWICK: Phil. Mag., 40, 734 (1920).



o carga nuclear de los átomos constituyentes de la sustancia que ha verificado la deflexión.

La determinación se lleva a cabo enviando un haz de partículas alfa sobre una hoja metálica y contando, por cualquiera de los métodos usuales, el número de ellas que son difundidas bajo determinado ángulo. En el caso de núcleos pesados, los resultados experimentales coinciden con los predichos por la fórmula.

Dos núcleos de la misma carga pueden diferenciarse en su masa, por tener diferente número de neutrones en su constitución, constituyendo átomos isotopos. La isotopia se descubrió primeramente en los elementos radioactivos naturales; el primer isotopo de un elemento estable fué descubierto por ASTON en el neón.

Mediante el espectrógrafo de masas de ASTON han sido estudiados casi todos los elementos, y se ha visto que la mayoría de ellos consisten en mezclas de átomos isotopos. Unicamente algunos pocos, todos ellos con número atómico impar, son elementos puros. A esto hace excepción el *Be* de número atómico cuatro, al cual no se le ha encontrado todavía ningún isotopo. Los elementos de número atómico par tienen mayor número de isotopos que los de número impar.

Por medio del espectrógrafo de masas, se han logrado determinar los pesos isotópicos, como ya dijimos anteriormente, con seis cifras significativas. De esta manera se ha conseguido calcular con gran precisión los defectos másicos a que aludimos en la página 4.

Del defecto de masa dedujo ASTON un parámetro, al que denominó «packing fraction», traducido por CABRERA como índice de ligadura, que viene dado por la fórmula

$$a = \frac{m - A}{A} \times 10^4$$

donde m es el peso del isotopo y A el número másico.

Más correcto es determinar la diferencia existente entre la masa isotópica y la suma de las masas de las partículas constituyentes. El defecto de masa será, por tanto,

$$d = Z \times 1,00813 + (A - Z) \times 1,00895 - M$$

Como puede verse, Z viene multiplicado por la masa del átomo de hidrógeno neutro, en lugar de por la del protón, a causa de que los pesos isotópicos vienen dados para los átomos neutros con su esfera electrónica completa. Estos valores están expresados en unidades másicas. Más racional es dar el defecto másico por partícula, para lo cual bastará dividir

el número anterior, d , por el número de partículas existentes. Los resultados obtenidos se suelen multiplicar por 10^3 , y en esta forma es como están expresados los defectos másicos de la tabla de isótopos. Si multiplicamos el defecto de masa total por 931 (factor de conversión de unidades másicas en *Mev* deducido de la ecuación de EINSTEIN), tendremos la energía desprendida, expresada en *Mev*, en la formación del núcleo a partir de las partículas elementales.

En la FIG. 3 se ve que la curva que nos da los defectos másicos por partícula en función del número másico, crece primero muy rápidamente, presentando un máximo aplanado entre $9,1$ y $9,2 \times 10^{-3}$ UM. Existen algunos puntos que quedan fuera de la curva, por tener pérdidas superiores. Estos puntos corresponden a núcleos de número másico múltiplo de cuatro, como por ejemplo He^4 , C^{12} , O^{16} , etc. Esto se explica suponiendo que el núcleo de helio ${}^4_2\text{He}$ entra a formar parte de los núcleos como partícula con personalidad propia.

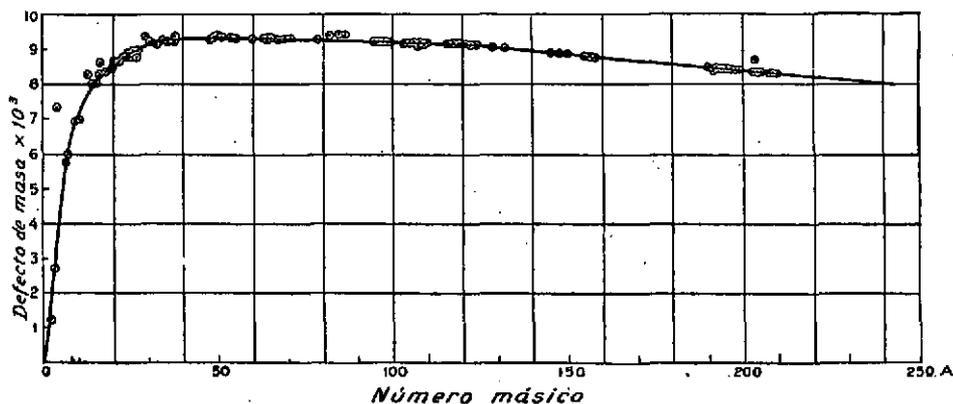


FIG. 3. Curva de defectos másicos.—Esta curva presenta un máximo aplanado que corresponde a la máxima estabilidad de los núcleos, y en el cual están comprendidos los elementos de número atómico del 20 al 51.

riplo de cuatro, como por ejemplo He^4 , C^{12} , O^{16} , etc. Esto se explica suponiendo que el núcleo de helio ${}^4_2\text{He}$ entra a formar parte de los núcleos como partícula con personalidad propia.

Separación de isótopos.—Los isótopos de un elemento poseen sus propiedades químicas casi idénticas, por tanto desde el primer momento hubo que pensar en medios físicos para llegar a su separación. Los métodos propuestos y empleados han sido muy numerosos, siendo el del espectrógrafo de masas el más antiguo. Los métodos de separación de isótopos han sido ampliados y perfeccionados en gran escala durante los últimos años, ya que han sido uno de los elementos principales puestos en juego para llegar a la obtención de la bomba atómica.

El problema de la separación de isótopos no es simple, excepto para



el deuterio y el helio ligero, en la separación de los cuales se pueden emplear métodos no usuales en los otros casos.

Los métodos de separación de isótopos se fundan en la diferente velocidad que poseen las partículas de distinto peso, pero de igual energía cinética, en virtud de la teoría cinética.

Sabemos que en una mezcla de gases en equilibrio el principio de equipartición de la energía exige que todas las moléculas allí existentes posean la misma energía cinética. Esto quiere decir que si tenemos una masa gaseosa constituida por moléculas formadas por dos isótopos, se verificará:

$$\frac{1}{2} m_1 v_1^2 = \frac{1}{2} m_2 v_2^2$$

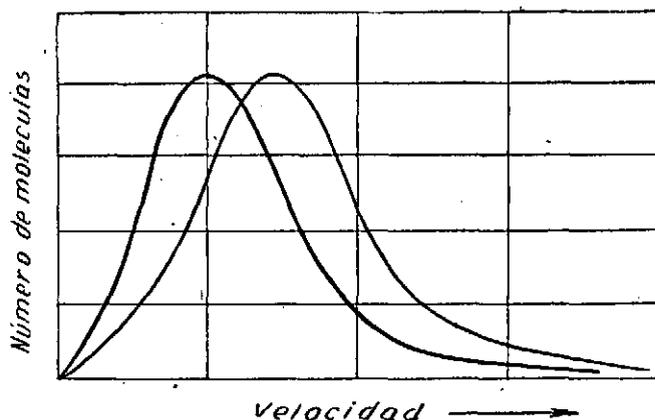


FIG. 4. Curvas de velocidades moleculares de dos isótopos.—Estas son las curvas clásicas de la teoría cinética. Por ellas se ve la dificultad de separar dos isótopos por difusión.

donde m_1 y v_1 son el peso molecular y la velocidad media de las moléculas de uno de los isótopos y m_2 y v_2 las mismas magnitudes del otro isótopo. Según esto, las velocidades medias de las moléculas de dos isótopos estarán en razón inversa a la raíz cuadrada de sus pesos moleculares:

$$\frac{v_1}{v_2} = \sqrt{\frac{m_2}{m_1}}$$

Tenemos aquí el fundamento de los métodos de separación de isótopos. Ahora bien, la cosa no es tan fácil como parece a simple vista. La diferencia de masa entre dos isótopos es relativamente pequeña para

poder dar diferencias de velocidad considerables que permitan utilizar procedimientos ordinarios de separación. (En el caso del U^{235} y U^{238} la relación de las velocidades es de 1,0064 a 1). Además, no debemos olvidar que v es una velocidad media, lo cual quiere decir que habrá muy pocas moléculas de un isótopo que posean velocidades que no tengan también las moléculas formadas por el otro isótopo.

Si trazamos la curva del reparto de velocidades de las moléculas de un gas, obtendremos la clásica curva en campana de la ley de distribución. Si trazamos ahora la curva para otras moléculas que posean una masa un poco superior de las anteriores, obtendremos una nueva curva, análoga a la anterior pero ligeramente desplazada hacia la derecha (Fig. 4). La superposición de las dos curvas nos indica bien claramente que existirán muchas moléculas m_2 más lentas que otras moléculas m_1 . En el caso de los hexafluoruros de uranio 235 y 238, p. ej., más del 49 % de las moléculas formadas por el U^{235} poseen velocidades tan bajas como las del 50 % de las formadas por el U^{238} (1).

Para hacer la separación se puede acudir a campos gravitatorios o se pueden ionizar y recurrir entonces a campos magnéticos y eléctricos. Es indudable que en un campo gravitatorio y en el vacío las partículas de masa distinta serían atraídas con la misma aceleración, pero podemos hacer intervenir otra fuerza que modifique ésta. Sabemos que el rozamiento del aire es lo que hace que los cuerpos sean atraídos con distinta aceleración por el campo gravitatorio terrestre, los cuales, de no ser por esta fuerza de rozamiento, caerían todos con la misma aceleración.

Podemos tener también métodos de separación de isótopos basados en el hecho, previsto por la mecánica cuántica, de que los niveles energéticos de los electrones corticales deben estar influenciados, aunque ligeramente, por las masas nucleares. Según esto, las moléculas en cuya composición entren isótopos diferentes deberán presentar pequeñísimas diferencias en algunas de sus propiedades, tales como velocidades de reacción, procesos de evaporación, fenómenos electrolíticos, etc., que no son influenciadas por las masas, pero sí por la distribución energética de los electrones corticales, que son los que gobiernan estas fuerzas interatómicas e intermoleculares. La influencia de masa de los núcleos sobre los niveles energéticos se percibe claramente en los espectros de bandas de las moléculas, en los que aparece el denominado efecto isotópico a causa del cual se observa un desdoblamiento de términos en el espectro de vibración-rotación cuando existen isótopos; midiendo la separación de las rayas se pueden determinar las masas isotópicas.

(1) H. D. SMYTH: Atomic Energy Report (1945).



Método de difusión molecular.—El fundamento de este método radica en la ley de la difusión gaseosa a través de materiales porosos, basada en la teoría cinética enunciada por GRAHAM, según la cual las velocidades de difusión de los gases son inversamente proporcionales a la raíz cuadrada de sus pesos moleculares. La desigual velocidad de difusión a través de paredes semipermeables fué utilizado por LINDEMANN y ASTON ⁽¹⁾ poco después del descubrimiento de la isotopia para la separación parcial de los isotopos del neón. HERTZ ⁽²⁾ modificó la técnica incorporando a los tubos porosos una serie de bombas de difusión de mercurio que permiten que la difusión tenga lugar continua y automá-

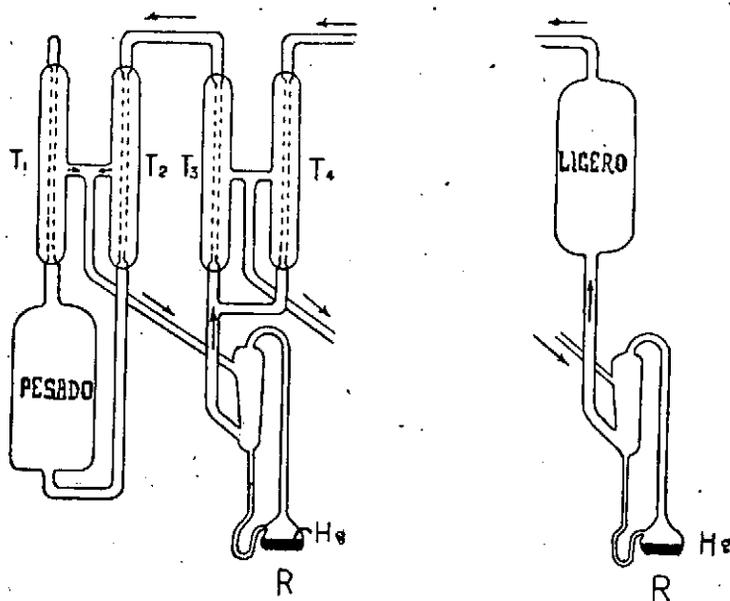


FIG. 5. Separación de isotopos por difusión.—Aparato utilizado por Hertz para la separación de los isotopos del neón. La difusión se verifica en 49 escalones sucesivos, de los cuales no aparecen representados en la figura más que el primero y el último.

ticamente, y empleando la difusión escalonada, logró la separación total de los isotopos mediante un aparato con 49 escalones, cuyo esquema está representado en la FIG. 5. Con estos aparatos se puede lograr la separación total de los isotopos en gases muy difusibles, tales como hidrógeno, neón, etc.

El mismo HERTZ ⁽³⁾ modificó el sistema eliminando los tubos po-

(1) F. A. LINDEMANN y F. W. ASTON: *Phil. Mag.*, 37, 530 (1919).

(2) G. HERTZ: *Z. Physik.*, 79, 108 (1932).

(3) G. HERTZ: *Z. Physik.*, 91, 810 (1934).

rosos y efectuando el proceso de difusión a través de vapor de mercurio como medio difusor, pasando los gases en una dirección perpendicular a la corriente del vapor de mercurio. Con este método han trabajado numerosos investigadores, logrando la separación de los isótopos del hidrógeno, carbono, nitrógeno, neón, oxígeno, argón, etc., en estado de gran pureza. Operando con hidrógeno que sólo contenía, en el comienzo, 0,1 % de H^2 , logró HERTZ obtener este isótopo en grado de tal pureza, que examinado espectroscópicamente no acusaba indicios de hidrógeno ligero.

El principal inconveniente de este método es la pequeña cantidad de sustancia que se puede manipular, a causa de la baja presión a que se trabaja; esta dificultad fué obviada, en gran parte, por CAPRON y DE HEMPTINNE⁽¹⁾, colocando un recipiente con gel de sílice, sumergido en aire líquido, en la parte final del circuito, donde se recoge la porción ligera. De esta forma lograron obtener una concentración del 50 % de C^{13} en el metano.

Para el caso de gases poco difusibles, como ocurre con el hexafluoruro de uranio, empleado para la separación de los isótopos del uranio, los equipos científicos anglosajones que trabajaban en el proyecto de la bomba atómica, empleando barreras porosas especiales como membranas de difusión, tuvieron que utilizar más de 4.000 escalones sucesivos antes de llegar al enriquecimiento necesario en el isótopo deseado⁽²⁾ en lo que denominaron proceso en cascada.

Método de evaporación y destilación.—Teóricamente es posible la separación de isótopos por evaporación, ya que las velocidades con que átomos o moléculas idénticas se evaporan de una superficie dada son inversamente proporcionales a las raíces cuadradas de sus masas. BRÖNSTED y HEVESY⁽³⁾ dejaban evaporar mercurio entre 40° y 60° C., en un recipiente en el que se había efectuado un alto vacío, y condensaban el vapor por enfriamiento en una superficie enfriada con aire líquido, colocada 1 ó 2, cms. por encima de la superficie de evaporación. Al cabo de cierto tiempo dejaban fundir el mercurio condensado y lo volvían a evaporar, repitiendo la operación cuantas veces fué necesario. De esta manera obtuvieron dos fracciones cuyas densidades eran 0,99974 y 1,00023, referidas al mercurio original como unidad. HÖNIGSCHMIDT y BIRCKENBACH⁽⁴⁾ utilizaron el mismo método, encontrando diferencias de + 0,02 y - 0,05 en el peso atómico de las dos fracciones. Por desti-

(1) P. CAPRON y M. DE HEMPTINNE: *J. phys. radium*, 10, 171 (1939).

(2) H. D. SMYTH: *Atomic Energy Report* (1945).

(3) J. N. BRÖNSTED y G. HEVESY: *Z. physik. Chem.*, 99, 189 (1921).

(4) O. HÖNIGSCHMIDT y L. BIRCKENBACH: *Ber.*, 56B, 1.219 (1923).



lación de una disolución acuosa de ácido clorhídrico, utilizando la técnica anterior, lograron obtener fracciones cuyos pesos moleculares diferían en 0,02.

Por consideraciones teóricas, se sabe que los isotopos ligeros tienen generalmente una presión de vapor más elevada que los pesados; siendo, por tanto, posible la separación por destilación fraccionada. Esta dife-

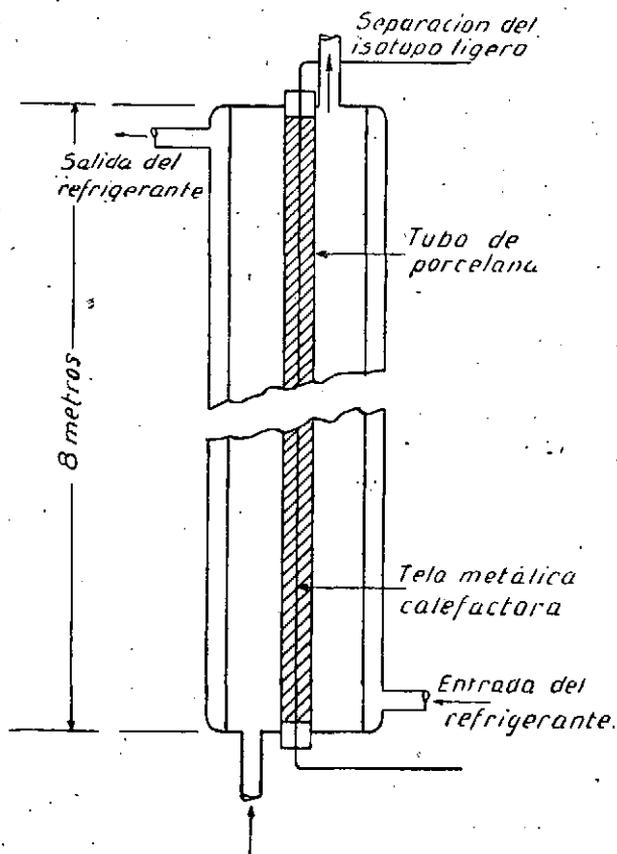


FIG. 6. Separación de isotopos por difusión térmica.—Junto al alambre central, caliente, se produce una corriente ascendente rica en isotopo ligero, y junto a la pared refrigerada la corriente es descendente y rica en isotopo pesado. (Clusius y Dickel).

rencia de presión de vapor debe ser mayor a temperaturas bajas y sólo apreciable para los elementos de bajo peso atómico. Los primeros experimentos de ASTON para separar los isotopos del neón por destilación fraccionada a la temperatura del aire líquido fracasaron. Posteriormente KEESOM y VAN DIJK ⁽¹⁾, trabajando a temperaturas próximas al punto

(1) W. H. KEESOM y H. VAN DIJK: Proc. K. Akad. Wetensch. Amsterdam, 34, 42 (1931); 37, 615 (1934).

triple, con una columna de rectificación muy eficaz, lograron obtener fracciones extremas cuyos pesos atómicos eran 20,14 y 20,23, siendo 20,18 el peso atómico del neón ordinario. HUFFMANN y UREY (1) lograron obtener, por destilación fraccionada del agua, una porción conteniendo 0,85 % de H₂O¹⁸.

Como puede observarse, los resultados obtenidos por estos procedimientos no son muy satisfactorios.

Método de difusión térmica.—Si en una mezcla gaseosa establecemos un gradiente de temperatura, tendremos que las partes calientes del sistema se enriquecerán débilmente en los componentes ligeros de la mezcla, mientras que en las partes frías se acumularán los componentes más pesados. Este es el fenómeno de la difusión térmica predicho teóricamente por ENSKOG en 1911. Esta separación está contrarrestada por la difusión normal. Sin embargo, este inconveniente puede ser salvado si la mezcla gaseosa, que puede estar formada por dos isótopos, la colocamos, como hicieron CLMSIUS y DICKEL (2), en un cilindro vertical de gran longitud (varios metros), cuyo eje consiste en un alambre fuertemente calentado, como está indicado en la FIG. 6, que mantenga una diferencia de temperatura de 600° C aproximadamente entre el centro y la superficie del tubo. En estas condiciones se establece una corriente de convección, según la cual las moléculas frías de la pared tenderán a descender, mientras que las moléculas calientes de junto al alambre ascenderán. De esta manera, al superponerse los efectos de la difusión térmica y de la corriente de convección, tendremos que en la parte alta del alambre caliente se acumulará el isótopo ligero, mientras que en la parte inferior de la pared fría tendremos una mayor concentración del isótopo pesado. Este método es particularmente eficiente cuando la diferencia relativa entre las masas es apreciable. Con una columna de sólo dos metros de altura logró UREY la separación total del isótopo Ne²⁰ de los Ne²¹ y Ne²². NIER (3), empleando una columna pequeña, obtenía algunos miligramos diarios de C¹³, que es un isótopo estable muy utilizado como indicador en estudios biológicos.

Mientras que UREY, en el ejemplo anterior del Ne, lograba un factor de separación (4) de 8 con una sola columna, SHRADER, con un aparato de varias columnas en serie, sólo logró un factor de separación de 3 para

(1) J. R. HUFFMANN y H. C. UREY: *Ind. Eng. Chem.*, 29, 531 (1937).

(2) H. CLMSIUS y G. DICKEL: *Naturwiss.*, 26, 546 (1938); 27, 148, 487 (1939).

(3) A. O. NIER: *Phys. Rev.*, 57, 31 (1940).

(4) Se denomina factor de separación al cociente de la relación existente entre los isótopos después de la separación y la relación normal. Si N_A/N_B es la relación normal de los isótopos A y B, y S_A/S_B la relación de los mismos isótopos después de la separación, el factor de separación será $\frac{N_A/N_B}{S_A/S_B}$



el HCl. Esta gran diferencia nos indica la gran influencia que tiene la naturaleza de las fuerzas de interacción existentes entre las moléculas.

CLUSIUS y DICKEL ⁽¹⁾, sin embargo, lograron una separación de moléculas de HCl tal, que, en la porción pesada, existía una riqueza de 99,4% de Cl³⁷ y, en la porción ligera, la riqueza en Cl³⁵ era del 99,6%. Para ello utilizaron cuatro tubos de 8, 7, 6 y 6 metros, respectivamente, y 8,4 mm. de diámetro interno, y un quinto tubo de 9 metros de largo y 12,8 mm. de diámetro. Las cinco columnas funcionaban en serie. La energía utilizada en la calefacción eléctrica era de 2,5 kilovatios, obteniendo, en 24 horas, 8 cc. de HCl³⁷ y 25 cc. de HCl³⁵.

La eficacia de una columna CLUSIUS se puede establecer en términos similares a como se expresa la eficacia de una columna de fraccionamiento, la cual se formula en función del número teórico de platos. La columna CLUSIUS puede ser determinada en función del número de *unidades ideales de separación* de que se debe componer. Una unidad ideal puede ser definida como la longitud de columna, Δl , a través de la cual, en el gas frío, el gradiente de concentración del constituyente pesado es igual al gradiente de concentración debido a la difusión térmica, bajo condiciones de temperatura determinadas y constantes, que se produce entre la superficie fría y la superficie caliente.

El principio de la difusión térmica para la separación de isótopos es también aplicable a líquidos puros y a disoluciones. En esta forma ha sido utilizado para el enriquecimiento parcial del U²³⁵ en hexafluoruro de uranio líquido, en un método para la obtención de grandes cantidades de este isótopo.

Método de centrifugación.—La aplicación de fuerzas pseudogravitatorias de gran magnitud, ultracentrífugas, fué considerado desde un principio como un buen procedimiento para la separación de isótopos. El factor de separación en este procedimiento es proporcional a la diferencia de las masas de los dos isótopos, en lugar de a la raíz cuadrada del cociente, como en el caso de los métodos de difusión. MULLIKEN adaptó a este método la centrífuga de evaporación. La mezcla de isótopos que ha de ser centrifugada entra, en forma gaseosa, por un conducto junto al eje. Al ir aumentando la velocidad, el gas va siendo comprimido o condensado cada vez más en la periferia, obteniéndose en ésta una mayor concentración de isótopo pesado. Este método se ha utilizado con éxito en la separación de los isótopos del carbono, bajo forma de tetracloruro.

HUMPHREYS ⁽²⁾, utilizando una centrífuga cuyo rotor, de 9 cms. de

(1) H. CLUSIUS y G. DICKEL: Z. physik. Chem., 44, 397 (1939).

(2) R. F. HUMPHREYS: Phys. Rev., 56, 684 (1939).





diámetro interno, girando a 1.500 revoluciones por segundo, producía un campo pseudogravitatorio de 388.000 g. y una velocidad periférica de 400 m. por segundo, logró la separación de los isótopos 79 y 81 del bromo, bajo la forma de bromuro de etilo.

En la separación de los isótopos de uranio se han empleado ultracentrífugas con flujo contracorriente⁽¹⁾. En estas centrífugas existe un flujo de vapor descendente en la parte periférica del rotor y otro ascendente en la región del eje. En la región intermedia existe una difusión constante de las moléculas entre los dos flujos gaseosos, pero el campo pseudogravitatorio creado por la rotación actúa más fuertemente sobre las moléculas pesadas, que se acumularán en la parte extrema, que sobre las ligeras, cuya concentración será mayor en las proximidades del eje de rotación.

Suponiendo que el vapor siga las leyes de los gases ideales, se ha demostrado que el factor de separación S , definido como la relación entre las concentraciones del isótopo ligero y el isótopo pesado en la región axial y la misma relación en la región periférica del rotor, tiene el valor

$$S = e^{(M_1 - M_2) \omega^2 r^2 / 2RT}$$

donde ω es la velocidad angular, r el radio, R la constante de los gases, T la temperatura absoluta y M_1 y M_2 las masas de los isótopos.

Es indudable que con una gran velocidad periférica se logrará obtener un factor de separación utilizable.

Método electromagnético.—El fundamento de este método es el del espectrógrafo de masas. Si se quiere utilizar este aparato para la separación de isótopos en gran cantidad, como era necesario en el proyecto de la bomba atómica, serán necesarias cantidades considerables de energía para llegar a un resultado apreciable. Para depositar 100 gramos de U^{235} , en los cuales hay $2,5 \times 10^{23}$ partículas, se utiliza uranio ordinario, en el cual existen 140 veces más átomos de uranio y cuya totalidad será necesario ionizar y transportar. Utilizando corriente de un amperio, en un segundo se transportan $6,24 \times 10^{23}$ partículas con una carga; por tanto, serán necesarios 66 días para verificar el depósito de los 100 gramos de U^{235} . Como los espectrógrafos utilizan corrientes máximas de un microamperio, resulta que sería necesario un millón de aparatos de este tipo para, en 66 días, obtener los 100 gramos de U^{235} .

A pesar de estas dificultades, se han logrado obtener resultados muy

(1) H. D. SMYTH: Atomic Energy Report (1945).



satisfactorios en la separación de los isótopos del uranio por este método ⁽¹⁾ mediante el «calutron».

El primer «calutron» ⁽²⁾ se hizo utilizando para producir el campo magnético la magneto del ciclotrón de 37 pulgadas de BERKELEY. Posteriormente se montaron gran número de «calutrones». El separador de masas del calutrón consiste en una fuente intensa de iones, un sistema de aceleración en el cual los iones toman altas velocidades, un campo magnético en el que los iones describen una trayectoria semicircular cuyo radio depende de la masa iónica, y un sistema receptor. Los problemas principales que presenta este método de separación son: tamaño y forma del arco productor de los iones; el voltaje acelerador; intensidad del campo magnético; la presión de vapor en la fuente iónica y en la cámara; la forma del colector; la acción mutua entre las partículas en el haz iónico y con los haces próximos.

La ventaja principal del calutrón reside en su gran factor de separación.

También ha sido ensayado este procedimiento en el aparato denominado «isotróp» ⁽³⁾ empleando una fuente extensa de iones en lugar de la estrecha utilizada en los espectrógrafos y calutrones. Los iones obtenidos en la fuente extensa son acelerados, primeramente, en un campo eléctrico de gran intensidad y, después, por otro campo eléctrico de baja intensidad variable, cuya frecuencia viene indicada por una línea en forma de diente de sierra. El campo eléctrico proyecta un intenso haz de iones, con energía cinética constante, a través de un tubo. El campo eléctrico variable, por otra parte, introduce pequeñas variaciones periódicas de velocidad en los iones y provoca la aglomeración de los mismos a cierta distancia del tubo. Los grupos de iones de diferente masa circularán con velocidad distinta y, por tanto, se separarán. En la sección normal al haz donde esto ocurre existe un campo eléctrico variable de enfoque, el cual está sincronizado con la llegada de los grupos de iones de tal manera, que cuando llega el grupo de los iones ligeros, p. ej., su componente transversal presenta intensidad cero y, en cambio, presenta intensidad máxima cuando llega el grupo de iones pesados. El haz de iones ligeros es enfocado en un colector mientras que los pesados son desviados, o viceversa. De esta forma queda efectuada la separación. Este método se debe a R. R. WILSON y dió buen resultado en la separación de isótopos del litio, así como en el caso del uranio.

(1) H. D. SMYTH: Atomic Energy Report.

(2) Este nombre es una abreviatura de «California University cyclotron».

(3) H. D. SMYTH: Atomic Energy Report.

Método electrolítico.—La idea de emplear la electrolisis como método para la separación de isotopos, sugerida por KENDALL y CRITTENDEN en 1923, no fué utilizada hasta 1932, en que WASHBURN y UREY ⁽¹⁾ observaron que el agua de una célula electrolítica industrial que había funcionado durante varios años, poseía una densidad superior a la normal. Esto era debido a que en la electrolisis de una disolución acuosa se desprende más fácilmente el isotopo ligero del hidrógeno, dejando un exceso del isotopo pesado en el agua residual. LEWIS y MACDONALD ⁽²⁾ lograron obtener agua pesada, H₂²O, pura por electrolisis prolongada de agua alcalinizada.

El método electrolítico ha sido utilizado en escala comercial para la obtención de agua pesada casi pura. Para ello se electroliza una disolución, 0,5 N., de hidróxido sódico con electrodos de níquel o de hierro y níquel, hasta que se reduce el electrolito al 10 ó 20 por 100 del volumen primitivo. Este electrolito concentrado se trata con CO₂ y se separa por destilación del carbonato formado, continuando con él la electrolisis, una vez restablecida la concentración 0,5 M. del hidróxido sódico por adición de electrolito concentrado que no se había destilado. Esta operación se repite varias veces, hasta obtener la concentración deseada en hidrógeno pesado. A partir de la tercera destilación, el hidrógeno desprendido durante la electrolisis contiene una proporción relativamente elevada de deuterio. Para evitar su pérdida, se queman los gases desprendidos en la electrolisis, y el agua así formada se incorpora al sistema electrolítico, generalmente adicionándola a células en las cuales la concentración en H² sea inferior. En la tabla II están indicadas las concentraciones de agua pesada en las células electrolíticas.

TABLA II

CONCENTRACIÓN DEL ISOTOPO PESADO DEL HIDRÓGENO POR ELECTROLISIS ⁽³⁾

<i>Etapa</i>	<i>electrolizados Litros de disolución</i>	<i>Densidad</i>	<i>del residuo Contenido en H²</i>
1	2.300	0,998	0,03 %
2	340	0,999	0,5 %
3	52	1,001	2,5 %
4	10	1,007	8,0 %
5	2	1,031	30,0 %
6	0,42	1,098	93,0 %
7	0,08	1,104	99,0 %

(1) E. W. WASHBURN y H. C. UREY: Proc. Nat. Acad. Sci., 18, 493 (1932).

(2) G. N. LEWIS y R. T. MACDONALD: J. Chem. Phys., 1, 341 (1933); J. Am. Chem. Soc., 55, 3.058 (1933).

(3) H. S. TAYLOR, H. EYRING y A. A. FROST: J. Chem. Phys., 1, 823 (1933).

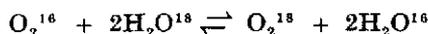


Durante la electrolisis se verifica una concentración parcial de los isotopos pesados del oxígeno.

También ha sido aplicado el método electrolítico a la separación de los isotopos del litio.

Métodos químicos.—Durante mucho tiempo ha sido creencia general que los átomos isotopos deben poseer propiedades químicas idénticas. Ya hemos indicado antes que la diferente masa de los núcleos modifica ligeramente los estados energéticos de la zona cortical; esto hace pensar en el posible aprovechamiento de estas diferencias, reflejadas en variaciones en las propiedades químicas, para la separación de los isotopos. Esta posibilidad fué observada por primera vez estudiando los resultados experimentales obtenidos en la reaccionabilidad de los isotopos del hidrógeno y comparando estos datos experimentales con los resultados teóricos basados en consideraciones mecánico-estadísticas.

Se ha demostrado que las moléculas isotópicas reaccionan con velocidades diferentes, y, en una reacción reversible que encierre un intercambio entre dos isotopos de un elemento dado, la constante de equilibrio no tiene el valor que era de esperar. En el caso de la reacción de intercambio entre oxígeno gaseoso y agua, tendremos:



Si los dos isotopos del oxígeno reaccionaran igualmente, la constante de equilibrio debería ser la unidad; sin embargo, su valor es de 1,012 a 25° C. (1); este resultado indica que la reacción es más rápida de izquierda a derecha que a la inversa. El valor de esta constante disminuye con la temperatura. Al ser la constante de equilibrio superior a la unidad existirá mayor proporción de O¹⁸ en la fase gas que en la fase líquido. Si se hace pasar continuamente oxígeno gas por agua líquida, que contenga una débil cantidad del isotopo O¹⁸, la fase gas se enriquecerá en el isotopo pesado del oxígeno, siempre que se logre alcanzar el equilibrio. Sin embargo, es bien sabido que para alcanzar el equilibrio entre el gas y el líquido son necesarios catalizadores o elevadas temperaturas. No obstante, hay que hacer notar el hecho de que el oxígeno gaseoso atmosférico es relativamente más rico en el isotopo O¹⁸ que el oxígeno en el agua ordinaria, siendo atribuible esta diferencia al equilibrio anterior; es probable que gracias a factores naturales, p. ej. la radiación ultravioleta, se favorezca el equilibrio, que no podría ser alcanzado a temperaturas ordinarias.

(1) L. A. WEBSTER, M. H. WAHL y H. C. UREY: J. Chem. Phys., 3, 129 (1935).



Estas diferencias entre las moléculas isotópicas son atribuidas principalmente a diferencias en el punto cero de energía, o energía residual; ésta es la energía que, de acuerdo con la mecánica cuantica, debe poseer una molécula en el cero absoluto de temperatura. Para una molécula diatómica, en la cual se supone que los dos átomos vibran armónicamente uno con respecto al otro, el punto cero de energía E_0 por mol. vendrá dado por

$$E_0 = \frac{1}{2} Nhc \omega_e$$

donde N es el número de AVOGADRO, h la constante de PLANCK, c la velocidad de la luz y ω_e la frecuencia de la vibración de equilibrio en cm^{-1} . ω_e depende de la naturaleza del isotopo presente (1) y puede ser calculada mediante el espectro de vibración; por lo tanto, la magnitud de la energía en el punto cero variará de manera análoga. La existencia de esta energía en el punto cero, diferente para cada isotopo, tiene notables consecuencias. Esta energía en el punto cero, en realidad, no es más que la energía que no puede sustraerse térmicamente a la molécula; al ser distinta para cada isotopo, es la responsable de las diferencias en sus propiedades energéticas, ya que la energía interna de los dos isotopos, a una temperatura dada, será diferente y, por tanto, todas las magnitudes con ella relacionadas. En el caso de los dos isotopos del hidrógeno tenemos que la energía en el punto cero de la molécula de H_2^2 es bastante inferior (1.800 calorías) a la de la molécula de hidrógeno, H_2^1 , debido a lo cual la energía de disociación de la molécula H_2^2 será 1.800 calorías superior a la del H_2^1 .

La constante k de una velocidad de reacción se expresa por la fórmula de ARRHENIUS:

$$k = Ae^{-E/RT}$$

donde A es el denominado factor de frecuencia, que es el mismo para dos isotopos diferentes, y E es la energía de activación de las moléculas reaccionantes. La diferencia entre las energías de activación de dos isotopos es precisamente igual a la diferencia entre sus energías en el punto cero.

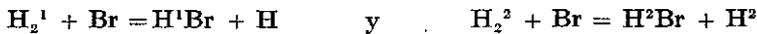
En una reacción reversible la constante de equilibrio es igual al cociente de las constantes de velocidad del proceso directo e inverso; tendremos, pues:

$$K = e^{-\Delta E/RT}$$

(1) Ya hemos indicado anteriormente que el espectro de vibración rotación viene influenciado por la presencia de isotopos.

donde ΔE es la diferencia entre los calores de activación, igual al calor de la reacción. Si se trata de una reacción de intercambio entre isótopos del tipo de la indicada, ΔE será precisamente, de acuerdo con lo indicado en el párrafo anterior, la diferencia entre las energías en el punto cero de los dos isótopos. Tenemos, pues, aquí un medio de predecir teóricamente las constantes de equilibrio y de velocidad de reacciones en las que intervengan isótopos diferentes.

La reacción entre el hidrógeno y el bromo es complicada, pero el proceso que determina la velocidad es el



para los dos isótopos. La relación entre las dos constantes de velocidad ha sido determinada experimentalmente, encontrándose

$$k_1/k_2 = e^{2130/RT}$$

valor que está de acuerdo con las predicciones teóricas.

En la tabla III están indicados los factores de separación para algunas reacciones isotópicas de intercambio.

Una de las consecuencias de los hechos arriba indicados es el demostrar que es posible la separación de isótopos por medio de reacciones químicas.

TABLA III

FACTORES DE SEPARACIÓN EN REACCIONES ISOTÓPICAS DE INTERCAMBIO

a) Reacciones gaseosas de intercambio

R E A C C I O N	Constante de equilibrio a 25° C
$\frac{1}{2}\text{SO}_2^{16} + \text{H}_2\text{O}^{18} = \frac{1}{2}\text{SO}_2^{18} + \text{H}_2\text{O}^{16}$	1,028
$\frac{1}{2}\text{CO}_2^{16} + \text{H}_2\text{O}^{18} = \frac{1}{2}\text{CO}_2^{18} + \text{H}_2\text{O}^{16}$	1,054
$\frac{1}{2}\text{O}_2^{16} + \text{H}_2\text{O}^{18} = \frac{1}{2}\text{O}_2^{18} + \text{H}_2\text{O}^{16}$	1,020
$\text{C}^{13}\text{O} + \text{C}^{12}\text{O}_2 = \text{C}^{12}\text{O} + \text{C}^{13}\text{O}_2$	1,086
$\frac{1}{2}\text{Cl}_2^{35} + \text{HCl}^{37} = \frac{1}{2}\text{Cl}_2^{37} + \text{HCl}^{35}$	1,003
$\frac{1}{2}\text{N}_2^{14} + \text{N}^{15}\text{O} = \frac{1}{2}\text{N}_2^{15} + \text{N}^{14}\text{O}$	1,015
$\text{Li}^7\text{H} + \text{Li}^7 = \text{Li}^7\text{H} + \text{Li}^6$	1,025

b) Reacciones de intercambio entre dos fases

	Calculada	Experimental
$\text{N}^{15}\text{H}_3(\text{g}) + \text{N}^{14}\text{H}_4^+(\text{aq}) = \text{N}^{14}\text{H}_3(\text{g}) + \text{N}^{15}\text{H}_4^+(\text{aq})$	1,033	1,023
$\text{HC}^{12}\text{N}(\text{g}) + \text{C}^{13}\text{N}^-(\text{aq}) = \text{HC}^{13}\text{N}(\text{g}) + \text{C}^{12}\text{N}^-(\text{aq})$	1,026	1,013
$\text{HCN}^{14}(\text{g}) + \text{CN}^{-15}(\text{aq}) = \text{HCN}^{15}(\text{g}) + \text{CN}^{-14}(\text{aq})$	1,003	1,0
$\text{S}^{34}\text{O}_2(\text{g}) + \text{HS}^{32}\text{O}_3^-(\text{aq}) = \text{S}^{32}\text{O}_2(\text{g}) + \text{HS}^{34}\text{O}_3^-$		1,012



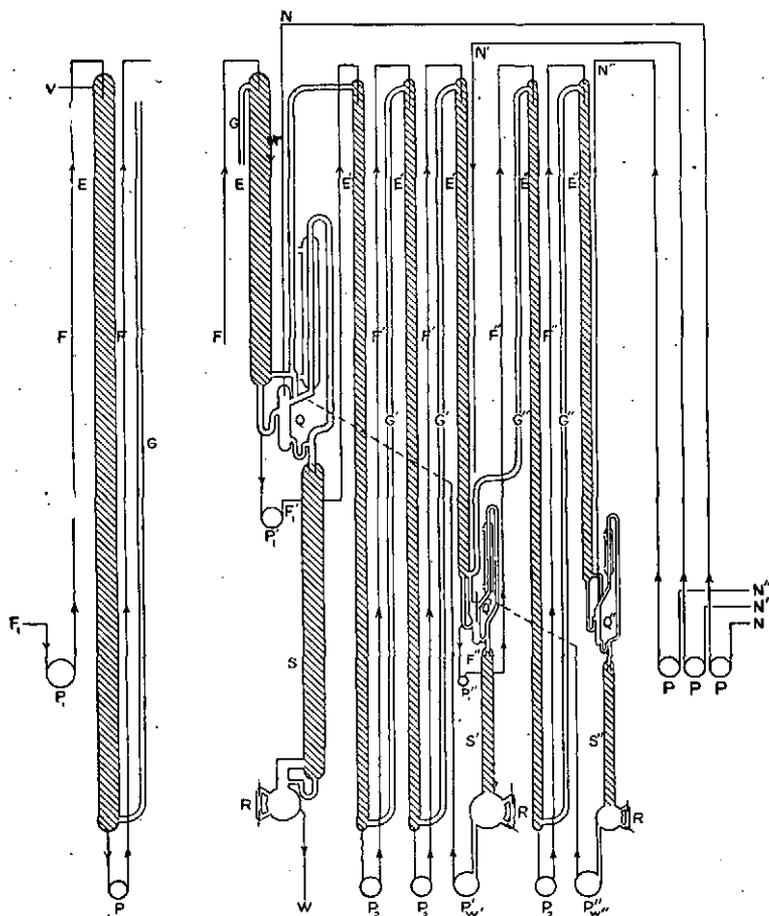


FIG. 7. Separación de isótopos por métodos químicos.—Aparato utilizado por Thode y Urey para la separación de los isótopos del nitrógeno por la reacción de intercambio nitrato amónico-amoniaco.

Como los factores de separación son pequeños, para poder obtener un efecto práctico en la separación de isótopos será necesario un procedimiento que los multiplique. Esto se consigue haciendo que la reacción de intercambio tenga lugar en una operación continua en la que se hagan pasar, en contracorriente, los dos gases o el gas y el líquido uno a través del otro, utilizando la técnica del fraccionamiento en columna.

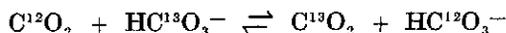
THODE y UREY ⁽¹⁾ han introducido en este método el principio de la reacción en cascada para la separación de los isotopos N¹⁴ y N¹⁵, entre el amoníaco gaseoso y el ión amonio, este último se introduce en la disolución bajo la forma de nitrato a causa de su gran solubilidad:



El aparato utilizado está indicado en la FIG. 7. Consiste en una serie de tres unidades de fraccionamiento. La primera columna, de vidrio, tiene 24 metros de altura, 7 centímetros de diámetro y va dividida en cuatro secciones; la segunda tiene una altura de 12 metros y un diámetro de 2,2 cm., y la tercera es de 7,5 metros de altura y su diámetro interior es de 1 cm. Las tres van unidas mediante espirales de vidrio. Con este aparato se logra obtener, en cuatro días, 8,8 grs. de N¹⁵ de 70,6 %, bajo la forma de nitrato amónico.

UREY y sus colaboradores ⁽²⁾ han logrado obtener, por este procedimiento, C¹³ en concentraciones superiores al 22 % y en cantidad de 0,1 gr. cada 24 horas, utilizando la reacción cianuro de hidrógeno-ión cianuro indicada en la tabla.

Para la separación del C¹³ ha sido empleada por UREY la reacción



la cual ha dado resultados satisfactorios utilizando una enzima como catalizador.

Por TAYLOR y UREY ⁽³⁾ ha sido estudiada una serie de reacciones de intercambio entre disoluciones acuosas de iones metálicos alcalinos y zeolitas sólidas que conducen a la concentración de isotopos del litio, nitrógeno y potasio. Como es sabido, los iones litio desplazan a los iones sodio de las zeolitas sódicas, pero el Li⁶ reacciona con más rapidez que el Li⁷, con lo cual la disolución queda enriquecida en Li⁷. Si se coloca la zeolita lítica formada en una disolución de cloruro sódico, los iones sodio desplazan a los iones litio, pero es el Li⁷ el que es sustituido más rápidamente. De esta manera se han logrado cambios de hasta un 25 % en la abundancia normal del Li⁷. En el caso del nitrógeno (bajo forma amónica) y del potasio se han obtenido variaciones de un 10 %. En estos

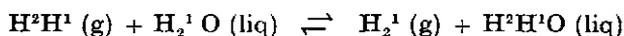
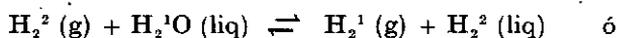
(1) H. G. THODE y H. C. UREY: J. Chem. Phys., 5, 856 (1937).

(2) C. A. HUTCHINSON, D. W. STEWARD y H. C. UREY: J. Chem. Phys., 8, 532 (1940).

(3) T. J. TAYLOR y H. UREY: J. Chem. Phys., 8, 532 (1940).

dos últimos casos es el isotopo pesado el que es concentrado preferentemente en la zeolita.

Durante la pasada guerra mundial se ha utilizado, por la comisión de la bomba atómica, para la obtención de agua pesada, la reacción de intercambio entre el hidrógeno gaseoso y el agua líquida. Se pueden verificar dos cambios:



en los cuales, en el equilibrio, la relación del isotopo pesado al ligero es tres veces mayor en la fase líquido que en la fase gas. El llegar al equilibrio requiere tanto tiempo que parecía que esta reacción no tendría valor. Sin embargo, el descubrimiento de un catalizador apropiado por H. S. TAYLOR ⁽¹⁾ permitió el empleo de este procedimiento en gran escala, con ventaja sobre el método electrolítico, de obtención de agua pesada. El método operatorio en cascada es el descrito para otros casos, con la única diferencia de que el agua que llega a lo alto de la torre es descompuesta en células electrolíticas y el hidrógeno obtenido es restituído a la corriente gaseosa.

Magnitud del núcleo.—En el campo de las dimensiones atómicas debemos abandonar los conceptos macroscópicos de forma y tamaño. El tamaño de una partícula de dimensiones atómicas se fija por el valor máximo que puede tomar una magnitud que se denomina radio de acción. Este radio de acción está delimitado por aquella distancia por debajo de la cual el campo de fuerzas creado por la partícula se desvía del tipo usual newtoniano o coulombiano válido para las dimensiones macroscópicas. El radio de acción del campo de fuerzas de una partícula o núcleo, definido de esa manera, es lo que se considera como radio de la partícula o núcleo considerado.

La determinación del radio del núcleo se efectúa por el mismo procedimiento de difusión de las partículas alfa utilizado en la determinación de la carga nuclear. La fórmula de RUTHERFORD, que da el número de partículas difundidas bajo un cierto ángulo, está calculada en el supuesto de la validez de las leyes coulombianas para las fuerzas de repulsión entre los núcleos y las partículas alfa.

Al verificar experimentos de difusión de partículas alfa de gran velocidad en sustancias de peso atómico bajo, aparecen discrepancias con la fórmula de RUTHERFORD. Al tratarse de núcleos con carga pequeña,

(1) H. D. SMYTH: Atomic Energy Report (1945).

su campo coulombiano no será bastante para rechazar las partículas alfa cuando están dotadas de una velocidad elevada. Entonces las partículas se aproximan al núcleo a distancias a las cuales no actúan fuerzas del tipo de las coulombianas y la partícula es dispersada de una manera distinta a la prevista por la fórmula de RUTHERFORD, apareciendo la denominada «dispersión anómala». Esta distancia, por debajo de la cual ya no se cumple la ley de distribución angular, puede tomarse como límite superior del radio nuclear.

De acuerdo con la mecánica clásica la energía con que una partícula alfa es emitida por un núcleo radioactivo también nos debería de servir para determinar el radio nuclear. La partícula, al salir del núcleo, tendrá que atravesar el campo coulombiano de éste, el cual, al tener el mismo signo que la partícula emitida, le comunicará una aceleración. Las partículas alfa procedentes de la desintegración del núcleo de uranio tienen un alcance de 2,7 cm., lo cual indica que la aceleración ha tenido que comenzar, como mínimo, a una distancia de $6,3 \times 10^{-12}$ cm. del centro del núcleo, ya que si la aceleración hubiese comenzado antes, la velocidad de salida, y por tanto el alcance de la partícula, serían mayores, según demuestra el cálculo. Esta distancia debería ser, de acuerdo con la Mecánica clásica, el valor mínimo del radio del núcleo de uranio. Ahora bien, los experimentos de la difusión de partículas alfa por el núcleo de uranio dan para el valor máximo de su radio el resultado de $3,6 \times 10^{-12}$ cm. Tenemos, pues, aquí el resultado paradójico de encontrar un valor mínimo del radio que es el doble del valor máximo. GAMOW ha logrado, utilizando la Mecánica ondulatoria, explicar la aparente contradicción anterior, la cual nos indica, una vez más, la no validez de las leyes de la Mecánica clásica en las dimensiones atómicas.

Los valores máximos de los radios nucleares, deducidos de la dispersión anómala, siguen la siguiente fórmula empírica:

$$r = 1,8 \times 10^{-13} \cdot \sqrt{A}$$

que los relaciona con el número másico A.

La forma del núcleo, de acuerdo con la teoría de GAMOW, debe ser esférica. Las observaciones espectroscópicas, así como el estudio del campo eléctrico nuclear, comprueban la existencia de una simetría esférica. En determinadas condiciones, parece ser que algunos núcleos presentan un alargamiento en el sentido de su eje de revolución.

De acuerdo con lo dicho anteriormente, la densidad del núcleo debe ser del orden de $6,6 \times 10^{13}$. Un centímetro de núcleos puestos en contacto, o sea lo que, según GAMOW, ocurre en el centro de algunas estrellas pesadas en contracción, debería pesar 66 millones de toneladas.

Spin nuclear.—Los núcleos presentan, al igual que las partículas elementales, un momento angular debido al movimiento de giro denominado «spin» alrededor de un eje, que toda partícula, simple o compuesta, posee. El spin nuclear se descubrió por el estudio de la denominada estructura hiperfina. Según PAULI ⁽¹⁾, la existencia de la estructura hiperfina en los espectros es debida a la existencia en el núcleo de un momento angular, spin. Este momento angular se mide en unidades $\hbar = \frac{h}{2\pi}$; su valor será, por tanto:

$$p = \hbar I \text{ (}^2\text{)}$$

donde I es el número cuántico que mide el spin de la partícula o núcleo, que puede tomar valores que varían en $1/2$, o sea $0, 1/2, 1, 3/2$, etc. El valor de este spin influirá en el número cuántico J ⁽³⁾, que mide el impulso total de los electrones ópticos, dando el denominado momento angular total resultante F , cuyos valores resultarán de la combinación de los vectores J e I , pudiendo tomar los valores correspondientes a las distintas orientaciones, comprendidos entre $|J+I|$ y $|J-I|$, verificándose la variación de unidad en unidad. Cuando $J < I$, tendremos $2J+1$ valores de F , y cuando $J > I$, los valores posibles de F serán $2I+1$. Este será el número de componentes en que se dividirá cada término espectral.

El eje de giro de una partícula, un núcleo, debe tener una orientación definida frente a una dirección preferida. Sólo son posibles, según la teoría cuántica, aquellas orientaciones que, sobre la dirección preferida (campo magnético, p. ej.), den proyecciones que difieran de I en un número entero. Si el spin de la partícula es $1/2$, sólo serán posibles las orientaciones $+1/2$ ó $-1/2$ (Fig. 8). Para el spin 1 son posibles tres orientaciones: $1, 0, -1$; para el spin $3/2$ serán cuatro las posiciones: $+3/2, +1/2, -1/2, -3/2$. En general, una partícula con spin I podrá tomar, con relación a una dirección preferida, $2I+1$ posiciones.

La importancia del spin es grande, ya que, en las reacciones nucleares, la suma total de los momentos angulares de los núcleos o partículas reaccionantes y resultantes tiene que conservarse. Esta ley de conservación del momento tiene que cumplirse también al formarse un núcleo a partir de las partículas fundamentales. El spin resultante en

(1) W. PAULI: Naturwiss., 12, 741 (1924).

(2) El valor exacto según la mecánica ondulatoria es: $p = \hbar \sqrt{I(I+1)}$.

(3) En el estudio de la zona cortical las letras mayúsculas nos indican los números cuánticos resultantes de la suma de los números cuánticos de los electrones luminosos del átomo, que son los que forman la capa más externa. Según la mecánica cuántica, el impulso total resultante tiene el valor $p = \hbar \sqrt{J(J+1)}$.



un núcleo compuesto es la suma vectorial de los spines de cada una de las partículas individuales que lo componen.

El spin de las partículas fundamentales vale $1/2$, excepto el del mesotón, que tiene el valor 1 , y el del fotón, que no se sabe si es 1 ó 0 . De la determinación de los spines se puede deducir información muy útil acerca de la estructura nuclear. Para los núcleos con número másico par el valor de I es un número entero, y para los de número másico impar I es fraccionario. El spin más elevado que se ha encontrado es $I = 9/2$, que es el que poseen los núcleos ${}_{36}\text{Kr}^{93}$, ${}_{38}\text{Sr}^{87}$, ${}_{41}\text{Nb}^{93}$, ${}_{49}\text{In}^{113}$, ${}_{49}\text{In}^{115}$ y ${}_{83}\text{Bi}^{209}$.

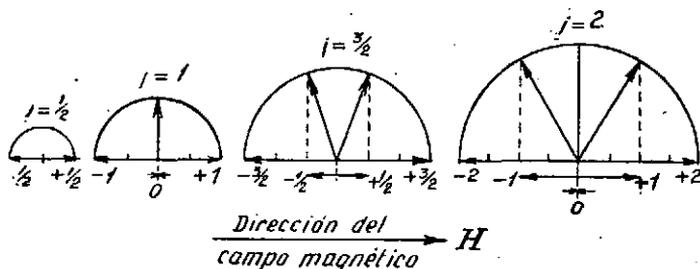


FIG. 8. Orientaciones posibles del spin con relación a una dirección preferida.—Son posibles todas las direcciones que sobre la dirección preferida dan las proyecciones $1, 1-1, 1-2, \dots, -1$.

Momento magnético nuclear.— Toda carga eléctrica en movimiento engendra en su entorno un campo magnético. Al estar constituidos los núcleos por partículas cargadas, es indudable que su spin debe de llevar ligado un momento magnético.

El momento magnético de una partícula de masa M y cuyo momento angular vale p , es de esperar que venga dado por la fórmula

$$\mu_I = \frac{2e}{2Mc} p = \frac{2e}{2Mc} \frac{h}{2\pi} \sqrt{I(I+1)}$$

por analogía con la que da el valor del momento magnético asociado al spin del electrón, que es

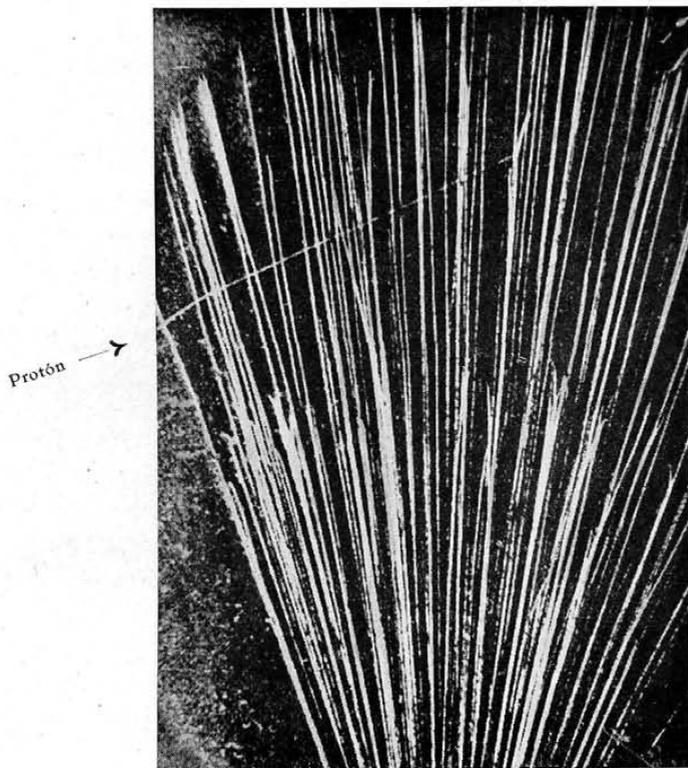
$$\mu_e = \frac{2e}{2mc} p$$

donde c es la velocidad de la luz y e el cuanto elemental de electricidad.

La magnitud

$$\mu_B = \frac{e}{2mc} \cdot \frac{h}{2\pi}$$

LAMINA I

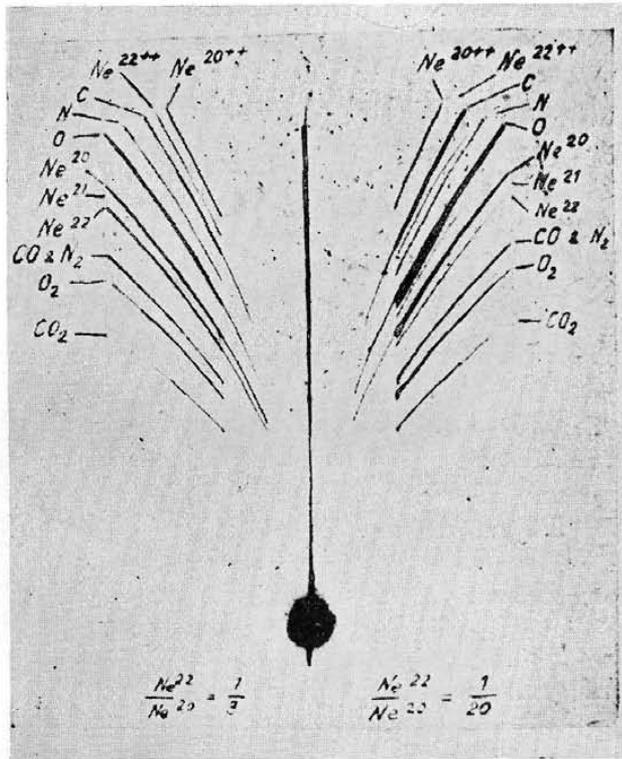


Desintegración de un núcleo de nitrógeno por una partícula alfa. Fotografía obtenida en la cámara de WILSON de la primera desintegración artificial efectuada (E. RUTHERFORD).

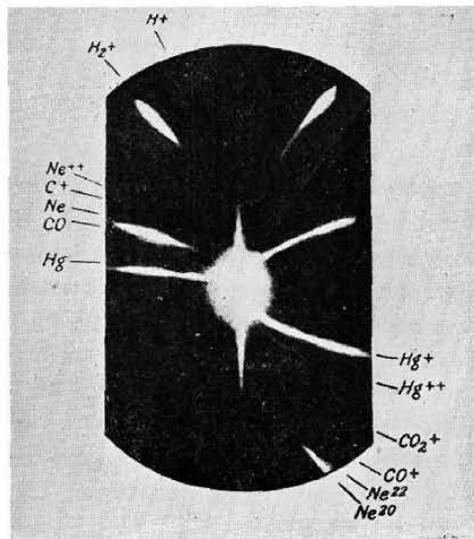
Fotografía obtenida con la cámara de WILSON del proceso $N^{14}(n,\alpha)B^{11}$. El trazo fino y largo corresponde a la partícula alfa y el corto y grueso al boro proyectado. (I. CURIE y F. JOLIO.)



LAMINA II



Parábolas obtenidas por el método de Thomson. Los campos magnético y eléctrico son paralelos al eje común de las parábolas.



donde m es la masa del electrón, recibe el nombre de magnetón de BOHR y se toma como unidad de momentos en bastantes ocasiones. Para medidas de momentos nucleares se utiliza como unidad el denominado magnetón nuclear, que se obtiene del de BOHR sustituyendo la masa del electrón por la del protón, que es 1.837 veces mayor, siendo su valor, por tanto:

$$\mu_N = \frac{\mu_B}{1837}$$

La medida experimental de los momentos magnéticos de los núcleos es difícil y los resultados no merecen gran garantía. Se puede utilizar para su determinación el paso de rayos nucleares a través de intensos campos magnéticos no uniformes y también las relaciones de intensidad de las líneas de la estructura fina del espectro, pero los resultados son imprecisos. En la tabla IV están dados los valores del momento magnético de las partículas fundamentales y algunos núcleos. El signo menos indica que, para ciertos núcleos, el signo del momento magnético es el que correspondería a la rotación de una carga negativa. Es sorprendente, a primera vista, el que el neutrón, que es una partícula neutra, posea un momento magnético.

Los valores obtenidos experimentalmente para el protón y los núcleos en general son superiores a los dados por la fórmula. Esto hace que el momento magnético se exprese por la relación

$$\mu_N = g_I I \mu_N$$

donde g_I es el denominado factor nuclear.

Estadísticas atómicas.—El estudio de las partículas hay que hacerlo por métodos estadísticos, ya que la idea primitiva de DE BROGLIE y SCHRÖDINGER acerca de la existencia de una onda cuya propagación permite representar las propiedades de una partícula, ha sido sustituida por una concepción estadística. En esta suposición, la función de ondas de SCHRÖDINGER expresa la probabilidad de que la partícula se encuentre en un estado energético o en un punto dado. En general, las nuevas mecánicas cuánticas formulan afirmaciones acerca de la energía, momentos mecánicos, eléctricos y magnéticos, etc., pero no indican nada (o no lo indican más que en los casos en que coinciden con la Mecánica clásica), acerca de dónde se encuentra una determinada partícula en un momento dado. Se ha demostrado, en efecto; que las ondas

de SCHRÖDINGER no tienen una representación real en el espacio físico de tres dimensiones.

Al aplicar los métodos estadísticos se ha visto que la estadística clásica, la de MAXWELL y BOLTZMANN, no es aplicable a los sistemas cuantificados sin sufrir reformas esenciales. Las nuevas estadísticas son: una la de BOSE-EINSTEIN y la otra la FERMI-PAULI.

La estadística clásica busca la distribución más probable de una serie de objetos en el espacio físico, dividido en celdillas elementales. Los objetos, o partículas, poseen una cierta individualidad, son discernibles unos de otros. Se busca, no solamente el número de objetos colocados en una celdilla determinada, sino también cuáles son los individuos que la ocupan. Así, si consideramos cuatro partículas, a, b, c, d , distribuidas en dos celdillas, A y B , las complejiones: ab en A , cd en B , o bien ab en B y cd en A , son consideradas como dos casos distintos. Por tanto, en este caso, de cuatro partículas que se distribuyen en dos celdillas, la estadística clásica admite 16 complejiones distintas.

En la estadística de BOSE-EINSTEIN, por el contrario, las partículas pierden su individualidad; no se consideran como distintas más que aquellas complejiones en las cuales el número de partículas situadas en cada celdilla sea diferente. En el caso de cuatro partículas y dos celdillas el número de complejiones diferentes se reduce a cinco en la estadística de Bose.

Estas dos estadísticas admiten la independencia de las partículas, es decir, que en una misma celdilla se pueden encontrar uno o varios objetos iguales, y como la celdilla define el estado del sistema, quiere decir que varias partículas pueden encontrarse en el mismo estado, esto es, poseer la misma energía. La estadística de FERMI, en cambio, aplicando categóricamente el principio de exclusión de PAULI, no admite la posibilidad de que dos o más partículas se encuentren en el mismo estado: una celdilla ocupada por una partícula está prohibida a las otras. Es, pues, imposible, en nuestro ejemplo, el distribuir las cuatro partículas en sólo dos celdillas; el número mínimo de éstas deberá ser cuatro, y en este caso sólo habrá una complejión posible: una partícula en cada celdilla. El saber si una partícula responde a una estadística o a otra lo dice la experimentación. Las partículas fundamentales responden a la estadística de FERMI. Es excepción el mesotón que responde a la estadística de BOSE.



TABLA IV

CONSTANTES DE LAS PARTÍCULAS FUNDAMENTALES

<i>Partícula</i>	<i>Carga</i> e	<i>Masa</i> UM	<i>Spin</i> I	<i>m. magnético</i> μ_N	<i>Estadística</i>
Protón	+1	1,007585	1/2	2,785	Fermi
Neutrón	0	1,008130	1/2	-1,93	Fermi
Electrón	-1	0,000554	1/2	-1837	Fermi
Positrón	+1	0,000554	1/2	1837	Fermi
Neutrino	0	0,000554?	1/2	0	Fermi
Mesotón	± 1	0,1	1	—	Bose
Electrino	$\pm 10^{-4}$	$5,5 \times 10^{-18}$	1/2	10^{11}	?

Isomeria nuclear.—Pueden existir átomos que posean el mismo peso y el mismo número atómico y que, sin embargo, presenten propiedades radioactivas diferentes. Se dice entonces que se trata de dos núcleos isómeros. Esto fué observado por primera vez en el radioelemento natural ${}_{81}\text{Pa}^{234}$ (UZ y UX_2)⁽¹⁾. Con el desarrollo de la radioactividad inducida se ha encontrado que este fenómeno es más general que lo que se creía. Este hecho pone en evidencia la existencia de los niveles energéticos en el núcleo, ya que cada isómero corresponderá a una distribución energética distinta. Corrientemente, la transición del estado de excitación más elevado al inferior, estado fundamental, es tan rápido que se debe considerar que el estado excitado no tiene, virtualmente, existencia independiente. Sin embargo, si la diferencia de energía entre el estado excitado y el estado fundamental es relativamente pequeña y, por añadidura, existe una considerable diferencia en el momento angular, esto es, en el spin nuclear, de los núcleos en los dos estados, la transición desde el estado superior al inferior está «prohibida»; el estado excitado se convierte en metastable y tiene una vida media larga. Cuando esto ocurre el estado nuclear excitado tiene una existencia independiente apreciable, y el isomerismo nuclear se hace evidente. Como ejem-

(1) N. FEATHER y E. BRETSCHER: Proc. Roy. Soc., 165, 530 (1938).



pló pondremos el Zn^{69} , obtenido por la reacción $Zn^{68}(d,p)Zn^{69}$; el Zn^{69} obtenido está en el estado excitado con una vida media de 13,8 horas, emitiendo radiación γ , parte de la cual se utiliza en conversión interna. El producto resultante es el núcleo isomero Zn^{69} , al parecer en el estado fundamental, que emite electrones, y cuya vida media es de 57 minutos. Se conocen algunos casos en los cuales un átomo estable tenga una forma isomérica activa; p. ej.; el $^{83}_{36}Kr$, que se obtiene por varios procesos nucleares [$^{80}_{34}Se(\alpha,n)^{83}_{36}Kr$ ó $^{82}_{36}Kr(d,p)^{83}_{36}Kr$, etc.], o por la descomposición radioactiva del $^{83}_{35}Br$, β -radiante, y el cual tiene el mismo peso atómico que el $^{83}_{36}Kr$, que se encuentra en una proporción del 11,5 % en el kriptón atmosférico⁽¹⁾. El isomero radioactivo está en un estado excitado de energía nuclear, y se transforma con una vida media de 113 minutos. El exceso de energía se libera bajo la forma de radiación γ , la cual, por conversión interna, expulsa electrones.

Presenta un interés particular el caso del isomerismo nuclear en el $^{80}_{35}Br$, ya que ha podido verificarse la separación química del estado excitado (vida media de 4,4 h.) y el estado normal (vida media, 18 m.)⁽²⁾. Los rayos γ , que acompañan a la transición del estado superior al inferior, al convertirse internamente y separar electrones, dejan al producto virtualmente bajo la forma iónica. El producto resultante posee una gran facilidad de reacción y, debido a ello, puede separarse de su isomero. Por ejemplo, si tenemos bromuro sódico que contenga Br^{80} , obtenido en el proceso $Br^{81}(n,2n)Br^{80}$, lo podemos utilizar en la preparación del bromuro de butilo terciario, el cual se hidroliza en metanol acuoso. Ordinariamente la reacción, controlada por la formación del bromuro de hidrógeno, es lenta, pero si el bromuro de butilo contiene el isótopo radioactivo Br^{80} , entonces la reacción es relativamente rápida. El Br^{80} existente en el bromuro de butilo que no ha reaccionado es precisamente el de vida media de 4,4 h., mientras que el que ha pasado a formar parte del bromuro de hidrógeno es el de 18 m. de vida media.

REID y KESTON⁽³⁾ han descubierto, al parecer, el único caso conocido, por ahora, de transición isomérica por desintegración β y subsiguiente captura de electrón K. Según estos autores, al bombardear el Te^{128} con deuterios de 14,5 Mev se producen las dos reacciones $Te^{128}(d,p)Te^{129}$ y $Te^{128}(d,n)I^{129}$. El Te^{129} es β radiante de 72 h. de vida media (en la tabla se puede ver que existe un isomero con 32 d. de vida media) y se transforma, por tanto, en el I^{129} . Este isótopo presenta, como puede verse en la tabla, aparte de la emisión β , la captura del electrón K, con lo cual se convierte en el Te^{129} , pero esta vez el obtenido es el de 32-d. de

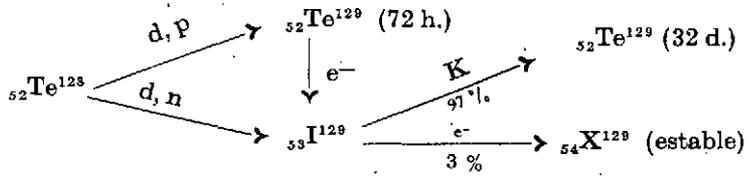
(1) Ver bibliografía en la tabla de isótopos.

(2) R. COOPER: Phys. Rev., 61, 1 (1942).

(3) A. F. REID y A. S. KESTON: Phys. Rev., 70, 987 (1946).



vida media. Este es el camino indirecto con que se verifica la transformación isomérica del Te^{129} . El esquema es el siguiente:





CAPITULO III

Métodos de detección y aceleración de partículas

(PRIMERA PARTE)

Detección de partículas.—Para la detección de las partículas es indispensable que éstas posean carga y velocidad. Los fotones y los neutrones, que carecen de carga, se determinan por los efectos secundarios que provocan.

Cámaras de ionización.—Una cámara de ionización está formada por un recipiente metálico, en el que penetra un electrodo sostenido por un soporte aislado, y entré el electrodo y el recipiente se establece una diferencia de potencial. Al penetrar la partícula cargada en la cámara de ionización produce iones, como ya sabemos, por colisión con las moléculas del gas allí existente. Estos iones son separados por el campo eléctrico y conducidos al electrodo, cuyo potencial se eleva cuando recibe la carga. Este electrodo está conectado a un galvanómetro o electrómetro sensible que acusará el fenómeno.

Otros modelos de cámara de ionización poseen dos electrodos, siendo entre éstos entre los que se produce la diferencia de potencial; en este caso el recipiente debe de estar unido a tierra como protección. En la Fig. 9 están esquematizados algunos tipos de estas cámaras.

No vamos a describir los distintos electroscopios utilizados, pues aun cuando contribuyeron grandemente a los progresos de la radioacti-



vidad y física nuclear en general, hoy se encuentran desplazados por el uso de las válvulas de vacío.

Amplificador lineal.—Como una corriente de electrones no posee virtualmente inercia, será extremadamente sensible a cualquier influen-

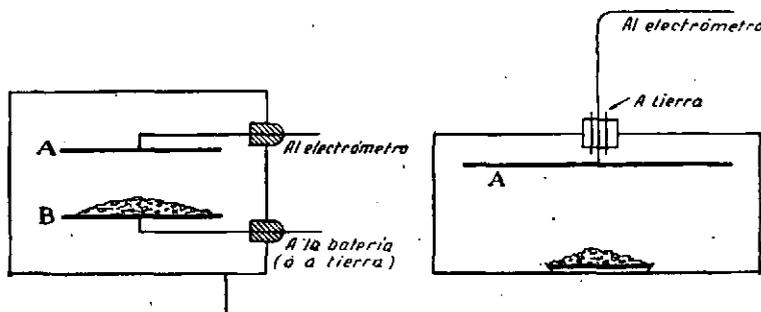


FIG. 9. Cámaras de ionización.—El esquema de la izquierda representa una cámara de ionización con dos electrodos, A y B, uno de los cuales está unido al electroscopio y el otro a tierra o a la batería. La figura de la derecha corresponde a una cámara de ionización con un sólo electrodo, el cual está unido al electroscopio. La caja de la cámara, al igual que la del esquema anterior, va unida a tierra.

cia eléctrica, y en esto se fundan precisamente las grandes y variadas aplicaciones de las válvulas de vacío, que son hoy mecanismo indispensable en la determinación de pequeñas cantidades de radiación.

Consideremos el circuito de la FIG. 10, donde A es la cámara de

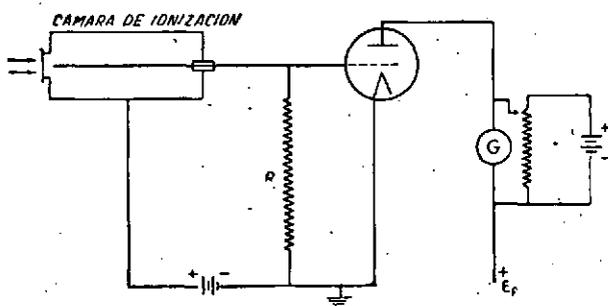
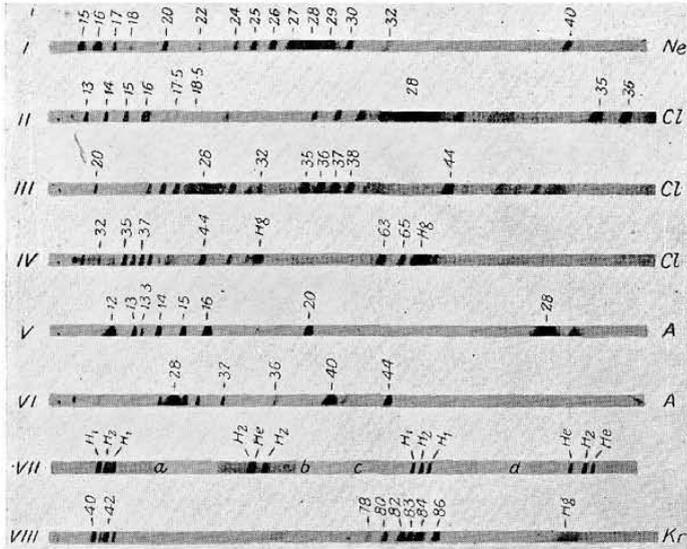


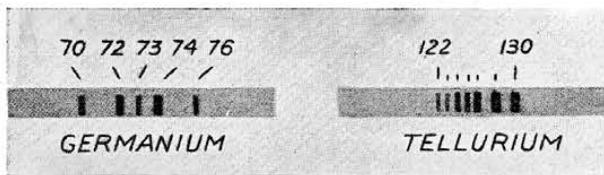
FIG. 10. Amplificador lineal.—Las partículas ionizantes que entran en la cámara de ionización, producen un aumento en el potencial de rejilla del triodo. De esta manera se amplifica la débil corriente de ionización producida por las partículas.

ionización. Los dos electrodos son las paredes de la cámara y la varilla central, perfectamente aislada. Mediante la batería B se aplica una diferencia de potencial entre los electrodos, completándose el circuito con una resistencia, R, de 3×10^{10} ohms. y un triodo especial—se suele emplear el FP54—, cuya rejilla está conectada al electrodo central de la

LAMINA III



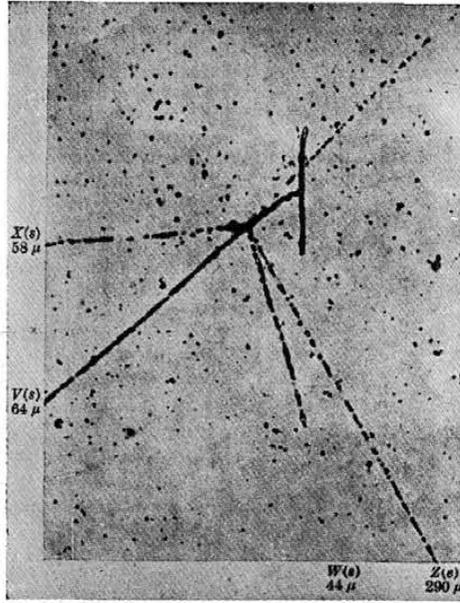
Ejemplos de espectrógramas de masas obtenidos por el procedimiento de Aston.



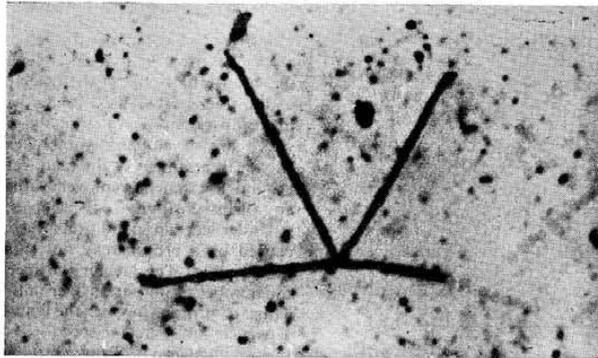
Espectrógrama de masas obtenido mediante el aparato de BAIRBRIDGE



LAMINA IV



Mosaico de seis microfotografías, en placas especiales, que revelan una desintegración múltiple producida por un rayo cósmico de gran energía. En ella se ven protones (trazos Z, Y, X y W), partículas alfa (trazo V) y un núcleo pesado que se desintegra en dos partículas alfa, dando el trazo en forma de martillo.



Estrella formada por las partículas de la desintegración del torio y de los elementos de él derivados (ver en el capítulo III, Método fotográfico). (C. F. POWELL y G. P. OCHIALINI.)

cámara. Al penetrar en la cámara una partícula produce la correspondiente ionización en el gas que la llena. El electrodo central, cargado positivamente, atrae los electrones producidos, con lo cual su potencial se eleva, produciendo, por tanto, un aumento en el potencial de rejilla del triodo. Esto da lugar a un aumento en el flujo de electrones producidos en el cátodo *C* que se dirigen hacia la placa. De esta manera se amplifica la débil corriente de ionización, que en el caso de una partícula alfa produce a lo largo de *R* un salto de potencial de aproximadamente 1 milvoltio. Esta diferencia de potencial producida por la oleada momentánea de electrones puede ser amplificada hasta cien mil veces y determinada en cualquier forma, p. ej., escuchando los chasquidos de

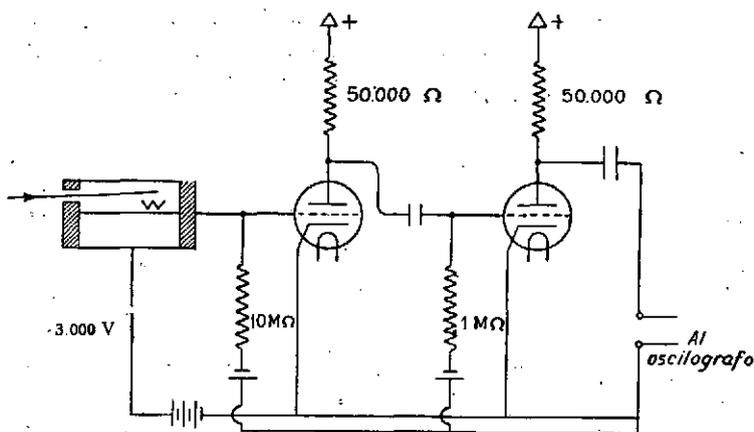


FIG. 11. *Contador proporcional.*—La caja de la cámara de ionización se carga a un alto voltaje negativo. La oleada de electrones que descarga en el alambre central *W* puede llegar a ser mil veces mayor que la ionización inicial. Un amplificador transmite la señal al aparato de medida.

un altavoz, observando las desviaciones de un osciloscopio de rayos catódicos o haciendo funcionar un numerador mecánico.

Este artificio ha sido muy usado en los estudios de física nuclear. Aunque proporciona un buen método para determinar la ionización primaria de un protón o partícula alfa, no es muy usado hoy, aparte de que el aparato no es de fácil manejo.

Contador proporcional.—En este artificio los electrones producidos en la ionización primaria son acelerados, mediante un fuerte campo eléctrico, con lo cual quedan en condiciones, a causa de su elevada energía cinética, para producir una nueva ionización por choques con otros átomos. Y puede suceder que estos últimos electrones ionicen a su vez

a otros átomos y así sucesivamente, lo que dará lugar a una rápida acumulación de electrones que puede llegar a ser mil veces mayor que el número que expresa la ionización inicial. De este modo se reduce la amplificación requerida, hasta el punto que será suficiente un amplificador sencillo para la detección de las partículas que penetran en la cámara de ionización.

En la FIG. 11 está esquematizado un montaje de contador proporcional. En el alambre *W* se crea un fuerte campo eléctrico, hacia el cual son impelidos los iones. Si el espacio que circunda al alambre se rarifica parcialmente, se aumentan las distancias entre los átomos y el proceso de ionización por choque puede tener lugar a un voltaje de aplicación más bajo.

Este montaje recibe el nombre de contador proporcional debido al hecho de que la carga reunida por el alambre *W* es aproximadamente

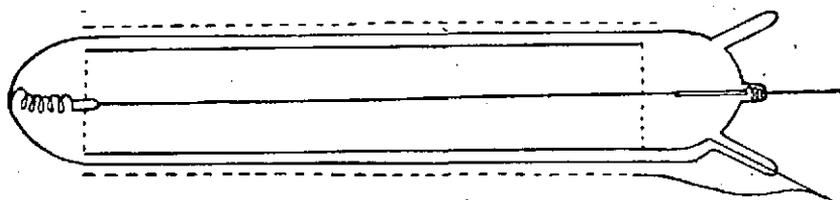


FIG. 12. *Tubo de Geiger*.—La ampolla de vidrio, *A*, va rodeada de una rejilla metálica, *B*, que hace de caja de Faraday. En el interior del cilindro metálico, *C*, va colocado el alambre de wolframio, *D*, conectado por *G* al aparato de circuito de amplificación o medida. *F* va unido a una fuente de alto voltaje y por *H* se efectúa el vacío.

proporcional a la ionización inicial. El método es excelente para determinar partículas alfa, protones o deutones.

Aunque con este aparato no se puede medir la ionización debida a los electrones, éstos son causa de grandes perturbaciones, especialmente cuando se trata de registrar las raras partículas pesadas que aparecen en las transmutaciones, en presencia de una radiación γ intensa. En este caso la cámara es recorrida por un gran número de electrones producidos por el efecto COMPTON, y si bien los efectos individuales de estos electrones no son detectables, la superposición de estos efectos puede hacer imposible la determinación de una partícula pesada. Para evitar este inconveniente se debe efectuar el montaje de manera que la carga comunicada al amplificador por un solo electrón se disipe al cabo de una fracción de tiempo pequeña, con relación al intervalo medio entre las llegadas de dos electrones sucesivos, y es necesario, asimismo, que el osciloscopio posea un poder separador muy elevado, es decir, un período de vibración muy corto, p. ej., del orden de 10^{-4} segundos.

Contador de Geiger.—El contador de GEIGER, cuyo principio se debe a RUTHERFORD ⁽¹⁾, reemplaza hoy en día al contador proporcional.

En este artificio la cámara de ionización o contador está formada, generalmente, por un tubo metálico de 20 mm. de diámetro, 60 mm. de altura y 0,1 mm. de espesor. Este cilindro va contenido dentro de una envoltura de vidrio, como indica la FIG. 12, y en su interior, axialmente, va tendido un fino alambre, corrientemente de wolframio, soldado a los extremos del tubo de vidrio y conectado con el circuito amplificador y con tierra, o el polo positivo de la fuente de alto voltaje, por intermedio de una resistencia. El cilindro metálico va conectado al polo negativo de la fuente de alto voltaje, generalmente una batería de acumuladores. La envoltura de vidrio lleva soplada en uno de sus extremos una pequeña ampolla con un espesor de pared de solamente unos micrones.

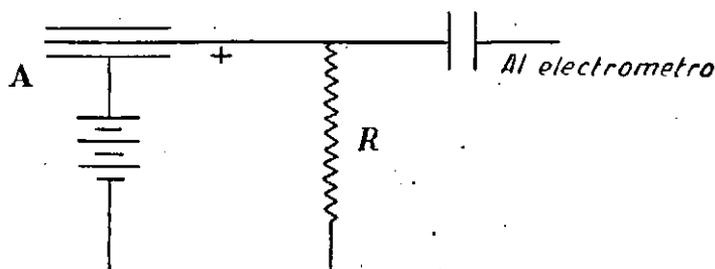


FIG. 13. Circuito del contador de Geiger.—La resistencia R , de más de 10^6 ohmios, reduce el potencial lo suficiente para que cese la descarga. El contador se carga automáticamente.

Esta ampollita hace de ventana por donde penetran en el interior del cilindro las partículas. El cilindro de vidrio suele ir a su vez rodeado por una rejilla metálica conectada al cilindro interior, con lo cual las paredes de vidrio quedan libres de la influencia de cualquier campo eléctrico.

Para trabajar con el tubo de GEIGER se empieza por hacer el vacío en su interior, primero mediante una bomba rotativa y finalmente mediante bombas de difusión mientras se calientan las paredes metálicas, y después se llena el tubo con hidrógeno hasta una presión de unos 100 mm. de mercurio. Se suele agregar también una mezcla de otros gases, tales como argón, oxígeno o vapores de sustancias orgánicas, hasta una proporción del 10 %. Estos tienen por objeto el favorecer la interrupción de la descarga.

Aplicando entre el cilindro y el alambre una tensión un poco infe-

(1) E. RUTHERFORD y W. GEIGER: Proc. Roy. Soc., A, 81, 141 (1908).

rior a la disruptiva, unos 1.000 voltios, cada vez que llega al recinto un corpúsculo o radiación ionizante se producirá una descarga capaz de convertir al gas que lo llena en conductor, lo que da lugar a una corriente muy breve, que puede ser registrada mediante un oscilógrafo, un altavoz o un numerador mecánico, después de su amplificación por un triodo.

Al producirse la descarga, la corriente engendrada pasa a través de una resistencia, R (FIG. 13), de más de 10^6 ohmios, con lo cual se reduce el potencial en el contador lo suficiente para que la descarga cese. Inmediatamente vuelve a cargarse, automáticamente, el contador y queda en disposición de acusar la llegada de nuevas partículas.

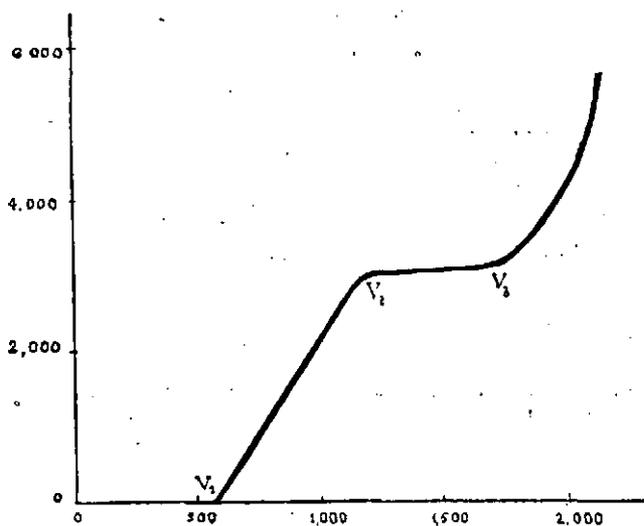


FIG. 14. Potencial del electrodo (voltios).—Variación del número de impulsos por minuto registrados en el contador de Geiger con relación al voltaje empleado. V_1 es el voltaje mínimo necesario para contar el primer impulso.

Con los contadores se puede determinar el número de partículas emitidas en un tiempo dado. A fin de proteger el contador de las radiaciones parásitas, como rayos γ , cósmicos, etc., va recubierto de una envoltura de plomo.

Para poner en marcha el contador se conecta al sistema de amplificación y a la fuente de potencial, que debe ser variable. Se acerca entonces al tubo una sustancia que emita radiaciones, por ejemplo, un trozo de vidrio de uranio o una esfera de reloj luminoso, y se va aumentando el voltaje gradualmente hasta que el contador comienza a funcionar.

El número de impulsos registrados por el contador varía con el voltaje aplicado al tubo de descarga. Para hacer el estudio de esta varia-



ción se utiliza una fuente de radiación ionizante que tenga un valor constante. En la FIG. 14 está representada la variación en el número de impulsos por minuto con relación al voltaje empleado; en ella se ve que es necesario un voltaje mínimo, V_1 , para que pueda contarse el primer impulso de corriente, a partir del cual el número de impulsos por segundo aumenta con el voltaje, hasta llegar a una zona más o menos aplanada, V_2 - V_3 , que pueda tener una anchura de varios centenares de voltios. Es esencial el operar en esta región, pues en ella no hay variación apreciable en el número de impulsos al variar el voltaje, y de este modo los resultados cuantitativos presentan una mayor exactitud.

Con el contador se puede estudiar no solamente la actividad de una sustancia, sino también determinar el período y vida media de las sustancias radioactivas, ya que la emisión de una partícula nos indica la destrucción de un átomo y, por tanto, podemos determinar el número

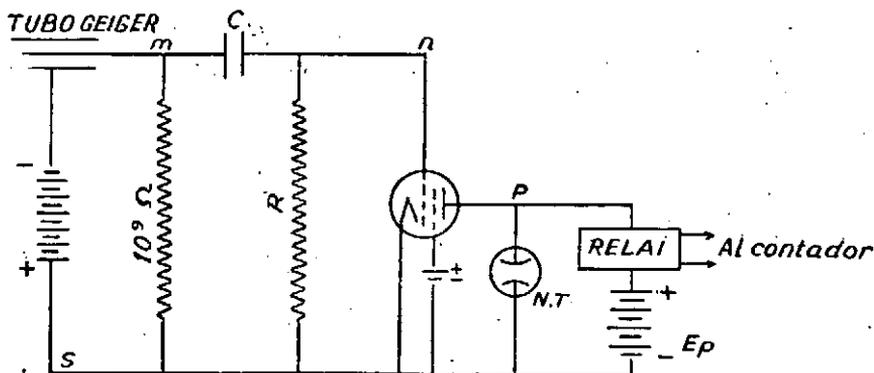


FIG. 15. Circuito a válvula del contador.—Este sencillo artificio amplifica la señal del tubo y permite el contar los impulsos, mediante un contador mecánico u otro mecanismo adecuado.

de átomos destruídos en la unidad de tiempo y, de aquí, deducir el valor de la vida media.

Circuitos contadores.—El desarrollo de las válvulas de vacío ha hecho posible disponer circuitos en los que con el contador de GEIGER puedan contarse impulsos individuales aunque éstos se sucedan con gran rapidez.

En la FIG. 15 tenemos esquematizado un circuito sencillo dispuesto con este objeto. La corriente de placa en la válvula depende del potencial de la rejilla, representado por el punto n . Cuando no hay ionización en el tubo GEIGER, no pasa ninguna corriente a través de las resistencias, y m y s están al mismo potencial positivo y, al no tener la rejilla el potencial conveniente, no hay consumo en el circuito de placa y el relé no funciona.



Si una partícula incidente produce ionización en el tubo de GEIGER, ésta irá acompañada por una corriente a través de la resistencia grande, y de aquí un descenso en el potencial en el punto m y también en la rejilla. En consecuencia, se verifica una disminución en la corriente de placa lo suficientemente grande para que funcione el relé, que actúa como artefacto de registro. Al mismo tiempo que disminuye la corriente de placa se produce un aumento del voltaje aplicado a un tubo de gas neón, en el que se produce una iluminación momentánea. La disminución del voltaje en el tubo de GEIGER actúa, en cierta forma, interrumpiendo la corriente y restableciendo las condiciones originales instantáneamente. Sin embargo, el número de impulsos por minuto que pueden contarse mediante este circuito no es muy grande.

NEHER y HARPER ⁽¹⁾ montaron un circuito capaz de registrar hasta 200.000 partículas por minuto, el cual está representado en la FIG. 16.

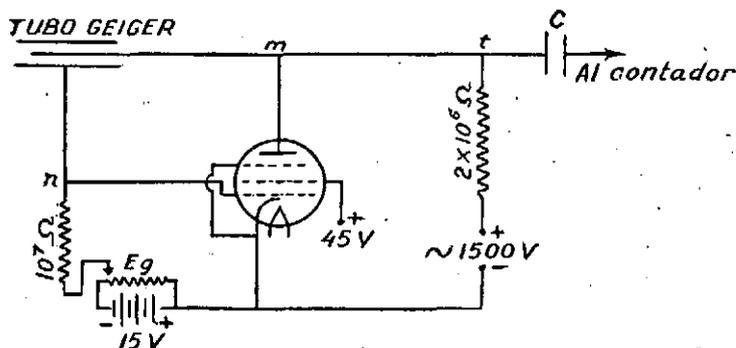


FIG. 16. Circuito de Neher-Harper.—Mediante este artefacto, se pueden contar hasta 200.000 partículas por minuto.

El potencial del punto n , que es el de la rejilla de control, está ajustado a un valor débilmente negativo, de modo que la corriente de placa adquiere un pequeño valor. Cualquier ionización debida a una partícula incidente en el tubo de GEIGER conduce a un aumento en el potencial positivo de la rejilla de control, n , lo cual permite aumentar la corriente de placa, produciéndose, por tanto, una disminución en el potencial del punto m . Esta disminución del voltaje en el tubo de GEIGER permite interrumpir la corriente y restablecer las condiciones iniciales. La disminución momentánea del potencial en t se comunica a cualquier circuito contador a través del condensador c .

Con frecuencia es necesario determinar las ionizaciones que tienen lugar simultáneamente en dos tubos contadores. Fué Rosi ⁽²⁾ el primero

(1) H. V. NEHER y W. HARPER: Phys. Rev., 49, 940 (1936).

(2) B. ROSI: Nature, 125, 636 (1930).

que efectuó un montaje de este tipo en el curso de sus observaciones de la radiación cósmica. En la FIG. 17 está representado el montaje en coincidencia utilizado. Los potenciales de las rejillas de ambas válvulas están ajustados a valores lo suficientemente positivos para establecer las corrientes de placa a través de ambas válvulas, *A* y *B*, hasta un cierto valor normal. Al mismo tiempo, el potencial de rejilla de la válvula *D*, la cual puede ser un triodo lleno de gas, se hace lo suficientemente negativo para reducir su corriente de placa a cero. Cualquier partícula ionizante que entre en el tubo de GEIGER se hace sentir en el potencial del punto *m* y, por tanto, la rejilla de control de la válvula *A* se hace menos positiva, y de aquí que la corriente de placa se anule. Esto eleva el potencial del punto *t* y también el potencial de la rejilla de control de la válvula *D*, pero no lo suficiente para que se encienda dicha válvula. Sin embargo, si las partículas entran simultáneamente en los dos tubos

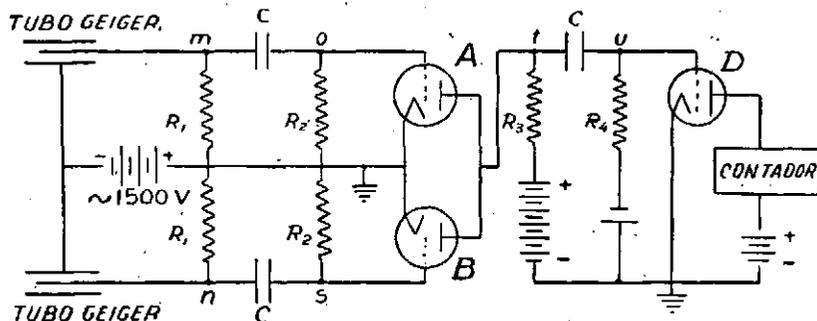


FIG. 17. Circuito de coincidencia.—Este circuito se utiliza cuando es necesario registrar dos fenómenos simultáneos. Es muy utilizado en los estudios de rayos cósmicos.

contadores, entonces el potencial en *t* se eleva lo suficiente para que se encienda el triodo *D*, ocasionando un impulso en el contador mecánico u otro artificio contador. En las investigaciones acerca de los rayos cósmicos, se han llegado a emplear 45 tubos GEIGER en un circuito sencillo (1).

Los registradores mecánicos pueden no funcionar para frecuencias mayores de tres o cuatro mil impulsos por minuto. Para obviar esta dificultad, se suele disponer un circuito de válvulas, de modo que los artificios mecánicos registren un impulso sencillo por cada 4, 8 ó 16 partículas incidentes; sin embargo, por un sistema de lámparas que se encienden o un medidor de lectura directa pueden numerarse las partículas aisladas. Estos circuitos están formados por una serie de circuitos con igual factor de multiplicación; esto es, que con *n* circuitos de factor 2

(1) J. TABIN: Phys. Rev., 65, 86 (1944).

tendríamos un factor total de multiplicación de 2^n . Se han usado varios tipos de tubos y acoplamientos. En la FIG. 18 está representado un circuito sencillo de dos válvulas de gas (tyratrones), ideado por SHEPHERD y HAXBY ⁽¹⁾. Los impulsos sucesivos que llegan hacen encenderse a las dos válvulas, A y B, alternativamente, pero solamente al encenderse B pasa el impulso a los demás tyratrones. El contador mecánico está colocado a la salida del circuito del último tubo. Para detectar un número muy grande de impulsos se colocan en serie varios circuitos de este tipo.

Cámara de niebla.—La cámara de niebla es seguramente el artificio más conocido de detección de partículas nucleares, porque da una representación gráfica de la trayectoria seguida por los corpúsculos. Este método de detección está fundado en la observación de WILSON ⁽²⁾ de

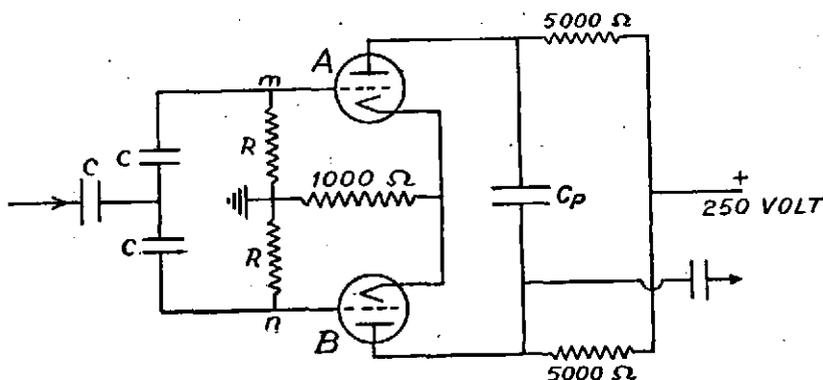


FIG. 18. *Circuito multiplicador.*—Este circuito, montado con tyratrones, se utiliza para estudiar fenómenos en los que se produce tan gran número de impulsos por minuto, que la inercia mecánica de los contadores impide registrarlos.

que los iones pueden actuar como núcleos de condensación para la formación de gotitas cuando se introducen en el seno de un vapor sobresaturado. Se consigue la formación de éste por el sencillo proceso de una expansión adiabática rápida, la cual lleva al vapor por debajo del punto de rocío.

Si el vapor está libre de polvo, el estado de sobresaturación se mantiene, a no ser que algunos iones se encuentren presentes, en cuyo caso las gotas se forman alrededor de estos iones, delatando su presencia. Iluminando el vapor después de la expansión, pueden tomarse fotografías de la masa en las que quedarán impresionadas las trayectorias de las partículas.

(1) W. G. SHEPHERD y R. O. HAXBY: *Rev. Sci. Instr.*, 7, 425 (1936).

(2) C. T. R. WILSON: *Proc. Roy. Soc., A*, 85, 285 (1911).

Según WILSON, son los iones negativos los primeros que sirven de núcleos de condensación; esto ocurre hasta incrementos del 25 % del volumen inicial del vapor saturado. Para incrementos de volumen de un 30 %, tanto los iones negativos como los positivos condensan las gotitas. Para expansiones superiores al 38 % se forma una densa niebla, incluso en ausencia de iones.

Este método de detección de partículas tiene la gran desventaja del tiempo que ha de transcurrir antes de que la cámara de niebla esté lista para una segunda expansión. El tiempo que dura una expansión es relativamente corto—alrededor de $1/30$ de segundo—, pero entre dos expansiones sucesivas deben transcurrir unos 20 segundos, lo cual hace muy lentos los trabajos.

No es difícil la construcción de una cámara para la observación de

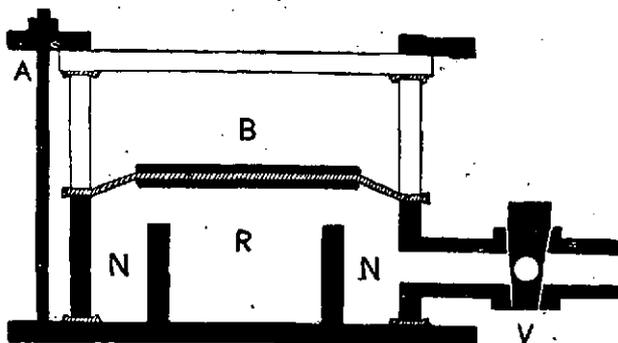


FIG. 19. Cámara de Wilson.—Por V se efectúa el vacío, con lo cual se expande la pared de caucho, que separa la cámara propiamente dicha, B, del espacio R. (Figura tomada de W. Riezler, «Kernphysik»).

las partículas alfa y de los protones. En lugar de vapor de agua es frecuente utilizar vapores de sustancias orgánicas del tipo de los alcoholes, que tienen la ventaja de que la relación de expansión es menor, entendiéndose por tal el cociente entre los valores del volumen después y antes de la expansión. Así, para el aire y el agua la relación de expansión es de 1,4 aproximadamente, y con mezclas de alcoholes puede ser de 1,2 únicamente.

La observación de los electrones rápidos en la cámara de niebla no es fácil a causa de la poca ionización que producen, lo cual hace que los trazos obtenidos sean débiles, a diferencia de lo que ocurre con las partículas pesadas, que dan trazos vigorosos.

La cámara de expansión puede funcionar a altas presiones, por encima de 10 atmósferas, y en esta forma son útiles para la medida de los alcances de los protones.

Cuando se trata de estudiar partículas α , la fuente productora se coloca ordinariamente dentro de la cámara. Los rayos β pueden enviarse al interior de ésta a través de una ventana muy delgada con la consiguiente pérdida de energía, y los rayos γ pueden ser estudiados observando los electrones que se originan en virtud del efecto COMPTON o el efecto fotoeléctrico. Los neutrones se estudian observando los protones de retroceso que aparecen a consecuencia de los choques de los neutrones sobre cualquier material que contenga hidrógeno y que esté colocado en el interior de la cámara.

Las fotografías se toman con una cámara sencilla o con una estereoscópica iluminando la cámara interiormente en el momento de la expansión. En la lámina I pueden verse fotografías de trazos de diferentes partículas obtenidas en la cámara de WILSON y en la FIG. 19 está esquematizado este aparato.

Los resultados cualitativos conseguidos con la cámara de niebla son magníficos; sin embargo, en muchos casos no hay criterio propio defi-

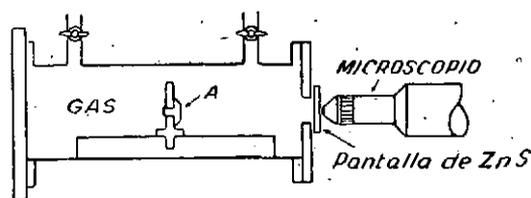


FIG. 20. *Espintariscopio*.—Este aparato fué ideado por Crookes y utilizado por Rutherford en el estudio de la radiación alfa. La pantalla de ZnS registra los impactos de las partículas radioactivas.

nido para seleccionar los rastros fotográficos, a causa de lo cual los resultados cuantitativos están faltos de precisión y a menudo pueden falsear las interpretaciones.

Espintariscopio.—Algunas sustancias poseen la propiedad de que cuando se exponen a la acción de una radiación, como p. ej. luz ultravioleta o rayos X, emiten luz visible. Algunas veces persiste la luminosidad aun después de cesar de actuar el foco excitante, y otras veces la emisión luminosa sólo dura mientras está expuesta la sustancia a la acción de la radiación. El primer fenómeno se denomina fosforescencia y el segundo fluorescencia. La investigación de la radiación puede hacerse, pues, estudiando la luminosidad producida en una pantalla construida adecuadamente con materiales fluorescentes, como el platinocianuro de bario, el wolframato cálcico o el sulfuro de cinc.

CROOKES ⁽¹⁾ ideó un aparato, llamado espintariscopio, con el que se hicieron los primeros estudios sobre las partículas α . La FIG. 20 nos enseña el artificio usado más tarde por RUTHERFORD para estudiar la primera desintegración nuclear inducida. Un material radioactivo colocado en *A* lanza partículas α , las cuales chocan con la pantalla de sulfuro de cinc, produciendo un centelleo en el lugar del impacto, el cual puede observarse perfectamente mediante un microscopio, y aun pueden contarse los impactos, si no son muy numerosos, en la unidad de tiempo. En el caso de la radiación β , también se producen los destellos, los cuales deben ser producidos, probablemente, por impactos simultáneos de

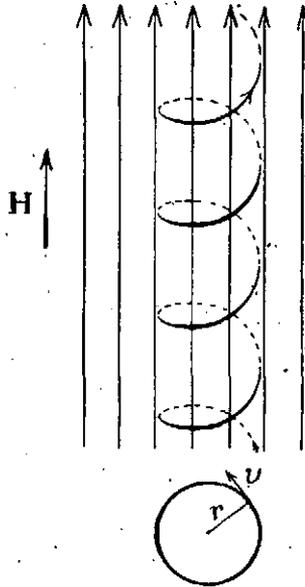


FIG. 21. Movimiento de un electrón en un campo magnético constante.—La trayectoria es, en general, una hélice cuyo eje es paralelo al campo; en el caso especial de que el electrón incida perpendicularmente a *H*, la trayectoria se retrae a un círculo.

varias partículas β , pues resulta dudoso suponer que un solo electrón pueda producir un efecto observable.

Observando mediante una lupa la esfera luminosa de un reloj, se pueden percibir fácilmente estos centelleos, ya que la sustancia luminosa está formada por una capa de material radioactivo, barnizado con sulfuro de cinc.

Método de las parábolas.—Este método, debido a THOMSON ⁽²⁾, fué el utilizado para determinar la naturaleza de los rayos positivos origina-

(1) W. CROOKES: Proc. Roy. Soc., 71, 405 (1903).

(2) J. J. THOMSON: Phil. Mag., 21, 225 (1911); 24, 209 (1912).

dos en un tubo de CROOKES, y los cuales salen al exterior del tubo si el cátodo está agujereado.

Los rayos positivos están formados por restos iónicos positivos; por tanto, al tratarse de partículas electrizadas, serán desviados por los campos eléctricos y magnéticos.

Una partícula de masa m y carga e , que se mueve en un campo magnético de intensidad H con la velocidad v , queda sometida a la fuerza $H e v \text{ sen } \alpha$, siendo α el ángulo formado por las direcciones de la velocidad y del campo. La trayectoria de la partícula es una hélice cuyo eje es paralelo al campo (FIG. 21). En el caso especial de que la partícula incidiese perpendicularmente al campo, el ángulo α será de 90° y, por tanto, su seno igual a la unidad, y la hélice se retrae a un círculo perpendicular al campo, cuyo radio r se calcula con facilidad. La fuerza va

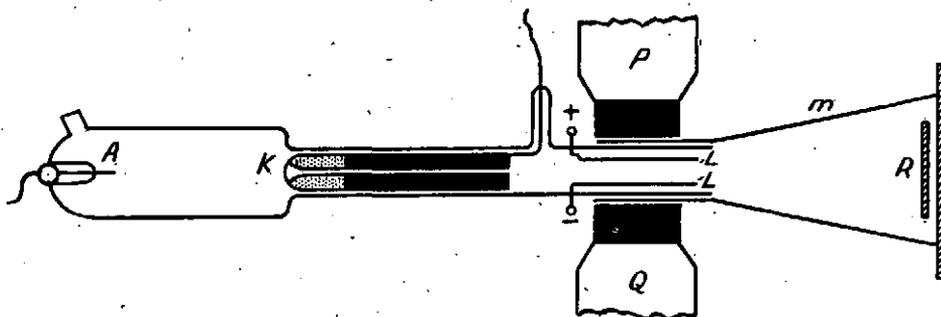


FIG. 22. Método de las parábolas.—Los iones positivos producidos en la cámara A son atraídos por el cátodo K, el cual está provisto de un orificio a través del cual pasa el haz positivo. El campo eléctrico, LL, y el magnético, PQ, actúan simultánea y paralelamente. El haz incide en la placa fotográfica R.

dirigida hacia el centro del círculo; por tanto, deberá ser igual a la fuerza centrífuga $m v^2 / r$. Entonces se verificará:

$$e v H = \frac{m v^2}{r} \quad \text{ó} \quad \frac{m}{e} = \frac{H r}{v}$$

Un campo eléctrico de intensidad X actúa sobre una partícula de carga e , con una fuerza Xe , la cual le comunicará una energía cinética, verificándose, por tanto:

$$Xe = \frac{1}{2} m v^2$$

El aparato utilizado por THOMSON está descrito en su parte esencial en la FIG. 22.

Los iones se forman en el tubo de descarga, y unos pocos de ellos pasan a través del cátodo horadado, quedando sometidos a la acción de los campos magnético y eléctrico simultáneos y paralelos, e impresionando la placa fotográfica P .

Aplicando este método a un haz de rayos catódicos, se reconoce que la impresión que producen en O . (Fig. 23) cuando no actúan los campos, se traslada al punto a , sin gran deformación, cuando aquéllos actúan, a causa de la unidad de naturaleza y de velocidad de dichas partículas. En cambio, con un haz de rayos positivos, la impresión en O se debilita poco por la acción simultánea de los campos eléctrico y magnético, y en vez de la impresión única en a , se obtiene una imagen compleja, de

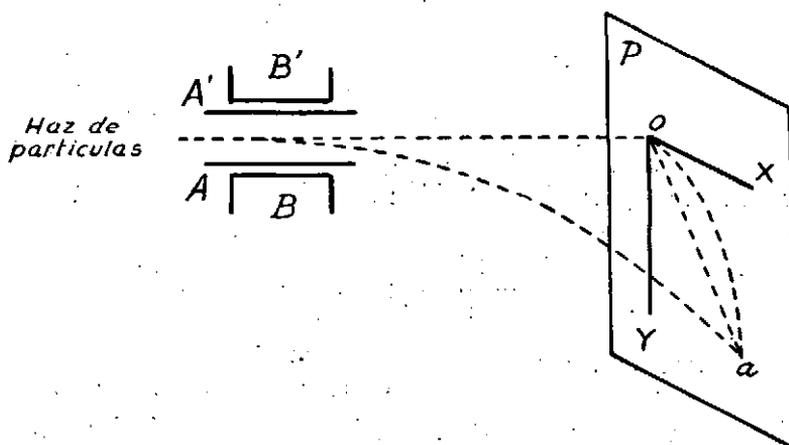


FIG. 23. *Parábolas de Thomson.*

la cual son parte más saliente cierto número de arcos de parábola, en general bastante bien definidos.

Si designamos por y al valor de la desviación producida por el campo magnético y x a la ocasionada por el campo eléctrico, tendremos:

$$y = \frac{H e}{m v}$$

$$x = \frac{X e}{m v^2}$$

donde H y X son las intensidades de los campos magnético y eléctrico, respectivamente; e y m , la carga y la masa de las partículas, y v , su velocidad.

De las dos ecuaciones anteriores se deduce:

$$y = \left(\frac{H}{X} \right) v$$

$$\frac{y^2}{x} = \left(\frac{H^2}{X} \right) \frac{e}{m}$$

Si ambos campos, H y X , se conservan constantes, las cantidades entre paréntesis también lo serán; la relación y/x nos dará entonces la velocidad de las partículas desviadas, mientras que y^2/x expresará la carga específica.

Como los rayos positivos están formados por partículas con velocidades diferentes, la expresión y/x tendrá valor distinto para cada partícula, pero para todas aquellas partículas de la misma carga específica (e/m) la expresión y^2/x será una constante, es decir, estas partículas caerán sobre la placa fotográfica disponiéndose en una serie de puntos que forman una curva de ecuación:

$$\frac{y^2}{x} = \text{constante}$$

que es precisamente una parábola.

Un examen de las fórmulas arriba indicadas nos enseña que el desplazamiento x e y depende de la velocidad de la partícula; para mayor velocidad menor desplazamiento y viceversa. Los diferentes puntos de la curva parabólica representan, por eso, los impactos de partículas con diferentes velocidades, y la continuidad del trazo hace ver la existencia de partículas con todas las velocidades posibles entre ciertos límites. En la lámina II están representadas las parábolas obtenidas por THOMSON.

Espectrógrafo de masas de Aston.—Aunque el método de las parábolas es muy original, resulta impracticable cuando se quieren efectuar estudios cuantitativos con exactitud. El espectrógrafo de masas vino, por ello, a sustituirlo.

El problema que se propuso resolver ASTON (1) consistía en concentrar en un mismo punto todas las partículas de la misma masa, aunque tuviesen distintas velocidades. Para lograrlo, hizo que los campos eléctrico y magnético, en lugar de actuar simultánea y paralelamente, lo hiciesen sucesiva y perpendicularmente.

(1) F. W. ASTON: *Phil. Mag.*, 38, 707 (1919); 39, 611 (1920).



En la FIG. 24 está representado el artificio utilizado por ASTON. Como en el método de THOMSON, los rayos positivos se hacen pasar a través de un cátodo horadado, y después de atravesar dos pequeñas rendijas, S_1 y S_2 , pasan entre las dos placas paralelas de un condensador, J_1 y J_2 ; la abertura entre las dos placas es muy pequeña y, por tanto, el haz de rayos que lo atraviese será estrecho. Si el campo eléctrico se mantiene constante entre las placas del condensador, la desviación de cualquier partícula con respecto a la dirección inicial del haz será proporcional a

$$\frac{e}{mv^2}$$

siendo e la carga de la partícula y m y v su masa y velocidad, respectivamente. Como existen partículas con distintas velocidades, la desviación

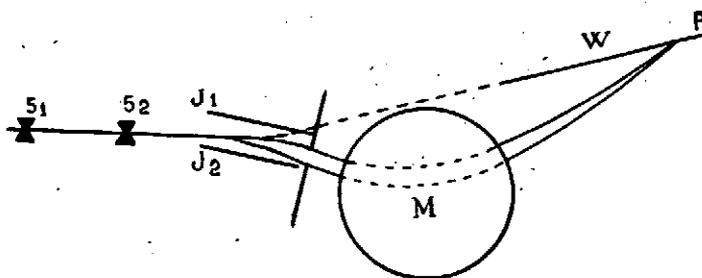


FIG. 24. Espectrógrafo de masas de Aston.—En este aparato actúan los campos eléctrico y magnético sucesiva y perpendicularmente. De esta manera se logra concentrar en un punto todas las partículas de la misma masa, aunque presenten velocidades diferentes.

será también diferente y el haz que sale de entre las placas del condensador presentará una dispersión más o menos pronunciada.

El flujo de partículas, después de ser seleccionadas mediante la rendija, se somete a la acción de un fuerte campo magnético, que actúa perpendicularmente al campo eléctrico y que en el dibujo está representado por el círculo M . Un haz de partículas cargadas que incide perpendicularmente en un campo magnético se ve obligado a describir un círculo, en virtud de la fuerza de LORENTZ, cuyo radio, para un valor constante del campo, es proporcional a

$$\frac{e}{mv}$$

Se puede conseguir, equilibrando en cierta manera el campo eléctrico y el magnético, que todas las partículas que posean el mismo valor

de la carga específica e/m , pero distintas velocidades, converjan en un mismo punto, F , de la placa fotográfica. La raya que en ésta se produce constituye un método para evaluar la masa de las partículas, siendo por esto por lo que recibe el nombre de espectrógrafo de masas. En la lámina III está reproducido uno de estos espectrogramas de masas.

La comparación precisa de dos masas en el espectro de masas depende de la determinación de dos cantidades, la distancia entre las líneas y la constante de dispersión. La última magnitud se determina por la medida del intervalo entre dos líneas debidas a partículas cuyas masas difieran en una cantidad conocida muy pequeña. Para esto se usan mucho los hidruros de diversos elementos.

Para la determinación de la masa se puede usar el método de coincidencia o el de encuadramiento⁽¹⁾.

En el método de coincidencia se obtiene primero el espectrograma de la sustancia de masa desconocida y después se opera con partículas de masa conocida, haciendo variar la intensidad del campo eléctrico hasta que la impresión producida por esta última corresponda exactamente con la impresión de la partícula de masa desconocida. Entonces, de acuerdo con la ecuación de la página 109, la relación entre las dos masas es inversamente proporcional a la relación entre la intensidad de los dos campos.

En el método de encuadramiento se busca el que la línea correspondiente al isotopo cuya masa queremos determinar quede encuadrada entre dos líneas de un isotopo de masa perfectamente conocida. Para ello se utilizan elementos en distintos estados de ionización, de tal manera, que la carga específica (e/m) de éstos sea aproximadamente igual o múltiplo entero sencillo de la del elemento desconocido. Como ejemplo de los dobletes que se pueden formar, podemos poner los siguientes: (O^+ , Ti^{3+}), (N^+ , Fe^{4+}), (Pd^+ , Bi^{2+}), (O^{2+} , He^+), etc. En el caso que las cargas específicas resulten semejantes, caso de los tres primeros ejemplos, se toma primero una fotografía con un campo magnético constante y un potencial conocido, p. ej., 250 voltios, para producir el campo eléctrico; se repite la operación, pero con potenciales de $250 + 12$ y $250 - 12$ voltios, respectivamente; de esta manera queda la línea del elemento, cuya masa queremos determinar, encuadrada entre otras dos de masa igual y perfectamente conocida, con lo cual, por la medida de las distancias relativas entre las tres líneas, se calcula fácilmente la masa desconocida correspondiente a la línea central. En el caso de resultar doble la carga específica de uno de los elementos con respecto al otro—ejemplo anterior del (O^{2+} , He^+)—, la primera fotografía se toma en las mismas condicio-

(1) «Bracketing method» en inglés.



nes que en el caso anterior y las otras dos a potenciales de $500 + 12$ y $500 - 12$ voltios, con lo cual resulta el mismo efecto del otro experimento.

Espectrógrafo de Dempster.—El espectrógrafo de ASTON fué construído especialmente para el estudio de sustancias fácilmente volatilizables. Para cuerpos difícilmente volátiles hay que recurrir al aparato de DEMPSTER (1).

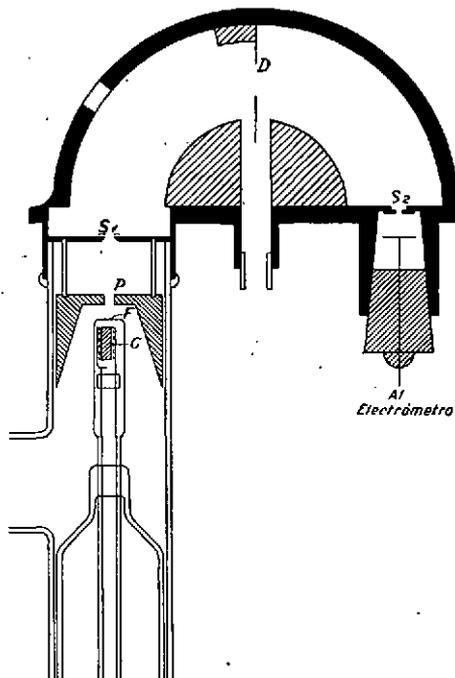


FIG. 25. *Espectrógrafo de masas de Dempster.*—Este método se caracteriza por mantener constante el campo magnético e ir variando la intensidad del campo eléctrico y medir la intensidad de la corriente iónica generada por las partículas de trayectoria con radio determinado.

En un pequeño cilindro de hierro, *G* (FIG. 25), que sirve de ánodo y que está calentado eléctricamente, se funde, y parcialmente se vaporiza, el metal o sal metálica a investigar. Mediante el cátodo auxiliar *F*, utilizando una diferencia de potencial de 30 a 160 voltios, se obtiene una corriente de electrones lentos que, por choque, ionizarán el vapor metálico.

Las partículas positivas que se obtienen de este modo, dotadas de

(1) A. J. DEMPSTER: *Phys. Rev.*, 10, 316 (1918); 18, 415 (1921); 20, 631 (1922).



pequeña velocidad, atraviesan el campo eléctrico (1.000 voltios) comprendido entre P y S_1 , adquiriendo todas prácticamente la misma velocidad.

Un fino haz de rayos acelerados de esta manera y seleccionados por la rendija S_1 , se somete a la acción de un campo magnético, perpendicular al plano del dibujo, entre dos placas de hierro semicirculares. Las partículas describen, en el campo magnético, una trayectoria semicircular, llegando, por último, a través de la abertura S_2 , a un electrodo conectado a un electrómetro u otro aparato similar que mide la corriente iónica provocada.

Sabemos que el radio de curvatura r de la trayectoria de una par-

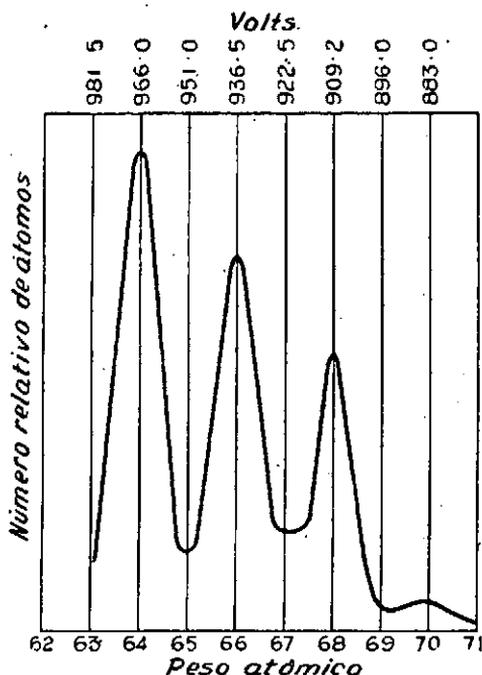


FIG. 26. Curvas del espectrógrafo de Dempster.—Esta curva representa la variación de la corriente iónica en el caso del Zn, la cual revela la existencia de cuatro isótopos.

tícula de masa m cargada que se mueve con la velocidad v en un campo magnético H , perpendicularmente a sus líneas de fuerza, está determinado por la relación

$$\frac{e}{m} = \frac{v}{Hr}$$

teniendo en cuenta la ecuación de la página 109, resulta que la carga específica vendrá dada por

$$\frac{e}{m} = \frac{2X}{H^2 r^2}$$

Únicamente las partículas con determinado valor de r pueden pasar a través de la abertura considerada y ser registradas en el electrómetro. La relación e/m para partículas de radio definido será sólo una función de H y X . En la práctica se mantiene siempre H constante y X se hace variar de un modo uniforme, midiendo al mismo tiempo la corriente iónica originada para cada valor de X .

Los resultados obtenidos se estudian colocando en un sistema de coordenadas los valores de X frente los correspondientes de la corriente iónica indicada por el electrómetro, puesto que para condiciones experimentales dadas esta corriente nos da una medida de e/m .

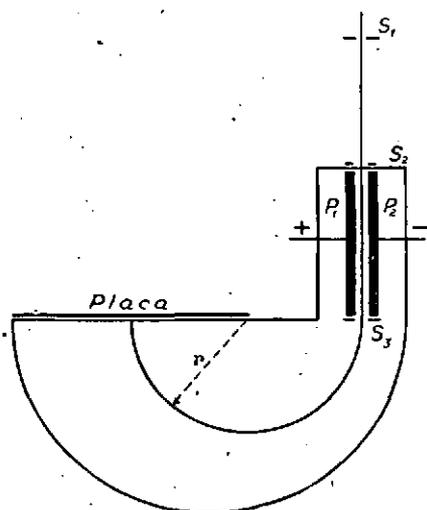


FIG. 27. *Espectrógrafo de Bainbridge.*—En este artificio el radio, r , de la trayectoria es proporcional a la masa de la partícula.

La FIG. 26 nos indica los resultados obtenidos en el caso del Zn. Los cuatro picos de la curva tienen las abscisas 64, 66, 68 y 70, lo que nos demuestra la existencia de cuatro isótopos y las proporciones de los mismos puede ser deducida de las ordenadas respectivas.

Espectrógrafo de masas de Bainbridge.—BAINBRIDGE⁽¹⁾ ideó un artificio en el cual los campos eléctrico y magnético actúan simultánea y perpendicularmente. Este método ha dado muy buen resultado en las determinaciones de masas isotópicas. En el primer aparato de ASTON se lograba una precisión de un 1 por 1.000, en el segundo de un 0,1 por 1.000

(1) K. T. BAINBRIDGE: *Phys. Rev.*, 39, 1.021 (1931); 42, 1 (1932).

y con el aparato de BAINBRIDGE se llega hasta el 0,01 por 1.000 en la determinación de los pesos atómicos de los diferentes isotopos.

En la FIG. 27 está representado el esquema de este espectrógrafo, el cual da una relación lineal para las masas isotópicas. Los iones positivos, obtenidos en una fuente no representada en el dibujo, entran en el aparato por los diafragmas S_1 y S_2 , entre los cuales existe una diferencia de potencial de algunos centenares de voltios. Los iones, de diferente masa, velocidad y carga, entran a través del diafragma S_2 en el llamado «filtro de velocidades». En éste existe un campo eléctrico y un campo magnético que actúan perpendicularmente entre sí, cuyas líneas de fuerza son perpendiculares a S_2S_3 y ejercen su acción en opuesta dirección sobre el haz de partículas. El campo eléctrico, X , ejercerá sobre las partículas una acción igual a Xe , donde e es la carga de la partícula, y el campo magnético, H , actuará con una fuerza Hev , siendo v la velocidad. Cuando estas dos fuerzas sean iguales, las partículas no se desviarán de su trayectoria inicial y saldrán a través del diafragma S_3 , después de haber seguido una trayectoria rectilínea a través de los dos campos. Para las partículas que atraviesan S_3 se verifica

$$Hev = Xe$$

de donde

$$v = \frac{X}{H}$$

Manteniendo constantes los valores de los campos, se logra que todas las partículas que salen por S_3 posean la misma velocidad. Sobre este haz, formado por partículas de velocidad uniforme, se hace actuar un campo magnético, de intensidad H' , perpendicularmente al plano del dibujo, que desviará los iones en una trayectoria circular, haciéndolos incidir sobre la placa fotográfica F .

El radio r de la trayectoria vendrá dado, como ya sabemos, por

$$r = \frac{v}{H'} \frac{m}{e}$$

y como la velocidad v y la intensidad H' del campo magnético son constantes, para un valor dado de la carga e resulta el valor del radio r directamente proporcional a la masa de la partícula. Cada grupo de partículas con la misma masa, o mejor con la misma carga específica, e/m , producirá una línea sobre la placa.

La sencilla relación entre la masa de la partícula y la posición de



la línea, que permite formar una escala lineal, simplifica considerablemente la determinación de la masa y aumenta la exactitud en la medida. En la lámina III está reproducido un espectrógrama del *Ge* y de *Te* obtenido con el aparato de BAINBRIDGE.

Espectrógrafo de masas de Nier.—Este tipo de espectrógrafo es particularmente interesante para el trabajo analítico. El esquema del aparato de NIER ⁽¹⁾ se representa en la FIG. 28, y se funda en lo siguiente: una corriente de iones positivos se acelera por el paso a través de un campo eléctrico de potencial V , y que se aplica mediante las placas del condensador PP , pasa por un diafragma, S_1 , y penetra en un tubo de cobre, a mitad del cual la corriente iónica se desvía 60° por la acción

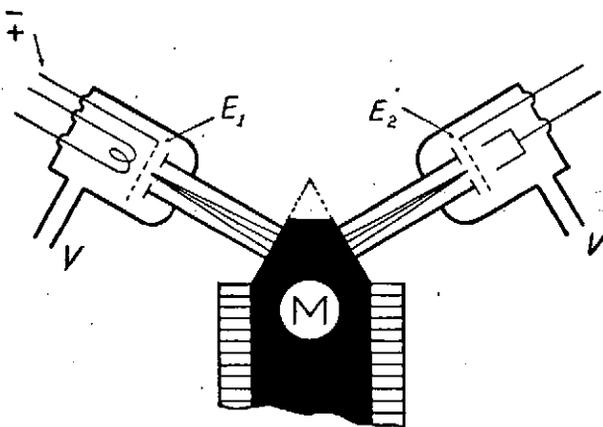


FIG. 28. *Espectrógrafo de masas de Nier.*—Los iones, producidos en E_1 , y seleccionados por un diafragma, inciden normalmente sobre la superficie que limita el campo magnético, en el interior de éste se desvían y salen normales a la otra superficie, que forma con la primera un ángulo de 60 grados. Se hacen llegar los iones a E_2 variando el potencial en E_1 . Por V se efectúa el vacío.

de un campo magnético de intensidad H que se aplica entre los dos polos del imán M , que tiene forma de V .

El haz de iones desviados, después de pasar a través del diafragma S_2 , llegan a un colector, C , el cual está unido a un sistema de amplificación adecuado, que tiene por misión medir la intensidad de la corriente iónica.

El aparato está dispuesto de modo que todas las partículas que tienen el mismo impulso entran y salen del campo magnético en direcciones perpendiculares a las caras polares del imán: la fuente de iones, el vértice P del imán y el diafragma S_2 del colector están en línea recta. El

(1) O. A. NIER: *Rev. Sci. Inst.*, 11, 212 (1940).

radio de curvatura r de la trayectoria iónica en el campo magnético es constante y viene dado por la fórmula ya conocida:

$$r = \frac{m}{e} \frac{v}{H}$$

Como el campo magnético es constante y r también, podemos hacer que los iones con diferentes valores de e/m lleguen a C variando su velocidad, lo que se logra modificando el potencial eléctrico V . Los valores de V serán proporcionales a e/m y podremos determinar la masa de las partículas que llegan a C conociendo el potencial aplicado. La abundancia relativa de una clase de partículas viene dada por la intensidad de la corriente iónica provocada.

Según NIER, una corriente de 5×10^{-11} amperios puede determinarse sin mucha dificultad, y es posible efectuar un análisis con 1 cm^3 de gas a la presión de 1 cm. de mercurio, lo que equivale a un microgramo de sustancia.

Método fotográfico de detección.—El uso del método fotográfico como medio para registrar el paso de partículas atómicas que atraviesan la emulsión de la placa fotográfica es conocido desde hace tiempo⁽¹⁾. Hasta hace poco no ha sido muy estimado este procedimiento, por dar resultados no muy seguros y por ser bastante lento y engorroso. Las nuevas emulsiones fabricadas por la casa Ilford Ltd., en diversos tipos, bajo el nombre común de «Nuclear Research Emulsions», permiten utilizar este método con resultados sorprendentes, habiéndose mostrado extraordinariamente eficaz en los estudios sobre la radiación cósmica y en la investigación de los productos de la escisión de los núcleos pesados. Las emulsiones antiguas presentaban el inconveniente de que la separación entre los granos de bromuro de plata era muy grande, no produciendo, por tanto, un trazo continuo, lo que dificultaba grandemente su estudio. Las nuevas placas tienen una gran concentración de plata en la gelatina, con lo cual los gránulos están como empaquetados y en íntimo contacto. A POWELL⁽²⁾ se debe el desarrollo de este método, que se ha hecho ya indispensable en todos los laboratorios que se dedican a estudios nucleares.

Cuando una partícula α choca contra una emulsión fotográfica de grano fino, activa por colisión los gránulos de la emulsión que encuentra en su trayectoria, haciéndose ésta visible después de revelada la placa

(1) T. R. WILKINS y H. ST. HELENS: *Phys. Rev.*, 54, 783 (1938).

(2) C. F. POWELL, G. P. S. OCCHIALINI, D. L. LIVESEY y L. V. CHILTON: *J. Sci. Instr.*, 23, 102 (1946).



a la observación microscópica. La trayectoria estará constituida, pues, por una sucesión lineal de gránulos de la emulsión impresionados, como se ve en la FIG. 29, en la que se indican las características de las trayectorias de diversas clases de partículas. En esta figura se representa una sección de la emulsión fotográfica. Los círculos vacíos son los granos de bromuro de plata que no han sido sensibilizados y los negros, por el contrario, son los que han recibido el impacto de las partículas atómicas.

La naturaleza de la trayectoria depende del número de ionizaciones que la partícula causa por unidad de longitud recorrida: una partícula α , con su doble carga y cuatro unidades de masa, causa muchas más ionizaciones por unidad de longitud en la trayectoria que, por ejemplo, un protón de la misma energía, pero que sólo tiene una carga y cuya masa es la unidad.

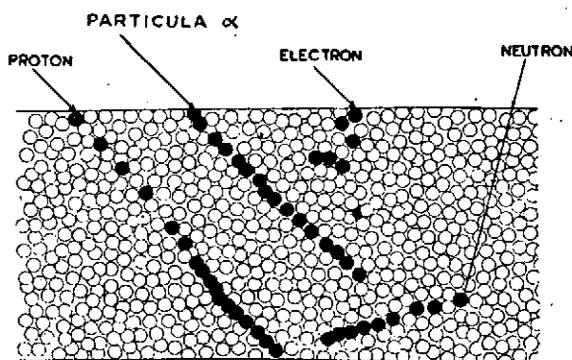


FIG. 29. Método fotográfico.—Diagrama de una sección de una placa fotográfica que acusa el paso de una partícula alfa, un protón, un neutrón y un electrón a través de la emulsión. Los círculos negros indican los granos de bromuro de plata impresionada por el impacto de la partícula atómica.

La intensidad de la ionización producida por una partícula α es más que suficiente para hacer revelables todos los granos de bromuro de plata que atraviesa.

Cuanto mayor es la velocidad de la partícula menor es el número de ionizaciones producidas por unidad de longitud. De este modo, un protón que tenga la misma energía inicial que una partícula α , y por tanto mayor velocidad, causará tan pocas ionizaciones en los granos de bromuro de plata que al principio de su trayectoria no se habrán sensibilizado todos los gránulos. Ésta es la razón de que en los trazos causados por protones los granos sensibilizados están más separados al principio que al final de la trayectoria, como se ve en la FIG. 29.

Aunque los neutrones, por no llevar carga, no son revelables directamente por el método fotográfico, pueden ser determinados indirecta-

mente, ya que es conocido el hecho de que cuando choca un neutrón con un núcleo de hidrógeno, éste puede adquirir, por efecto de la colisión, hasta el 100 % de la energía cinética del neutrón. En virtud de esto, los neutrones expulsan protones de la gelatina de la emulsión fotográfica, sirviendo esto para determinar los neutrones.

Los electrones producen ionización y también un ennegrecimiento de la emulsión fotográfica; sin embargo, no es fácil observarlos, probablemente por el hecho de que, al ser los electrones 1.800 veces más ligeros que los protones, son dispersados en la emulsión, dando trazos en zig-zag. Además, la ionización producida por los electrones es mucho más débil que en el caso de las partículas pesadas.

Bombardeando con partículas α de alcance conocido una emulsión fotográfica, se calibra aquella radiación para un tipo dado de emulsión. El alcance en el aire de una partícula α emitida por el polonio (3,8 cms.) corresponde aproximadamente a 20-25 μ en la emulsión fotográfica.

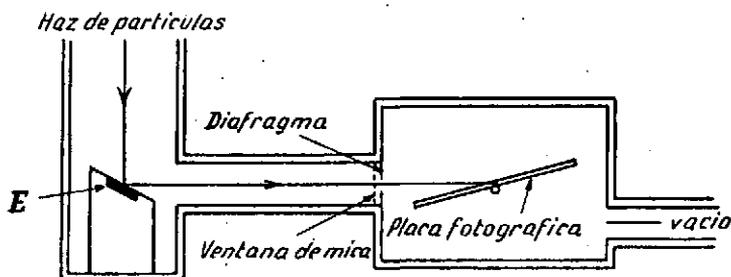


FIG. 30. Método fotográfico.—El haz de partículas incide sobre la sustancia bombardeada, E, y la radiación o partículas emitidas se recogen en la placa fotográfica.

El artificio experimental para obtener trazos fotográficos de las partículas es muy sencillo, y su forma depende principalmente del problema que se desee estudiar, pero en general es suficiente el indicado en el esquema de la FIG. 30 para el estudio de una gran variedad de reacciones nucleares. El haz de partículas resultantes del bombardeo del elemento colocado en E pasa a través de una ventana de mica, A, y de un diafragma, B, incidiendo en la placa fotográfica. Esta placa puede girar de forma que las partículas incidan con determinado ángulo, que puede medirse. En muchas ocasiones es necesario efectuar el vacío en la cámara.

En la lámina IV está reproducida la desintegración de un átomo de Th^{232} . Estas microfotografías se obtienen bañando la placa fotográfica durante diez minutos en una disolución de nitrato de torio. Después de seca la placa en la oscuridad y conservada durante una semana, se revela. El examen microscópico revela cientos de imágenes en estrella, tales como

la que se ve en la lámina. Cada brazo de la estrella representa la trayectoria de una partícula α expulsada de uno de los varios productos de la desintegración del Th^{228} , que son el Ra^{224} , la Em^{220} , el Po^{216} y el Po^{212} . En la placa sólo quedan registradas las partículas α , puesto que los electrones y rayos γ emitidos en esta desintegración no dejan huellas en la emulsión. La identificación de cada uno de los brazos, como correspondiente a una determinada desintegración, se hace midiendo la longitud de los trazos. El método fotográfico también permite el estudio de la desintegración de sustancias con muy débil radioactividad, como en el caso del samario, en el cual se ha encontrado que emite partículas de gran alcance.

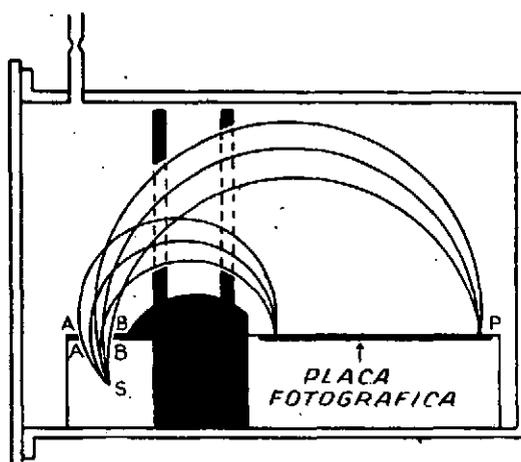


FIG. 31. *Espectrógrafo de rayos beta.*—Está fundado en la acción de un campo magnético sobre la radiación beta. Cuanto mayor sea la energía de la partícula, mayor será el radio de su trayectoria. Este método se debe a Ellis (Proc. Roy. Soc., 99, 261, 1921).

Mediante el método fotográfico se ha logrado registrar el proceso de escisión del uranio, hallándose resultados curiosísimos, como son producción de cuatro o más fragmentos de la escisión, como veremos en el capítulo correspondiente. Para la obtención de estas microfotografías, se humedece la placa en una disolución de una sal uranio y se expone a la acción de los neutrones lentos. Los retrocesos nucleares que se observan deben ser ocasionados por choques con los núcleos de bromo o de plata de la emulsión.

El método fotográfico se ha mostrado también muy útil en el campo de la radiación cósmica. En emulsiones colocadas a grandes altitudes o llevadas en globos hasta la estratosfera, se han registrado trazos de partículas y desintegraciones producidas por los rayos cósmicos.

Espectrógrafo de rayos beta.—Para determinar la energía de la radiación beta se suele emplear la acción de un campo magnético sobre la radiación. Mediante la FIG. 31 se puede explicar fácilmente el funcionamiento de un espectrógrafo de rayos beta. La sustancia emisora se coloca en *S* y los electrones se ven obligados a seguir una trayectoria circular por la acción de un campo magnético uniforme. Las partículas pasan por el diafragma *A* y van a parar a la placa fotográfica *P*, colocada en el mismo plano que dicho diafragma. Todas las partículas que posean la misma velocidad describirán círculos del mismo diámetro, coincidiendo todas ellas en el mismo punto de la placa fotográfica. Al revelar la placa, aparecerán varias líneas, o bandas, correspondientes a las diversas energías de los electrones emitidos por la sustancia colocada en *S*. Los rayos de mayor energía serán los de trayectoria de mayor diámetro. La operación hay que hacerla en el vacío.

Es frecuente sustituir la placa fotográfica por un diafragma a través del cual pasan los electrones a un tubo de GEIGER, conectado con un circuito contador. En este caso las partículas, para ser recibidas en el tubo de GEIGER, deben seguir la misma trayectoria, aunque posean energías diferentes, lo cual se logra haciendo variar la intensidad del campo magnético. El cálculo de las energías se efectúa aplicando las fórmulas que dan el radio de la trayectoria en función de la intensidad del campo y de la velocidad de la partícula (pág. 109).

Este método se utiliza también para la determinación de la energía de la radiación γ ; para ello se rodea la sustancia emisora de la radiación de una lámina de un metal—Pb, Pt, W, etc.—, el cual sirve como fuente de rayos β secundarios, excitados por el paso de la radiación a través de la lámina metálica. Determinando la energía de estos electrones y aplicando la fórmula de EINSTEIN del efecto fotoeléctrico

$$h\nu = P + \frac{1}{2} m v^2$$

donde *P* es la energía necesaria para separar al electrón de su órbita y *m* la masa y *v* la velocidad observada en el electrón, se determina la frecuencia ν de la radiación gamma.



CAPITULO IV

Métodos de detección y aceleración de partículas

(SEGUNDA PARTE)

Necesidad de los aceleradores de partículas.—Los primeros experimentos de reacciones nucleares efectuados por RUTHERFORD⁽¹⁾ se llevaron a cabo mediante el empleo de partículas alfa procedentes de sustancias radioactivas naturales. Se utilizaron las procedentes del Bi²¹² (ThC) que poseen una energía de 7,75 Mev, lográndose con ellas multitud de transformaciones nucleares. El éxito obtenido al emplear partículas alfa en las reacciones nucleares hizo pensar en el empleo de otras partículas, tales como protones, p. ej., las cuales no son proporcionadas por las sustancias radioactivas naturales, así como de partículas alfa de energía superior a la entonces utilizada. Para ello se idearon los aceleradores de partículas que vamos a reseñar en este capítulo.

Acelerador de Van de Graaf.—Este aparato es sencillamente una nueva versión de la antigua máquina electrostática, y que VAN DE GRAAF⁽²⁾ adaptó de forma que sirviera para acelerar los proyectiles atómicos, utilizando para ello los elevados voltajes que pueden conseguirse.

La instalación tiene dos grandes esferas, de unos 4,5 m. de diámetro, montadas al aire, a 12 m. de altura, sobre pilares aislados (FIG. 32). Desde el interior de cada esfera y hasta el suelo gira una ancha correa sin fin, de seda o papel, accionada por motores y poleas. Un generador

(1) E. RUTHERFORD: *Phil. Mag.*, 37, 537 (1919).

(2) R. J. VAN DE GRAAF, K. T. COMPTON y L. C. VAN ATTA: *Phys. Rev.*, 43, 149 (1933).



produce un voltaje de 20.000 voltios y las cargas eléctricas que constantemente llegan a los peines *A* y *B* son recogidas por éstos y distribuidas sobre las correas sin fin. Ambas correas transportan las cargas al interior de las esferas metálicas, siendo recogidas por sendos peines metálicos que actúan sobre cada correa y que están conectados a las esferas, de modo que toda la carga captada se trasfiere automáticamente al exterior de dichas esferas, en virtud del conocido principio de la distribución de la carga en los conductores. Como resultado de esto, el potencial de las esferas se elevará continuamente, al irse acumulando cargas eléctricas

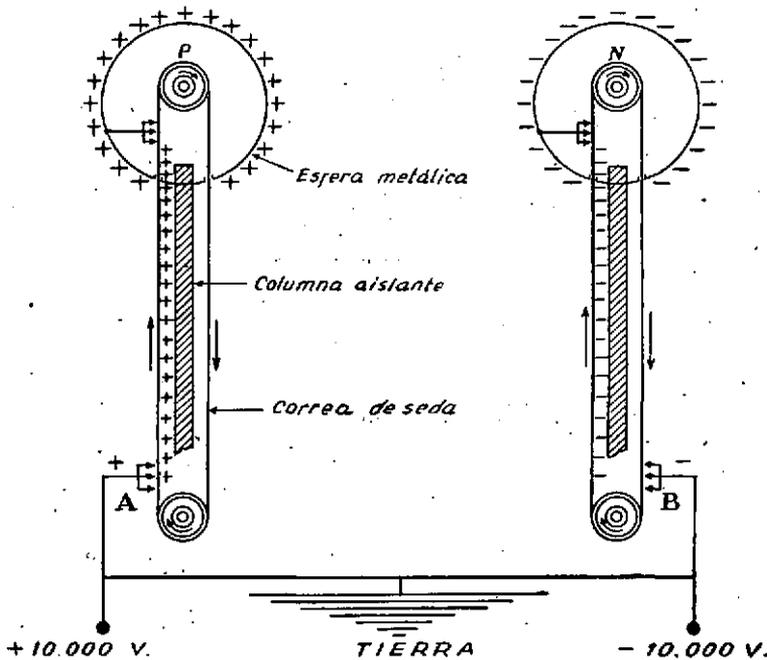


FIG. 32.— *Acelerador de Van de Graaf*.—La figura es un esquema de la instalación de Round Hill. Un transformador de kenotrones produce una diferencia de potencial de 20.000 voltios. Las cargas son transportadas a las esferas por las correas de seda. La descarga, en este modelo, se verifica entre las dos esferas.

en su superficie, hasta un límite, que viene dado por el potencial disruptivo entre las esferas.

Utilizando correas anchas que giran rápidamente, se han logrado, con este artificio, voltajes de hasta 2,5 millones de voltios en cada esfera. Para utilizar este potencial en la aceleración de iones se conecta entre las dos esferas un tubo de vidrio, en el que se ha efectuado el vacío, y se hacen llegar a él las partículas que han de ser aceleradas por la descarga que tienen lugar a lo largo del tubo acelerador, al llegar a su interior los

iones. Las partículas así acelerados por la descarga se hacen llegar, mediante artificios adecuados, sobre la sustancia a desintegrar. El fundamento es el mismo que el de un tubo de CROOKES.

Los generadores posteriores constan de una sola esfera, que verifica la descarga a tierra. En el interior de la esfera entra, por la parte inferior, uno de los extremos de un tubo de vidrio, donde se efectúa la aceleración de los iones, y cuyo otro extremo está introducido en tierra. Cuando los iones llegan al fondo del tubo, enormemente acelerados, atraviesan una delgada ventana de mica y entran en el laboratorio subterráneo, donde se les puede dirigir contra la sustancia a investigar:

El potencial a que pueden cargarse las esferas aumenta si se aumenta la presión del aire circundante. Esto indica la posibilidad de obtener grandes potenciales con aparatos menores. HERB y colaboradores⁽¹⁾ han montado un generador a presión—siete atmósferas sobre la superficie de la esfera—que da 2,4 millones de voltios, que producen una corriente

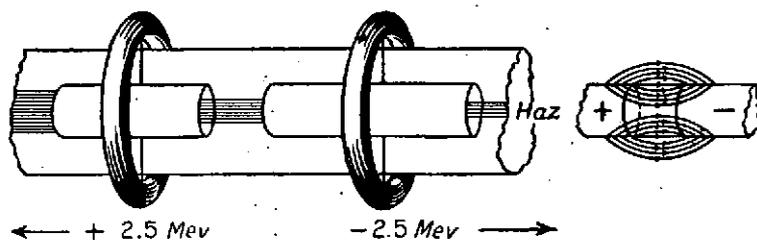


FIG. 33. *Tubo de descarga.*—Los tubos de descarga van divididos en secciones, las cuales fragmentan la tensión total en una serie de tensiones parciales. Los tubos metálicos interiores sirven también para enfocar el haz iónico, en la forma que se representa en el pequeño esquema lateral. Los anillos exteriores disminuyen el efecto corona.

de iones positivos de 20 μ amp. Este aparato puede incrementar su voltaje, sin aumentar de tamaño, a base de emplear una gran presión y vapores orgánicos como CCl_4 y CCl_2F_2 mezclados con aire.

Estos aparatos pueden utilizarse para acelerar protones o electrones. Se han construido instalaciones muy grandes⁽²⁾ con objeto de acelerar iones pesados, pero, a pesar de los esfuerzos realizados, no se ha conseguido llegar a los 10 millones de voltios previstos por el estudio teórico.

La construcción de los tubos de descarga que soportan entre sus extremos toda la diferencia de potencial es una de las operaciones más delicadas. En los primitivos tubos de CROOKES rara vez se llegaba a los 80.000 voltios. En los tubos termoiónicos de COOLIDGE se pudo llegar hasta el millón de voltios; más allá no fué posible lograr nada. Este in-

(1) R. G. HERB, C. TURNER, C. HUDSON y R. WARREN: *Phys. Rev.*, 57, 579 (1940).

(2) W. H. WELLS, R. HAXBY, W. STEPHENS y W. SHOUPP: *Phys. Rev.*, 58, 162 (1940).

conveniente queda obviado colocando tubos en «cascada», cuyo principio consiste en fragmentar el tubo en una serie de tubos elementales colocados uno a continuación de otro, cada uno de los cuales no tendrá que soportar así una tensión excesiva. Estos tubos en cascada pueden estar sumergidos en aceite aislante o simplemente al aire, cuando su longitud es suficientemente grande para que no salte la chispa exteriormente de extremo a extremo. Tanto en un caso como en otro, cada sección debe estar protegida por una pantalla conductora externa en forma de anillo tubular, como se ve en la FIG. 33 y en la lámina V,

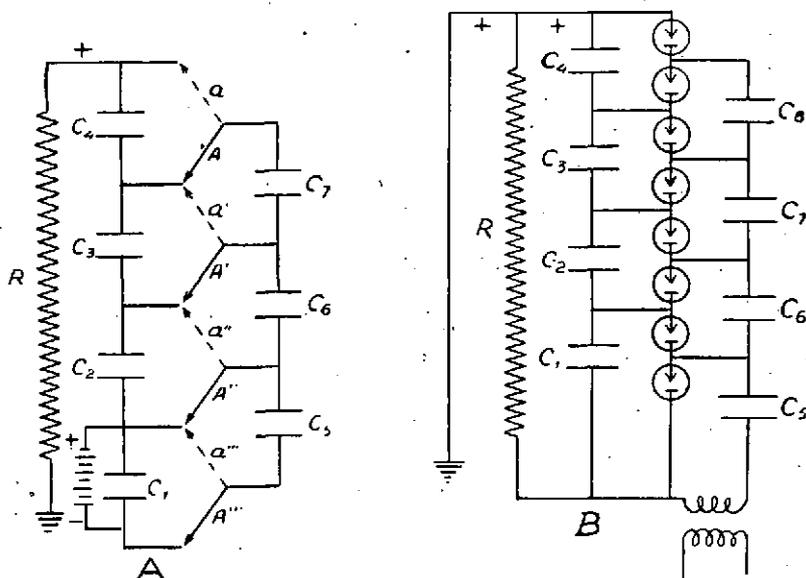


FIG. 34. Acelerador de Cockroft y Walton.—Este aparato es un multiplicador de potencial. Una serie de condensadores se cargan en paralelo y después se descargan en serie. El esquema de la izquierda representa un artificio con conmutadores mecánicos y en el de la derecha los conmutadores son llaves electrónicas.

que disminuye el efecto de corona y asegura la uniformidad en el gradiente de potencial a lo largo del tubo. Los anillos tubulares van conectados a unos cilindros metálicos, coaxiales y separados, por cuyo interior pasa el haz iónico que ha de acelerarse. Los iones, que se mueven a través de estos electrodos, están obligados a moverse a lo largo de las líneas de fuerza, y como consecuencia se confinan principalmente en una trayectoria cercana al eje del tubo. En la práctica corriente existe una diferencia de potencial entre cada par de anillos de varios centenares de miles de voltios, existiendo el mismo valor para cada par de anillos interiores.

En el aparato de VAN DE GRAAF la fuente de iones positivos está constituida por un tubo pequeño de descarga, montado en el arranque del tubo en cascada. En este tubito se genera un arco intenso por medio de una dinamo, y se introduce en él hidrógeno (ordinario o pesado, según que se quiera obtener protones o deuterones), el cual, una vez ionizado, pasa al tubo principal.

Acelerador de Cockcroft y Walton.—Casi simultáneamente al empleo del aparato de VAN DE GRAAF, pusieron en práctica COCKROFT y WALTON ⁽¹⁾ otro tipo de acelerador de partículas, con el cual se efectuaron por primera vez trasmutaciones con partículas aceleradas artificialmente.

El fundamento de este método de aceleración es el del multiplicador de potencial: una serie de condensadores se cargan en paralelo a una

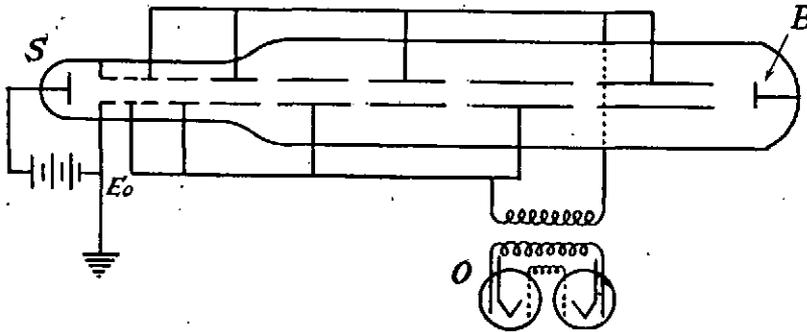


FIG. 35. *Acelerador lineal.*—En este artificio, ideado por Wideroe, los iones van recibiendo impulsos sucesivos al pasar de uno a otro de los cilindros coaxiales de que consta, los cuales están conectados a un oscilador de alta frecuencia.

tensión relativamente baja, y se descargan después en serie. El esquema del montaje está representado en la FIG. 34, donde C_1, C_2, C_3 , etc., representan condensadores de igual capacidad. Si las conexiones están hechas como indican las líneas llenas A, A', A'' , etc., entonces la batería B está conectada en paralelo con respecto a los condensadores C_1 y C_3 . Variando ahora las conexiones de manera que queden como indican las líneas de puntos a, a', a'' , etc., el condensador C_3 trasfiere la mitad de su carga al condensador C_2 . Si volvemos a conmutar según las líneas llenas, C_2 trasfiere la mitad de su carga a C_3 , el cual cede, a su vez, la mitad de la suya a C_3 en una nueva conmutación.

Con un continuo movimiento de los conmutadores, se consigue un movimiento de carga hacia arriba, hasta que todos los condensadores

(1) J. D. COCKROFT y E. WALTON: Proc. Roy. Soc., 129, 477 (1930); 136, 619 (1932).

estén cargados al potencial de la batería o generador de corriente. El potencial que se puede aplicar al tubo de descarga será la suma de los potenciales de cada uno de los condensadores, al conectar éstos en serie. Por tanto, el voltaje de la batería vendrá multiplicado por el número de condensadores que se utilice.

En la actualidad, en lugar de interruptores mecánicos se utilizan llaves electrónicas, empleando para ello kenotrones.

Con el primer aparato utilizado se consiguió un voltaje de salida de 300.000 voltios, y más tarde se lograron obtener hasta un millón de voltios. La descarga se verifica en tubos análogos a los descritos al hablar del aparato de VAN DE GRAAF. Con el primer aparato se lograron corrientes e iones de 10 microamperios, habiéndose llegado en los últimos a los 100 microamperios.

Acelerador lineal.—El primer aparato de este tipo fué dado a conocer por WIDEROE (1) y está representado en la FIG. 35. Por medio de un

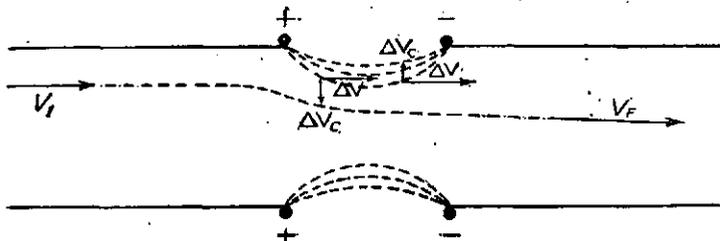
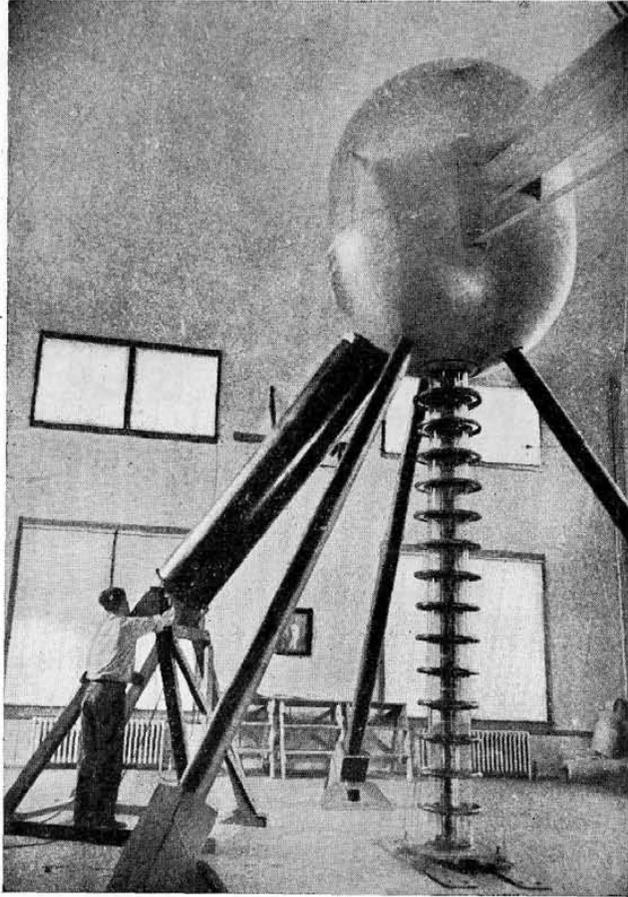


FIG. 36.—Enfoque de los iones.

potencial determinado, E_0 , los iones formados en S son arrastrados hacia el interior del primero de una serie de cilindros coaxiales, cuya longitud aumenta progresivamente, los cuales están colocados en un recinto en el que se ha efectuado el vacío. Los cilindros están conectados alternativamente a los extremos de un arrollamiento, el cual está acoplado inductivamente al circuito de alta frecuencia de un oscilador que funciona, por lo menos, a 10 megaciclos por segundo. De este modo se consigue un potencial alterno de varios miles de voltios en el espacio que existe entre los cilindros. Estos cilindros están colocados de manera que el centro de cada uno de ellos diste del centro de los contiguos una distancia tal, que el tiempo de tránsito de la partícula entre dos centros sea igual a un semiperíodo de la corriente alterna. De esta manera, al pasar las partículas por cada uno de los cilindros, van recibiendo aceleraciones adicionales.

(1) R. WIDEROE: Arch. f. Electrotech, 21, 387 (1929).

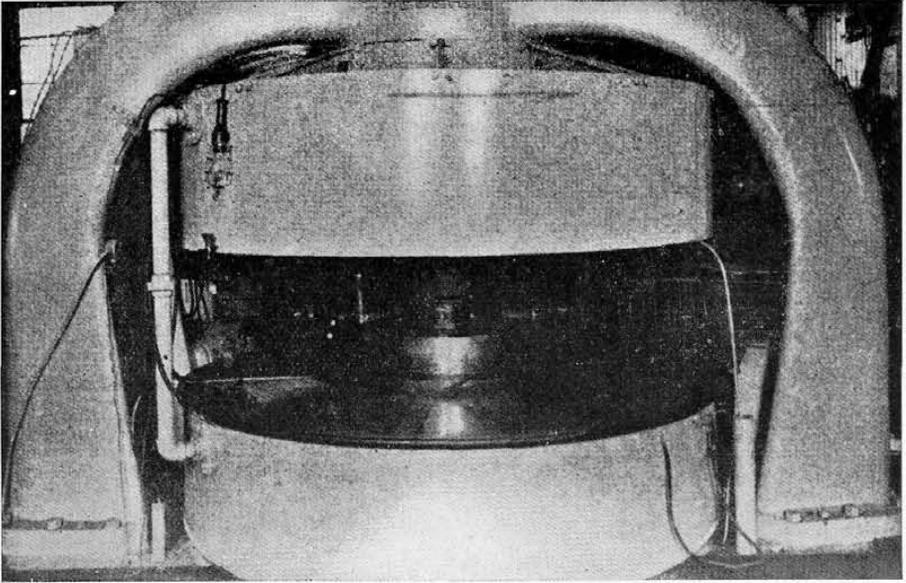
LAMINA V



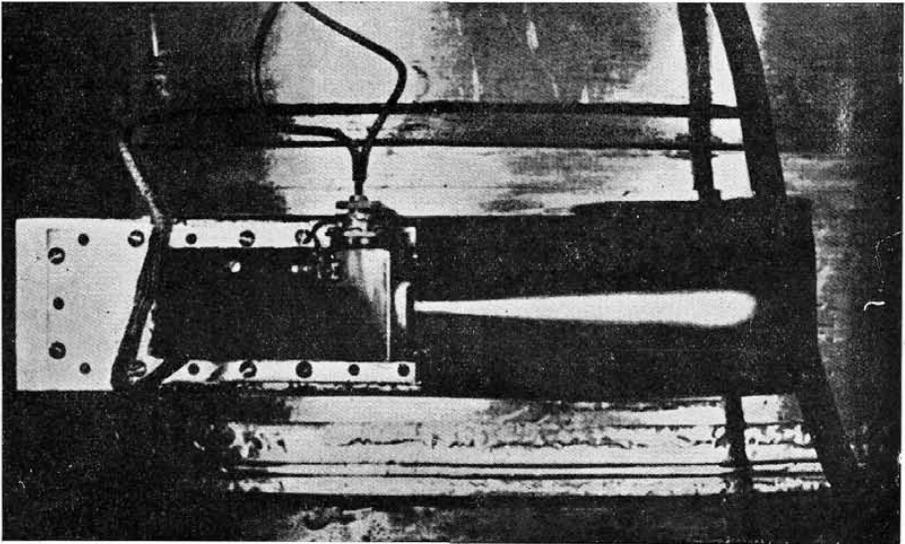
Generador de VAN DE GRAAF. Modelo de una sola esfera. En él se ve perfectamente la estructura del tubo de descarga. (M. A. TUVE, L. HAFSTAD y O. DAHL.)



LAMINA VI



La fotografía superior es del ciclotrón de LAWRENCE en Berkeley y la inferior reproduce un haz de deuterones acelerados en el ciclotrón, los cuales producen una intensa luminosidad en su recorrido en el aire. (E. O. LAWRENCE.)



Como las partículas van aumentando su velocidad, es necesario que los tubos vayan siendo cada vez mayores.

SLOAN y LAWRENCE (1) utilizaron un aparato con 36 cilindros aceleradores y llegaron a conseguir iones de mercurio de 3 Mev, aunque en una corriente iónica de sólo una décima de microamperio.

Enfoque de los iones.—En los tubos de descarga los iones tienden a dispersarse cada vez más a medida que se alejan de la fuente original. Al reseñar el acelerador de COCKROFT y WALTON indicamos que, en los

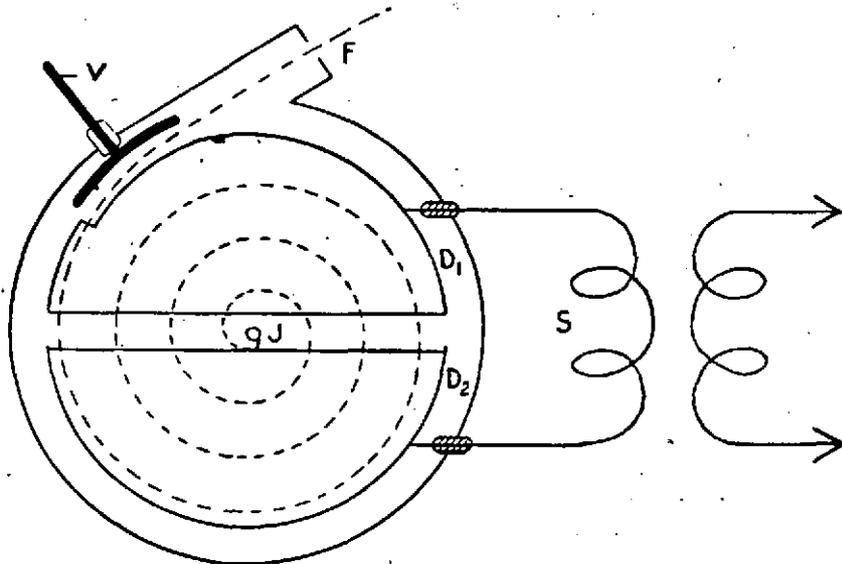


FIG. 37. Esquema del ciclotrón.—Los iones, introducidos en J, recorren una trayectoria en espiral bajo el impulso de aceleraciones sucesivas recibidas en el espacio entre las dos D. La placa V, cargada negativamente, desvía los iones, que salen a través de la ventana F. El oscilador de alta frecuencia, S, hace variar alternativamente el potencial de las D.

tubos de descarga, se colocaban unos cilindros coaxiales que concentraban el haz iónico. En la Fig. 36 se representa el mecanismo de este enfoque por medio de dos cilindros en ella indicados, entre los cuales existe una diferencia de potencial. Al llegar un ión de velocidad v al espacio intermedio recibirá en la primera mitad de dicho camino un incremento de velocidad v hacia adelante y otro incremento v hacia el eje del cilindro. Durante la segunda mitad de dicho recorrido, recibirá el ión un incremento igual al anterior y también hacia adelante, pero al mismo tiempo actúa una fuerza hacia el exterior, tendiendo a alejar a la par-

(1) D. SLOAN y E. O. LAWRENCE: Phys. Rev., 38, 2.021 (1931).

tícula del eje del cilindro. Este último incremento de velocidad v' , es menor que el v_c que actuó hacia el interior, porque ahora la velocidad del ión es mayor y, por tanto, la fuerza actuará durante un tiempo inferior. De este modo se consigue un enfoque de los iones.

Ciclotrón.—Este instrumento de aceleración de partículas cargadas eléctricamente fué ideado por E. O. LAWRENCE en 1929, dándosele primeramente el nombre de «acelerador de resonancia magnética»⁽¹⁾. El principio de este artificio consiste en la aceleración sucesiva y frecuente de los iones por una serie de pequeños impulsos en un campo de alta frecuencia con el que entran en resonancia. Los iones circulan del interior de un electrodo al interior de otro electrodo, como está indicado en la FIG. 37. Los dos electrodos, D_1 y D_2 , que son dos cajas huecas en forma de D (las «des»), con una abertura entre ambas, están montados en el interior de una cámara circular de vacío de gran tamaño, adaptadas a los ejes adyacentes, formando círculo, como puede verse en la figura. El sistema va colocado entre los polos de un poderoso electroimán, capaz de producir un campo de cerca de 16.000 gauss, de tal manera, que el campo de las «des» sea normal al campo magnético. Los electrodos van acoplados a un oscilador de alta frecuencia, de tal manera, que son alternativa y constantemente positivos y negativos.

En el centro de la cámara de vacío, debajo y entre las dos «des», va montado un filamento de wolframio que produce los electrones precisos para la ionización del gas en la cámara.

Se opera en la siguiente forma: Se efectúa el vacío en la cámara hasta 10^{-6} mm. de mercurio aproximadamente. Entonces se introduce el gas cuyos iones se quieren acelerar, hasta una presión de 10^{-4} mm. de mercurio. Los electrones emitidos por el filamento, mantenido a un alto potencial negativo, sometidos a la acción del campo magnético, atraviesan, siguiendo una hélice cerrada, una caja de cobre refrigerada por agua, colocada justamente encima de las «des» y directamente sobre el filamento. En su paso los electrones ionizan los átomos por choque, formando un cono de iones en el centro de la cámara.

Podemos seguir la trayectoria de uno de estos iones cargado positivamente. Al atravesar el espacio entre las dos «des», será atraído por la que, en aquel momento, esté cargada negativamente y pasará a su interior, donde el campo es nulo. Como la partícula se mueve perpendicularmente al campo magnético, éste la obligará a seguir una trayectoria circular de radio r . Si H es la intensidad del campo magnético,

(1) E. O. LAWRENCE y S. LIVINGSTON: Phys. Rev., 37, 1.707 (1931); 45, 608 (1934).

e la carga y m la masa de un ión que se mueve con la velocidad angular ω , tendremos, de acuerdo con el teorema de LARMOR,

$$\omega = \frac{e}{2\pi mc} H$$

donde c es la velocidad de la luz. Como la carga y la masa son constantes para una partícula dada, resulta que la velocidad angular no depende más que de la intensidad del campo magnético. Esto hace que cualquiera que sea la posición de las partículas, es decir, cualquiera que sea el radio de la circunferencia que estén describiendo, todas, como una sola masa, se moverán con igual velocidad de giro. Por tanto, el tiempo necesario para efectuar una semi-revolución, entrada y salida en una «de», será siempre el mismo si no varía la intensidad del campo magnético. Si este tiempo es igual al semi-período de la oscilación eléctrica producida por el oscilador de alta frecuencia, los iones saldrán de la «de» en el momento que la tensión cambia de signo, encontrándose, por tanto, al salir de una «de» que era negativa a su entrada, con que ésta se ha vuelto positiva, repeliendo al ión, mientras que la «de» situada enfrente es ahora negativa, atrayendo y acelerando entonces a la partícula. Como el radio de la circunferencia que un ión describe en un campo magnético viene dado por la expresión

$$r = \frac{m v}{e H}$$

donde v es la velocidad lineal de la partícula, y como la partícula es acelerada en cada paso de una «de» a otra, resultará que en cada paso irá aumentando el radio de la semicircunferencia recorrida, describiendo los iones una espiral que los aproximará cada vez más a las paredes laterales de los electrodos, donde existe una ventana metálica por donde salen los iones dotados de la velocidad adquirida en la última vuelta. La velocidad de salida, energía de las partículas, dependerá del radio de los electrodos.

En las fórmulas anteriores habrá que introducir varias correcciones, una de ellas es debida a la inducción magnética de las partículas que se someten a la acción del campo, otra es la sustitución de la masa de inercia por la masa relativista cuando las partículas alcanzan velocidades elevadas. Como esta velocidad va aumentando, será necesario, para la obtención de energías muy elevadas, para compensar el efecto de la variación de la masa, una deformación del campo magnético, en la cual la intensidad deberá ir aumentando del centro a la periferia para que se pueda cumplir la condición de sincronización.

Cuando los iones se aproximan al final de su recorrido, son des-

viados por una placa cargada con un potencial negativo elevado, colocada casi tangencialmente al camino de los iones y que ejerce sobre ellos una fuerza electrostática radial. Esta fuerza es suficiente para sacar las partículas del interior del aparato si así se desea.

En el ciclotrón de 37 pulgadas, medida del diámetro de las piezas polares del electroimán, de BERKELEY, California, se producen deuterones dotados de una energía de 7 Mev. y corrientes de 10 a 200 microamp. En el construido posteriormente de 60 pulgadas, se han obtenido deuterones con 20 Mev. Con el nuevo ciclotrón, 184 pulgadas, se ha llegado a energías de 200 Mev. en los deuterones y 400 Mev. en las partículas alfa⁽¹⁾. El haz de partículas obtenido en este ciclotrón gigante tiene un alcance en el aire de cerca de 40 metros.

El betatrón.—El betatrón es un acelerador de electrones basado en el principio de la inducción, ideado por KERTS⁽²⁾, mediante el cual se pueden obtener partículas dotadas de gran energía.

En el betatrón se utiliza la influencia del campo magnético sobre los electrones que recorren órbitas circulares, haciendo variar periódicamente el flujo magnético, lo que crea aceleraciones tangenciales. Podemos suponer un transformador cuyo secundario ha sido sustituido por un anillo tubular de cobre; si aumentamos la intensidad del campo se originará una fuerza electromotriz que motivará una corriente inducida en el tubo de cobre. Si suponemos que el anillo de cobre se sustituye por un recinto ideal en el que se pueda introducir un electrón, al incrementar el campo magnético este electrón experimentará una fuerza que le acelerará y cuyo valor dependerá de la magnitud y velocidad de variación del campo magnético.

Con este fundamento se ha construido el betatrón, que consiste en un poderoso electroimán, en cuyo entrehierro va colocada una cámara de vacío en forma de anillo por cuyo interior circulan los electrones. Esta cámara hace el papel del secundario en un transformador.

Sabemos que la fuerza electromotriz inducida en cada espira del secundario de un transformador viene dada por la fórmula:

$$E = \frac{d\varphi}{dt}$$

en función de la variación del flujo magnético ($d\varphi$) con el tiempo (dt). Esta relación es también válida para los electrones que estamos considerando, los cuales se adaptan a una trayectoria circular por la presencia

(1) I. PERLMAN, R. H. GOECKERMANN, D. H. TEMPLETON y J. J. HOWLAND: Phys. Rev., 72, 352 (1947).

(2) D. W. KERST: Phys. Rev., 60, 47 (1941); 61, 93 (1942).



del campo magnético en el entrehierro del núcleo, como si tales electrones circularan en un conductor real.

La FIG. 38 nos da idea del artificio empleado en el betatrón.

Sobre un electrón en las condiciones anteriores actúan dos fuerzas, una tangencial, debida a la *FEM* generada por la variación de flujo mag-

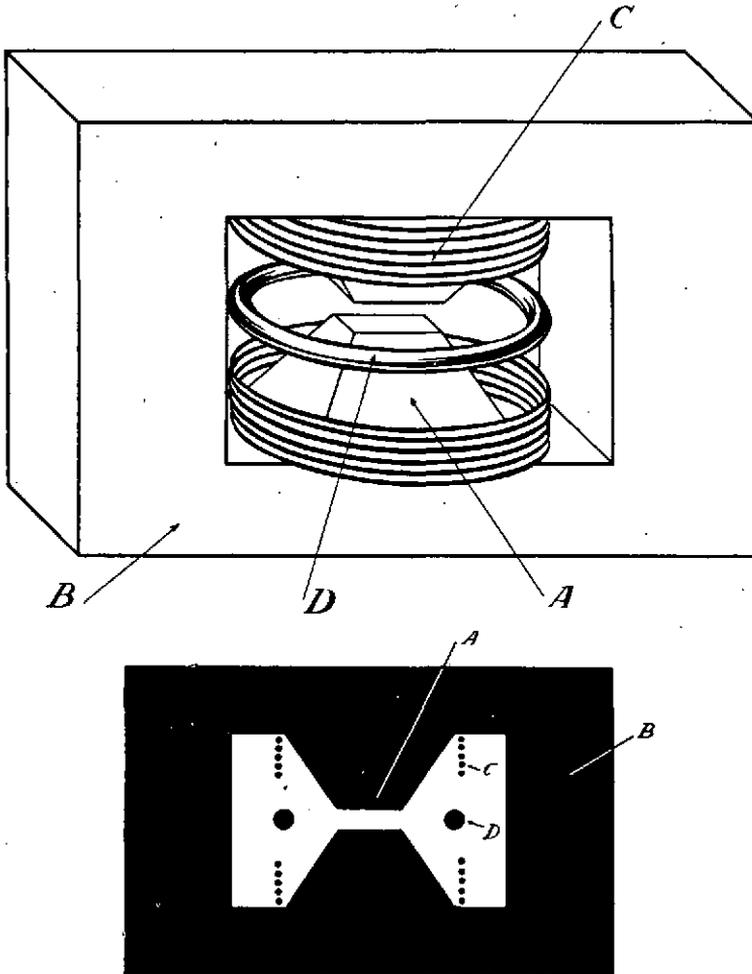


FIG. 38. *Betatrón*.—El primario, *C*, va colocado entre las piezas polares, *A*. El secundario, *D*, consiste en un tubo de cobre. La figura inferior representa un corte del betatrón.

nético, y otra centrípeta, que mantiene el electrón en una trayectoria circular debida al campo magnético.

Si *E* es la fuerza electromotriz inducida, la energía adquirida por el electrón será eE . Si la velocidad adquirida por el electrón es suficiente

para hacer que éste dé varias vueltas en su trayectoria antes de anularse la fuerza electromotriz, la energía total adquirida será igual a neE , donde n es el número de vueltas. Si el electrón gira en una órbita de radio r , se ejercerá sobre él una fuerza tangencial, F , dada por

$$F = \frac{eE}{2\pi r}$$

La aceleración experimentada por el electrón de masa m y carga e será:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{eE}{m2\pi r} = \frac{e}{m2\pi r} \frac{d\varphi}{dt}$$

Las aceleraciones conseguidas son considerables. Si la variación del flujo magnético es de 1.000.000 de maxwells en 1/1.000 de segundo, y el radio de la trayectoria del electrón es de 10 centímetros, la aceleración conseguida será de $2,8 \times 10^{13}$ cm. por segundo. Esto quiere decir que los electrones alcanzan prácticamente la velocidad de la luz en el intervalo de 1/1.000 de segundo que dura la variación del flujo magnético. En este tiempo, verdaderamente infinitesimal, habrán dado los electrones 224.000 vueltas en su trayectoria. La variación del flujo magnético sigue una línea sinusoidal, variando de dirección a cada alternancia de la corriente en el primario. En el instante de cambio de dirección del flujo magnético, coincidiendo con su máximo valor, se anula el campo y, por tanto, los electrones salen disparados tangencialmente con la enorme energía adquirida. Los electrones así acelerados se reciben sobre una lámina de wolframio, donde generan rayos X durísimos, cuya energía es de 100 Mev. en el betatrón de la General Electric.

Para la obtención del campo magnético variable, el primario va conectado a un generador que produce una corriente alterna de 60 a 600 ciclos por segundo.

Los electrones se obtienen calentando un filamento metálico y se les acelera previamente en un campo eléctrico.

El electroimán del betatrón de la General Electric pesa 125 toneladas.

El sincrotrón.—La energía comunicada a los electrones en cada vuelta por el betatrón es muy pequeña, de forma que se necesita un gran número de vueltas para conseguir una energía elevada. Se han sugerido muchos métodos para conseguir el mismo resultado más fácilmente, aplicando a la partícula impulsos de elevado voltaje; a la partícula se la obligaría a seguir un camino circular mediante un campo magnético.

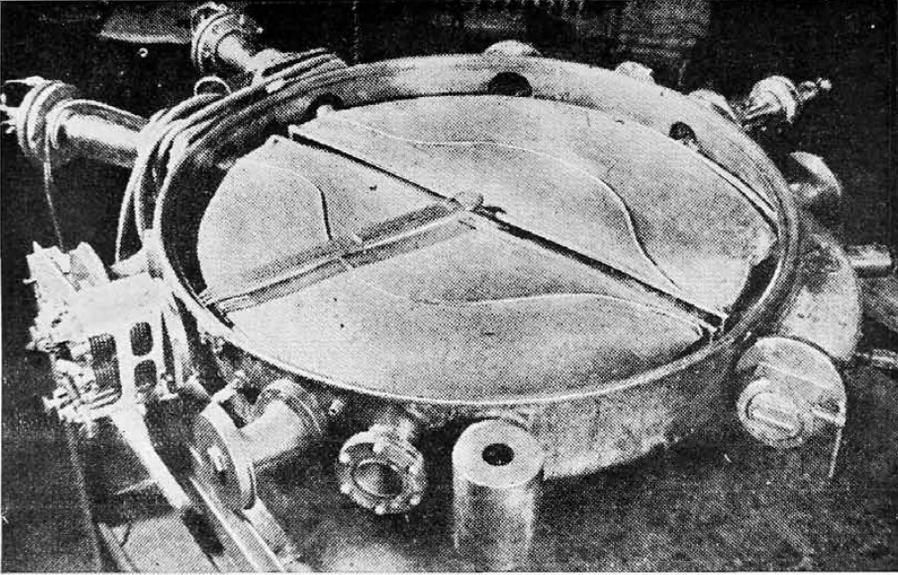
Este tipo de aparato fué denominado sincrotrón por McMILLÁN⁽¹⁾. La aceleración de la partícula en la trayectoria circular, mediante la aplicación de un voltaje de alta frecuencia, va completada por el efecto del betatrón. El voltaje acelerador puede aplicarse haciendo pasar las partículas repetidamente a través de una «cavidad resonante», como la producida por un oscilador «klynstron» o cualquier otro circuito equivalente. Variando la inducción magnética, como se hace en el betatrón, juntamente con la aplicación de una «frecuencia modulada», se consigue que los iones se adapten a una órbita semiestable, aumentando ligeramente el radio de aquélla a medida que la energía varía. De esta manera se cree poder llegar a obtener electrones o iones pesados con energía similares a los rayos cósmicos.

(1) E. M. McMILLÁN: *Phys. Rev.*, 68, 143 (1945).

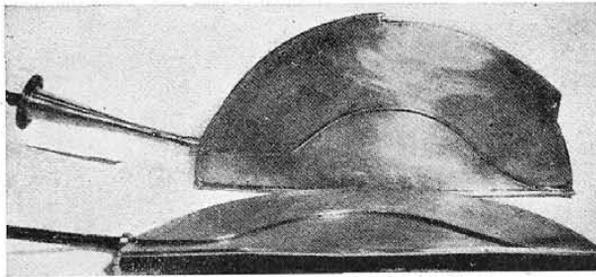




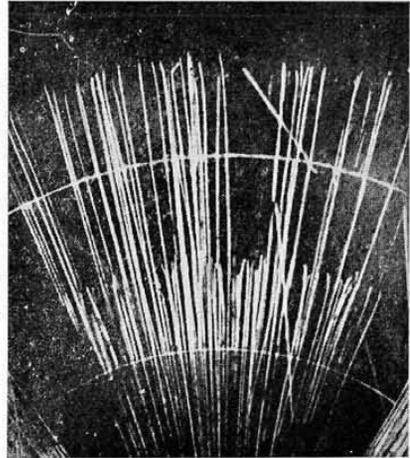
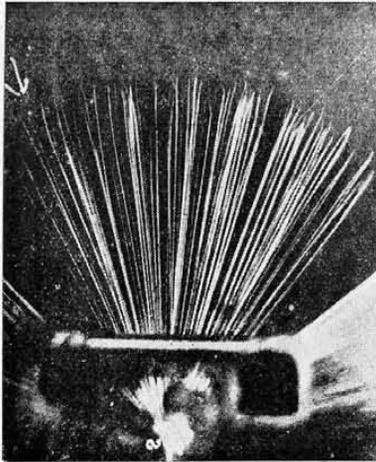
LAMINA VII



Cámara de vacío del ciclotrón de 37 pulgadas de BERKELEY. En la parte inferior, una de las «des» de este ciclotrón. (E. O. LAWRENCE.)



LAMINA VIII



A la izquierda, rayos alfa del Po^{210} y a la derecha rayos alfa del Po^{218} (RaA) y del Po^{214} (RaC). En ambas fotografías, tomadas en la cámara de Wilson, se ve claramente el alcance uniforme en el aire de los rayos procedentes del mismo elemento (I. CURIE.)



Par electrón-positrón originados en una lámina de plomo irradiada por fotones procedentes del berilio sometido a la acción de los rayos alfa del polonio. (I. CURIE y F. JOLIOU.)



CAPITULO V

Radioactividad

Radioactividad.—Los átomos son sistemas perfectamente estables, y para desintegrarlos hacen falta energías considerables. Sin embargo, los átomos pesados, los de número atómico superior a 82, presentan el fenómeno de la desintegración natural, conocido por radioactividad. A pesar de ello, son perfectamente estables ante los agentes externos ordinarios.

El estudio de la radioactividad ha sido el auxiliar más eficaz para el conocimiento de la estructura interna del átomo, y su descubrimiento y estudio se deben, principalmente, a BECQUEREL ⁽¹⁾ y al matrimonio CURIE ⁽²⁾.

Además de los elementos de número atómico superior a 82, presentan el fenómeno de la radioactividad los isotopos $_{19}\text{K}^{40}$, $_{37}\text{Rb}^{87}$, $_{62}\text{Sm}^{148}$ y $_{71}\text{Lu}^{176}$ y muchos átomos obtenidos artificialmente. En este último caso el fenómeno recibe el nombre de radioactividad inducida.

Los átomos al desintegrarse se transforman en otro elemento diferente y emiten una partícula o radiación. En la radioactividad natural tenemos la emisión de partículas α , β o radiación γ . En la radioactividad inducida también se presenta el fenómeno de emisión de un positrón y el de captura de un electrón de la órbita más interna de la zona cortical (electrón K).

(1) H. BECQUEREL: *Compt. rend.*, 122, 501, 689 (1896).

(2) P. y M. CURIE: *Comp. rend.*, 127, 175 (1898).



En las radiaciones de las sustancias radioactivas interesa su carga, su masa y su energía. Esta se puede determinar por el alcance de la partícula, que no es otra cosa que el recorrido de ésta en el seno de un gas. Normalmente se refiere al aire a 760. mm. y 0° C. y se designa por R_0 .

La carga y la masa se determinan por los experimentos de desviación en campos eléctricos y magnéticos, como hemos visto en el cap. III.

Partículas alfa.—El análisis de éstas ha demostrado que se trata de núcleos de helio doblemente cargados (${}^4_2\text{He}^{2+}$), dotados de gran velocidad,

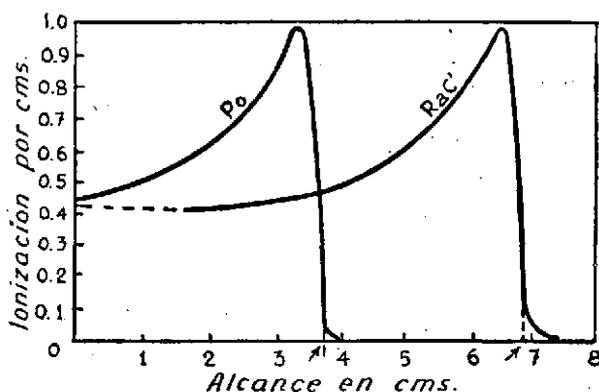


FIG. 39. Ionización específica.—Relación entre la ionización y el recorrido en el aire, en el caso del Po^{210} y del Po^{214} (RaC').

los cuales a su paso a través de un gas provocan la ionización; del mismo, lo que los hace visibles en la cámara de WILSON.

Los iones producidos consisten en electrones, separados de los átomos neutros del gas, y en igual número de restos iónicos positivos. Cada par de iones formado representa una pérdida de energía en la partícula alfa de unos 35 ev. La energía perdida y la ionización producida no son exactamente proporcionales, debido al hecho de que los iones producidos poseen energías cinéticas variables, y algunos electrones son simplemente llevados a niveles energéticos metastables, produciendo átomos excitados, pero no iones. El número de iones formados por centímetro de recorrido se denomina «ionización específica», la cual es función de la velocidad de la partícula. En general, cuanto más pequeña sea la velocidad tanto mayor será la ionización específica, ya que cuanto mayor sea el tiempo que la partícula alfa tarda en atravesar un grupo de átomos, tanto mayor será la probabilidad para crear iones. En la FIG. 39 está representada

la variación de la ionización específica de las partículas alfa del Po^{210} y del Po^{214} en función de su recorrido. La partícula alfa puede, ocasionalmente, sufrir el impacto de un núcleo, sufriendo entonces una desviación y cediendo gran parte de su energía cinética, lo que hace que su recorrido termine antes de lo normal. Sin embargo, la probabilidad de que esto ocurra es muy pequeña.

La velocidad inicial de las partículas alfa depende del radioelemento del que procede, poseyendo todas las partículas procedentes de un elemento dado la misma velocidad; ésta es, generalmente, del orden de 1,4 a $2,0 \times 10^9$ cm./seg. La velocidad inicial, energía cinética de la partícula, está relacionada, como hemos dicho, con R_0 . En la tabla V están indi-

TABLA V

Elemento	Velocidad cm./seg.	R_0 en cm.	k
${}_{90}\text{Th}^{232}$	$1,38 \times 10^9$	2,59	$1,23 \times 10^5$
${}_{92}\text{U}^{238}$	$1,39 \times 10^9$	2,63	$1,16 \times 10^5$
${}_{90}\text{Th}^{230}$ (Io)	$1,48 \times 10^9$	3,19	$1,31 \times 10^5$
${}_{86}\text{Em}^{222}$ (Rn)	$1,61 \times 10^9$	4,12	$1,55 \times 10^5$
${}_{84}\text{Po}^{214}$ (ThA)	$1,80 \times 10^9$	5,08	$1,92 \times 10^5$
${}_{84}\text{Po}^{212}$ (ThC')	$2,05 \times 10^9$	8,62	$2,54 \times 10^5$

cidas las velocidades iniciales de las partículas alfa para los diferentes elementos, así como R_0 y el número de iones producidos por cada partícula alfa (k). Según GEIGER⁽¹⁾, la velocidad inicial v_0 en cm. por seg. de una partícula alfa viene relacionada con el alcance en el aire por la ecuación

$$v_0^3 = aR_0,$$

dónde la constante a tiene el valor aproximado de 10^{27} .

El alcance de las partículas α , procedentes de una determinada fuente, varía con la naturaleza del medio que atraviesa; por tanto, el poder de detención para las partículas alfa depende de la sustancia empleada. El

(1) H. GEIGER: Z. Physik, 8, 45 (1921).

poder de detención de una sustancia se define como el recíproco del espesor en centímetros de una capa de la sustancia, que es equivalente a un centímetro de aire, en su capacidad para detener las partículas alfa. El poder de detención aumenta con el peso atómico de los elementos presentes, y, en una primera aproximación, lo podemos considerar directamente proporcional a la raíz cuadrada del peso atómico, cuando se reduce a densidad constante.

Para determinar el número de partículas emitidas por una sustancia radioactiva, se emplea el espintariscopio o el contador de GEIGER.

Las partículas alfa dejan de producir la ionización y la escintilación cuando su velocidad ha disminuido, aproximadamente, al 40 % de su valor inicial, debido a que han captado electrones y se han transformado

TABLA VI

RADIACIÓN ALFA DEL POLONIO

<i>Mev</i>	<i>Intensidad</i>	<i>Mev</i>	<i>Intensidad</i>	<i>Mev</i>	<i>Intensidad</i>
5,303	100.000	4,838	11	4,303	7
5,113	25	4,749	13	4,111	7
5,065	25	4,640	10	4,016	5
4,901	15	4,449	12	3,890	4
				3,685	4

en átomos neutros de helio, el cual puede ser reconocido por métodos espectroscópicos o químicos.

Las medidas del espectro de energía de los rayos alfa efectuadas por BRAGG y con más exactitud por ROSENBLUM en 1930 ⁽¹⁾, demostraron que éste se compone de grupos simples de partículas de la misma energía. Algunos elementos emiten varios de estos grupos de energías discretas. Las investigaciones recientes han comprobado estas aserciones. Sin embargo, empleando un espectrómetro de gran poder de resolución, se ha visto que el espectro alfa es más complicado de lo que parecía. CHANG ⁽²⁾, empleando un ciclotrón como espectrómetro, ha logrado encontrar 12 líneas de débil intensidad en la emisión del polonio, que están representadas en la tabla VI.

(1) S. ROSENBLUM: Jour. de Phys., 1, 438 (1930).

(2) W. V. CHANG: Phys. Rev., 67, 267 (1945).



Partículas beta.—Se trata de electrones emitidos por los núcleos con velocidades que, en ocasiones, se aproximan a la de la luz. En el caso del isotopo de masa 214 del bismuto (RaC), algunas de tales partículas tienen una velocidad de $2,0917 \times 10^{10}$ cm./seg. (velocidad de la luz en el vacío: $c = 2,9977 \times 10^{10}$ cm./seg.).

Las partículas beta, al igual que las alfa, pierden su energía a su paso a través de la materia debido a la ionización que producen. También aquí el número de pares de iones formados aumenta al disminuir la velocidad.

Una partícula beta, en su paso a través de un grupo de átomos,

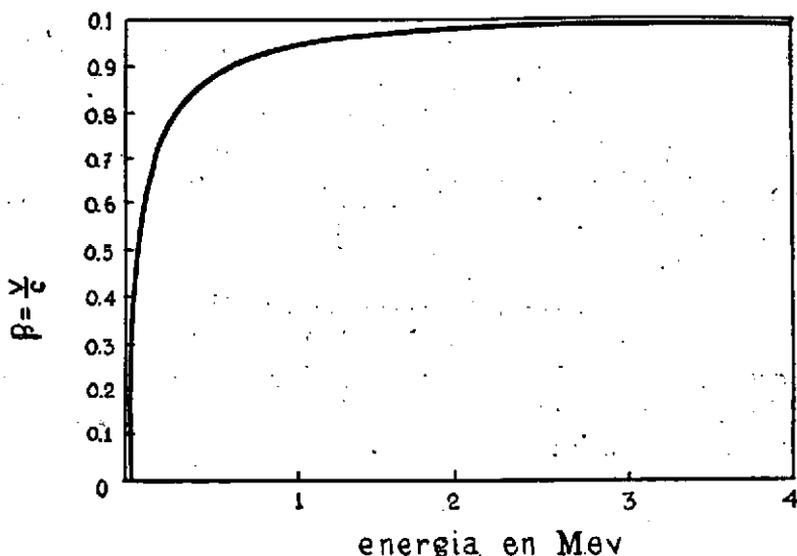


FIG. 40. Relación entre la velocidad relativa de los electrones con relación a la de la luz y su energía.

además de perder energía, sufre una serie de cambios en su dirección a causa de que sobre ella ejercen acción no sólo los núcleos, como en el caso de las partículas alfa, sino también los electrones. Debido a ello, sus trazos en la cámara de WILSON son tortuosos y débiles.

El poder ionizante de las partículas beta es inferior al de las partículas alfa de la misma velocidad, debido a su menor masa. Una partícula beta de velocidad 10^9 cm./seg. produce unos 55 pares de iones en un centímetro de su recorrido en el aire, mientras que una partícula alfa de la misma velocidad produce unos 11.000.

El alcance de las partículas beta de gran energía varía casi proporcionalmente con ésta. En las de baja energía el alcance varía aproximadamente como el cuadrado de la energía.

En la FIG. 40 está representada la relación entre la energía y la velocidad relativa

$$\beta = \frac{v}{c}$$

de las partículas beta.

La elevada velocidad de las partículas beta es desfavorable para determinar su energía por la ionización. Como consecuencia, las partículas beta son más penetrantes que las alfa y se rigen por una ley de absorción distinta, de acuerdo con la ecuación siguiente:

$$I = I_0 e^{-\mu d}$$

en la cual I_0 es la intensidad inicial de las partículas beta, I la intensidad medida después de haber atravesado una capa de espesor d de una sustancia absorbente, cuyo coeficiente de absorción sea μ . Corrientemente se emplea el valor de la capa media, $d_{0,5}$, que es el espesor necesario para que la intensidad de la radiación se reduzca a la mitad de su valor primitivo, y viene dada por la expresión:

$$\mu = \frac{\ln 2}{d_{0,5}} = \frac{0,693}{d_{0,5}} \text{ cm}^{-1}$$

El coeficiente se suele expresar en función de la absorción por hojas de aluminio. En la tabla VII están indicados algunos valores de coeficientes y de capa media:

TABLA VII

COEFICIENTE DE ABSORCIÓN DE PARTÍCULAS BETA

Elemento	$\mu \text{ cm}^{-1} \text{ Al}$	$d_{0,5} \text{ cm. Al}$
$^{90}\text{Th}^{234} (\text{UX}_1)$	460	$1,51 \times 10^{-3}$
$^{91}\text{Pa}^{234} (\text{UX}_2)$	18,2	$3,8 \times 10^{-2}$
$^{88}\text{Ra}^{226} (\text{Ra})$	312	$2,2 \times 10^{-3}$
$^{82}\text{Pb}^{214} (\text{RaB})$	13; 77; 890	$5,3 \times 10^{-2}$; 9×10^{-3} ; 8×10^{-4}
$^{83}\text{Bi}^{214} (\text{RaC})$	13,5; 50	$5,1 \times 10^{-2}$; $1,3 \times 10^{-2}$
$^{82}\text{Pb}^{210} (\text{RaD})$	5.500	$1,2 \times 10^{-4}$
$^{83}\text{Bi}^{210} (\text{RaE})$	43	$1,6 \times 10^{-2}$



Se ha visto que por cada elemento radioactivo dado se emiten dos clases de rayos beta. Unos muestran un espectro de velocidades continuo, esto es, existen electrones con todas las velocidades posibles en una considerable extensión. Los otros presentan un espectro de velocidades discontinuo, esto es, consisten en grupos de electrones con una velocidad definida. Estos últimos pueden ser considerados como un efecto secundario de poca importancia; no se originan en el núcleo, sino en el sistema electrónico que lo rodea.

La determinación del espectro de velocidades de la radiación beta se verifica mediante una cámara de WILSON, colocada en un campo mag-

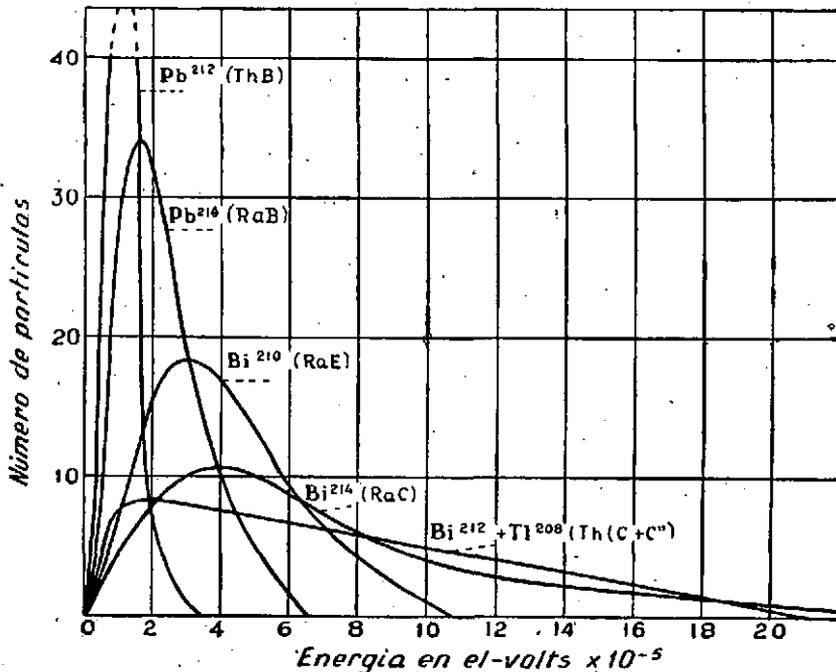


FIG. 41. Espectro de rayos beta.—Las curvas representadas indican la distribución de la energía de la emisión beta en diferentes sustancias, la cual da un espectro continuo

nético, o mediante el espectrómetro de rayos beta. En la FIG. 41 se ve la distribución de la energía en la radiación emitida por algunas sustancias.

El espectro de energías de la radiación beta se extiende desde cero hasta un valor máximo. Este valor máximo es el que se toma como energía de la radiación.

Rayos gamma.—Estos son ondas electromagnéticas que se transmiten con la misma velocidad que la luz y cuya longitud de onda es ca-

racterística de la sustancia emisora. Sus longitudes de onda se han determinado mediante el método de difracción y se han obtenido valores que oscilan entre 10^{-8} y 10^{-11} cms. Son, por tanto, análogos a los rayos X. Los rayos gamma van generalmente acompañados de electrones secundarios, los cuales son producidos en su paso a través de la materia, y por medio de las energías cinéticas y de enlace de estos electrones se puede calcular, también, la longitud de onda de los rayos gamma mediante la familiar ecuación de la teoría cuántica $E = h\nu$. La radiación gamma emitida por un elemento radioactivo posee una energía bien definida, aunque cada elemento puede emitir radiación gamma de energías diversas.

La ley que rige la absorción por una sustancia homogénea de los rayos gamma es exponencial, como la de los rayos beta, pero el coeficiente de absorción gamma es mucho más pequeño para los rayos beta. Mientras que los rayos alfa son totalmente absorbidos por una capa de aluminio de un espesor inferior al milímetro y los rayos beta son absorbidos por una capa de algunos milímetros del mismo metal, la radiación gamma es capaz de atravesar un espesor de algunos centímetros.

TABLA VIII

COEFICIENTES DE ABSORCIÓN DE LOS RAYOS γ POR EL ALUMENIO

<i>Elemento</i>	$\mu \text{ cm}^{-1}$
${}_{88}\text{Ra}^{226}$	354; 16,3; 0,27
${}_{82}\text{Pb}^{214}$ (<i>RaB</i>)	230; 40; 0,57
${}_{83}\text{Bi}^{214}$ (<i>RaC</i>)	0,23; 0,127
${}_{82}\text{Pb}^{212}$ (<i>ThB</i>)	26; 0,116
${}_{90}\text{Th}^{230}$ (<i>Io</i>)	1.088; 227; 0,408

Positrones.—Algunos isótopos obtenidos artificialmente presentan una radioactividad inducida en que emiten electrones positivos. Esta desintegración tiene lugar principalmente en aquellos isótopos radioactivos cuya masa es inferior a la de los isótopos estables del mismo elemento, p. ej., en el O^{15} , N^{13} , F^{17} , etc.

La curva de distribución de energías de los positrones es muy similar a la observada en los electrones. Algunos isótopos emiten simultáneamente electrones positivos y negativos con una vida media única.



Así en el Cl^{36} hay emisión simultánea de electrones y positrones con una energía de 0,66 Mev. En otras ocasiones existe una ligera diferencia entre las energías de los electrones positivos y negativos; debido a la acción de la carga del núcleo, que atraerá al electrón y repelerá al positrón. En el Cu^{64} existe emisión de positrones con una energía de 0,66 Mev, mientras que los electrones, emitidos simultáneamente, sólo tienen 0,58 Mev.

El alcance y poder de detención de los positrones es análogo y sigue las mismas leyes que los de los electrones ⁽¹⁾.

Captura del electrón K y conversión interna.—Aparte de las desintegraciones radioactivas que van acompañadas de la emisión de partículas alfa, partículas beta negativas o positivas y radiación gamma, debemos considerar otros dos tipos que se presentan con relativa frecuencia. En algunos procesos, en los cuales se puede esperar la emisión de un positrón, a causa de que en el núcleo inestable existan muchos protones, puede suceder que éste no tenga energía suficiente para que ello ocurra. Como alternativa, el núcleo se vuelve estable por captura de un electrón de la órbita más interna de la zona cortical, la K; este fenómeno se denomina captura del electrón K. El lugar libre que queda en la órbita K es ocupado por un electrón de un nivel superior, y esto va acompañado por la emisión de rayos X, correspondientes a la serie K, característicos del elemento resultante. Este tendrá el mismo peso atómico que el elemento de procedencia, pero su número atómico será una unidad inferior. Como ejemplo podemos poner la captura de electrón K por el Ga^{65} , el cual es producido en el proceso $\text{Zn}^{64}(\text{d},\text{n})\text{Ga}^{65}$ ⁽²⁾; la desintegración viene representada por



donde parte de los rayos γ son los rayos X característicos del átomo Zn^{65} .

La captura del electrón K fué prevista teóricamente por YUKAWA ⁽³⁾ en 1936. La comprobación experimental se debe a ALVAREZ ⁽⁴⁾, el cual, bombardeando titanio con deuterones, obtuvo un isótopo radioactivo del vanadio con masa 49 y de 600 días de vida media. Este V^{49} , por captura del electrón K, revierte en Ti^{49} .

El segundo tipo de nuevos cambios radioactivos se denomina conversión interna y tiene lugar cuando parte de la radiación gamma pro-

(1) B. R. CURTIS: *Phys. Rev.*, **53**, 986 (1938).

(2) En el estudio de las reacciones nucleares se dará la significación de este simbolismo

(3) H. YUKAWA y S. SAKATA: *Proc. Phys. Math. Soc. Japan*, **18**, 128 (1936).

(4) L. ALVAREZ: *Phys. Rev.*, **53**, 213 (1938).



ducida se utiliza en expulsar un electrón extranuclear del átomo radiante. Algunos elementos presentan simultáneamente la captura del electrón y la conversión interna. Este fenómeno de la conversión interna es la mejor prueba de que los rayos gamma emitidos por una sustancia radioactiva poseen energías discretas definidas. Los electrones que más fácilmente toman parte en esta conversión interna son los correspondientes al nivel K. En algunas transformaciones radioactivas la probabilidad

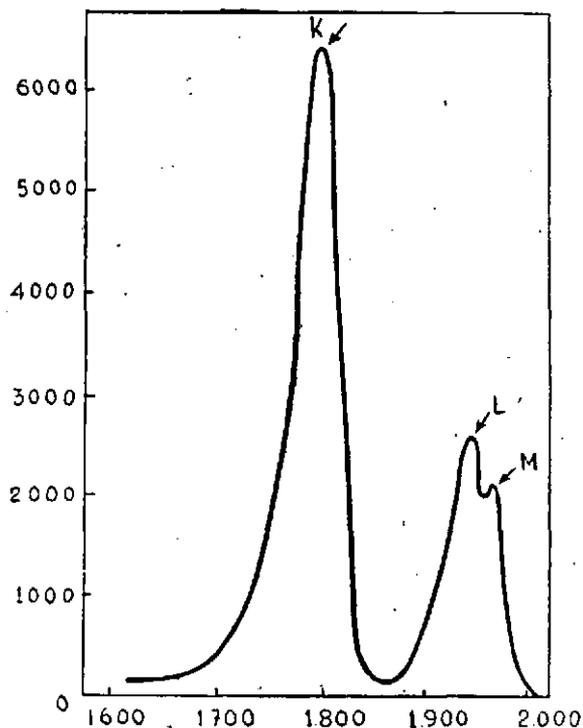


FIG. 42. *Conversión interna.*—Energía de los electrones emitidos por la radiación gamma en la conversión interna del lantano. (J Cork y G. Smith, *Phys. Rev.*, 60, 480, 1941).

de esta conversión se aproxima a la unidad. En estas transformaciones pueden ser emitidos electrones «K», «L» o «M» por un grupo de átomos que produzca rayos gamma de una energía definida. La energía cinética de estos grupos de electrones debe diferir de la energía de la radiación en la energía de enlace de los electrones de cada grupo. En la Fig. 42 está representada la distribución de los electrones procedentes de la conversión interna del lantano.

La posibilidad de la conversión interna fué indicada por primera



vez por RUTHERFORD⁽¹⁾, y la comprobación experimental de su realidad fué efectuada por ELLIS⁽²⁾.

Velocidad de la desintegración radioactiva.—El número de átomos desintegrados por unidad de tiempo, velocidad de desintegración ($-dN/dt$), es proporcional al número de átomos (N) presentes en ese momento. Si λ es la constante de proporcionalidad, la constante de desintegración, tendremos:

$$-dN/dt = \lambda N$$

Por integración de esta expresión, resulta:

$$N_t = N_0 e^{-\lambda t}$$

donde N_0 es el número inicial de átomos (o cantidad medida en cualquier otra unidad), N_t representa el número de átomos que permanecen sin desintegrarse después de haber pasado el tiempo t . Se ha encontrado que esta relación es independiente de las condiciones externas. Se puede expresar λ en función del período de vida media T , esto es, del tiempo que tardan en desintegrarse la mitad de una cantidad determinada, entonces:

$$N_t = \frac{N_0}{2}$$

de donde:

$$T = \ln 2 / \lambda = 0,693 / \lambda$$

Este período de vida media es la constante más fundamental y característica de una especie radioactiva. Los diferentes períodos oscilan entre valores muy diferentes, de 10^{-11} segundos a 10^{10} años.

El período de vida media, que es el utilizado como constante fundamental de una sustancia radioactiva, no debe confundirse con la vida media de un átomo radioactivo, que es igual a $1/\lambda$.

La ley de desintegración es puramente estadística e indica la probabilidad de destrucción que muestra un átomo en un momento dado. El aspecto estadístico de esta ley viene confirmado por la observación efectuada de que fluctúa ligeramente el número de partículas emitidas por unidad de tiempo y de que éstas fluctuaciones obedecen a leyes estadísticas.

(1) E. RUTHERFORD: *Phil. Mag.*, 34, 153 (1917).

(2) C. D. ELLIS: *Proc. Roy. Soc.*, 99, 261 (1921).



La radioactividad es un fenómeno típicamente atómico y se verifica cualquiera que sea el estado físico o de combinación en que se encuentre el elemento.

Regla de Geiger-Nuttall.—GEIGER y NUTTALL⁽¹⁾ descubrieron experimentalmente, en 1911, una regla totalmente empírica que relaciona las constantes radioactivas de un elemento con el alcance de las partículas alfa por él emitidas. Observaron que cuanto mayor es la velocidad de desintegración de un elemento alfa radiante, tanto mayor es el alcance de los rayos alfa y, por tanto, su energía. Si en unos ejes coordenados

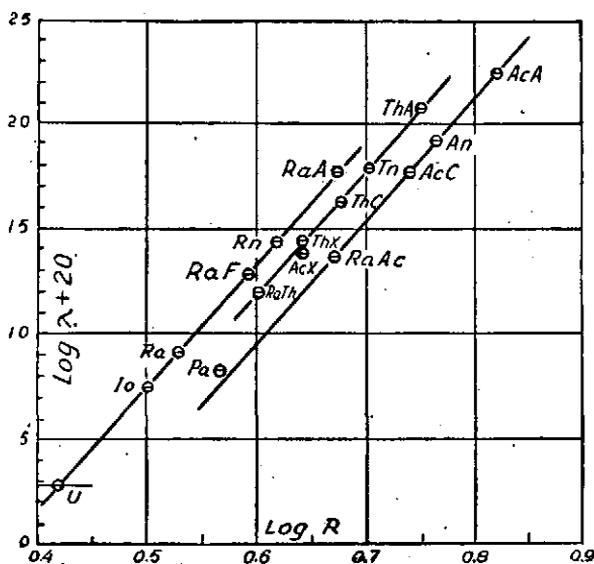


FIG. 43.—Regla de Geiger Nuttall.

tomamos $\log \lambda$ (siendo λ la constante de desintegración) frente a $\log R$ (el alcance), resultan unas líneas rectas. En la FIG. 43 se ven las líneas que tienen el mismo coeficiente angular para las tres series radioactivas. La ecuación es:

$$\log \lambda = A + B \log R_0$$

donde A es una constante, característica para cada serie; B tiene el mismo valor, 0,0174, para la parte recta de cada línea. El isotopo de masa 223 del Ra (AcX) y el 238 del uranio (UI) son una excepción a esta regla.

(1) W. GEIGER y G. NUTTALL: Phil. Mag., 22, 613 (1911).

Teoría de Gamow-Gurney-Condon.—GAMOW, GURNEY y CONDON dieron simultáneamente en 1928 una explicación a la regla de GEIGER-NUTTALL.

Según la imagen de GAMOW, el núcleo, en lugar de tener una estructura lacunar como la totalidad del átomo, será comparable a una gota de agua, en la que cada partícula constituyente está sometida a fuerzas relativamente débiles en el interior de su volumen, mientras que estas fuerzas aumentan rápidamente cuando la partícula se aproxima a la superficie, donde la tensión superficial obliga a la gota a mantener la forma esférica e impide a las moléculas escaparse al exterior, a menos que posean una energía cinética elevada que les permita salvar esta barrera de potencial.

El concepto de barrera de potencial puede explicarse fácilmente por analogía con el potencial de un campo gravitatorio, p. ej., el terrestre. El potencial de un punto cualquiera en el campo gravitatorio viene

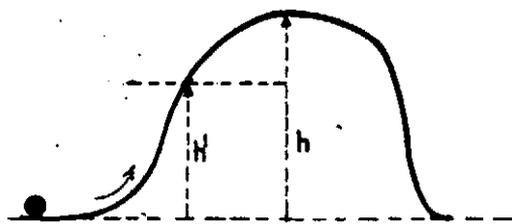


FIG. 44.—Montaña de potencial.

dato por su distancia a la superficie terrestre, esto es, por su altura. La barrera de potencial la podemos representar como un promontorio cuya altura h es precisamente el potencial del punto (FIG. 44). Si lanzamos una esferita contra dicha montaña, subirá tanto más cuanto mayor sea la velocidad de que vaya animada y, precisamente, hasta que toda su energía cinética se haya convertido en potencial. A partir de la altura h' alcanzada, la esferita se deslizará hacia abajo. Esta montaña de altura h sólo podrá ser salvada por partículas dotadas de una velocidad tal, que puedan alcanzar un estado de energía potencial superior a h .

Barreras de potencial semejantes pueden representarse en cualquier campo de fuerzas, por ejemplo, en un campo eléctrico.

El interior de un núcleo atómico está rodeado de una barrera de potencial análogo, que impide abandonarlo a las partículas que lo constituyen.

La constitución de esta barrera ha sido determinada por los experimentos de difusión de las partículas alfa. Estos han indicado que hasta

distancias superiores a 10^{-12} cm. rigen las fuerzas de COULOMB, esto es, existirá un potencial eléctrico cuya altura será inversamente proporcional a la distancia del punto al centro del núcleo atómico. Según esto, en el interior del núcleo no podrían existir partículas eléctricas del mismo signo, ya que su fuerza de repulsión sería infinita; por ello hay que suponer que, a distancias inferiores a 10^{-12} cm., se invierte el sentido del campo, como lo demuestran los resultados. En la FIG. 45 está representada la barrera de potencial que rodea al núcleo de uranio, determinada como hemos dicho anteriormente. En ordenadas se toma la energía potencial del sistema, las abscisas representan la distancia al centro del núcleo: Las curvas ascendentes representan la marcha del potencial, fuerza de repulsión, de una partícula alfa que se acerca al núcleo. Resulta que a distancias del orden de 10^{-12} cms., la fuerza con que un núcleo

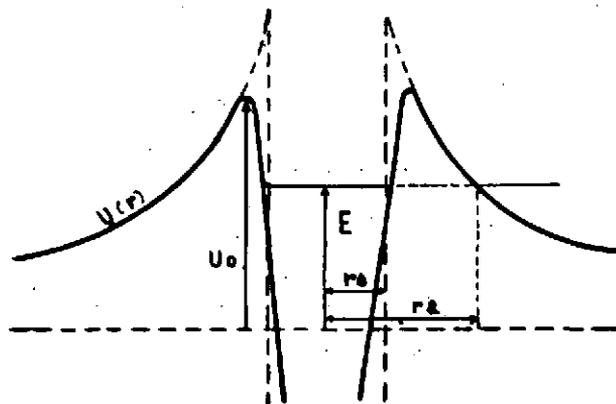


FIG. 45. Barrera de potencial.—Las ordenadas representan la energía potencial del sistema y las abscisas las distancias al centro del núcleo.

de uranio, cuyo radio es $r_0 = 3 \times 10^{-12}$ cms., repele a una partícula alfa es, de acuerdo con la ecuación $4e^2/r_0$, de 14×10^{-6} erg. La anchura del cráter será precisamente el diámetro del núcleo en cuestión. En ese cráter existe una región de potencial mínimo uniforme que corresponderá al estado normal. En las proximidades de r_0 el potencial crece hasta un máximo, U_0 , a partir del cual decrece con arreglo a una ley que tiende rápidamente a la de COULOMB. Según esto, y de acuerdo con la Mecánica clásica, para que una partícula cargada, una alfa, por ejemplo, pueda abandonar el núcleo o llegar a él desde el exterior, será necesario que esté dotada de una energía superior a la del potencial máximo U_0 ; con objeto de que pueda remontar la barrera de potencial. En el caso del uranio acabamos de decir que una partícula alfa es rechazada con la energía de 14×10^{-6} erg., o sea 8,73 Mev, siendo éste, por tanto, el

valor de U_0 . Sin embargo, el átomo de uranio, al desintegrarse, emite partículas alfa cuya energía es solamente de 4,1 Mev. Según la Mecánica clásica, este hecho es imposible, ya que ninguna partícula con tal débil energía sería capaz de salvar la montaña de potencial de valor más del doble.

Veamos cómo GAMOW⁽¹⁾, aplicando la Mecánica ondulatoria, explica esto y da una teoría bastante satisfactoria del porqué unos cuerpos son radioactivos y otros no. Supongamos el caso de la emisión de la partícula alfa. Se estima que el volumen del núcleo es, aproximadamente, proporcional a su masa; a medida que aquél aumenta, U_0 , potencial normal, aumenta, y el nivel normal ocupado por la partícula alfa en la región central crece. Cuando este nivel tiene un valor positivo E , ya no es estable, con relación a la región exterior del núcleo, y es la existencia de la barrera de potencial lo que se opone a su salida, de acuerdo con las nociones de la Mecánica clásica. En Mecánica ondulatoria, por el contrario, existe siempre una probabilidad para el paso de la partícula alfa de un punto de la región interna a un punto de la región externa de la misma energía, e inversamente, entonces el elemento es alfa radiante. Esta probabilidad es tanto mayor cuanto más se aproxime E a U_0 . La onda estacionaria de probabilidad $|\psi|$ que acompaña a la materia, el cuadrado de cuyo módulo da la probabilidad de encontrar a la partícula en determinado lugar, no se anula en el interior de la barrera de potencial, sino que conserva un valor finito, que disminuye exponencialmente con el tiempo. Esto hace que las partículas situadas en el interior del cráter presenten una determinada probabilidad de atravesar la pared de potencial, mediante un efecto túnel. La probabilidad de que esto ocurra viene dada por el cuadrado de la amplitud $|\psi|^2$ de la onda estacionaria. La frecuencia de la penetración de la pared viene dada por la misma cantidad $|\psi|^2$ y es obvio que ésta disminuirá rápidamente al crecer el espesor de la pared. Como es natural, las partículas alfa rápidas, más ricas en energía, atravesarán la pared más frecuentemente, debido al corto túnel que deben atravesar, a causa del alto nivel que ocupan, que las partículas lentas, pobres en energía, para las cuales el túnel es más largo. Esta probabilidad es idéntica a la constante λ de desintegración. Esta es, cualitativamente, la ecuación de GEIGER-NUTTALL. GURNEY y CONDON⁽²⁾, usando los datos correspondientes al Po^{218} (RaA), cuya vida media tiene el valor $T=3,05$ m.; al U^{238} , $T=0,5 \times 10^9$ a., y al Po^{214} , de $T=1,5 \times 10^{-4}$ s., todos ellos alfa radiantes, y GAMOW con 23 elementos alfa radiantes, han comprobado la validez de esta teoría.

(1) G. GAMOW: Z. Physik., 51, 204 (1928).

(2) R. GURNEY y E. CONDON: Nature, 122, 439 (1928).



Esta teoría, desarrollada arriba para la emisión de una partícula alfa, es aplicable, en toda su extensión, para el caso de una partícula alfa, u otra partícula cualquiera cargada positivamente, que se acerque al núcleo desde el exterior, la cual tendrá una probabilidad finita de poder atravesar la barrera de potencial, aunque su energía sea inferior a la altura de dicha barrera. Esto presenta un gran interés por permitir efectuar desintegraciones nucleares por intermedio de partículas de energía relativamente baja.

Regla de Sargent.—También entre la emisión beta y la constante de desintegración existe una dependencia. SARGENT (1) observó en 1933 que

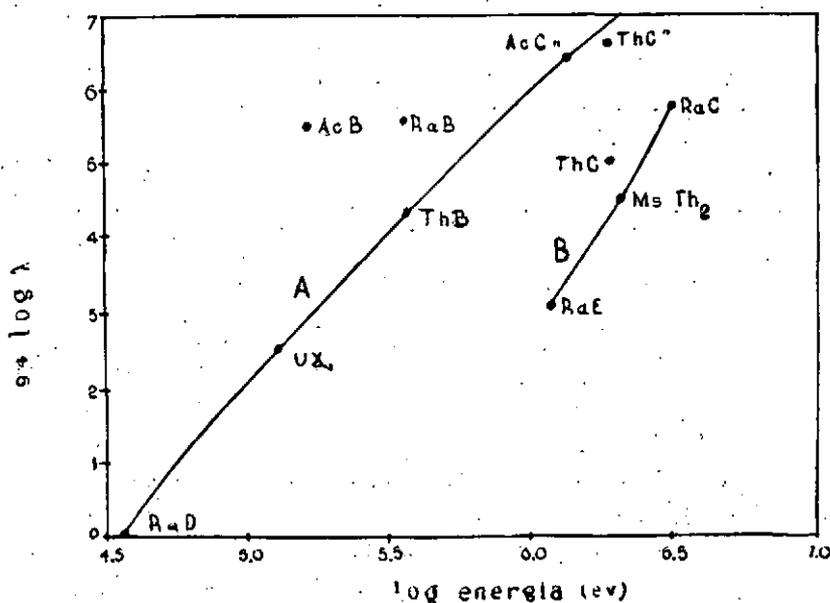


FIG. 46. Regla de Sargent.—En la figura están representadas las curvas correspondientes a los elementos radioactivos naturales.

para la mayoría de los elementos radioactivos naturales existía una relación simple entre la energía máxima de la radiación beta y la constante de desintegración o la vida media. Tomando, en ejes coordenados, el logaritmo de la constante de desintegración λ frente al logaritmo de la energía beta máxima, resulta una línea recta, que responde a la ecuación

$$\lambda W^5 = b \quad \text{tomando logaritmos} \quad \log \lambda + 5 \log W = \log b$$

la cual es, aparentemente, válida como término de relación cuando b es constante. Ahora bien, como se ve en la FIG. 46 con algunos elemen-

(1) B. W. SARGENT: Proc. Roy. Soc., 139, 659 (1933).

tos, la ecuación tiene una constante con un nuevo valor, b' , muy distinto del b .

En el caso de la radioactividad inducida, se ha podido comprobar la existencia de varios de estos grupos. Aquellos elementos para los cuales la constante b es un mínimo, experimentan las denominadas transiciones «permitidas». El siguiente grupo de emisores, para los cuales b es alrededor de 100 veces mayor, se desintegran mediante las transiciones «prohibidas primarias»; el grupo siguiente, al cual corresponde un valor de b muy elevado, lo hacen mediante las transiciones «prohibidas secundarias», y así sucesivamente. En los casos de estas transiciones «prohibidas», análogas a las transiciones «prohibidas» de la zona cortical, hay que pensar que los spins de los núcleos radioactivos y de los núcleos resultantes en la desintegración difieren en una o varias unidades.

Series radioactivas.—Si prescindimos de los productos de transformación de los isótopos débilmente radioactivos del potasio, rubidio, samario y lutecio, veremos que la radioactividad, en átomos existentes en la Naturaleza, es propiedad privativa de un cierto número de elementos con gran peso atómico, superior a 200. Todos ellos pertenecen, por tanto, a los últimos lugares del sistema periódico.

El método empleado por los CURIE para la separación de los elementos radioactivos, con el fin de poder estudiar sus propiedades químicas, consiste en una serie de innumerables precipitaciones fraccionadas. De esta manera consiguieron, en 1898, la obtención del radio puro a partir del mineral pechblenda (1).

Todos los elementos radioactivos naturales, con excepción de los de peso atómico inferior a 200 arriba mencionados, pueden considerarse derivados de los tres elementos, cabeza de serie, U^{238} , U^{235} y Th^{232} .

En las tablas VIII, IX y X tenemos un resumen de las propiedades de las diferentes sustancias radioactivas, así como la manera de derivarse a partir del elemento primario. En estas tablas puede verse cómo la familia del uranio se divide, no lejos de su comienzo, en dos ramas, las cuales muestran, entre dos puntos determinados, así como con una parte de la familia del torio, un sorprendente paralelismo. El final de las tres series es similar, ya que en todas resultan isótopos estables de plomo.

Al ser las partículas emitidas procedentes del núcleo atómico, es indudable que el átomo desintegrado debe poseer propiedades diferentes de las que poseía antes de la desintegración. La emisión de una partícula alfa, ${}_2He^4$, produce en el núcleo que la emite la pérdida de cuatro

(1) P. CURIE, MME. P. CURIE Y G. BÉMONT: *Compt. rend.*, 127, 1.215 (1898).



nucleones, masa 4, y dos cargas positivas, o sea que el nuevo núcleo poseerá una masa cuatro unidades inferior a la del átomo primitivo y su número atómico será inferior en dos unidades. En la emisión de una partícula beta, cuya masa es despreciable frente a la masa total del átomo, sólo se verificará cambio en la carga del núcleo, ya que la emisión de una carga negativa, cuyo origen ya veremos, es lo mismo que el aumento de una carga positiva; por tanto, el número atómico del átomo resultante será una unidad mayor que el átomo «madre». Esto da origen, como se ve en la tabla, a la formación de numerosos isótopos. El hecho de que cuando se descubrió la radioactividad y se empezaron a estudiar los productos de la desintegración no se tuviera la noción de isotopía, hizo creer que se trataba de elementos diferentes, por lo cual se les dió nombres distintos, que están indicados en la tabla. Creemos que es más conveniente nombrar a los diferentes isótopos producidos en la desintegración con el apelativo del elemento químico a que pertenecen, o si no simplemente por su número y su masa atómica, evitando la complejidad que trae aparejada tal variedad de nombres.

Como puede verse, las tres familias radioactivas presentan un desarrollo similar, teniendo como término final todas ellas un isótopo estable de plomo.

SEABORG y PERLMAN ⁽¹⁾ lograron separar por medios químicos, en 1942, plutonio y neptunio de la pechblenda, lo cual demuestra la existencia de estos elementos en la naturaleza, logrando identificar el Pu²³⁹. La cantidad de plutonio existente en el mineral está en la proporción de 1 en 10¹⁴, lo cual hacía totalmente imposible su separación antes de conocerse con detalle sus propiedades químicas.

Ultimamente la señorita DA SILVEIRA ⁽²⁾ ha encontrado una emisión de neutrones en el uranio, lo cual debe estar en relación con la sugerencia de SEABORG de la existencia de la escisión espontánea del uranio, lo que explicaría la emisión neutrónica.

La pequeña proporción del plutonio en los minerales de uranio nos hace sospechar que se haya originado por captura de neutrones por el U²³⁸ y transformación del U²³⁹ formado por emisiones beta sucesivas en Np²³⁹ y Pu²³⁹.

La existencia de este plutonio en la pechblenda, así como la creación de depósitos de este elemento creado artificialmente, los cuales deben persistir a causa de su larga vida, nos ha inducido a colocar la tabla XI, en la cual está representada la familia radioactiva a que da origen. A esta serie se la denomina serie del neptunio, a causa de ser éste su miembro

(1) Tomado de G. T. SEABORG y E. SEGRÉ: *Nature*, 159, 863 (1947).

(2) M. DA SILVEIRA: *Portugaliae Physica*, 1, 167 (1945).



de vida media más considerable. El elemento final de esta serie, a diferencia de las otras tres, es un isotopo estable del bismuto.

Las sustancias radioactivas naturales se encuentran en los minerales de torio y uranio. El mineral más común de uranio es la pechblenda, uranato uranoso, la cual se encuentra en rocas sedimentarias. Los principales yacimientos de pechblenda se encuentran en Checoslovaquia, en el Congo belga y, sobre todo, en la región del lago del Gran Oso, en el norte del Canadá. Este último yacimiento es el que ha suministrado las grandes cantidades de pechblenda utilizadas en la obtención del uranio necesario para el proyecto de la bomba atómica. La carnotita, vanadato de uranio y potasio, existe en Estados Unidos y en Australia. Existen más minerales de uranio, pero poco abundantes; de ellos, la autunita, fosfato de calcio y uranio, se encuentra en España, en Montani (Huesca), en Santa Coloma de Gramanet (Barcelona), en Torreldones (Madrid), etc., aunque en yacimientos pobres.

El torio se presenta bajo la forma de monazita, fosfato de cerio, con un 10 % de torio y un 1 % de uranio. Este mineral se encuentra en la India, Brasil y Estados Unidos. Otros minerales, torianita, orangita, samarsquita, etc., presentan débiles contenidos en torio, asociado a uranio en muchos casos, y se encuentran extensamente distribuidos.



TABLA VIII

FAMILIA DEL URANIO-RADIO

<i>Elemento</i>	<i>Nombre clásico</i>	<i>Radiación</i>	<i>Vida media</i>
$^{92}\text{U}^{238}$	Uranio I (U_1)	α	$4,51 \times 10^9$ a.
$^{90}\text{Th}^{234}$	Uranio X_1 (UX_1)	β	24,5 d.
$^{91}\text{Pa}^{234}$	Uranio X_2 (UX_2)	β	1,14 m.
$^{92}\text{U}^{234}$	Uranio II (U_{11})	β	$2,7 \times 10^5$ a.
$^{90}\text{Th}^{230}$	Ionio (Io)	α	$8,3 \times 10^4$ a.
$^{88}\text{Ra}^{226}$	Radio (Ra)	α	1.590 a.
$^{86}\text{Rn}^{222}$	Radón (Rn)	α	3,82 d.
$^{84}\text{Po}^{218}$	Radio A (RaA)	α	3,05 m.
$^{82}\text{Pb}^{214}$	Radio B (RaB)	β	26,8 m.
$^{83}\text{Bi}^{214}$	Radio C (RaC)	β, α	19,7 m.
$^{84}\text{Po}^{214}$	Radio C' (RaC')	α	$1,5 \times 10^{-4}$ s.
$^{81}\text{Ti}^{210}$	Radio C'' (RaC'')	β	1,32 m.
$^{82}\text{Pb}^{210}$	Radio D (RaD)	β	22 a.
$^{83}\text{Bi}^{210}$	Radio E (RaE)	β	5,0 a.
$^{84}\text{Po}^{210}$	Radio F (RaF)	α	140 d.
$^{82}\text{Pb}^{208}$	Radio G (RaG)		estable

TABLE IX

FAMILIA DEL URANIO-ACTINIO

<i>Elemento</i>	<i>Nombre clásico</i>	<i>Radiación</i>	<i>Vida media</i>
⁹² U ²³⁵	Actinio-uranio (AcU)	α	8,8 × 10 ⁸ a.
⁹⁰ Th ²³¹	Uranio Y (UY)	β	24,6 h.
⁹¹ Pa ²³¹	Protactinio (Pa)	β	3,2 × 10 ⁴ a.
⁸⁹ Ac ²²⁷	Actinio (Ac)	α, β	13,5 a.
↘			
⁹⁰ Th ²²⁷	Radio actinio (RaAc)	α	18,9 d.
↙			
⁸⁷ Fr ²²³	Actinio K (AcK)	β	21 m.
⁸⁸ Ra ²²³	Actinio X (AcX)	α	11,2 d.
⁸⁶ Em ²¹⁹	Actinon (An)	α	3,92 s.
⁸⁴ Po ²¹⁵	Actinio A (AcA)	α	1,83 × 10 ⁻³ s.
⁸² Pb ²¹¹	Actinio B (AcB)	β	36 m.
⁸³ Bi ²¹¹	Actinio C (AcC)	α, β	2,16 m.
↘			
⁸⁴ Po ²¹¹	Actinio C' (AcC')	α	5 × 10 ⁻³ s.
↙			
⁸¹ Tl ²⁰⁷	Actinio C'' (AcC'')	β	4,76 m.
⁸² Pb ²⁰⁷	Actinio D (AcD)		estable



TABLA X

FAMILIA DEL TORIO

<i>Elemento</i>	<i>Nombre clásico</i>	<i>Radiación</i>	<i>Vida media</i>
$_{90}\text{Th}^{232}$	Torio (Th)	α	$1,39 \times 10^{10}$ a.
$_{88}\text{Ra}^{228}$	Mesotorio 1 (MsTh ₁)	β	6,7 a.
$_{89}\text{Ac}^{228}$	Mesotorio 2 (MsTh ₂)	β	6,13 a.
$_{90}\text{Th}^{228}$	Radio torio (RaTh)	α	1,9 a.
$_{88}\text{Ra}^{224}$	Torio X (ThX)	α	3,64 d.
$_{86}\text{Em}^{220}$	Toron (Th)	α	54,5 s.
$_{84}\text{Po}^{216}$	Torio A (ThA)	β, α	0,16 s.
$_{82}\text{Pb}^{212}$	Torio B (ThB)	β	10,6 h.
$_{85}\text{At}^{216}$		α	50 s.
$_{83}\text{Bi}^{212}$	Torio C (ThC)	β, α	60,5 s.
$_{84}\text{Po}^{212}$	Torio C' (ThC')	α	3×10^{-7} s.
$_{81}\text{Tl}^{208}$	Torio C'' (ThC'')	β	3,1 m.
$_{82}\text{Pb}^{208}$	Torio D (ThD)		estable

TABLA XI

FAMILIA DEL NEPTUNIO

<i>Elemento</i>	<i>Radiación</i>	<i>Vida media</i>
$^{241}_{94}\text{Pu}$	β	500 a.
$^{241}_{95}\text{Am}$	α	50 a.
$^{237}_{93}\text{Np}$	α	$2,25 \times 10^6$ a.
$^{233}_{92}\text{U}$	α	$1,63 \times 10^5$ a.
$^{229}_{90}\text{Th}$	α	5×10^3 a.
$^{225}_{88}\text{Ra}$	β	14 d.
$^{225}_{89}\text{Ac}$	α	10 d.
$^{221}_{87}\text{Fr}$	α	5 m.
$^{217}_{85}\text{At}$	α	0,021 s.
$^{213}_{83}\text{Bi}$	β, α	46 m.
$^{213}_{84}\text{Po}$	α	$4,4 \times 10^{-6}$ s.
$^{209}_{81}\text{Tl}$	β	?
$^{209}_{82}\text{Pb}$	β	3,3 h.
$^{209}_{83}\text{Bi}$		estable

Equilibrio radioactivo y medida de la radioactividad.—Al desintegrarse un elemento radioactivo puede dar lugar, como ocurre en las series radioactivas, a otros cuerpos también radioactivos con constante de desintegración distinta. El producto formado se desintegra con una velocidad que depende de su constante y de la cantidad existente del mismo; ésta será pequeña al principio, pero luego irá aumentando conforme se vaya desintegrando el elemento «madre». En una serie determinada se alcanza un estado de equilibrio cuando la velocidad de formación de cualquier elemento es igual a su velocidad de desintegración. Si tenemos varios miembros de una serie radioactiva, el equilibrio radioactivo quedará establecido cuando se verifique

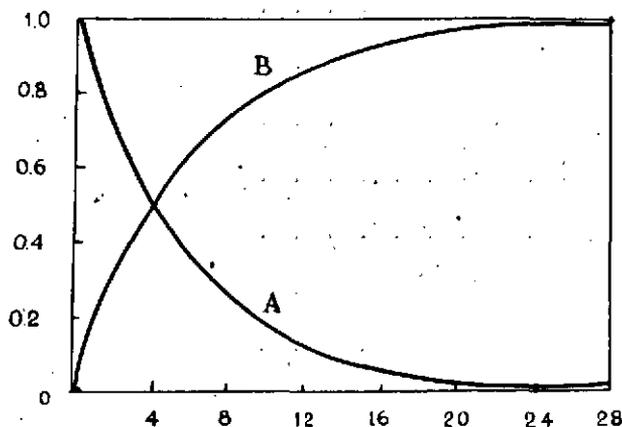


FIG. 47. Curva de la emanación.—La curva A nos indica la desintegración de la emanación, supuesta aislada, y la curva B nos da la formación de la misma emanación a partir de la desintegración del radio.

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{dN_2}{dt} = \frac{dN_3}{dt} = \dots$$

donde N_1, N_2, N_3, \dots , representan el número de átomos de los diferentes elementos radioactivos de la serie presentes en el equilibrio; comparando estas igualdades con la ecuación de la velocidad de desintegración, tendremos:

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \lambda_3 N_3 = \dots$$

Por tanto, en el equilibrio radioactivo la cantidad de cada radioelemento presente es inversamente proporcional a su constante de desintegración y directamente proporcional a su vida media.



El radio ${}_{88}\text{Ra}^{226}$ es un elemento que se desintegra muy lentamente, con emisión de partículas alfa; se puede, por tanto, suponer que la emanación del radio (radón) ${}_{86}\text{Em}^{222}$ se forma con una velocidad constante, proporcional a la cantidad de radio e independientemente de cualquier otra circunstancia.

En el Congreso de Radioactividad celebrado en Bruselas en 1910, se decidió establecer como unidad de radioactividad el «curie», definido como la cantidad de radón (emanación de radio) que está en equilibrio radioactivo con un gramo de radio. Esta unidad es de uso corriente, así como sus submúltiplos: el milicurie, el microcurie y el milimicrocurie. La cantidad de radón en equilibrio con un gramo de radio es de sólo 6,58 millonésimas de gramo.

Si en un recipiente colocamos radio, se formará la emanación de acuerdo con la curva *B* de la FIG. 47. Si extraemos esta cantidad de emanación, ya en equilibrio, y la dejamos separada del radio, desaparecerá con la velocidad indicada por la curva *A*.

La vida media *T* de la emanación del radio es de 3,82 días, según lo cual su constante de desintegración

$$\lambda = \frac{0,693}{T}$$

tendrá el valor $2,09 \times 10^{-6} \text{ seg.}^{-1}$. Como en un gramo de emanación existen $2,7 \times 10^{21}$ átomos, éstos producirán $2,09 \times 10^{-6} \times 2,7 \times 10^{21} = 5,64 \times 10^{15}$ desintegraciones por segundo. Por tanto, las 6,58 millonésimas de gramo existentes en el equilibrio nos darán $37,1 \times 10^9$ desintegraciones por segundo. De acuerdo con esto, se acostumbra a expresar la radioactividad de un elemento, referida a un tipo de emisión, en función del número de átomos desintegrados por segundo. Según esto, un milicurie de un elemento radioactivo será una cantidad tal de éste, que emita 37,1 millones de partículas por segundo. Esta definición tiene el inconveniente de no tener en cuenta la radiación gamma; ya que la determinación de la radioactividad se efectúa mediante un contador de partículas.

CONDON y CURTISS⁽¹⁾ han propuesto como unidad radioactiva el «rutherford», abreviadamente «rd», que es la radioactividad de una cantidad de sustancia que emite 10^6 partículas por segundo. Esta unidad deberá tener los múltiplos y submúltiplos correspondientes.

La valoración del radio se efectúa ordinariamente por su radiación gamma. La radiación gamma se determina por la ionización que pro-

(1) E. U. CONDON y L. CURTISS: Science, 103, 712 (1946).



duce a su paso por el aire. Se utiliza como unidad el «röntgen», o «r», que se define como la cantidad de radiación que a su paso por un c. c. de aire puro bajo condiciones normales de presión y temperatura, produce una ionización tal que la corriente de saturación producida mide una carga electrostática.

Esta unidad es la misma que se utiliza para medir los rayos X.

Un gramo de radio produce una ionización equivalente a 480 r por segundo. Esto es debido a los rayos alfa, que también ionizan. La radiación gamma de un gramo de radio sólo produciría 2,4 r por segundo.





CAPITULO VI

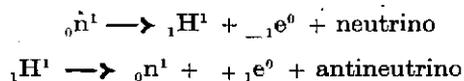
Partículas y radiaciones

Nucleones.—Las dos partículas nucleón que entran a formar parte del núcleo atómico, protones y neutrones, poseen, en primera aproximación, la misma masa $1,67 \times 10^{-24}$ gramos. Las medidas precisas dan para estas masas, en unidades másicas, el valor de 1,008950 para el neutrón y 1,007585 para el protón. El valor del spin es el mismo, $I = \frac{1}{2}$, para ambas partículas, respondiendo también a la misma estadística. En lo único que difieren radicalmente el neutrón y el protón es en la carga eléctrica. El neutrón carece de ella, mientras que el protón posee una carga positiva, que se toma precisamente como unidad (este cuanto elemental de electricidad tiene el valor $e = 4,80 \times 10^{-10}$ U. E. E.). Debido a esto, se considera al protón y al neutrón como dos aspectos de la misma partícula. Un protón sería un nucleón con carga eléctrica y un neutrón sería un nucleón sin carga eléctrica aparente. Es de suponer que exista una tercera partícula nucleón con carga negativa. Tal partícula, que se podría denominar negatrón, está prevista por la teoría, pero debe ser sumamente inestable, con una vida media muy corta, y debido a ello no ha podido ser encontrada todavía. En las fotografías de rayos cósmicos algunos autores han creído encontrar algunos trazos que podrían ser identificados como correspondientes a estos negatrones.

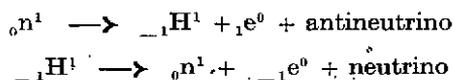
Si consideráramos el neutrón y el protón simplemente como dos estados eléctricos o cuánticos, diferentes de la misma partícula pesada elemental llamada nucleón, se pueden explicar fácilmente las emisiones



radioactivas. Sabemos que los núcleos al desintegrarse pueden emitir electrones positivos o negativos. La teoría del núcleo excluye la existencia de estas partículas en la constitución nuclear. La explicación de esta aparente paradoja nos la da la teoría del nucleón. Los electrones se crean o nacen únicamente si existe suficiente carga eléctrica disponible. La teoría de la emisión de un electrón por un núcleo se puede representar de la forma siguiente:



La transición neutrón-negatrón se verificaría así:



Este neutrino, que acompaña siempre una emisión de electrones, tuvo que ser introducido por FERMI para explicar el espectro continuo de la emisión beta.

La emisión de partículas alfa, formadas por dos protones y dos neutrones, estriba en la forma específica de agrupación de las partes constituyentes del núcleo. La combinación de dos neutrones y dos protones es particularmente estable y por ello es mucho más fácil que se rompa el núcleo en grupos separados estables, que no en protones y neutrones individuales.

La diferencia de carga presta a los nucleones propiedades peculiares que estudiaremos separadamente.

Protones.—Sabemos que por el estudio de los rayos catódicos se logró determinar la carga específica del electrón negativo. Por experimentos de desviación de los rayos canales o rayos positivos, obtenidos por primera vez por GOLDSTEIN en 1886, lograron WIEN en 1898 y THOMSON en 1907, determinar que la partícula más ligera que se puede presentar trasportando una carga positiva se identifica con el átomo de hidrógeno ionizado. Se trata, pues, del núcleo de hidrógeno, y RUTHERFORD propuso, cuando logró obtenerla por desintegración del nitrógeno, que se le designase con el nombre de protón.

Los protones que se emplean en las reacciones nucleares se obtienen ionizando hidrógeno y acelerando las partículas cargadas así obtenidas en los aparatos aceleradores ya conocidos.

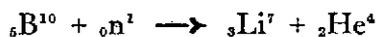


Neutrones.—Bombardeando átomos ligeros, como el berilio y el litio, por medio de partículas alfa, observaron, en 1930, BOTHE y BECKER⁽¹⁾ que era emitida una radiación, que clasificaron como gamma de muy corta longitud de onda. Poco después el matrimonio JOLIO-CURIE⁽²⁾, repitiendo estos experimentos, procedieron a medir los coeficientes de absorción de la supuesta radiación gamma, deduciendo de estas medidas una energía de 15 a 20 Mev para la radiación del berilio.

Simultáneamente, observaron que la radiación producida en el berilio, al pasar a través de sustancias que contenían hidrógeno, tales como las parafinas, provoca la emisión de protones que tienen un alcance verdaderamente considerable, hasta de 26 cms. en el aire. Para que esta emisión fuese producida por una radiación gamma, haría falta que ésta estuviese compuesta de fotones con energías del orden de los 55 Mev. CHADWICK⁽³⁾ sugirió que la radiación del berilio no debe de estar constituida por rayos gamma, sino por una partícula material sin carga y dotada de gran energía, gracias a lo cual puede penetrar fácilmente a través de la materia por no ser repelida por los campos eléctricos. A estas partículas las denominó neutrones. Los experimentos efectuados mediante la cámara de WILSON por los esposos CURIE-JOLIO⁽⁴⁾, MEITNER⁽⁵⁾ y otros, confirmaron el punto de vista de CHADWICK.

Debido a su carencia de carga, el neutrón no puede ser detectado por los métodos corrientes. Para determinar la energía de un haz de neutrones no hay más remedio que recurrir a métodos indirectos, determinando la energía de las partículas expulsadas de los núcleos bombardeados por los neutrones.

El trifluoruro de boro, al estado de gas, da muy buenos resultados para la detección de neutrones. La reacción consiste en



A causa de su falta de carga, el neutrón tiene un alcance extraordinario (éste es en el aire de varios kilómetros); el mismo plomo, en una plancha de 30 cms. de espesor, no detiene más que al 10 % de los neutrones emitidos por una fuente de berilio. En los choques elásticos cede parte de su energía a los núcleos golpeados. Si este núcleo es extremadamente pesado, p. ej. el de plomo, la energía perdida por el neutrón será muy pequeña. Por el contrario, en las colisiones con núcleos ligeros la

(1) W. BOTHE y H. BECKER: *Z. Physik.*, 66, 5, 289 (1930).

(2) I. CURIE y F. JOLIO: *Compts. rend.*, 193, 1.412 (1931).

(3) J. CHADWICK: *Nature*, 129, 312 (1932).

(4) I. y J. CURIE-JOLIO: *Compt. rend.*, 194, 708 (1932).

(5) L. MEITNER: *Naturwiss.*, 20, 929 (1932).



energía del neutrón rápido se reduce considerablemente. Así, un centímetro de una sustancia conteniendo átomos de hidrógeno, como agua o parafina, reduce la intensidad de un haz de neutrones mucho más efectivamente que una capa de la misma anchura de plomo. Por colisiones sucesivas se puede reducir la energía de un neutrón rápido hasta aproximarse al valor de la energía del medio circundante. Esta energía vendrá dada, como sabemos, por $3/2 kT$, donde k es la constante de BOLTZMANN y T la temperatura absoluta. Los neutrones con esta energía tan baja se denominan neutrones térmicos. Esta energía a 28°C . es de alrededor de 0,038 electrón-voltios. Estos neutrones térmicos deben poseer un camino libre suficientemente pequeño para que se les pueda considerar formando lo que FERMI denominó un «gas neutrónico» caracterizado por una distribución sensiblemente uniforme y un desorden en sus velocidades.

Para obtener neutrones térmicos se coloca un emisor de neutrones ($\text{Ra} + \text{Be}$) en el centro de una esfera de parafina. La máxima intensidad de neutrones térmicos se obtiene cuando la parafina tiene un espesor de 10 cms. Para un espesor mayor de parafina, la absorción de los neutrones predomina y la intensidad de los neutrones térmicos decrece.

No se conoce ningún proceso radioactivo espontáneo que produzca neutrones. La emisión de neutrones observada por M. DA SILVEIRA debe de proceder de la escisión espontánea del uranio producida por neutrones erráticos. Para la obtención de los neutrones se utilizan diversas reacciones nucleares, como veremos, de las cuales las más importantes son las del tipo (α, n) y (d, n) .

Los neutrones térmicos son fuertemente absorbidos por el cadmio, por eso se les denomina neutrones «C», siendo su coeficiente de absorción de 130 cm^{-1} . Esto quiere decir que un espesor de cadmio de sólo 0,053 mm. reduce la intensidad de los neutrones a la mitad de su valor primitivo. Otro grupo de neutrones de mayor energía son los denominados neutrones «A» y neutrones «I», que son absorbidos selectivamente por la plata y el indio, respectivamente. El coeficiente de absorción de los del grupo «A» por la plata es de unos 210 cm^{-1} .

El boro presenta una sección eficaz elevada para la absorción de neutrones, y por ello el coeficiente de absorción varía inversamente a la velocidad de los neutrones. Esta propiedad se utiliza para determinar la energía de otras absorciones por resonancia. La relación entre los coeficientes de absorción de los neutrones térmicos y de los neutrones de resonancia en el boro están en la misma relación que sus velocidades. Las energías variarán con el cuadrado de la velocidad. Si μ_r , v_r y W_r son el coeficiente de absorción, la velocidad y la energía, respectiva-



mente, de los neutrones de resonancia, y μ , v y W las mismas magnitudes para los neutrones térmicos, tendremos:

$$\frac{\mu_r^2}{\mu^2} = \frac{v^2}{v_r^2} = \frac{W}{W_r} = \frac{0,038}{W_r}$$

de donde:

$$W_r = 0,038 \cdot \left(\frac{\mu}{\mu_r} \right)^2 \text{ ev.}$$

Electrones.— Los fenómenos de la electrolisis conducen a la existencia de un cuanto elemental de electricidad cuyo valor fué determinado con exactitud en los experimentos, ya clásicos, de MILLIKAN. Este cuanto elemental de electricidad fué observado aislado en los rayos catódicos por J. J. THOMSON en 1897, que determinó su carga específica por el método de desviación en campos magnéticos y eléctricos. Las medidas precisas dan para la carga específica del electrón el valor $1,7592 \times 10^7$ U. E. E. por gramo y para la carga el de $4,8021 \times 10^{-10}$ U. E. E. Las determinaciones de estas magnitudes se han llevado a efecto por diversos procedimientos, en los que resultan bien el valor de e o de e/m , o estas magnitudes combinadas con la constante de PLANCK h .

La masa en reposo, deducida de los valores anteriores, es de $9,1065 \times 10^{-28}$ gramos. En unidades másicas resulta de 0,000554 UM.

La energía del electrón viene dada, aproximadamente, por la expresión e^2/r , donde r es su radio. Por la teoría de la relatividad, resulta que esta energía viene relacionada con la masa por la

$$e^2/r = mc^2$$

Despejando aquí r , tenemos el valor del radio del electrón, que resulta, aproximadamente, de $2,8 \times 10^{-13}$ cms.

El electrón se nos presenta en los fenómenos de la conducción de la electricidad a través de los gases enrarecidos, en los de la radioactividad y en otros muchos, como de naturaleza netamente corpuscular. Los electrones se cuentan, tienen una masa y un tamaño; se propagan en línea recta y poseen, en fin, las propiedades de una partícula. La Mecánica ondulatoria da para el electrón, como para toda partícula en movimiento, la longitud de la onda asociada a aquélla por la relación

$$\lambda = \frac{h}{mv}$$

donde m es la masa del corpúsculo que se mueve con la velocidad v , y h es la constante de PLANCK.

Se nos presenta la dualidad onda-corpúsculo, que es la que preside la Física moderna.

La velocidad v del electrón depende de la diferencia de potencial a que esté sometido en el tubo de descarga. Si V es la diferencia de potencial y e la carga del electrón, la energía de movimiento viene dada por Ve , la cual es igual a la energía cinética $\frac{1}{2}mv^2$, de donde, despejando v , tenemos:

$$v = \sqrt{2Ve/m}$$

Comparando con la ecuación de DE BROGLIE $\lambda = h/mv$, se verifica:

$$\lambda = h/\sqrt{2meV}$$

Sustituyendo h y e por sus valores, resulta que h/\sqrt{me} es prácticamente igual a 10^{-8} en unidades c. g. s., de donde

$$\lambda = \sqrt{\frac{1}{2V}} \times 10^{-8} \text{ cm.}$$

El potencial aquí está expresado en U. E. E.; para pasar a voltios se multiplica por el factor de conversión 1/300, quedando

$$\lambda = \sqrt{\frac{150}{V}} \times 10^{-8} \text{ cm.}$$

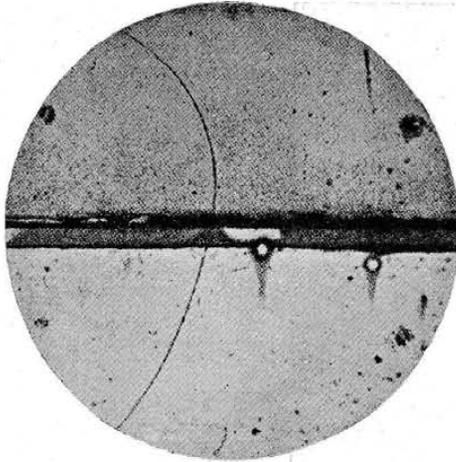
donde V es la caída de potencial, en voltios, en la cual son acelerados los electrones. De aquí se deduce que para valores del orden de 100 a 1.000 voltios, la longitud de onda es de unos 10^{-8} cms., la cual es similar a la de los rayos X.

Mientras el potencial es bajo, inferior a los 10.000 voltios, la masa del electrón viene dada por su masa en reposo, pero para potenciales más elevados hay que tener en cuenta la variación de la masa con la velocidad de acuerdo con la ecuación de EINSTEIN. Despreciando términos muy pequeños, resulta:

$$\lambda = \sqrt{\frac{150}{V}} \frac{1}{1 + 4,95 \times 10^{-7}} \times 10^{-8} \text{ cm.}$$

La naturaleza ondulatoria de los electrones fué puesta de manifiesto por primera vez en 1927 por DAVISSON y GERMER y por G. P. THOMSON, hijo éste del J. J. THOMSON que en 1898 demostrara la discontinuidad de los rayos catódicos. Se logró difractar un haz de electrones por medio de cristales de níquel, obteniendo los clásicos anillos de difracción típi-

LAMINA IX

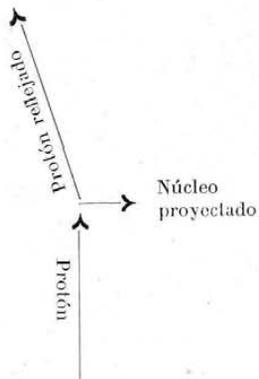


Primera fotografía obtenida del trazo de un positrón en la cámara de niebla. (C. D. ANDERSON.)

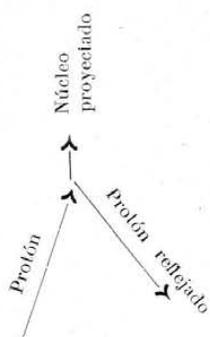


Par electrón-positrón, creado en el aire por un fotón procedente del Tl^{208} (ThC').
(I. CURIE y F. JOLIOU.)

LAMINA X



Choque elástico de un protón con un núcleo (CURIE.)



cos de los movimientos ondulatorios. Desde entonces la difracción electrónica se utiliza en los laboratorios como método de determinación de estructuras, mediante la técnica introducida por WIERL.

Las determinaciones de las magnitudes características del electrón se han efectuado con los electrones negativos, ya que el positrón es de descubrimiento relativamente reciente y su vida media muy corta. La existencia del electrón positivo había sido prevista teóricamente por DIRAC. Su descubrimiento en 1932 se debe a ANDERSON⁽¹⁾, el cual, estudiando los trazos producidos por la radiación cósmica en una cámara de WILSON en presencia de un fuerte campo magnético, encontró una fotografía de una trayectoria que correspondía a una partícula cargada positivamente. El trazo pasa a través de una lámina de plomo colocada en el centro de la cámara, y queda desigualmente curvada a ambos lados del plomo. Esta diferencia de curvatura es debida, al igual que en otros casos, a la pérdida de energía experimentada por la partícula al atravesar el plomo. No se trata de la trayectoria de un protón, ya que si se tratase de esta partícula sólo podría tener una energía de 300.000 ev., dada la gran curvatura del trazo, y un protón de tan débil energía tiene un alcance en el aire de sólo 5 mm., mientras que la trayectoria fotografiada por ANDERSON es de más de 5 cms. Posteriormente se encontraron trayectorias análogas. (Ver lámina IX).

Determinaciones posteriores de BLACKETT y OCCHIALINI⁽²⁾ confirmaron que se trataba de corpúsculos totalmente idénticos a los electrones, de los que sólo se diferenciaban en el signo que era positivo, designándolos con el nombre de positrones.

Posteriormente se observó el positrón en las desintegraciones radioactivas artificiales. La comparación de los dos estados de la partícula electrón ha podido ser efectuado mediante el isotopo Cu^{64} , que emite simultáneamente positrones y electrones.

Polielectrones.—Existe la evidencia teórica de la existencia de entidades compuestas exclusivamente por electrones y positrones, denominadas por WHEELER⁽³⁾ polielectrones, no estando todavía dilucidada la existencia de sistemas electrón-positrón de masa elevada. Quizá el mesotón sea uno de estos sistemas. Estas entidades pueden ser neutras o llevar carga, positiva o negativa, habiéndose propuesto el símbolo P^{+-} , P^{++-} y P^{+--} . El más simple de estos sistemas (P^{+-}) se supone formado por un electrón y un positrón, con estructura y enlace en todo similar al átomo de hidrógeno. El sistema bielectrón es estable y su energía de

(1) C. D. ANDERSON: Phys. Rev., 43, 491 (1933).

(2) P. BLACKETT y G. OCCHIALINI: Proc. Roy. Soc., 131, 689 (1933).

(3) J. A. WHEELER: Ann. N. Y. Acad. Sci., 48, 221 (1946).



disociación es de 6,77 ev. y su vida media es de 10^{-10} segundos cuando los spines son paralelos; cuando éstos son antiparalelos, la vida media es bastante más elevada. El sistema trielectrón, denominado positronio por HYLLERAAS ⁽¹⁾, cuando lleva carga positiva posee una energía de enlace de 0,19 ev. Se disocia formando un bielectrón y un positrón, o electrón caso de tratarse de un trielectrón con carga negativa, con una vida media de 10^{-10} segundos.

El sistema bielectrón se puede formar por aniquilación de un fotón

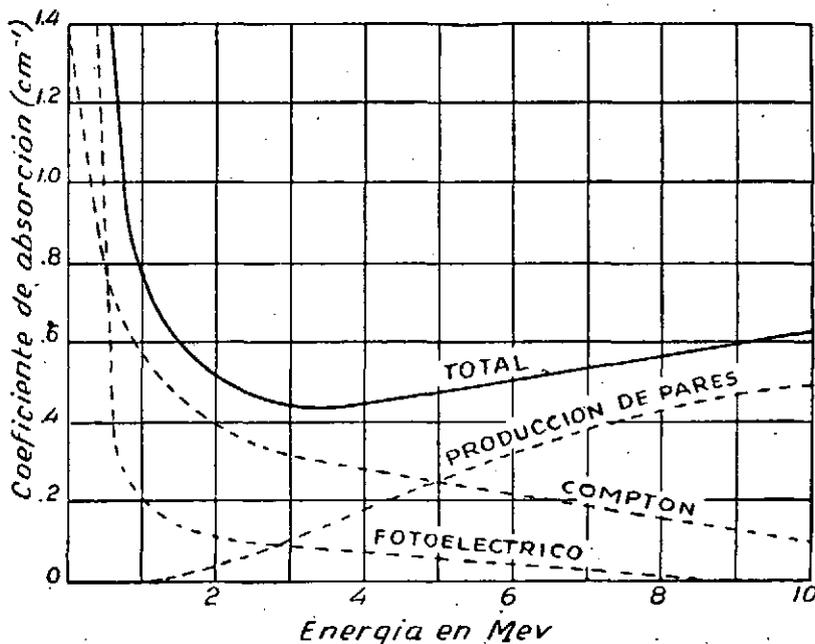


FIG. 48. Absorción de la radiación gamma.—Las curvas de la figura corresponden a los cálculos de Heitler para la absorción por el plomo. (*The Quantum Theory of Radiation*).

gamma, siendo la probabilidad de que esto tenga lugar 10^6 veces inferior a la de la formación del par electrón-positrón.

Radiación gamma.—La radiación gamma consiste en ondas electromagnéticas, de la misma naturaleza que los rayos X muy duros.

La longitud de onda de la radiación gamma emitida por las sustancias radioactivas se determina con la técnica de BRAGG usada en la determinación de la longitud de onda de los rayos X. Este método es válido para radiaciones con energía inferior a 100 Kev. Para radiaciones de mayor energía, la longitud de onda λ se hace muy pequeña y, por

(1) E. A. HYLLERAAS: Phys. Rev., 71, 491 (1947).

tanto, no es aplicable el método de BRAGG, por no existir una red cristalina lo suficientemente pequeña para dar resultados satisfactorios. En este caso la radiación gamma se estudia por su absorción por determinados elementos o por la observación del comportamiento de los electrones obtenidos en el efecto COMPTON, que se produce al atravesar la radiación la zona cortical del átomo.

Los rayos gamma se producen en los núcleos atómicos excitados. La teoría de la emisión es la misma que para el caso de los espectros luminosos. En el interior del núcleo existen, al igual que en la zona cortical, niveles de energía cuantificados, y el paso de un nivel excitado a un nivel normal se verifica con emisión de radiación, cuya frecuencia vendrá determinada por la diferencia de energía entre el estado excitado y el estado normal, de acuerdo con la conocida ecuación

$$\nu = \frac{W_2 - W_1}{h}$$

que rige para la zona cortical y, por extensión, para el núcleo. El paquete de radiaciones gamma emitido a consecuencia de una transición única recibe el nombre de «fotón».

Ya indicamos que la absorción de la radiación gamma por la materia obedece a una ley exponencial. Esta absorción puede ser motivada por un efecto fotoeléctrico, un efecto COMPTON o por la producción de un par. La absorción total es consecuencia de las sumas de las absorciones debidas a cualquiera de estos efectos. En la curva de la FIG. 48 está expresada la variación de la absorción por cada una de estas causas, con relación a la energía de la radiación en el caso del plomo.

El efecto fotoeléctrico consiste en la separación de electrones de la materia por la radiación. Según EINSTEIN, la energía $h\nu$ del fotón incidente viene expresado por

$$h\nu = P + \frac{1}{2} mv^2$$

donde h es la constante de PLANCK, ν es la frecuencia de la radiación, P es la energía de enlace del electrón en el átomo, m su masa y v su velocidad. Como la energía de enlace suele ser mucho menor que la energía de la radiación gamma, resulta que la energía cinética del electrón expulsado es solamente un poco menor que la del fotón.

En el efecto COMPTON resulta simultáneamente, en el choque de la radiación con un electrón, la expulsión de éste y un nuevo fotón de frecuencia inferior a la del fotón incidente. Al considerar los fotones

como partículas, tenemos que en estos procesos se deben cumplir los principios de conservación de la energía y de conservación de la cantidad de movimiento.

En el choque, el electrón sale despedido con la velocidad v en un cierto ángulo ϕ con la dirección del fotón incidente (FIG. 49). El fotón resultante, de frecuencia ν' , saldrá formando un ángulo θ con la dirección del fotón original.

Designando por m_0 la masa en reposo del electrón, su masa rela-

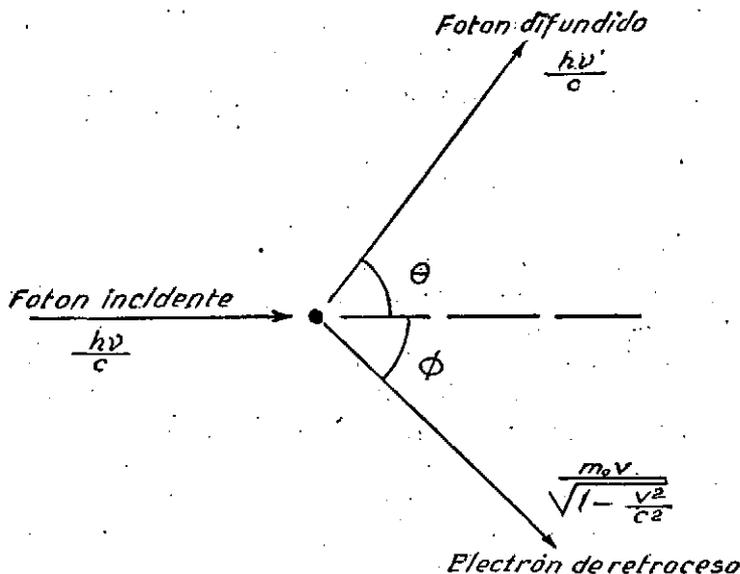


FIG. 49. Efecto Compton.—El fotón difundido posee una frecuencia menor, menor energía, que el fotón incidente. Se conserva la cantidad de movimiento y la energía.

tivista, m , su cantidad de movimiento y su energía valen, respectivamente:

$$\frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad \text{y} \quad (mc^2 - m_0 c^2)$$

Las magnitudes similares para el fotón serán, respectivamente:

$$\frac{h\nu}{c^2}, \quad \frac{h\nu}{c} \quad \text{y} \quad h\nu$$

En virtud del principio de la conservación de la energía tendremos:

$$h\nu = h\nu' + mc^2 - m_0c^2$$

Para la conservación de la cantidad de movimiento, resultan dos ecuaciones, una referente a la dirección paralela al fotón incidente y otra a la perpendicular. La correspondiente a la dirección paralela es:

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{m_0v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \cos. \Phi + \frac{h\nu'}{c} \cos. \theta$$

Y la perpendicular:

$$0 = \frac{m_0v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \text{sen. } \Phi - \frac{h\nu'}{c} \text{sen. } \theta$$

La solución de estas tres ecuaciones da el cambio de la longitud de onda en la difusión de la radiación gamma, resultando:

$$\lambda' - \lambda = 0,0241 (1 - \cos \theta) (\text{Å}) \quad \text{ó} \quad \lambda' - \lambda = 0,0482 \text{sen}^2 \frac{\theta}{2} (\text{Å})$$

Resulta que la variación en la longitud de onda para un ángulo determinado es independiente de la energía incidente y de la naturaleza de la sustancia difusora.

La máxima variación en la longitud de onda resulta cuando el nuevo fotón sale en dirección opuesta a la dirección del fotón incidente; entonces $\theta = 180^\circ$, y por tanto,

$$\lambda \text{ max} = 0,048 \text{ Å}$$

En este caso el electrón sale despedido en la misma dirección que traía el fotón incidente, ó sea $\Phi = 0$.

En la Fig. 50 están representados las relaciones de Φ y θ . El ángulo del fotón difundido, θ , varía entre 0 y 180° , y el del electrón, Φ , entre 0 y 90° .

La energía de la radiación gamma se determina observando mediante la cámara de WILSON los electrones COMPTON, de ángulo $\Phi \approx 0$ que resultan en la difracción a través de una hoja delgada. La energía

del electrón COMPTON se determina por medio del radio de curvatura del trazo en un campo magnético de intensidad conocida.

La medida de los coeficientes de absorción de la radiación gamma por diversos elementos, tales como aluminio, cobre y plomo⁽¹⁾, muestra que aquéllos son mayores que lo que corresponde a la combinación de la difusión COMPTON y del efecto fotoeléctrico. Primeramente se achacó esta discrepancia a un efecto de absorción por el núcleo. Se ha demostrado que esto es debido a la formación de un «par».

ANDERSON⁽²⁾ en 1933 observó, estudiando la radiación cósmica, la formación, en la cámara de niebla, de varios trazos correspondientes

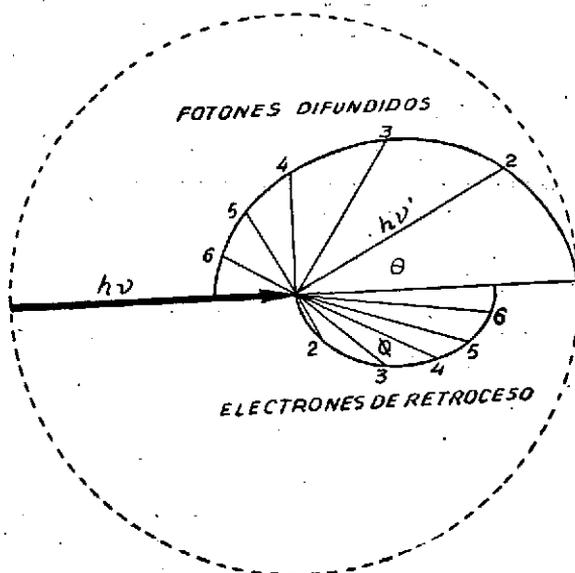


FIG. 50. Efecto Compton.—Relación entre los ángulos del fotón difundido y el electrón de retroceso.

a partículas cargadas negativamente, apareciendo de vez en cuando algunos trazos cuya curvatura indicaba que correspondían a partículas cargadas positivamente. Estos trazos fueron identificados como pertenecientes a positrones, apareciendo siempre junto a un positrón un electrón negativo. La única explicación consiste en suponer la aniquilación de la radiación gamma incidente, dando lugar al nacimiento de un par electrón-positrón. En los procesos de aniquilación deben conservarse la cantidad de movimiento y la energía, debido a lo cual es necesario que algún átomo tome parte en el proceso para eliminar el exceso de can-

(1) L. MEITNER y H. HUPFELD: Z. Physik., 27, 33 (1931); W. GETNER: Jour. de Phys. et rad., 6, 340 (1935).

(2) C. D. ANDERSON: Phys. Rev., 43, 494 (1933).

tividad de movimiento, y poder cumplir la ley de conservación. Debido a esto, la producción de un «par» sólo tiene lugar en presencia de materia, y la probabilidad de la conversión de la radiación gamma es tanto mayor cuanto mayor sea el peso de la masa del átomo con que choca la radiación. El átomo con que choca la radiación adquiere una determinada energía cinética verificando un movimiento de retroceso, que no es perceptible en la cámara de niebla debido a su pequeñez. Como según la ecuación de equivalencia de la energía de EINSTEIN, a la masa de un electrón o un positrón corresponde una energía de 0,51 Mev., resulta que la energía mínima que puede tener un fotón para dar lugar a un «par» debe ser de 1,02 Mev. Cuando la energía, $h\nu$, de la radia-

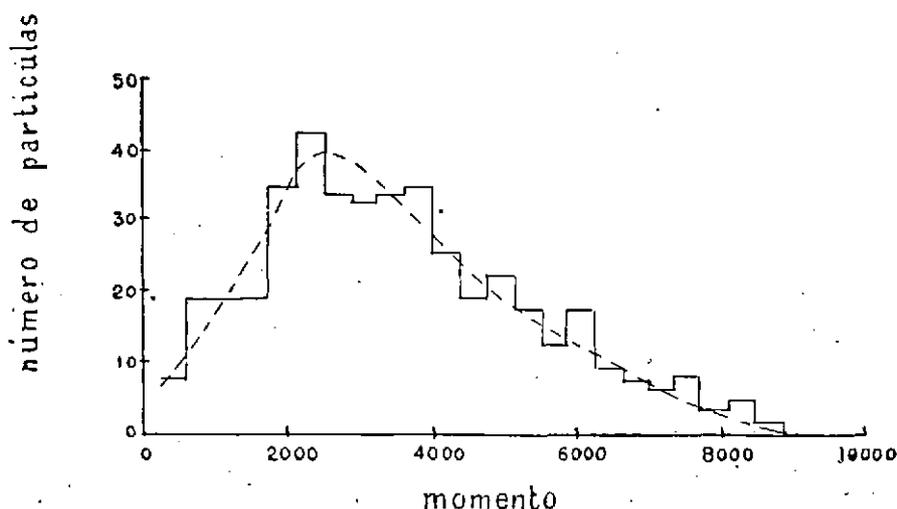


FIG. 51. Histograma indicando la distribución del momento de la cantidad de movimiento de las partículas beta emitidas por una sustancia radioactiva.

ción gamma que da lugar a la formación del par es superior a los 1,02 Mev., el exceso de energía aparece bajo la forma de energía cinética de los componentes del par y del átomo con el que ha chocado el fotón. En la lámina IX puede verse una fotografía, tomada por CURIE y JOLIOU⁽¹⁾ en la cámara de WILSON, de la formación de un «par» electrón-positrón por aniquilación de un fotón en choque con un átomo de argón.

Neutrino.—Hemos indicado anteriormente que la radiación beta emitida por un núcleo radioactivo presenta un espectro de velocidades

(1) I. CURIE y F. JOLIOU: J. de Phys., 4, 494 (1933).

continuo. Esto indica que las partículas beta emitidas tienen todas las velocidades posibles comprendidas entre cero y un cierto límite superior. En la FIG. 41 hemos visto la curva de distribución de velocidades de las partículas beta para diversos elementos, y en la FIG. 51 tenemos representado un histograma de una emisión de este tipo, en el cual las ordenadas representan el número de partículas observadas en intervalos sucesivos e iguales del momento, determinado por el radio de las partículas en un campo magnético. En este histograma se ven las pequeñas irregularidades que presenta el espectro de la radiación. Se toma como energía de la radiación la energía máxima observada.

El hecho de que en la emisión de partículas beta no quede libre una cantidad definida de energía, como sucede en la emisión alfa o gamma, constituye un problema de difícil explicación. Para resolverlo no caben más que dos explicaciones. Una de ellas consiste en negar la validez de la ley de conservación de la energía en este caso. Esta solución, propuesta por BOHR⁽¹⁾ como hipótesis de trabajo, significaría echar por tierra toda la física actual. La otra explicación admite la existencia de una partícula que acompaña al electrón en la emisión beta, y cuya energía no es observable por los métodos actuales.

Esta última hipótesis, propuesta por PAULI y desarrollada por FERMI⁽²⁾, admite la existencia de una partícula: el neutrino. A cada desintegración beta corresponderá la emisión de dos partículas, un electrón y un neutrino. La energía total emitida se distribuirá de una manera continua entre las dos partículas.

Esta hipótesis ha recibido numerosas confirmaciones indirectas, excepto la más interesante: el descubrimiento de la partícula. Una de estas comprobaciones la da la desintegración del B¹². La masa isotópica de éste es 12,0168 y mediante emisión de un electrón se transforma en C¹² de masa 12,00386. La diferencia de masa es de 0,0129 UM, lo cual equivale a una energía de 12 Mev. La energía media de los electrones emitidos es de sólo 4 Mev, pero en cambio la energía máxima del espectro continuo beta es superior a 11 Mev. Es decir, próximamente igual a la energía liberada en la desintegración.

El neutrino debe ser una partícula sin carga eléctrica y que, al igual que el fotón, debe carecer de masa en reposo. Como en la emisión beta no varía el spin del núcleo emisor, el neutrino debe poseer un spin $\frac{1}{2}$, como exige la ley de conservación de los momentos al ser también $\frac{1}{2}$ el valor del momento mecánico del electrón emitido.

Radiación cósmica y mesotones.—Es conocido de antiguo el hecho

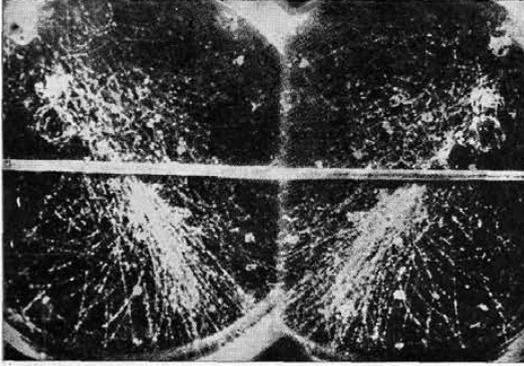
(1) N. BOHR, H. A. KRAMERS y J. SLATER: *Z. Physik.*, 24, 69 (1924).

(2) E. FERMI: *Z. Physik.*, 88, 161 (1934).



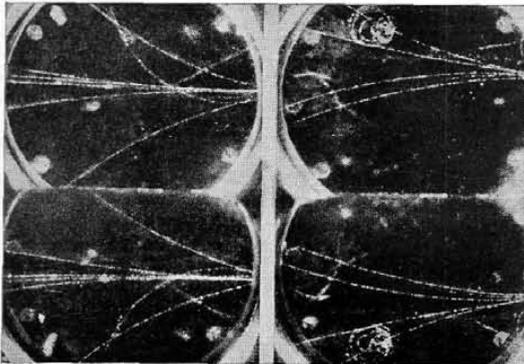
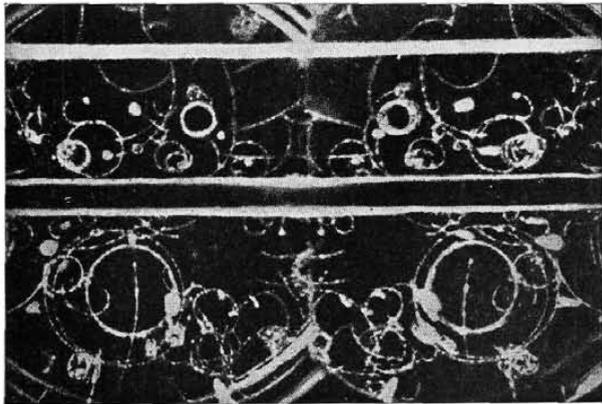
LAMINA XI

En todas las fotografías de esta lámina la cámara de WILSON estaba colocada dentro de un intenso campo magnético



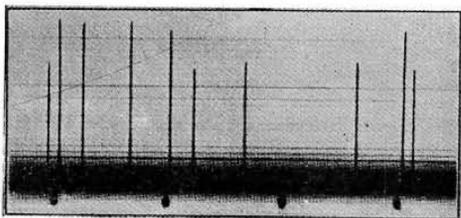
Chaparrones de partículas producidos por un rayo cósmico de 20 Mev. (C. D. ANDERSON y S. NEIDERMEYER.)

Electrones de muy baja energía como resultado final de un chaparrón producido por un fotón incidente. A causa de su baja energía los electrones describen una circunferencia completa en el campo magnético.
(R. A. MILLIKAN.)



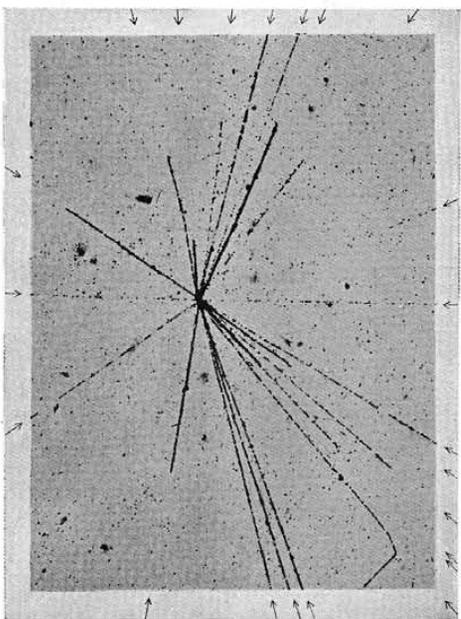
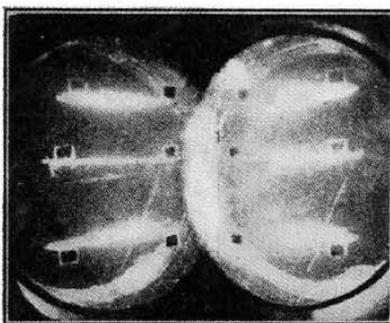
En la parte superior aparecen tres positrones y tres electrones, producidos por impacto de un rayo cósmico de 500 Mev sobre un átomo metálico. En la parte inferior un rayo cósmico de 2.000 Mev en choque análogo produce dos positrones y seis electrones.
(R. A. MILLIKAN.)

LAMINA XII



Oscilograma que indica la ionización producida por los fragmentos de la escisión del uranio. (J. R. DUNNING.)

Fotografía tomada en la cámara de Wilson de los fragmentos de la escisión del uranio. (D. COSON.)



Desintegración explosiva de un núcleo de plata por la acción de un rayo cósmico de gran energía. Mosaico de varias microfotografías obtenidas con las placas Ilford, en las que se observan veinticinco trazos de fragmentos, incluidos protones, partículas y núcleos pesados. (C. F. POWELL y G. P. OCCIALINI.)

de que el aire posee una débil conductividad. ELSTER y GEITEL⁽¹⁾ y WILSON⁽²⁾ fueron los primeros que estudiaron sistemáticamente este fenómeno; para ello utilizaron una cámara de ionización, montada en un soporte aislante, llena de aire y mediante un electroscopio medían la ionización que en ella se producía. Según RUTHERFORD y COOKE⁽³⁾, se forman continuamente, en aire, alrededor de 10 iones por c. c. y segundo, y rodeando la cámara de ionización de una gruesa plancha de plomo, persiste todavía una débil ionización.

Esta ionización fué atribuída a la débil radiación radioactiva terrestre.

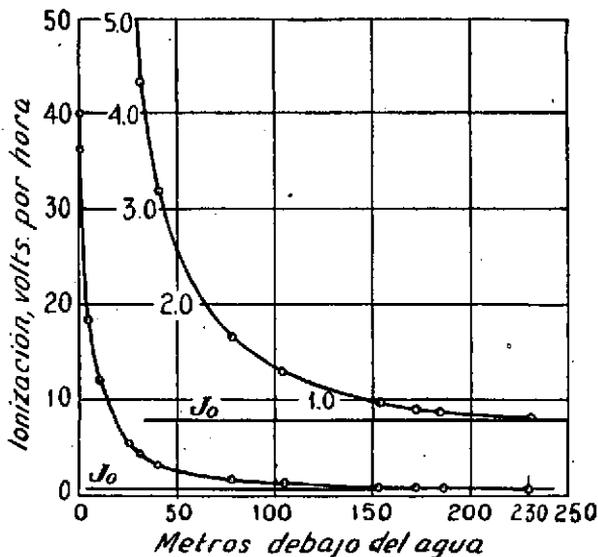


FIG. 52. Penetración de los rayos cósmicos.—Las curvas representan los experimentos de REGENER acerca de la penetración de rayos cósmicos en el agua.

En 1909 GOCKEL⁽⁴⁾ hizo notar que la intensidad de esta radiación no disminuye cuando el aparato registrador se eleva sobre el suelo. Posteriormente, HESS y KOLHÖRSTER⁽⁵⁾ efectuaron observaciones a distintas alturas, mediante ascensiones aerostáticas, encontrando el resultado sorprendente de que la ionización crece con la altura y que a 9.000 metros se producen, en la cámara de ionización llena de aire, 93 iones por c. c. y por segundo, frente a los 10 que se producen en la superficie

(1) H. ELSTER y R. GEITEL: *Phys. Zeits.*, 1, 11 (1899).

(2) C. T. R. WILSON: *Camb. Phil. Soc.*, 11, 32 (1900).

(3) E. RUTHERFORD y H. L. COOKE: *Phys. Rev.*, 16, 183 (1903).

(4) A. GOCKEL: *Phys. Zeits.*, 11, 280 (1910); 12, 595 (1911).

(5) V. HESS: *Phys. Zeits.*, 12, 998 (1911); 14, 610 (1913). W. KOLHÖRSTER: *Phys. Zeits.*, 14, 1.153 (1913).

terrestre. La intensidad de la radiación no presenta variación importante del día a la noche, lo que excluye el que tenga su origen en el sol. Existe una pequeña variación diurna observada por DOAN ⁽¹⁾ y estudiada por DUPÉRIER ⁽²⁾, cuya magnitud máxima es de 0,4 %.

Esta radiación aparece como procedente de los espacios interstelares, por lo cual MILLIKAN y CAMERÓN la denominaron, en 1925, rayos cósmicos. Los alemanes, que fueron sus descubridores, la llaman «Höhensstrahlung» o «Ultrastrahlung».

La radiación cósmica presenta un poder de penetración muy superior a la de los rayos gamma más duros. Los experimentos de MILLIKAN y CAMERÓN ⁽³⁾, efectuados en lagos profundos, en los cuales no ha-

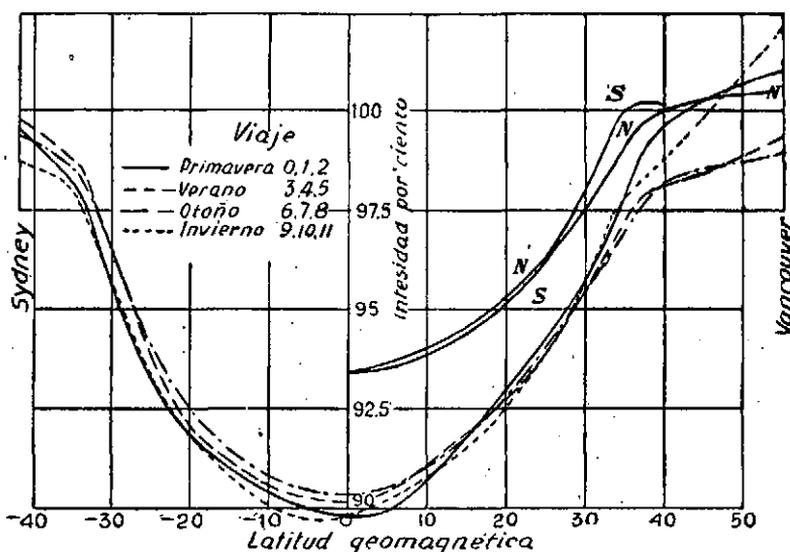


FIG. 53. Efecto de latitud.—Las curvas representan la variación de la ionización producida por los rayos cósmicos con la latitud en el Océano Pacífico. El valor 100 está tomado arbitrariamente. (Compton y Turner).

bía indicios de radioactividad, demostraron la presencia de la radiación cósmica a 500 metros de profundidad. En la curva de la FIG. 52 están representadas las observaciones efectuadas por REGENER ⁽⁴⁾ en el lago Constanza, situado a 395 metros de altura sobre el nivel del mar, acerca de la absorción de la radiación cósmica por el agua. Después de recorrer una capa de agua de 200 metros de espesor, la ionización, aunque reducida a un 2 % de su valor inicial, persiste todavía. La curva de pene-

(1) R. L. DOAN: Phys. Rev., 49, 107 (1936).

(2) A. DUPÉRIER: Nature, 158, 196 (1946).

(3) R. A. MILLIKAN y G. CAMERÓN: Phys. Rev., 28, 851 (1926); 31, 921 (1928).

(4) E. REGENER: Z. Physik, 74, 433 (1932).

tración en el agua demuestra que la radiación cósmica es cien veces más penetrante que la radiación gamma más dura que se conoce en la Naturaleza.

En 1927 el físico holandés CLAY⁽¹⁾ descubrió que la radiación cósmica es más débil en las regiones ecuatoriales que en Europa o América. Las medidas de CLAY daban para la intensidad de la radiación cósmica en Java (7° S.) un valor que representa sólo un 10 a un 20 % de

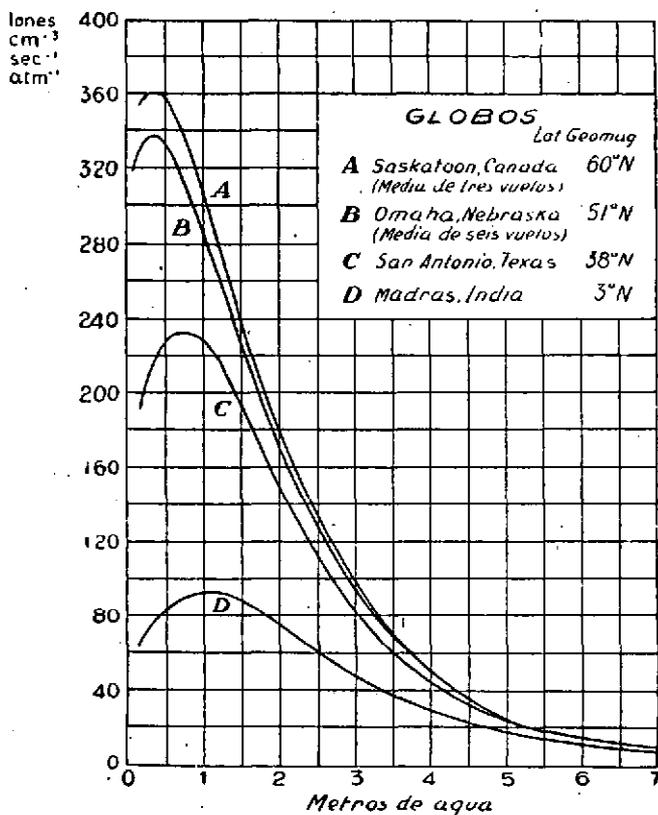


FIG. 54. Efecto de altitud.—Resumen de las determinaciones de la ionización producida por la radiación cósmica a diferentes alturas. Las medidas han sido efectuadas por Bowen, Millikan y Neher mediante globos sonda.

la intensidad de la radiación en Holanda. Esto fué comprobado por otros observadores, notando una dependencia entre la intensidad de la radiación cósmica y la latitud magnética. En la FIG. 53 están representados los resultados obtenidos por COMPTON y TURNER⁽²⁾ en viajes efectuados entre Vancouver y Sidney, en el cual se cruza el Ecuador mag-

(1) J. CLAY: *Naturwiss.*, 37, 687 (1932).

(2) A. H. COMPTON y R. TURNER: *Phys. Rev.*, 52, 799 (1937).

nético y el Ecuador geográfico. Como puede verse, existe también un pequeño efecto de la estación del año.

A grandes alturas sobre el nivel del mar, el efecto de la latitud es mucho mayor. En la FIG. 54 está el resumen de las observaciones efectuadas por BOWEN, MILLIKAN y NEHER⁽¹⁾ mediante globos sondas. Las abcisas representan el recorrido de la radiación a través de la atmósfera en metros de agua (1 atmósfera = 10,3 metros).

La presencia del efecto de latitud impide la explicación de que los rayos cósmicos consisten en fotones, ya que no existe ninguna razón para que los haces de fotones procedentes de espacios interestelares se vean repelidos por la zona ecuatorial. Precisamente por esta variación en la intensidad de la radiación cósmica hay que suponer que está constituida por partículas de gran energía cargadas eléctricamente. Una partícula cargada debe ser desviada de su trayectoria por el campo magnético terrestre; si se aproxima a las regiones polares se mueve casi paralelamente a las líneas magnéticas y experimentará, por tanto, una desviación mínima; por el contrario, si se aproxima a la región ecuatorial, sufrirá una desviación máxima y, por tanto, le será difícil el llegar a la superficie terrestre.

La teoría general del efecto del campo magnético terrestre sobre la trayectoria de una partícula cargada es muy complicada. Únicamente se simplifica en el caso de que las partículas se muevan en el plano ecuatorial.

También se presenta un efecto de la longitud geográfica sobre la radiación cósmica, cuya magnitud está indicada en la tabla XII:

TABLA XII

<i>P o s i c i ó n</i>	<i>Longitud</i>	<i>Iones/c. c./seg.</i>	<i>Disminución %</i>
Pasadena.	117° O.	1,75	...
Ecuador (Singapoore) . . .	105° E.	1,53	12
Ecuador (Pacífico central).	165° O.	1,57	10
Ecuador (cerca de América)	90° E.	1,60	8

Este efecto se interpreta como una indicación de que el campo magnético terrestre no es simétrico.

La naturaleza de los rayos cósmicos ha sido investigada mediante

(1) I. BOWEN, R. A. MILLIKAN y V. NEHER: Phys. Rev., 44, 246 (1933).



los métodos utilizados en la detección de las partículas nucleares. Los artificios más empleados han sido la cámara de niebla y el contador de GEIGER. Recientemente se ha impuesto el método fotográfico como indispensable en los trabajos sobre la radiación cósmica.

La primera observación de rayos cósmicos mediante la cámara de niebla fué efectuada accidentalmente en 1927 por SKOBELZYN⁽¹⁾ en el curso de unas medidas de radioactividad. Posteriormente, utilizando un gran campo magnético, observó que en las fotografías aparecen trayectorias circulares de pequeña curvatura. Utilizando el método ya conocido, medida del radio de la trayectoria conociendo la intensidad del campo magnético, se llegó a la conclusión de que los rayos cósmicos consisten en partículas extremadamente veloces; para obtener velocidades similares en los electrones sería necesario aplicarles diferencias de potencial superiores a los 100 millones de voltios.

Al estudiar la radiación cósmica mediante la cámara de niebla, es frecuente observar la aparición de dos o más trazos que se producen simultáneamente; frecuentemente éstos divergen de un centro común situado en la pared o en el exterior de la cámara. Si se coloca un obstáculo en el interior de la propia cámara, como por ejemplo una lámina de plomo, aparecen grupos de trazos, la mayoría de los cuales se ven salir divergentes de un punto del obstáculo. En la lámina XI están reproducidas fotografías que registran este fenómeno. Frecuentemente un trazo simple de la radiación cósmica sirve de punto de origen a un grupo de trazos, como se ve en la primera fotografía de la lámina.

Tales grupos de trazos parecen como formados por chaparrones de electrones y positrones creados por el impacto de una partícula de gran energía sobre la materia. Un estudio estadístico de las curvaturas de los trazos demuestra que se forman igual número de partículas negativas y positivas, cuyas energías están comprendidas entre 1 Mev y más de 500 Mev, siendo las energías más comunes de 5 a 20 Mev.

Presenta un gran interés la formación de chaparrones de magnitudes diversas encontrados por ANDERSON y NEDDERMEYER⁽²⁾. Estos utilizaron una cámara de niebla controlada por un contador de GEIGER y dividida en dos mitades por una lámina de plomo de 3,5 mm. de espesor, colocada en un poderoso campo magnético de más de 24.000 gauss. Las fotografías de la lámina XI están tomadas precisamente mediante este artificio. En las determinaciones efectuadas cerca del nivel del mar, en Pasadena, de 2.684 fotografías de rayos cósmicos, 383, o sea el 14 %, mostraban la presencia de chaparrones de dos o más partículas. A 4.300 metros sobre el nivel del mar, en Pikes Peak, de 1.775 fotografías obte-

(1) R. SKOBELZYN: *Z. Physik*, 43, 354 (1927); 54, 686 (1929).

(2) C. ANDERSON y S. NEDDERMEYER: *Phys. Rev.*, 50, 263 (1936).



nidas, 725, el 42 %, presentaban chaparrones; una de las fotografías obtenidas presentaba chaparrones con más de 300 trazos de electrones y positrones, cuya energía total era superior a los 15.000 Mev. El número de partículas de un chaparrón se incrementa si éste pasa a través de la lámina de plomo, como se ve en las fotografías de la lámina

Un hecho importante comprobado en estas determinaciones es la del incremento en la frecuencia de estos chaparrones de partículas a grandes elevaciones.

Para determinar el origen de estos chaparrones de partículas utilizó Rossi⁽¹⁾ tres contadores en coincidencia colocados en forma de V. Con ello una descarga coincidente en los tres tubos puede ser producida únicamente por un chaparrón que contenga como mínimo dos partículas, incluyendo la incidente también, o (caso muy raro) por dos partículas

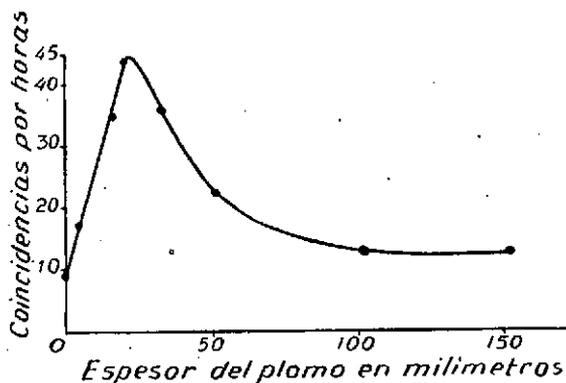


FIG. 55. Rayos cósmicos.—La curva nos indica la variación producida en la producción de chaparrones por la interposición de láminas de plomo. Las determinaciones están efectuadas por Rossi mediante el método de coincidencias.

independientes que pasen simultáneamente a través de los aparatos. De esta forma estudió el número de chaparrones que se presentan en función del espesor de la lámina de plomo. Los resultados obtenidos están resumidos en la curva de la Fig. 55, en la que se ve la variación del número de coincidencias determinadas por hora al variar el espesor de la lámina de plomo. El máximo número de chaparrones ocurre para un espesor de plomo de 13 milímetros. Curvas similares se han obtenido con hierro y con aluminio.

Es evidente que estos chaparrones se originan en la lámina metálica y que la partícula incidente no es ionizante. Sin duda son inducidos por neutrones o fotones, producidos por un choque anterior de la par-

(1) B. Rossi: Z. Physik, 82, 161 (1933).

tícula primaria que forma los rayos cósmicos. A partir de un chaparrón pueden formarse varios, en forma de proceso en cascada.

En la cámara de WILSON se ha observado un tipo de chaparrón totalmente diferente a los indicados anteriormente. Se trata de una verdadera explosión de un átomo, en la cual salen despedidas partículas en todas direcciones. Estas explosiones son raras en la cámara de niebla, tanto, que JANOSEY⁽¹⁾ y HAZEN⁽²⁾ no han encontrado más que tres después de examinar 900 fotografías. El número de explosiones, al igual que el de chaparrones, aumenta con la altura sobre el nivel del mar.

Estas explosiones de átomos inducidas por los rayos cósmicos están siendo estudiadas en la actualidad mediante el método fotográfico, con ayuda de las nuevas placas especiales para investigaciones nucleares. OCCHIALINI y POWELL⁽³⁾ han encontrado procesos de desintegración múltiple producidos por los rayos cósmicos, exponiendo las placas a 3.800 metros de altura, en el «Pic du Midi», en los Pirineos. En la lámina XII hemos reproducido algunas de las fotografías obtenidas por estos investigadores. El estudio de estos fenómenos lleva a la conclusión de que están inducidos por partículas de pequeña masa, poca carga y gran energía.

Después del descubrimiento del efecto de latitud en la radiación cósmica, se supuso generalmente que los rayos cósmicos primarios consistían, al menos en una gran parte, en electrones.

Sin embargo, a partir de 1934, se suscitaron grandes dudas acerca de la certeza de esta interpretación, al calcular las pérdidas de energía que deben experimentar los rayos cósmicos en su camino a través de la atmósfera y de los obstáculos artificiales que se les interpongan.

Cuando una partícula energética cargada pasa a través de la materia, pierde energía a causa de dos procesos:

- 1) Ionización de los átomos cuyas órbitas electrónicas atraviese, produciendo electrones y dejando los átomos en estado excitado.
- 2) Interacción con el fuerte campo que rodea a los núcleos atómicos, con radiación de energía. Los fotones irradiados pueden producir electrones secundarios de gran energía.

Observaciones efectuadas en los rayos beta indican una pérdida de energía de unos 32 ev por «par» de iones producido, no variando mucho este valor con la velocidad del electrón. De la ionización media producida por los rayos cósmicos en su recorrido se deduce una pérdida de energía de unos 2.500 ev por centímetro de recorrido. Lo cual da para el recorrido total a través de la atmósfera, 8×10^5 cms. reducidos a aire

(1) L. JANOSEY: Proc. Roy. Soc., 179, 361 (1942).

(2) W. E. HAZEN: Phys. Rev., 49, 107 (1943); 66, 254 (1944).

(3) G. P. S. OCCHIALINI y C. F. POWELL: Nature, 159, 93, 186 (1947).

normal, una pérdida total de 2×10^9 ev. Esta pérdida es inferior a la energía de los rayos cósmicos en su entrada en la atmósfera (por encima de los 10^{10} ev).

Si los rayos cósmicos sólo experimentaran pérdida de energía por ionización, el cálculo anterior permitiría suponer que su componente primario son electrones. Al calcular la pérdida por radiación hay que abandonar esta suposición, por resultar una pérdida de energía superior a la inicial de los rayos cósmicos. El cálculo se efectúa mediante la fórmula de BETHE y HEITLER⁽¹⁾, según la cual la energía radiante emitida por centímetro de recorrido por una partícula de masa M y de carga z y que se mueve con la energía cinética E a través de un medio material compuesto de átomos de número atómico Z , viene dada por

$$\frac{dW}{dx} = \frac{z^4 Z^2}{M^2} E f \left(\frac{E}{M} \right)$$

donde f indica una función que es la misma para toda clase de partículas y sustancias. Para energías elevadas f tiende a ser constante.

Al hacer el cálculo de la pérdida de energía de la radiación cósmica en su paso a través de la atmósfera y de láminas metálicas, se vió que la suma de las pérdidas por ionización y por radiación eran superiores a la energía inicial de los rayos cósmicos, en el supuesto de que éstos estuviesen formados primariamente por electrones. Los resultados obtenidos por ANDERSON y NEDDERMEYER⁽²⁾, utilizando láminas de plomo y de platino como frenadores de la radiación, indican la presencia de partículas de un poder de penetración excepcionalmente grande, las cuales poseen, de acuerdo con la fórmula anterior, una carga específica (e/m) muy inferior a la del electrón.

De aquí se dedujo que en los rayos cósmicos debían de existir unas partículas de masa intermedia entre la del electrón y la del protón. A esta nueva partícula se le asignaron diversos nombres (dynaton, yukon, barytron, electrón pesado); actualmente se las conoce como mesones o mesotones.

La masa del mesotón, determinada por su poder ionizante en la cámara de niebla, es unas 200 veces superior a la del electrón.

El mesotón es una partícula poco estable, con una vida de solamente 2,3 millonésimas de segundo, desintegrándose, probablemente, en un electrón y un neutrino.

Se han verificado medidas de absorción de los mesotones a diferentes altitudes por SCHEIN, WOLLAN y GROETZINGER⁽³⁾. A una altura

(1) H. A. BETHE y W. HEITLER: PROC. ROY. SOC., 146, 83 (1934).

(2) C. ANDERSON y S. NEDDERMEYER: PHYS. REV., 50, 263 (1936); 51, 884 (1937).

(3) M. SCHEIN, E. WOLLAN y G. GROETZINGER: PHYS. REV., 58, 1.027 (1940).

de 9.300 metros el 60 % de los mesotones presentan energías superiores a 500 Mev, mientras que al nivel del mar únicamente unos pocos presentan energías de esta magnitud.

Los mesotones poseen una carga unidad, la cual puede ser positiva o negativa. La observación del efecto Este-Oeste ha mostrado una mayor abundancia de mesotones positivos. Algunos autores suponen la existencia de mesotones neutros, a los que dan el nombre de neutretos.

El efecto Este-Oeste a que hemos aludido en el párrafo anterior está ocasionado por el campo magnético terrestre en su rotación diurna. Aunque la atmósfera sólo posee un espesor de algunos centenares de kilómetros, el campo magnético terrestre es apreciable hasta una distancia de 16.000 kilómetros. A 700 kilómetros la intensidad del campo magnético es alrededor de una octava parte que en la superficie terrestre. Las líneas de fuerza de este campo corren, por encima de la Tierra, en el sentido de Sur a Norte; por tanto, las partículas cargadas que poseen la energía suficiente para vencer el bloqueo del campo magnético y llegan a la atmósfera verticalmente, en la zona ecuatorial, deben sufrir los efectos de una fuerza, que las desviará. Este efecto—de acuerdo con la regla de la mano derecha—empuja las partículas positivas hacia el Este, de manera que llegarán a la atmósfera terrestre, no verticalmente, sino en una dirección que se inclinaría al Oeste en la vertical. Por el contrario, las partículas cargadas negativamente llegarían a la Tierra en su mayoría según una dirección inclinada hacia el Este de la vertical. Si se montan dos o tres tubos de GEIGER sobre una varilla o armazón vertical, de modo que puedan inclinarse hacia el Este o hacia el Oeste, y si entre las partículas que llegan al Ecuador predominan las positivas, los tubos registrarán más partículas cuando se incline el artificio hacia el Oeste que cuando esté vertical o inclinado hacia el Este. Por el contrario, si predominan las partículas negativas, contarán más número cuando estén inclinados hacia el Este. Las observaciones efectuadas han dado una preponderancia moderada para las partículas positivas, 57 % (según algunos, 73 %) (1).

Según CONVERSI, PANCINI y PICCIONI (2), esto es debido a que los mesotones negativos poseen una probabilidad mucho mayor que los positivos de ser capturados por los campos nucleares.

El origen de la radiación cósmica continúa siendo un misterio. La idea más extendida en la actualidad es que la radiación cósmica primaria está formada por protones (3), cuyo origen puede ser debido a explosiones atómicas interstelares, los cuales, al llegar a las capas más ele-

(1) T. H. JOHNSON: *Phys. Rev.*, 48, 287 (1935).

(2) M. CONVERSI: E. PANCINI y O. PICCIONI: *Phys. Rev.*, 71, 209 (1947).

(3) N. ARLEY: *Phys. Rev.*, 70, 975 (1946).



vas de la atmósfera, son fuertemente absorbidos por los núcleos atómicos con producción de mesotones, que son los que, junto con electrones producidos a su paso por la atmósfera, llegan a las capas bajas, donde son estudiados. En la radiación cósmica que llega a nuestros aparatos detectores hay que distinguir un componente duro, muy penetrante, y un componente blando, fácilmente absorbible. El componente duro está

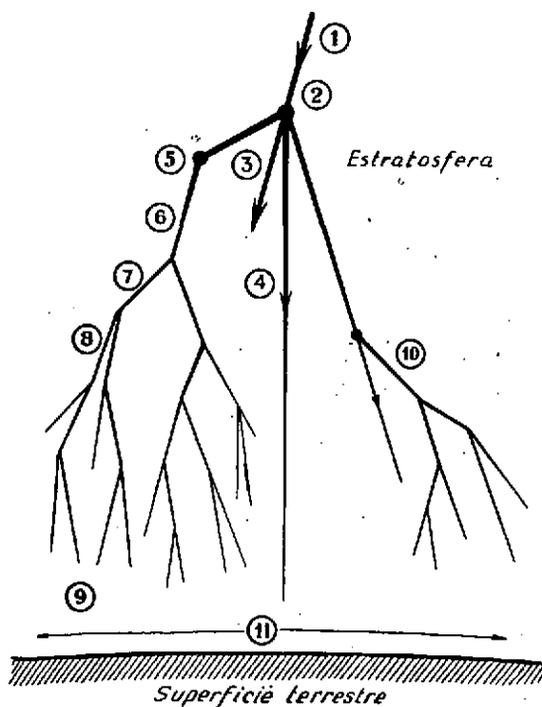


FIG 56. Origen de los rayos cósmicos.—La partícula primaria (1), probablemente un protón, es absorbida fuertemente por un núcleo atómico (2), con producción de mesotones. (3) representa el protón difundido y (4) un mesotón de gran energía capaz de alcanzar las regiones bajas de la atmósfera. Un mesotón lento (5) puede desintegrarse dando lugar a un electrón (6) de gran energía, el cual puede dar origen a un fotón (7) y a un par (8), originando los clásicos chaparrones. A (10) ha llegado un electrón secundario capaz de producir un chaparrón. (Tomado de L. LEPRINCE-RINGUET, en «Atome», 5, 1947).

formado por mesotones, neutrones y fotones, mientras que el componente poco penetrante es de indudable naturaleza electrónica (1).

En la FIG. 55 está esquematizado el supuesto proceso de los rayos cósmicos a partir de un protón primario de gran energía.

Las diversas determinaciones de la masa del mesotón, efectuadas

(1) S. A. KORFF y B. HAMERMESH: Phys. Rev., 69, 155 (1946).

por el método de desviación en campo magnético en la cámara de WILSON, habían conducido siempre al mismo resultado, dando un valor igual a 200 veces la masa en reposo del electrón. Al parecer, estos resultados no responden a la realidad, ya que recientemente, mediante fuentes intensas de radiaciones de gran energía producidas por los betatrones, se han descubierto mesotones de masa más pequeña. Al parecer, estos resultados conducen a la formación de un espectro continuo de masas para esta partícula, a partir de una masa 20 veces superior a la del electrón (1). Anteriormente ya había sido anunciado el descubrimiento de mesotones de masa cuatro veces superior a la del mesotón ordinario (2).

(1) Tomado de L. LEPRINCE-RINGUET en la revista francesa «Atome», pág. 3, 1947.

(2) L. LEPRINCE-RINGUET y M. LIBRATIER: J. phys. radium, 7, 65 (1946).







CAPITULO VII

Reacciones nucleares

Desintegración artificial.—Hasta hace relativamente pocos años era un dogma en Química la absoluta permanencia de los elementos químicos. Los cuerpos simples podían reaccionar entre sí, pero conservaban su integridad de modo que el número de átomos de carbono, por ejemplo, existentes en el Universo era siempre el mismo. Esta creencia, que ya no tenía razón de ser después del descubrimiento de los fenómenos radioactivos, tuvo que ser definitivamente abandonada cuando RUTHERFORD logró en 1919 romper un núcleo por bombardeo con rayos alfa. La primera desintegración artificial la logró RUTHERFORD bombardeando nitrógeno con partículas alfa procedentes del Po^{214} (RaC'), de 6,97 cms. de alcance en aire. En la lámina I está reproducida la primera fotografía de una desintegración artificial lograda en la cámara de WILSON, en la que se ven los trazos normales de las partículas alfa a través de una atmósfera de nitrógeno, con las desviaciones ocasionales al final de su trayectoria, de acuerdo con las leyes de la difusión de partículas, y entre ellas se encuentra una trayectoria de desviación extraordinariamente larga. Resultados análogos obtuvieron posteriormente CHADWICK, KIRSCH y PETERSON con otros núcleos tales como B, F, Ne, Na, etc., demostrando, por experimentos de desviación en campos eléctricos y magnéticos, que las trayectorias largas corresponden a protones. La presencia

(1) E. RUTHERFORD: Phil. Mag., 37, 581 (1919).



de estos protones no tiene otra explicación que el haberse verificado una transformación nuclear, que podrá expresarse por la ecuación



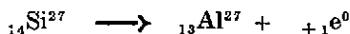
En términos químicos, podríamos decir que el nitrógeno y el helio han reaccionado dándonos oxígeno e hidrógeno. Tenemos, pues, aquí una gran analogía con las reacciones químicas, de las que sólo se diferencia en que las energías puestas en juego son mucho mayores en el caso de las reacciones nucleares. Esto justifica el nombre de Química nuclear aplicado al estudio de estas transformaciones.

El empleo de proyectiles obtenidos artificialmente, enormemente acelerados, tales como protones, deutones, etc., y el descubrimiento del neutrón, que se ha mostrado como el agente desintegrador por excelencia a causa de carecer de carga, han hecho que el número de reacciones de este tipo se multiplique. Hoy en día el uso de isótopos, estables o radioactivos, obtenidos artificialmente es de uso normal en los laboratorios de los países científicamente adelantados.

Radioactividad inducida.—Las primeras reacciones nucleares conducían siempre a la obtención de núcleos isótopos estables ya existentes en la Naturaleza. En 1934 I. CURIE y F. JOLIOU⁽¹⁾ observaron que al bombardear boro, magnesio o aluminio mediante partículas alfa procedentes del polonio, se producía una radioactividad, artificial o inducida, consistente en la emisión de positrones, siendo la vida media de la sustancia radioactiva característica del núcleo bombardeado. En el caso del bombardeo del magnesio, se verifica la reacción



junto a la $\text{Mg}^{24}(\alpha, p)\text{Al}^{27}$ en la proporción de 20 a 1 a favor de esta última. El Si^{27} así formado, denominado radio-silicio, no es un isótopo estable del silicio, sino que es un núcleo, no existente en la Naturaleza, tan inestable que se desintegra, con una vida media de 4,92 segundos, según la ecuación



dando un positrón y el núcleo Al^{27} completamente estable.

Investigaciones posteriores han conseguido obtener más de 500 nú-

(1) I. CURIE y F. JOLIOU: Nature, 133, 201 (1934).



cleos diferentes inestables, que son isotopos de los elementos ordinarios, haciendo de la radioactividad inducida un fenómeno general. Para la obtención de estos núcleos radioactivos se han utilizado bombardeos con partículas alfa, protones, deutones, neutrones o rayos gamma. Aunque los primeros elementos con radioactividad inducida que fueron obtenidos emitían positrones, es más corriente encontrar en ellos, especialmente en los de elevado peso atómico, la emisión de electrones negativos.

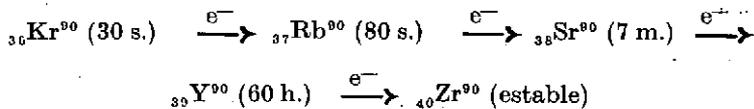
La emisión de rayos gamma, la captura del electrón K y la conversión interna son fenómenos bastante frecuentes en los núcleos con radioactividad inducida.

En algunos casos excepcionales se ha encontrado la emisión de partículas alfa por núcleos artificiales, bien solas (${}_{4}\text{Be}^8$) o acompañadas de protones (${}_{5}\text{B}^9$) o de neutrones (${}_{2}\text{He}^5$). En estos casos se trata de núcleos muy inestables, de vida media muy inferior a un segundo.

En la tabla del capítulo final están indicados los isotopos radioactivos artificiales obtenidos hasta la fecha, con sus características, emisión y vida media, así como con las reacciones nucleares que han conducido a su obtención.

La radioactividad inducida se rige por las mismas leyes de la radioactividad natural que ya conocemos.

A veces un núcleo radioactivo no da en su desintegración un núcleo estable de primera intención, sino que primero conduce a otro núcleo también inestable, el cual origina otro, que puede también ser estable o inestable, originándose de esta forma verdaderas familias radioactivas artificiales. Como ejemplo podemos poner la siguiente serie de desintegraciones que tienen su origen en el ${}_{36}\text{Kr}^{90}$ beta-emisor, con una vida media de 30 segundos, originado en la escisión del ${}_{92}\text{U}^{235}$ y del ${}_{90}\text{Th}^{232}$



Choque elástico.—Una partícula en su encuentro con un núcleo puede producir una colisión elástica o una colisión inelástica. Este último caso es el de las transmuciones nucleares.

En todo choque elástico se cumple la ley de conservación de la cantidad de movimiento; por lo tanto, parte de la energía de la partícula incidente será transferida al núcleo golpeado. Si tenemos una partícula de masa m_1 animada de la velocidad v_1 que sufre una colisión elástica con un núcleo de masa m_2 , la partícula m_1 le comunicará parte de su



energía a la m_2 , dotándola de una velocidad determinada v'_2 , mientras la suya se reduce a la v'_1 . Si designamos por Φ y θ los ángulos que forman las direcciones en que salen despedidos los núcleos con relación a la dirección primitiva de la partícula, la ley de conservación de la cantidad de movimiento nos da las siguientes ecuaciones:

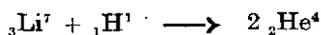
$$m_1 v_1 = m_1 v'_1 \cos. \Phi + m_2 v'_2 \cos. \theta$$

$$0 = m_1 v'_1 \text{ sen. } \Phi - m_2 v'_2 \text{ sen. } \theta$$

análogamente a como vimos ocurría en el choque de un fotón con un electrón en el efecto COMPTON, aclarado en la Fig. 49.

Balance energético.—En toda reacción nuclear existe un desprendimiento, o absorción, de energía de significación análoga a la tonalidad térmica de una reacción química. La única diferencia está en la magnitud, que es tan enorme en las reacciones nucleares, que hace que en ellas se haga patente la no validez de la ley de conservación de la masa. Al combinarse 4 gramos de hidrógeno con 32 gramos de oxígeno para formar 36 gramos de agua, una de las reacciones de la Química en que se libera más energía, se desprenden 136 kilocalorías, y al quemar totalmente 100 gramos de carbón el máximo de calor desprendido es de 731 kilocalorías; en la reacción nuclear de 7 gramos de Li^7 con 1 gramo de H^1 para dar He^4 , la energía desprendida alcanza la fantástica cifra de 400 millones de kilocalorías.

El conocimiento exacto de los pesos isotópicos ha permitido el establecer el balance energético de las reacciones nucleares por determinación de las variaciones de masa que tienen lugar en el proceso, de acuerdo con la ecuación $E = mc^2$. Consideremos de nuevo la reacción del Li^7 y el H^1 , que podemos escribir:



El peso de un átomo Li^7 es 7,01816 UM y el de un átomo H^1 es 1,00813; siendo, por tanto, suma de las masas de los dos átomos reaccionantes 8,02629 unidades másicas. La masa de un átomo He^4 es 4,00386 UM, luego el peso de los dos átomos de helio resultante de la reacción será 8,00772 UM. Vemos, pues, que los átomos resultantes poseen una masa inferior en 0,01857 unidades másicas a la suma de las masas reaccionantes. Como una unidad másica es igual a $1,659897 \times 10^{-24}$ gramos, resulta que ha existido una pérdida de masa de $3,13 \times 10^{-26}$





gramos por cada reacción individual (1). Esto es igual, de acuerdo con la ecuación de equivalencia de la masa y la energía, a $2,76 \times 10^{-5}$ erg. Esto equivale en unidades usuales en Física nuclear (2) a 17,3 Mev. Esta energía es absorbida por los núcleos de helio, en forma de energía cinética, por tanto cada partícula He^4 debe resultar en esta reacción con una energía cinética de 8,5 Mev. Los resultados experimentales de COCKROFT y WALTON (3) confirmaron brillantemente esta suposición teórica al demostrar que las partículas alfa resultantes en esta reacción tenían un alcance en el aire de 8,4 cms., correspondiente, precisamente, a una energía de estas partículas de 8,5 Mev. Esta fué la primera demostración experimental de la validez de la ecuación de equivalencia de EINSTEIN (4).

Por lo tanto, a la ecuación anterior le podremos agregar la energía de reacción, análogamente a como en las reacciones químicas se coloca el calor de reacción.

En toda reacción nuclear en que una partícula de energía cinética W_p produzca una desintegración, deberá verificarse la relación

$$Q + W_p = W_n + W_p'$$

donde W_n y W_p' son las energías cinéticas del núcleo y de la partícula resultante. Q es la energía de la reacción determinada por la variación de masa y podrá ser positivo o negativo. Para que la reacción sea factible, será necesario que el balance energético sea positivo, o sea que $Q + W_p > 0$

En toda reacción nuclear se debe cumplir la ley de conservación de las cantidades de movimiento de igual manera que en el choque elástico.

Tipos de reacciones nucleares.—Las reacciones nucleares se pueden clasificar en función del proyectil empleado en el bombardeo nuclear. Las primeras desintegraciones artificiales se efectuaron con partículas alfa procedentes de sustancias radioactivas naturales. El progreso de la técnica de aceleración de partículas permitió emplear, a partir de 1932, partículas aceleradas artificialmente. Además de las partículas materia-

(1) En Química nuclear se dan las energías por átomos individuales y no por moléculas gramo, como en el caso de las reacciones químicas ordinarias. Si queremos comparar los valores de energías dados en reacciones nucleares con los obtenidos en reacciones químicas, tendremos que multiplicar aquellos valores por el número de Avogadro, $6,02 \times 10^{23}$.

(2) En Física nuclear se utiliza como unidad de energía el electrón-voltio, que corresponde a la energía cinética que adquiere un electrón cayendo libremente en una diferencia de potencial de un voltio. Se utiliza corrientemente el múltiplo: mega electrón voltio (Mev). (Ver el apéndice con las equivalencias).

(3) J. D. COCKROFT y E. T. S. WALTON: Proc. Roy. Soc., 136, 619 (1932).

(4) En el cálculo se ha despreciado la energía cinética de los protones, en este caso particular de unos 300 Kev, que debería sumarse al primer término.

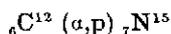


les se ha podido comprobar que determinadas radiaciones son también aptas para la producción de reacciones nucleares. Como agentes de desintegración se han empleado neutrones, protones, electrones, deutones, partículas alfa, fotones y rayos gamma. Ultimamente se ha comprobado que los mesotones son capaces de actuar como desintegradores enérgicos.

Se acostumbra a emplear una notación abreviada de las reacciones nucleares; así la reacción



se expresa:



En esta notación el símbolo que antecede al paréntesis indica el elemento que es desintegrado; la primera letra dentro del paréntesis representa la partícula empleada en el bombardeo y la segunda es la partícula, o radiación, escindida; el que está detrás es el del átomo resultante. Las abreviaturas de las partículas son: *n*, neutrón; *p*, protón; *d*, deutón, etc. Las radioactividades se expresan con un guión; así: ($-\text{e}^+$) indica una desintegración espontánea con emisión de un positrón. Igualmente se expresan las simples capturas: (*n*, $-\text{}$) indica la captura de un neutrón. La escisión por bombardeo con neutrones de un núcleo pesado lo representaremos por (*n*,E).

Habrà que tener en cuenta en las reacciones nucleares el caso en que la partícula emitida es de la misma naturaleza que la partícula incidente, es decir, el caso de la difusión elástica o inelástica de la partícula incidente.

Posibilidad de una reacción nuclear.—Para que una partícula pueda inducir una trasmutación nuclear será necesario que, venciendo la barrera de potencial que rodea al núcleo, penetre en el interior de éste. Entonces debe formarse un nuevo núcleo con una energía potencial anormalmente elevada, por tanto sumamente inestable, el cual pasa inmediatamente a una forma estable, o metastable, emitiendo el exceso de energía en forma de partícula o de radiación. En el caso de quedar el núcleo resultante en estado metastable, tenderá a formar un núcleo estable valiéndose de una transformación radioactiva. Entonces se dice que el núcleo metastable es un isotopo que posee radioactividad inducida, para diferenciarlo de aquellos otros que presentan también fenómenos radioactivos que obedecen a las mismas leyes y que se encuentran en la Naturaleza y se denominan elementos radioactivos naturales.

Para que una partícula cargada logre atravesar la barrera de poten-

cial que rodea al núcleo, la Mecánica clásica exige que posea una energía superior al valor que tenga dicha barrera. La Mecánica ondulatoria, sin embargo, admite como hemos visto en el capítulo IV la «transparencia» de esta barrera en determinadas condiciones, que permite sea atravesada por partículas de energía inferior a la calculada por la Mecánica clásica.

Como es natural, una partícula no cargada, como un neutrón, no será repelido por la carga nuclear y, por tanto, la barrera de potencial será para estas partículas completamente transparente.

En toda reacción nuclear, incluyendo en ellas también a las desintegraciones radioactivas, debe cumplirse, aparte de la ley de la conservación de la energía, la ley de conservación de las cantidades de movimiento, lo cual hace que tengan que conservarse los spines, que son momentos mecánicos.

Por tanto, si la suma de los spines de los núcleos del primer miembro de la ecuación es un número entero, los spines de los núcleos resultantes deben también sumar un número entero, o cero. Por el contrario, si la suma de los núcleos reaccionantes da un spin fraccionario, los núcleos resultantes deben dar también un spin total fraccionario.

Podemos decir que toda reacción que sea compatible con los principios de conservación de la energía y de conservación de los spines, se puede producir realmente con un rendimiento más o menos efectivo. Aparte de esto, existen reglas de selección que hacen intervenir los números cuanticos del núcleo bombardeado y de la partícula incidente, las cuales impiden determinadas reacciones o limitan extraordinariamente su rendimiento. Por último, hay que hacer notar que las partículas cargadas no poseen una probabilidad apreciable de abandonar el núcleo más que en el caso de ser su energía comparable con la altura de la barrera de potencial.

Sección eficaz.—La probabilidad de que se pueda verificar una reacción nuclear viene dada por el concepto físico de sección eficaz ⁽¹⁾ de un fenómeno.

La interacción entre un núcleo y una partícula incidente se puede representar de la siguiente manera:

Si consideramos una hoja delgada, tendremos que, desde el punto de vista estadístico, los centros de los átomos pueden ser considerados como puntos distribuidos uniformemente en un plano. Cada núcleo poseerá un campo de acción, que puede venir definido por un radio, r , que será una magnitud muy pequeña. Si una partícula alcanza este plano,

(1) «Wirkungsquerschnitts» en alemán y «Cross section» en inglés.

la probabilidad de que su centro pase por el campo de acción de radio r , de uno de estos núcleos, vendrá dada por la expresión

$$P = \frac{n \pi r^2}{A}$$

donde n es el número de átomos distribuidos en un plano de área total A , los cuales ocuparán una superficie de $n \pi r^2$. Las partículas que lleguen al campo de acción de radio r de los núcleos serán las únicas que podrán producir reacciones nucleares. Si consideramos la probabilidad por centímetro cuadrado de superficie, y designamos por

$$N = \frac{n}{A}$$

el número de núcleos por unidad de superficie, tendremos:

$$P = N \pi r^2$$

Si en lugar de considerar una partícula incidente consideramos I , entonces se verificará:

$$R = I N \pi r^2$$

donde hemos sustituido la probabilidad P por su equivalente R , que nos indica el número de procesos, o choques, que se verifican al paso de I partículas incidentes por una superficie que contiene N átomos por cm^2 . De esta expresión se deduce:

$$\pi r^2 = \frac{R}{I N} = \sigma$$

Esta es precisamente la definición de la sección eficaz total de un proceso, expresada en centímetros cuadrados.

Esta definición está dada para la sección eficaz de una reacción nuclear, pero puede ser extendida a toda clase de procesos, tales como choques inelásticos, producción de neutrones, etc.

Como los diámetros de los núcleos son del orden de 10^{-12} cm., las secciones eficaces serán aproximadamente de 10^{-24} cm^2 . Una sección eficaz de justamente 10^{-24} cm^2 se denomina «barn» y se toma como unidad.

Como veremos más adelante, las secciones eficaces en las reacciones nucleares varía entre 10^{-30} cm^2 y 10^{-22} cm^2 , o sea entre una diez mil «barn» y 100 millonésimas de «barn». Así en la reacción (n,γ) , captura del neutrón, en el caso del Cd y las tierras escasas, σ tiene un valor de 10^{-21} cm^2 , o sea 1.000 «barns». Esto quiere decir que no hace falta



que el neutrón pegue en el núcleo del átomo para provocar la emisión de una radiación gamma; basta con que choque con la sección eficaz, que es mil veces mayor. En cambio, con otros elementos, la sección eficaz de esta misma reacción es del orden de 0,1 «barn», o sea que la probabilidad de que se produzca es diez mil veces menor que en el caso anterior.

Transmutaciones por partículas alfa.—Las partículas alfa procedentes de las sustancias radioactivas fueron los primeros agentes utilizados para efectuar reacciones nucleares.

Como ya hemos indicado, fué RUTHERFORD el primero que llevó

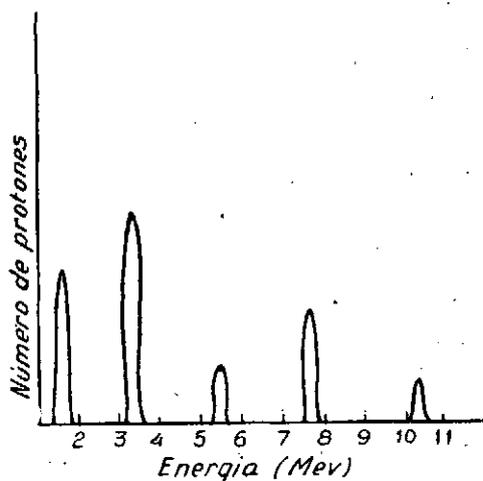


FIG. 57. *Distribución de protones.*—La figura representa la distribución de energía entre los protones emitidos en la reacción ${}_{13}\text{Al}^{27}(\alpha, p){}_{14}\text{Si}^{30}$.

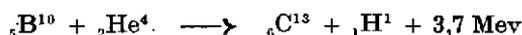
a cabo esta clase de reacciones con la ${}_{7}\text{N}^{14}(\alpha, p){}_{8}\text{O}^{17}$. Posteriormente, en unión de su colaborador CHADWICK, logró efectuar reacciones de este tipo, (α, p), con los elementos boro, fluor, neón, sodio, aluminio, silicio, fósforo, azufre, cloro, argón y potasio.

Las partículas alfa procedentes del ${}_{84}\text{Po}^{214}$ (*RaC'*), utilizado por RUTHERFORD, poseen una energía de 7,7 Mev y con ellos no se lograba la desintegración de núcleos pesados. El empleo de los artificios aceleradores de partículas ha permitido el empleo de rayos alfa perfectamente controlados y de elevada energía. Con el ciclotrón se pueden obtener partículas alfa de 40 Mev. De esta forma se ha logrado efectuar desintegraciones en núcleos de peso atómico elevado, incluso en uranio y plutonio. En la mayoría de los casos el número de átomos desinte-

grados crece, como era de esperar, con la energía de la partícula incidente.

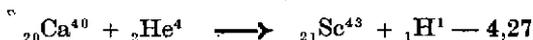
Una de las primeras reacciones estudiadas, utilizando partículas artificiales, fué la de desintegración del aluminio, $_{13}\text{Al}^{27} (\alpha, p) _{14}\text{Si}^{30}$ (1), en la que se emplearon partículas alfa de energía variable hasta 10,5 Mev, determinando el número y alcance de los protones emitidos. Se vió que los protones poseían diversos y definidos alcances para una energía dada de la partícula alfa excitante, observándose hasta ocho grupos distintos. Al aumentar la energía de las partículas alfa, el número de protones emitidos pasa por diversos máximos para determinados valores de la energía (FIG. 57). Estas energías de las partículas alfa, para las cuales la curva de producción de protones presenta picos, deben interpretarse como pertenecientes a los túneles de resonancia a través de la barrera de potencial nuclear. En el caso del aluminio, los seis valores más bajos de la energía de resonancia son 4,0, 4,49, 4,86, 5,25, 5,75 y 6,61 Mev. Se ha determinado la anchura de alguno de estos niveles, encontrándose de unos 200 Mev. Cuando el núcleo obtenido es producido directamente en el estado normal, los protones emitidos son los de máxima energía. Los grupos de protones de menor energía corresponden a la formación de un núcleo en estado excitado, el cual emite radiación gamma.

En estas reacciones (α, p) el núcleo bombardeado se incrementa en dos neutrones y un protón, con lo cual el número de neutrones se incrementa con relación al de protones. De esta manera se obtienen, por lo menos en los elementos ligeros, núcleos estables. En general, pueden resultar núcleos estables o radioactivos con cualquier clase de emisión. En la reacción



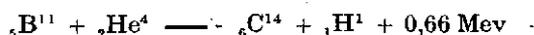
el C^{13} es un átomo estable.

En la



el núcleo Sc^{43} se desintegra con una vida media de 4 horas, emitiendo un positrón.

El proceso



(1) W. E. DUNCANSON Y H. MILLER: Proc. Roy. Soc., 146, 366, 396 (1934).

produce el C^{14} , que emite electrones negativos con una vida media de 10^3 años.

Las partículas alfa pueden producir otro tipo de reacción que condujo al descubrimiento del neutrón. Cuando se bombardea berilio con partículas alfa procedentes de la emanación o del polonio, se verifica:

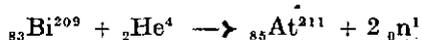


Con una reacción de este tipo fué con la que CURIE y JOLIOT descubrieron la radioactividad inducida. En este proceso aumenta la relación protón-neutrón, con lo cual existe tendencia a la formación de núcleos inestables que emiten positrones. Los núcleos estables únicamente se forman en el caso de elementos ligeros.

Con este tipo de reacción se ha logrado obtener un isotopo del nuevo elemento curio, por bombardeo del plutonio con partículas alfa de 40 Mev ⁽¹⁾. En este caso se ha logrado un nuevo tipo de reacción en el que se emiten tres neutrones por núcleo bombardeado. Se producen las dos reacciones siguientes:



El elemento 85, astato, ha sido obtenido también por este procedimiento ⁽²⁾, de acuerdo con la ecuación.



Bombardeando el U^{238} con estas partículas alfa de gran energía se logra la reacción



El isotopo del plutonio que se obtiene es radioactivo, de larga vida, emitiendo una partícula alfa y un electrón negativo. La fracción que emite el electrón se transmuta en el nuevo elemento denominado americio ${}_{95}\text{Am}^{241}$ alfa radiante, de 500 años de vida media.

Transmutaciones por protones.—Los protones, al poseer una carga electrostática, cuyo valor es la mitad que la de las partículas alfa, serán repelidos con fuerza menor por la barrera de potencial del núcleo, ya que la energía W necesaria para que una partícula, cargada positiva-

(1) T. SEABORG, R. A. JAMES y A. GIBSON: *Nature*, 159, 864 (1947).

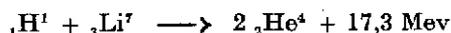
(2) D. R. CONSON, K. R. MACKENZIE y E. SEGRÉ: *Phys. Rev.*, 57, 1.087 (1940).

mente, se acerque a un núcleo de carga Z , a una distancia r , viene dada por

$$W = \frac{n Z e^2}{r}$$

donde n es el número de cargas que lleva la partícula. Por tanto, protones con energía inferior a las partículas alfa serán capaces de producir transmutaciones.

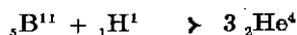
La primera reacción con protones fué lograda por COCKROFT y WALTON en 1931 ⁽¹⁾ con partículas aceleradas en un potencial de sólo 280 KV para bombardear litio. Se producía la siguiente reacción:



Al aumentar la energía de los protones crece el número de desintegraciones por partícula incidente.

Este tipo de reacciones sólo se ha logrado en núcleos ligeros, existiendo tendencia en ella a la formación de átomos estables.

En el bombardeo del B^{11} se ha obtenido el proceso:



Este tipo de reacciones en los que sólo resultan núcleos de helio las debemos considerar como desintegraciones completas, ya que, como sabemos, se considera al He^4 como uno de los componentes fundamentales del núcleo atómico.

Como ejemplo de desintegración total, podemos citar también la reacción $\text{B}^{11}(\text{p}, \alpha)\text{Be}^8$, en la cual el Be^8 resultante es sumamente inestable y se desintegra, con una vida media inferior a un segundo, en dos partículas alfa ⁽²⁾.

Utilizando un voltaje ligeramente superior para producir la reacción ${}_3\text{Li}^7(\text{p}, \alpha){}_2\text{He}^4$, vieron COCKROFT y WALTON que resultaba un átomo radioactivo con una vida media de 0,43 días. La reacción verificada es la siguiente:



y este berilio, por captura del electrón K, se transmutaba en Li^7 nuevamente con emisión de radiación gamma.

Este tipo de reacciones, que absorben energía, consisten en una simple sustitución de un neutrón por un protón en el núcleo. El átomo re-

(1) J. D. COCKROFT y E. WALTON: *Proc. Roy. Soc.*, 129, 477 (1931); 136, 619 (1932).

(2) E. GLÜCKAUF y F. A. PANETH: *Proc. Roy. Soc.*, A 165, 229 (1938).



sultante, con la misma masa pero una carga positiva más, es inestable y tiende a estabilizarse emitiendo su exceso de carga bajo forma de positrón o por captura del electrón K. Para que este tipo de reacciones se produzca es necesario que la energía de los protones exceda de un cierto valor mínimo. Esto es debido a que al tratarse de procesos que absorben energía será necesario suministrarle ésta bajo la forma de energía cinética de la partícula incidente; por tanto, mientras la energía del protón no sea superior a la energía absorbida en el proceso, éste no comienza. En la FIG. 58 está representada una curva típica de excitación en la que se varía la energía de las partículas incidentes. El umbral

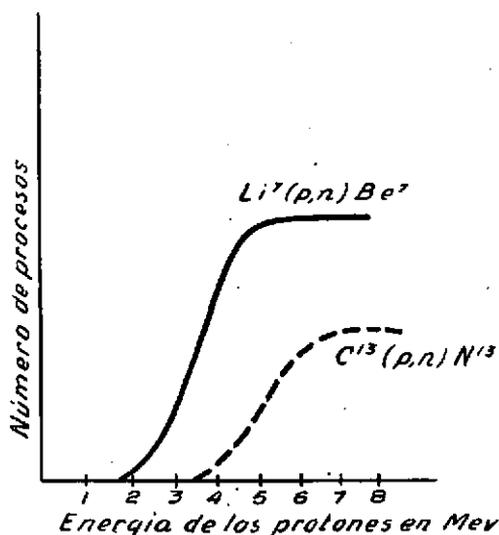


FIG. 58. En esta figura está representada la variación de número de procesos obtenidos en las reacciones (p,n) al variar la energía de los protones.

de energía está en los 2,5 Mev. En el caso de la reacción ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ el umbral de excitación está en los 1,86 Mev y en la ${}^{13}\text{C}(p,n){}^{13}\text{N}$ es de 3,20 Mev. Este tipo de curva es típica para toda clase de reacciones inducidas por partículas cargadas. Al aumentar la energía de la partícula incidente aumenta el número de reacciones individuales, hasta un valor a partir del cual al aumentar la energía de la partícula permanece constante el número de reacciones inducidas. Este valor corresponde al de la barrera de potencial, por encima del cual todas las partículas incidentes poseen la misma eficacia.

En ocasiones ocurre que el protón incidente es captado por el nú-

cleo, formando un núcleo estable con emisión de radiación gamma. Como ejemplo nos puede servir la siguiente reacción (1):



La simple captura del protón presenta un gran interés a causa de la gran energía de los rayos gamma emitidos en el proceso. La máxima energía útil de la radiación gamma natural es de 2,6 Mev, mientras que en la captura del protón por el Li^7 se emiten rayos gamma con 17 Mev de energía. En otras reacciones de este tipo la energía es menor, pero siempre alrededor de los 6 Mev, lo cual es un valor considerable. De esta manera podemos tener una fuente de rayos gamma de gran energía, los cuales sean capaces, a su vez, de producir otras transmutaciones.

Este tipo de reacción (p, γ) se utiliza mucho para la obtención de isotopos radioactivos.

Por bombardeo del Be^9 con protones se ha logrado el proceso siguiente:



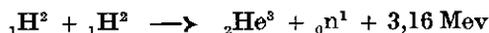
Esta reacción es la única en la que se ha logrado el proceso (p,d).

Por bombardeo con protones de 16 Mev se ha logrado la emisión de dos partículas simultáneas, protón y neutrón. En el cobre se ha obtenido la reacción (2):



Transmutaciones por deutones.—El deutón se ha mostrado como uno de los proyectiles más eficaces para producir desintegraciones nucleares. Al igual que en el caso de las otras partículas cargadas, el deutón posee una probabilidad finita para atravesar la barrera de potencial, aunque su energía sea inferior a la altura de ésta.

Una de las primeras reacciones inducidas por deutones fué efectuada bombardeando agua pesada sólida por deutones de baja energía (3), verificándose según:



Este proceso es muy eficaz, ya que con sólo 100 KV un deutón de cada 10^8 partículas incidentes produce la reacción. Esta reacción tiene

(1) L. DU BRIDGE, S. BARNES, J. BUCK y C. STRAIN: *Phys. Rev.*, 53, 447 (1938).

(2) J. R. RICHARDSON y B. T. WRIGHT: *Phys. Rev.*, 70, 445 (1946).

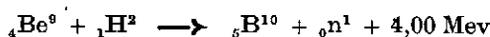
(3) M. L. OLIPHANT, P. HARTECK y E. RUTHERFORD: *Proc. Roy. Soc.*, 144, 692 (1934).



mucho interés por verificarse entre núcleos extremadamente ligeros y verificarse con deutones de energía muy pequeña. Los neutrones emitidos salen con una energía de 2 Mev, y al no ir acompañados de radiación gamma, hacen fácil la interpretación de los fenómenos producidos por los neutrones procedentes de esta fuente.

Ha sido observado un grupo de neutrones de baja energía, alrededor de 1 Mev, que se considera producido por la difusión de los neutrones rápidos, debido a lo cual el núcleo He^3 resulta en estado de excitación.

La reacción



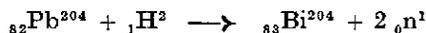
es muy usada como productora de neutrones, los cuales salen con energías próximas a la suma de la energía de las partículas incidentes y de la energía de la reacción (4,00 Mev). Con deutones de 5 Mev obtenidos en el ciclotrón se han producido neutrones de energías próximas a los 9 Mev. Este procedimiento de obtención de neutrones es muy usado a causa de la gran estabilidad del berilio frente al calor.

Bombardeando litio con deutones muy veloces se ha encontrado una fuente de neutrones de gran energía. La reacción es:



Con deutones de 10 Mev se obtienen neutrones con la enorme energía de 25 Mev.

Con deutones de gran energía, 20 Mev, se han logrado reacciones del tipo (d,2n)⁽¹⁾. Como ejemplo, tenemos la



Al ser bombardeado un núcleo por deutones puede verificarse el proceso (d,p), como, por ejemplo:



en los cuales resulta un núcleo isotopo del bombardeado de número másico una unidad mayor. El resultado es idéntico al de la reacción de captura de un neutrón, dando núcleos estables o radioactivos beta emisores, con vida media inferior a un año.

Este tipo de reacciones son los más comunes de las inducidas por

(1) J. J. HOWLAND, D. H. TEMPLETON e I. PERLMAN: Phys. Rev., 71, 552 (1947)..



deutones y se verifican lo mismo con elementos ligeros que con pesados, desde el mismo deuterio hasta el uranio.

Este tipo de reacción (d,p) presenta interés por la forma de verificarse. Si el proceso tuviera lugar como el resto de las reacciones nucleares, habría que suponer que el deutón atravesaba la barrera de potencial. Una vez el deutón dentro del núcleo debería ser expulsado el protón, el cual, a su vez, tendría que atravesar la barrera de potencial, que se opondría a su salida con la misma energía que a su entrada. Si el proceso tuviera lugar en la forma usual era de esperar que este tipo de reacciones presentase una probabilidad muy pequeña de verificarse, comparado con el proceso (d,n) de escape del neutrón, que no tendría ninguna dificultad para atravesar la barrera de potencial. Sin

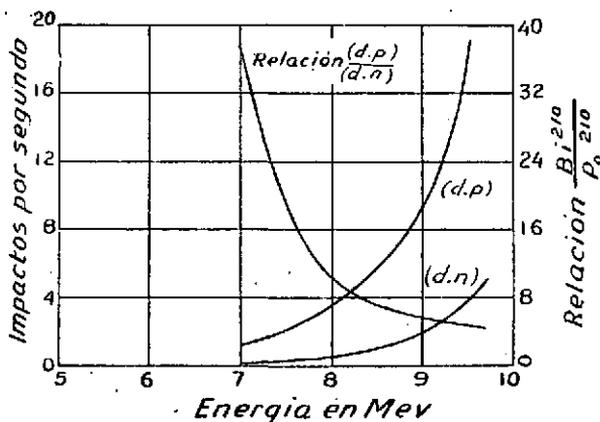


FIG. 59. Bombardeos con deutones.—Las curvas indican la variación en eficacia de las reacciones (d,p) y (d,n) al variar la energía de los deutones en el caso del bombardeo del bismuto.

embargo, la realidad es que la probabilidad es mayor para la emisión del protón que para la emisión del neutrón. CORK⁽¹⁾ ha determinado la probabilidad de estos procesos en el bombardeo por deutones del bismuto. Este elemento posee un solo isótopo, el ${}_{83}\text{Bi}^{209}$. En la emisión de neutrón se verificará la reacción ${}_{83}\text{Bi}^{209}(\text{d},\text{n}){}_{84}\text{Po}^{210}$. Este Po^{210} , o RaF , es radioactivo, alfa radiante, con vida media de 140 días, mientras que el núcleo resultante en la emisión del protón, según la ecuación $\text{Bi}^{209}(\text{d},\text{p})\text{Bi}^{210}$, el isótopo 210 del bismuto que resulta, o RaE , es también radioactivo, pero beta-radiante y con vida media de 5 días. Estas diferencias tan notables entre los núcleos resultantes en las dos reacciones hace que sean fácilmente identificables. En la Fig. 59 están re-

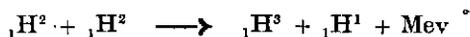
(1) J. M. CORK, J. HALPERN y H. TATEL: *Phys. Rev.*, 57, 371 (1940).

presentados los resultados obtenidos en el bombardeo de muestras idénticas de bismuto con deuterones de energía variables. La reacción (d,p) se verifica mucho más fácilmente que la (d,n).

OPPENHEIMER y PHILLIPS (1) han explicado esta aparente contradicción, suponiendo que el deutón, constituido por un neutrón y un protón, al aproximarse mucho a un núcleo sufre una polarización en el campo eléctrico de éste, orientándose la línea protón-neutrón de manera que este último quede junto al núcleo. En estas condiciones el neutrón es fuertemente atraído por el núcleo, rompiéndose el débil enlace del deutón: El protón, a causa de su carga, es repelido por la barrera de potencial, mientras que el neutrón, sin carga, la atraviesa sin dificultad y se introduce en el núcleo, dando lugar a las reacciones características del neutrón, la más común de las cuales es la captura.

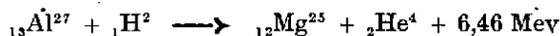
Si la energía de los deuterones es elevada al proceso OPPENHEIMER-PHILLIPS, no debe tener lugar y la partícula íntegra debe atravesar la barrera de potencial. En este caso será más probable la reacción (p,n), como se ha comprobado con deuterones de energías comprendidas entre 10 y 14,5 Mev.

Hemos visto antes cómo mediante la reacción ${}_1\text{H}^2 (d,n) {}_2\text{He}^3$ se obtiene un isótopo del helio, desconocido hasta entonces, que resulta ser estable. En este proceso se observó la presencia de protones de energía ligeramente superior a la del neutrón. Esto se debe a la reacción (2):



obteniéndose el isótopo de masa tres del hidrógeno que es radioactivo, beta-radiante, con vida media de 31 años. Tienen interés estas dos reacciones por haberse obtenido con ellas dos isótopos que vinieron a llenar la laguna existente entre el H^2 y el He^4 . Al tener los neutrones y protones aproximadamente la misma energía, resulta que los núcleos H^3 y He^3 deben tener masas sensiblemente iguales.

El deutón puede producir un tercer tipo de reacción en la que resulte una partícula alfa, p. ej.:



Estas reacciones deben ser poco eficaces a causa de la dificultad que debe tener el núcleo de helio, doblemente cargado, para salir del

(1) J. R. OPPENHEIMER y M. PHILLIPS: *Phys. Rev.*, 48, 500 (1935).

(2) M. L. OLIPHANT, P. HARTCK y E. RULBERFORD: *Proc. Roy. Soc.*, A 144, 692 (1934).



núcleo atravesando la barrera de potencial. En la FIG. 60 están representados los resultados obtenidos por CORK y HALPERN (1) en la comparación de los dos tipos de reacciones (d,n) y (d, α). Para ello bombardearon láminas de hierro puro con deuterones de energía variable. Se verificaban dos clases de reacciones: una de ellas era la ${}_{26}\text{Fe}^{54}(\text{d},\text{n}){}_{27}\text{Co}^{55}$, en la que el Co^{55} es radioactivo, emisor de positrones, con vida media de 18,2 horas; en la otra reacción se obtiene un Mn^{52} , también emisor de positrones, pero con una vida media de 21 minutos, según el esquema ${}_{26}\text{Fe}^{54}(\text{d},\alpha){}_{25}\text{Mn}^{52}$. Como se ve en la figura, la eficacia del proceso (d,n) crece al incrementar la energía de los deuterones incidentes, hasta

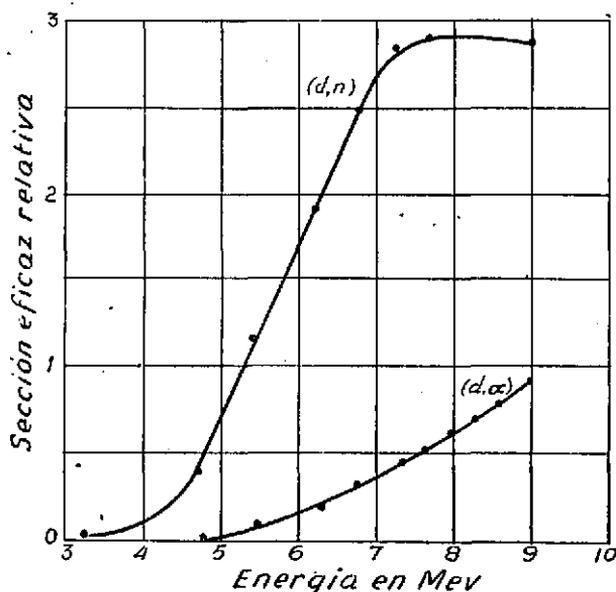


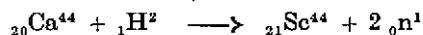
FIG. 60. Reacciones (d,n) y (d, α).—Variación de la sección eficaz con la energía de los deuterones incidentes en las reacciones $\text{Fe}^{54}(\text{d},\text{n})\text{Co}^{55}$ y $\text{Fe}^{54}(\text{d},\alpha)\text{Mn}^{52}$ (J. Cork y J. Halpern).

un máximo de unos 7,5 Mev, a partir del cual decrece ligeramente al aumentar la energía de las partículas. La eficacia de la reacción (d, α), inferior a la anterior, aumenta progresivamente con la energía de los deuterones. En ambos casos el deutón ha traspasado la barrera de potencial. El proceso OPPENHEIMER-PHILLIPS no puede jugar aquí ningún papel, ya que esta reacción no puede ser iniciada por un neutrón que entre en el núcleo.

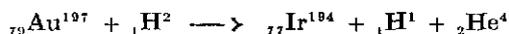
Por medio de deuterones, al igual que por otros agentes, se pueden inducir reacciones de las cuales resulten dos partículas, iguales o distin-

(1) J. M. CORK y J. HALPERN: Phys. Rev., 57, 667 (1940).

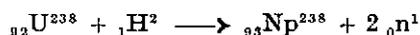
tas. Así, a partir del elemento número 20, calcio, se ha logrado un proceso en el cual resultan dos neutrones por núcleo bombardeado. Sirva como ejemplo la reacción (1).



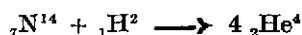
Los procesos en los cuales resultan dos partículas diferentes son raros. Al bombardear oro con deutones de gran energía se ha logrado la reacción



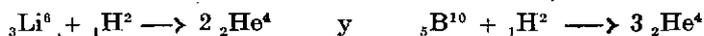
Este tipo de reacción ha servido para obtener por bombardeo del uranio con deutones de 16 Mev un isotopo del nuevo elemento denominado neptunio (2), de acuerdo con el proceso



Con el ciclotrón de 60 pulgadas de BERKELEY se ha podido trabajar con deutones de hasta 14 Mev, con los cuales, y con ayuda de los nuevos medios de detección de partículas con placas fotográficas especiales, se ha logrado obtener procesos que no están resumidos en los tipos anteriores. Uno de los más interesantes, por tratarse de una desintegración total, es el de trasmutación del N^{14} en cuatro partículas alfa (3), según



Se producen reacciones con emisión de dos o tres partículas alfa en casos similares a los del bombardeo con protones. Así tenemos



También se han logrado procesos en los cuales resultan partículas alfa y neutrones, p. ej., las reacciones



Este resultado, obtenido bombardeando dos isotopos distintos del Li y del B, es interesante desde el punto de vista teórico, ya que confirma plenamente la idea que tenemos acerca de la constitución nuclear. La única diferencia entre dos isotopos es el número de neutrones.

(1) G. P. SMITH: Phys. Rev., 59, 937 (1941).

(2) H. D. SMYTH: Atomic Energy.

(3) P. H. FOWLER, H. B. BURROWS y W. J. J. CURRY: Nature, 159, 569 (1947).

Con deuterones se ha logrado una curiosa reacción, en la cual la partícula emitida es el isotopo tres del hidrógeno, cuya existencia en la Naturaleza fué discutida durante largo tiempo hasta que se rechazó esta posibilidad, el cual es radioactivo. Esto se ha conseguido, p. ej., en el proceso (1)



Este tipo de reacciones absorben una cantidad considerable de energía. Como caso excepcional podemos citar la captura del deutón por el C^{12} , según la reacción (2)



en la cual la radiación gamma posee una energía de 11 Mev.

Transmutaciones por neutrones.—Los neutrones, a causa de su carencia de carga, se han mostrado como unos agentes de desintegración eficacísimos.

El neutrón incidente puede, en determinados casos, quedar unido al núcleo golpeado, y de esta manera dar lugar a un nuevo isotopo del elemento bombardeado. Este proceso se denomina captura del neutrón. Si el núcleo resultante queda en un estado energético de excitación, el exceso de energía se emite en forma de radiación, convirtiéndose entonces en un isomero estable. Este nuevo núcleo se diferenciará del primitivo en que su número másico será una unidad mayor. Puede ocurrir que el nuevo isotopo formado no sea estable, y entonces, por emisión radioactiva, se convertirá en otro átomo estable.

FERMI y sus discípulos (3), empleando neutrones de 10,9 Mev obtenidos de una fuente de (Ra + Be), son los que, en Roma, han trabajado más intensamente en el fenómeno de la captura del neutrón, encontrando que la sección eficaz para esta reacción varía considerablemente de un elemento a otro. Para algunos elementos, como el Cd y las tierras raras, la sección eficaz es del orden de 4.000 barns, mientras que para otros elementos es únicamente de 0,1 barn.

Se ha creído observar por KIKUCHI y AOKI (4), entre otros, una periodicidad análoga a la de los volúmenes atómicos para el caso sección eficaz

(1) L. B. BORST: Phys. Rev., 59, 941 (1941).

(2) W. E. BENNET y T. W. BONNER: Phys. Rev., 58, 183 (1940).

(3) E. FERMI, F. AMALDI, O. D'AGOSTINO, F. RASETTI y E. SGRÉ: Proc. Roy. Soc., 146, 483 (1934).

(4) S. KIKUCHI y H. AOKI: Phys. Rev., 55, 108 (1938).





en la captura de neutrones por los diversos elementos. En la FIG. 61 están representados estos resultados, habiéndose utilizado neutrones obtenidos por bombardeo de agua pesada por deuterones.

Se ha observado que las radioactividades inducidas en Ag, Rh, In y otros varios elementos aumentan considerablemente cuando están rodeados de parafina u otra sustancia hidrogenada. Se supone que las capas de hidrógeno retardan los neutrones rápidos incidentes, lo cual

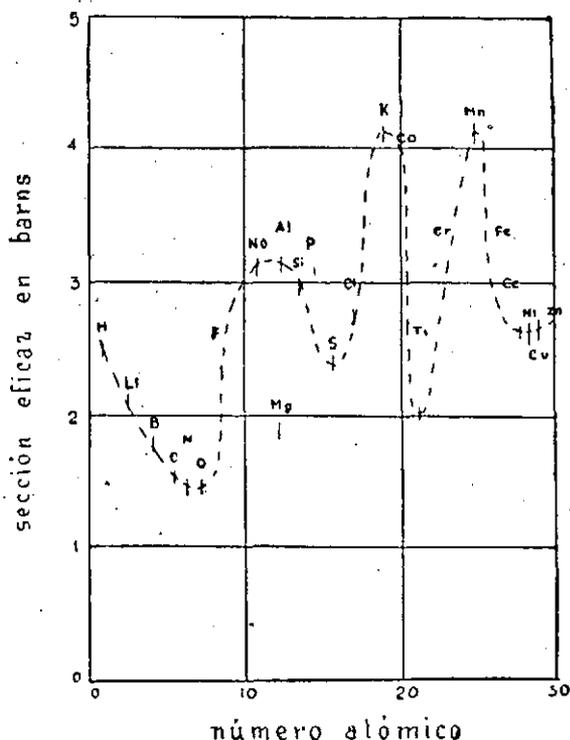


FIG. 61. Captura del neutrón.—Resultados obtenidos por KIKUCHI y AOKI en el estudio de la variación de la sección eficaz de la captura del neutrón por diversos elementos.

será consecuencia de que la sección eficaz de captura del neutrón varíe inversamente a su velocidad.

En algunos elementos se ha demostrado la existencia de una absorción selectiva, la cual se debe interpretar como un fenómeno de resonancia entre determinados estados energéticos y los neutrones lentos. La captura de un neutrón libera gran cantidad de energía, equivalente a su exceso de masa W_n más la energía cinética E_n . Antes de la emisión de la radiación gamma esta energía queda almacenada en el núcleo. De los principios de la Mecánica cuántica resulta que este proceso pre-



senta una gran probabilidad cuando puede entrar en resonancia con un nivel energético del núcleo, es decir, cuando la energía disponible $W_n + E_n$ es igual a la energía de un nivel de excitación del núcleo formado.

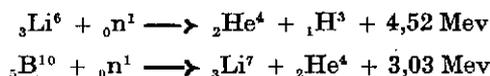
Al resultar estas reacciones de la simple captura de un neutrón es indudable que su balance energético nos dará la energía de enlace de un neutrón a un núcleo. Si nos fijamos en la tabla del capítulo final, veremos que las masas de dos isotopos consecutivos, correspondientes a elementos pesados, difieren casi exactamente en una unidad masica. Por tanto, al unirse el neutrón ha surtido, en estos casos, una pérdida de masa de 0,00895 UM, lo cual corresponde a una energía de enlace de unos 9 Mev.

Presenta particular interés a este respecto la captura de un neutrón por el ${}_{92}\text{U}^{238}$ dando ${}_{92}\text{U}^{239}$, el cual, por emisión de una partícula beta, se convierte en ${}_{93}\text{Np}^{239}$, también beta-radiante, con lo que llegamos al ${}_{94}\text{Pu}^{239}$, siendo estos dos elementos transuranidos.

Los primeros trabajos de L. MEITNER, O. HAHN y F. STRASSMANN ⁽¹⁾ indicaban una sección eficaz de 1.200 barns para la absorción por resonancia en 25 ev. en el ${}_{92}\text{U}^{238}$. Las medidas de ANDERSON ⁽²⁾ daban una absorción en 5 ev. para una sección eficaz de 5.000 barns. Quizá la absorción tenga lugar en diversos potenciales de resonancia.

Menos comunes que la captura del neutrón, pero de gran importancia en muchos casos, son las trasmutaciones con emisión de partículas.

El caso del boro y del litio permite establecer una conexión entre las reacciones inducidas por neutrones lentos y las inducidas por neutrones rápidos. La reacción anteriormente estudiada (n, γ) es típica de los neutrones lentos. Sin embargo, la acción de neutrones lentos sobre el *Li* y el *B* no conduce a una reacción de este tipo. Este proceso transcurre según la ecuación



o sea pertenecientes al tipo (n, α). Esta clase de reacciones debe exigir, en general, el empleo de neutrones rápidos, ya que la partícula alfa debe poseer energía suficiente para atravesar la barrera de potencial. Si el *B* y el *Li* son excepción a esta regla, será debido, en primer lugar, a que las reacciones citadas son fuertemente exoérgicas. En segundo término, las barreras de potencial del H^3 y del Li^7 tienen muy pequeña altura y, por tanto, son transparentes a las partículas alfa dotadas de la

(1) I. MEITNER, O. HAHN y F. STRASSMANN: *Z. Physik.*, 106, 249 (1936).

(2) H. L. ANDERSON: *Phys. Rev.*, 57, 566 (1940).



energía derivada de la energía de enlace del neutrón, sin que sea necesario elevar esta energía por medio de la energía cinética del neutrón.

Para que la transmutación (n, α) se verifique en núcleos de número atómico elevado, será necesario emplear neutrones rápidos, cuya energía cinética sea suficiente para dotar a la partícula alfa de la energía necesaria para abandonar el núcleo a través de la barrera de potencial. En núcleos muy pesados, por encima del bario, es difícil que se verifique este proceso a causa de la gran altura de la barrera de potencial.

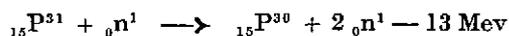
En las reacciones inducidas por neutrones rápidos puede verificarse la emisión de un protón. Este tipo de procesos será más fácil de verificar que el anterior, a causa de que la barrera de potencial será más fácil de remontar por el protón, que lleva una sola carga, que por la partícula alfa doblemente cargada. Debido a ello, el campo de esta reacción se extiende a núcleos más pesados que el bario, ya que incluso se ha llevado a efecto en el bismuto:



El núcleo resultante en este tipo de reacciones suele ser radioactivo beta-emisor, revertiendo, mediante la emisión del electrón, en el isotopo original.

Con neutrones rápidos resultan también las reacciones con emisión de dos o tres neutrones. Este tipo de procesos puede considerarse como un caso especial de la difusión inelástica. En efecto, el neutrón rápido choca con el núcleo y le cede parte de su energía; de esta manera el núcleo queda en estado excitado. Puede suceder que el exceso de energía del átomo excitado sea superior a la energía de enlace (8-9 Mev) de un neutrón perteneciente al núcleo. De esta manera resulta la emisión de un neutrón. Si la energía en exceso es doble de dicha cantidad, puede resultar la emisión de dos neutrones, aparte del productor de la reacción. En el caso de la reacción $(n, 2n)$ resulta un isotopo de número másico una unidad menor. Si el núcleo producido no existe en la naturaleza, es probable que sea radioactivo emisor de positrones.

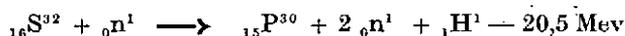
Como ejemplo de este tipo de procesos nos puede servir el del bombardeo del P^{31} por neutrones rápidos:



Para que esta reacción se verifique será necesario que la energía cinética E_n del neutrón incidente sea superior a 13 Mev. El isotopo P^{30} tiene una vida media de 2,55 minutos emite positrones.

En el caso de emisión de tres partículas con neutrones de energía

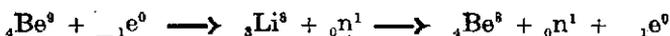
superior a 20 Mev, cabe la posibilidad de que se trate de dos neutrones y un protón. Como ejemplo, tenemos la reacción:



Nos queda por ver un tipo interesantísimo de reacciones inducidas por neutrones. Se trata de los fenómenos de escisión ⁽¹⁾ de núcleos pesados, que, por bombardeo con neutrones, en lugar de emitir partículas ligeras, se rompen en dos partes de masa parecida. Este proceso se ha encontrado en átomos de número atómico superior a 90. La escisión de los átomos produce un desprendimiento grande de energía, del orden de los 190 Mev por reacción individual. Los fenómenos de escisión fueron obtenidos por primera vez por FERMI ⁽²⁾ y posteriormente por HAHN, MEITNER y STRASSMANN ⁽³⁾ y CURIE ⁽⁴⁾, aunque ninguno de éstos logró interpretar correctamente el fenómeno, confundiéndolo con otras reacciones ya conocidas de las inducidas por los neutrones. HAHN y STRASSMANN ⁽⁵⁾ fueron los primeros que se dieron cuenta de la verdadera naturaleza del proceso.

Los resultados obtenidos en el estudio de este fenómeno son tan interesantes, que no tenemos más remedio que prestarles una atención especial, dedicándoles el capítulo VII.

Transmutaciones por electrones.—Los diversos experimentos efectuados para producir radioactividad en diversos elementos por bombardeo con electrones con energía de hasta un millón de electrón-voltios han resultado infructuosos. GUTH ⁽⁶⁾, considerando el problema desde un punto de vista teórico, indica que es de esperar resultado satisfactorio cuando la energía de los electrones incidentes exceda del valor del umbral de la desintegración fotoeléctrica. Como para el berilio este umbral es de 1,6 Mev, debería ser posible, como prueba de la teoría, efectuar la reacción con el generador de VAN DE GRAAF, de potencia máxima de 1,8 Mev, existente en la Universidad de Notre Dame. La reacción que debería verificarse sería:



El resultado, al efectuar la prueba ⁽⁷⁾, fué satisfactorio y se vió que

(1) «Fission» en inglés y «Spaltung» en alemán.

(2) E. FERMI: *Nature*, 133, 898 (1934).

(3) O. HAHN, L. MEITNER y F. STRASSMANN: *Naturwiss.*, 26, 475 (1938).

(4) I. CURIE y P. SAVITCHE: *Jour. de Phys.*, 9, 355 (1939).

(5) O. HAHN y F. STRASSMANN: *Naturwiss.*, 27, 11, 89 (1939).

(6) E. GUTH: *Phys. Rev.*, 55, 412 (1939).

(7) G. B. COLLINS, B. WALDMANN y W. GUTH: *Phys. Rev.*, 56, 876 (1939).

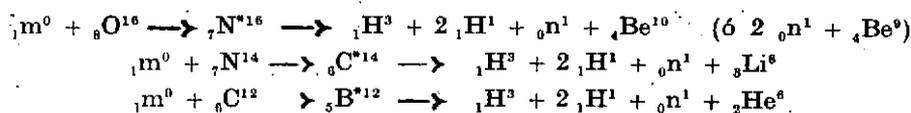


con electrones de energía superior a 1,63 Mev existía una emisión de neutrones. Utilizando diferentes espesores de berilio, se comprobó que la desintegración no era debido a rayos gamma o X producidos por los electrones al frenarse. La sección eficaz de esta reacción, para energías de 1,73 Mev, es solamente del orden de 10^{-31} cm².

Después de este primer experimento satisfactorio se cree posible el inducir radioactividad en núcleos pesados mediante bombardeo electrónico. La actividad que pueda producirse de esta manera estará relacionada con los estados energéticos excitados del átomo normal. Estos estados metastables, que representan niveles de energía superiores a 1,5 Mev, existen en el indio, plomo, estroncio y plata y posiblemente en otros varios.

Transmutaciones por mesotones.—No se conoce todavía ningún método para la producción a voluntad de mesotones; por ello las reacciones nucleares por ellos inducidos que conocemos son únicamente las producidas por los rayos cósmicos. El estudio de este tipo de procesos ha avanzado mucho últimamente gracias al empleo de la detección fotográfica de los trazos de las partículas mediante el uso de las nuevas emulsiones especiales.

El mesotón puede producir trasmutaciones por simple captura. PERKINS (1) da cuenta de las siguientes reacciones producidas por mesotones:



La energía cinética del neutrón producido es de unos 4 Mev. Al parecer, el mesotón es capturado por un núcleo y aniquilado. Con ello, el núcleo se transforma en otro de número atómico una unidad inferior, a causa de la carga negativa del mesotón, que queda en un nivel de excitación excepcionalmente elevado, a causa de la energía suministrada por el aniquilamiento del mesotón (0,1 UM = 93 Mev). Este núcleo con tan gran exceso de energía se desintegra en la forma anormal indicada en el esquema.

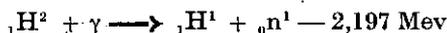
Transmutaciones por rayos gamma.—Una radiación con energía elevada debe poder producir efectos de trasmutación.

CHADWICK y GOLDBABER (2) sometieron deuterio, cuya energía de en-

(1) D. H. PERKINS: *Nature*, 159, 126 (1947).

(2) J. CHADWICK y M. GOLDBABER: *Proc. Roy. Soc.*, 151, 479 (1935).

face es pequeña, a la acción de los rayos gamma, de 2,62 Mev, procedentes del $_{83}\text{Bi}^{212}$ (*ThC*), y observaron su desintegración en sus componentes. A este proceso le denominaron «fotodesintegración», y responde a la ecuación:



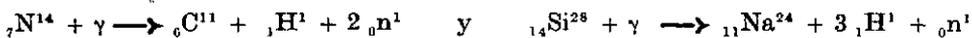
Esta reacción es posible por materialización de la energía. Aunque ya hemos visto otras trasmutaciones en las cuales la energía se materializaba, como ocurre en todas las reacciones nucleares endoérgicas, es esta reacción la que más se presta para el estudio de este fenómeno. La suma de las masas del hidrógeno y el neutrón es superior en 0,00236 UM a la masa del deuterio. Esta masa es equivalente a 2,197 Mev; por tanto, si la ley de equivalencia es cierta, la reacción anterior podrá ser provocada por radiaciones de energía superior a 2,197 Mev. La energía de los rayos gamma se transforma en materia.

Este tipo de reacciones es reversible y podemos tener la «desmaterialización» de la materia. La captura de un neutrón térmico por hidrógeno produce un núcleo de deuterio con desprendimiento de un fotón gamma de 2,19 Mev.

La sección eficaz para el proceso de transmutación del deutón es de $6 \times 10^{-28} \text{ cm}^2$.

La posibilidad de tener rayos gamma de energías elevadas ha permitido extender estas reacciones de fotodesintegración a casi todos los elementos del sistema periódico. Una de las fuentes de rayos gamma más usadas consiste en bombardear litio con protones, donde resultan rayos gamma de más de 17 Mev.

Con el uso del betatrón de 100 Mev de la General Electric ha sido posible la obtención de rayos X (o gamma) de gran energía. Esta radiación, de energía sólo comparable a la de los rayos cósmicos, es capaz de producir desintegraciones múltiples, análogas a las inducidas por mesotones, en las que se emiten, o «evaporan», hasta seis u ocho partículas. BALDWIN y KLAIBER⁽¹⁾ han efectuado estos experimentos y han obtenido reacciones múltiples, en las cuales, junto a neutrones, protones y partículas alfa, han encontrado núcleos radioactivos. Los rayos X los obtienen haciendo incidir un haz de electrones de 100 Mev sobre wolframio, resultando la radiación que sale a través de las paredes de vidrio del tubo de vacío. El espectro energético de esta radiación es continuo, presentando todas las energías por debajo de los 100 Mev. Como ejemplo pueden servir los procesos



(1) G. C. BALDWIN y G. S. KLAIBER: Phys. Rev., 70, 259 (1946).

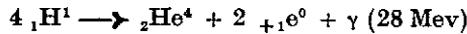


Es posible que también se produzcan partículas cargadas de masa intermedia, a las que hicimos alusión anteriormente.

Reacciones termonucleares.—Para producir por medios térmicos reacciones análogas a las que hemos visto inducen las partículas aceleradas, harían falta temperaturas de varios millones de grados. Estas temperaturas son totalmente impracticables en los laboratorios, pero en cambio son usuales en el interior del sol y de muchas estrellas. En el interior del sol la temperatura es de 20 millones de grados; a esta temperatura las reacciones nucleares deben verificarse con toda facilidad. Precisamente son las reacciones nucleares las que proporcionan la enorme energía que irradian el sol y las estrellas constantemente. Según indicaron independientemente BETHE⁽¹⁾ y WEIZSACKER, la energía solar es proporcionada por el siguiente ciclo de reacciones:

	<i>Vida media</i>
1) ${}_6\text{C}^{12} + {}_1\text{H}^1 \longrightarrow {}_7\text{N}^{13} + \gamma$	$2,5 \times 10^8$ a.
2) ${}_7\text{N}^{13} \longrightarrow {}_6\text{C}^{13} + {}_+1\text{e}^0$	10 m.
3) ${}_6\text{C}^{13} + {}_1\text{H}^1 \longrightarrow {}_7\text{N}^{14} + \gamma$	50.000 a.
4) ${}_7\text{N}^{14} + {}_1\text{H}^1 \longrightarrow {}_8\text{O}^{15} + \gamma$	5×10^7 a.
5) ${}_8\text{O}^{15} \longrightarrow {}_7\text{N}^{15} + {}_+1\text{e}^0$	2 m.
6) ${}_7\text{N}^{15} + {}_1\text{H}^1 \longrightarrow {}_6\text{C}^{12} + {}_2\text{He}^4$	2.000 a.

El ciclo tarda, pues, unos 50 millones de años en completarse. Como puede verse, el carbono no se consume en el proceso. Esta reacción puede resumirse de la siguiente forma:



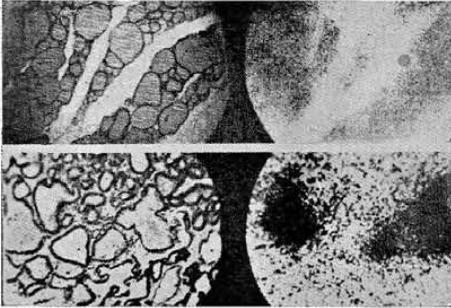
Con una cantidad suficiente de hidrógeno, el rendimiento del ciclo dependerá de la proporción de carbono (o nitrógeno) en el sol. Con la cifra de 1 % de carbono que dan los datos astrofísicos, BETHE⁽²⁾ demostró que la liberación de energía del ciclo coincide exactamente con la irradiada por el sol. La cantidad de hidrógeno existente en el sol asegura la continuación de este proceso durante 10^9 años.

(1) H. A. BETHE: Phys. Rev., 54, 258 (1938).

(2) H. A. BETHE: Phys. Rev., 55, 434 (1939).

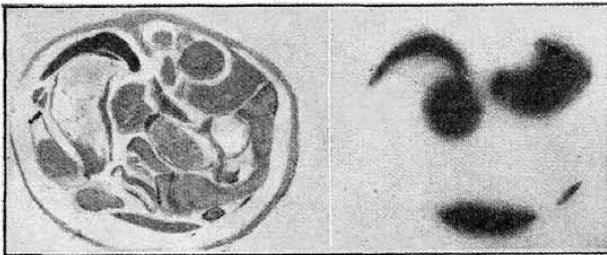
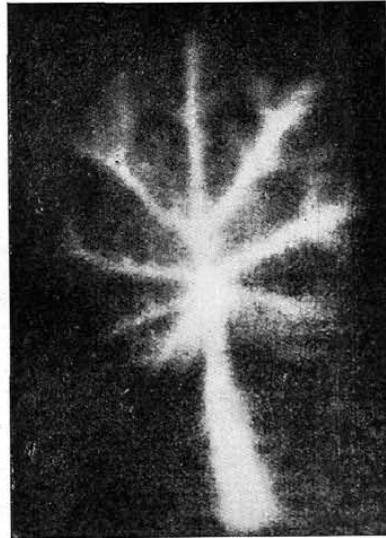


LAMINA XIII



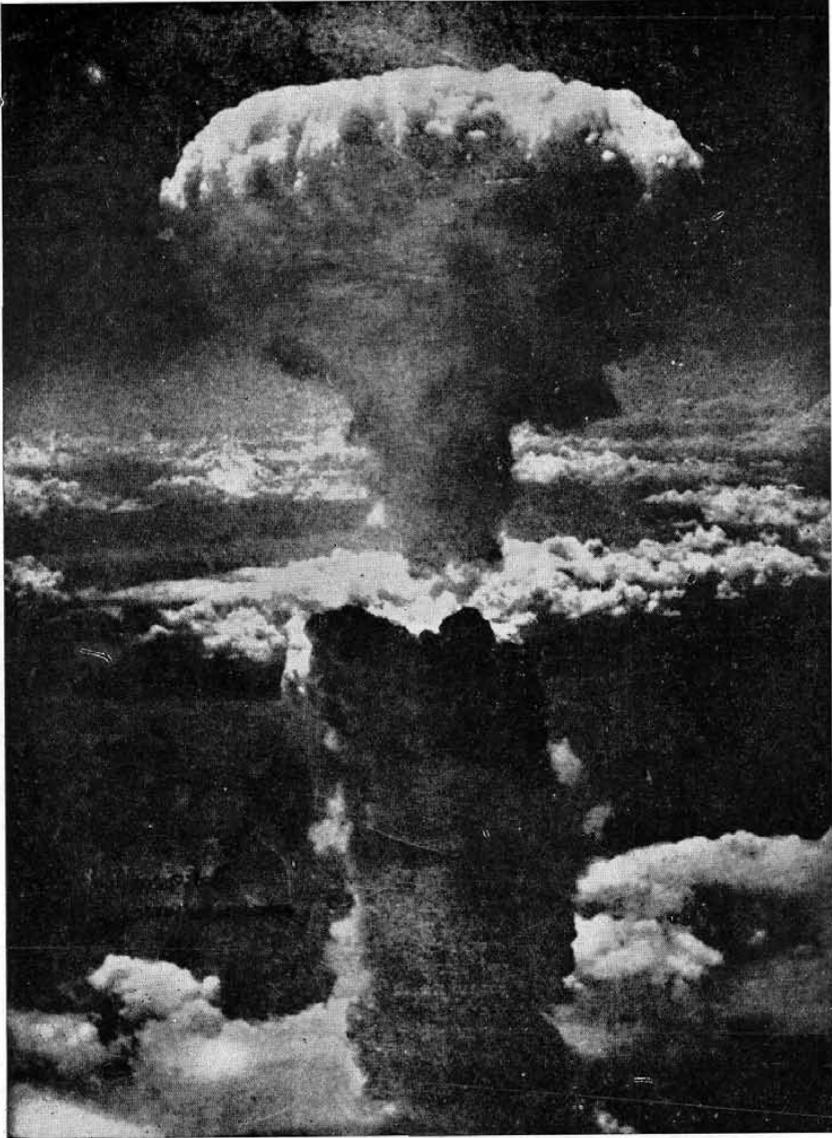
En la parte superior, tejido de tiroide normal: A la izquierda, microfotografía, y a la derecha, autorradiografía. Las áreas oscuras representan la máxima acumulación de radioiodo.—En la parte inferior, tiroides hiperplástico: la radioautografía (derecha) revela la acumulación del radioiodo en el coloide formado (J. G. HAMILTON.)

Autorradiografía que revela la absorción selectiva del fósforo radioactivo por las hojas de las plantas (J. G. HAMILTON.)



Sección transversal de un ratón revelando la absorción selectiva por el hígado y bazo de un fosfato radioactivo de cromo.
(H. B. JONES, C. J. WROBEL)

LAMINA XIV



Explosión de la bomba atómica. La altura alcanzada por la columna es de más de 10.000 metros.



CAPITULO VIII

Escisión nuclear

Bombardeo del uranio por neutrones.—Indicamos en el capítulo anterior que los neutrones pueden inducir en los núcleos pesados una reacción de escisión, en la cual estos núcleos, en lugar de emitir partículas ligeras, se rompen en dos o más partes de masa parecida, con un gran desprendimiento de energía.

FERMI y sus colaboradores⁽¹⁾ observaron que al bombardear mediante neutrones diversos elementos, se producía la conocida reacción de captura, con formación de un núcleo inestable que emitía partículas beta. A FERMI⁽²⁾ se le ocurrió la idea de utilizar esta reacción para obtener elementos de número atómico superior a 92. Para ello, bombardeó el uranio con la esperanza de obtener el U^{239} , que, al igual que otros elementos obtenidos por la misma reacción, debería ser beta-emisor, transformándose en el elemento número 93. Cabía también la posibilidad de obtener elementos de número atómico superior por desintegraciones sucesivas. FERMI encontró, en los productos del bombardeo del uranio y del torio por neutrones, radioactividades de vida media de 10 s., 40 s., 13 m. y 90 m., e indicios de alguna mayor⁽³⁾.

Por métodos químicos, demostraron FERMI y sus colaboradores que

(1) E. FERMI, E. AMALDI, O. D'AGOSTINO, F. RASSETTI y E. SEGRÉ: *Proc. Roy. Soc.*, **146**, 483 (1934).

(2) E. FERMI: *Nature*, **133**, 898 (1933).

(3) O. D'AGOSTINO y E. SEGRÉ: *Gazz. Chim. Ital.*, **65**, 1.088 (1935).



Simultáneamente, CURIE y SAVITCH⁽¹⁾, utilizando neutrones lentos, llegaron a resultados interesantes, mediante una técnica distinta, encontrando productos con diferentes actividades. Uno de ellos, con vida media de 3,5 horas, fué identificado como un elemento homólogo del lantano, deduciendo de ello que se trataba de un isotopo del actinio. Hoy en día sabemos que la actividad de 3,5 horas, que se produce en el bombardeo del uranio por neutrones lentos, es debida, precisamente, a un isotopo del lantano.

Al repetir HAHN y STRASSMANN⁽²⁾ sus determinaciones, encontraron la formación de sustancias con actividades de 25 m. y 110 m., que precipitaban con los reactivos de *Ba*, y las cuales daban origen a otros elementos similares al lantano, con vidas medias de 40 m., 4 h. y 60 h., creyendo que se trataba de isotopos del *Ra* y del *Ac*.

Operando con torio, RONA y NEUNINGEN⁽³⁾, así como MEITNER, STRASSMANN y HAHN⁽⁴⁾ encontraron fenómenos análogos.

Descubrimiento de la escisión nuclear.—La explicación de la producción de un isotopo $_{88}\text{Ra}$ por bombardeo mediante neutrones lentos del $_{92}\text{U}$, presupone la existencia de una reacción del tipo $(n,2\alpha)$, cosa sumamente improbable. Debido a ello, realizaron HAHN y STRASSMANN⁽⁵⁾ una serie de determinaciones para probar de una manera rigurosa la naturaleza de los productos formados. Para ello, agregaron el supuesto isotopo del radio a una disolución que contenía bario y una pequeña cantidad de Ra^{224} (*ThX*), y efectuaron una serie de precipitaciones y cristalizaciones fraccionadas para separar el bario del radio. De esta forma, encontraron que parte de la radioactividad se manifestaba en el precipitado correspondiente al bario. El cuerpo obtenido en el bombardeo del uranio por neutrones no era un isotopo del radio, sino un isotopo del bario. Una vez comprobada la existencia del bario, se vió que el elemento de vida media de 2,5 horas, que se suponía isotopo del actinio, era en realidad un isotopo del lantano.

Estos resultados hicieron pensar que los elementos tranuránidos obtenidos por FERMI fueran en realidad isotopos del renio, osmio, etc.

Los investigadores alemanes publicaron estos resultados, sorprendentes e inesperados, con toda clase de reservas; admitiendo ser posible que una serie de coincidencias pudieran haber concurrido para tergiversar los resultados.

(1) I. CURIE y P. SAVITCH: *J. phys. Radium*, 8, 385 (1937); 9, 355 (1938).

(2) O. HAHN y F. STRASSMANN: *Naturwiss.*, 26, 755 (1938).

(3) E. RONA y E. NEUNINGEN: *Naturwiss.*, 24, 491 (1936).

(4) L. MEITNER, F. STRASSMANN y O. HAHN: *Z. Physik*, 109, 538 (1938).

(5) O. HAHN y F. STRASSMANN: *Naturwiss.*, 27, 11 (1939).

En una segunda comunicación (1) dan ya la certeza de sus resultados, demostrando, incontrovertiblemente, la existencia del Ba¹³⁹ y del La¹⁴⁰. De aquí resulta la necesidad de admitir la ruptura del núcleo de uranio en el bombardeo por neutrones. Ahora bien, si el núcleo de uranio, de masa 238-235, se escinde y uno de los trozos de la escisión tiene una masa de 139-140, el otro producto de la escisión deberá tener una masa desprendida entre 97 y 100. HAHN y STRASSMANN encontraron kriptón (masa 78-90) entre los productos de la escisión. El número atómico del kriptón es 36 y el del bario 56; la suma de estos dos números atómicos nos da el número 92, que es el del uranio precisamente. El núcleo de uranio se ha roto, pues, en dos pedazos de masa similar. Este es el fenómeno al cual los ingleses denominan «fission» y nosotros conocemos por escisión. Ante este descubrimiento, verdaderamente sensacional, ya que contradecía todo lo conocido anteriormente sobre reacciones nucleares, los laboratorios de Física nuclear se dedicaron a estudiar el nuevo fenómeno. Todos los resultados confirmaron el descubrimiento de HAHN y STRASSMANN.

Los primeros que demostraron que uno de los supuestos elementos trasuránidos era en realidad un isótopo de un elemento conocido, fueron FEATHER y BRITSCHER (2). Estos investigadores demostraron que la sustancia de 2,5 horas de vida media, tomada como eka-Pt, no era otra cosa que iodo, y que el elemento de 66 horas de vida media, el supuesto eka-Ir, era, en realidad, telurio.

Energía y masa de los fragmentos de la escisión.—En los años siguientes al descubrimiento de la escisión del uranio y del torio, fueron identificados numerosos elementos como resultantes en dicho fenómeno, siendo el ³⁵Br⁸³ el de número atómico más bajo y el ⁵⁷La¹⁴⁰ el de número más elevado entre los encontrados. Entre los productos de la escisión se han hallado todos los elementos de número atómico intermedio entre los dos anteriores, 35-57. Se considera la existencia de un grupo ligero, comprendido entre el ³⁵Br y el ⁴⁶Pd, y un grupo pesado que alcanza del ⁴⁶Pd al ⁵⁷La. Los fragmentos de la escisión están formados por un elemento del grupo ligero y otro del pesado, de manera que sus cargas sumen 92.

Los isótopos resultantes poseen todos un exceso de neutrones, debido a lo cual son beta-radiantes. La mayoría de ellos no alcanzan la estabilidad en una primera desintegración, llegándose a formar verdaderas familias radioactivas, como ya indicamos al hablar de la radioactividad inducida.

(1) O. HAHN y F. STRASSMANN: 27, 163 (1930).

(2) N. FEATHER y E. BRITSCHER: Nature, 143, 516 (1939).

Como los elementos comprendidos entre los números 35 y 57 son precisamente los que presentan un defecto de masa mayor entre todos los del sistema periódico, deberá resultar un desprendimiento grande de energía en el proceso de la escisión. Además, como en el uranio y en el torio, la relación neutrón-protón es superior a la existente en los elementos intermedios, deberá existir un desprendimiento de neutrones.

Dado que el defecto de masa por partícula, en el uranio y en el torio, es del orden de $8,0 \times 10^{-3}$ UM y en los elementos de la parte intermedia este defecto es de $9,0$ a $9,4 \times 10^{-3}$ UM por nucleón, resulta una pérdida total de masa, por átomo de uranio escindido, de unas $0,23$ UM, equivalentes a 213 Mev. Este es un desprendimiento de energía enorme

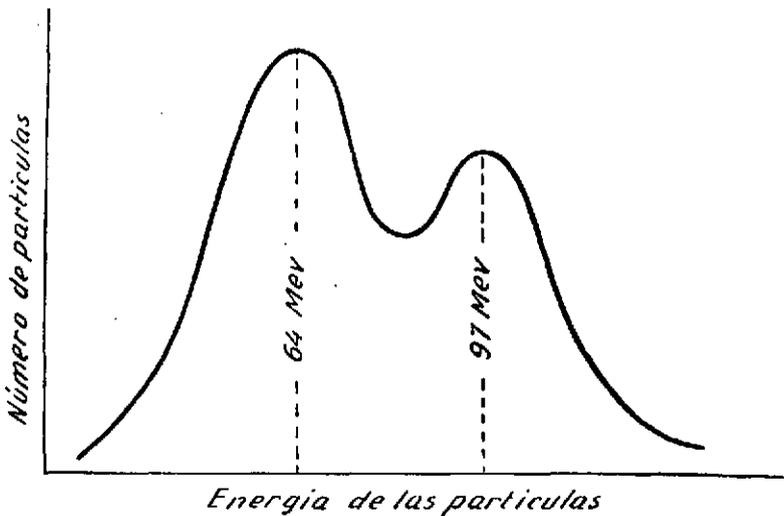


FIG. 62. Curva de distribución de los fragmentos de la escisión.—En esta curva se ve bien clara la existencia de dos fragmentos de masa distinta.

y, por tanto, los fragmentos de la escisión deben resultar con una energía cinética muy considerable.

La determinación de la energía de la escisión fué llevada a cabo por diversos investigadores. El artificio más sencillo es el utilizado por BOOTH, DUNNING y SLACK⁽¹⁾, el cual consiste en una cámara de ionización, en cuyo interior se coloca una sustancia que contenga uranio o torio. En ausencia de un productor de neutrones, el oscilógrafo, conectado mediante un amplificador, no registra más que las partículas alfa emitidas por el uranio o el torio. La energía de estas partículas es per-

(1) E. T. BOOTH, J. R. DUNNING y F. G. SLACK: Phys. Rev., 55, 981, 982, 1:124 (1939)

fectamente conocida, y la magnitud de la desviación producida en el oscilógrafo sirve de término de comparación para la determinación de energías. Cuando la cámara de ionización se coloca en las proximidades de una fuente de neutrones, aparecen en el oscilograma trazos que corresponden a partículas ionizantes, cuya energía es superior a los 100 Mev. On la lámina XII está reproducido un oscilograma de los obtenidos por estos autores.

Mediante la cámara de nieblas, se tuvo la demostración fotográfica de la ruptura del núcleo de uranio en dos pedazos. CORSON y THORNTON⁽¹⁾ colocaron uranio, en una delgada lámina, en el interior de una cámara de nieblas y la irradiaron con neutrones durante la expansión. Las fotografías obtenidas revelan, junto a la ionización debida a las partículas alfa, unos trazos intensos debidos a los productos de la escisión. Estudiando un gran número de fotografías y determinando la energía de los fragmentos, KANNER y BARSCHALL⁽²⁾ construyeron la curva de distribución de la FIG. 62, en la cual se demuestra la existencia de los dos fragmentos, uno de los cuales posee la energía de 64 Mev y el otro de 97 Mev. La energía total del proceso de la escisión resulta, por tanto, de 161 Mev. Resulta que los dos fragmentos no son de masa igual. La probabilidad de que resulten de dos pedazos iguales es bastante pequeña.

HENDERSON⁽³⁾, utilizando un método calorimétrico, encontró el valor de 185 Mev para la energía total de un proceso de escisión.

Aparte de los trabajos arriba mencionados, son interesantísimos los efectuados en 1940, publicados dos años más tarde, por JENTSCHKE y PRANKL⁽⁴⁾, FLAMMERFELD, JENSEN y GETNER⁽⁵⁾ y JENTSCHKE⁽⁶⁾. Utilizaron una cámara de ionización, dividida en dos mitades mediante una lámina metálica, la cual poseía en su centro un orificio de 4 cm. de diámetro. Como electrodos, utilizaban dos discos de 4 cm. de diámetro, colocados cada uno a un lado de la lámina metálica, y a una distancia de 7,5 cm. de ella. Sobre la lámina metálica fijaban una hoja de uranio, de tal manera, que a causa del orificio existente los pedazos de la escisión pudiesen volar libremente en las dos mitades de la cámara. De esta forma, cada uno de los discos recibe la corriente iónica generada por uno solo de los fragmentos, pudiéndose determinar la energía de cada uno de ellos aisladamente. Los discos van conectados a un potencial positivo, y las paredes de la cámara a un potencial negativo. Si E , es

(1) D. CORSON y R. THORNTON: *Phys. Rev.*, **55**, 509 (1939).

(2) M. H. KANNER y H. BARSCHALL: *Phys. Rev.*, **57**, 372 (1940).

(3) M. HENDERSON: *Phys. Rev.*, **57**, 774 (1940).

(4) W. JENTSCHKE y F. PRANKL: *Z. Physik.*, **119**, 696 (1942).

(5) A. FLAMMERFELD, P. JENSEN y W. GENTNER: *Z. Physik.*, **120**, 450 (1943).

(6) W. JENTSCHKE: *Z. Physik.*, **120**, 165 (1943).



la energía de uno de los fragmentos y m_1 su masa, y E_2 y m_2 son las mismas magnitudes para el otro fragmento, se verifica:

$$m_1 E_1 = m_2 E_2$$

Como $m_1 + m_2 = 236$, masa del núcleo de uranio más el neutrón incidente, se tendrá:

$$m_1 = \frac{236}{E} E_2 \quad \text{y} \quad m_2 = \frac{236}{E} E_1$$

donde $E = E_1 + E_2$.

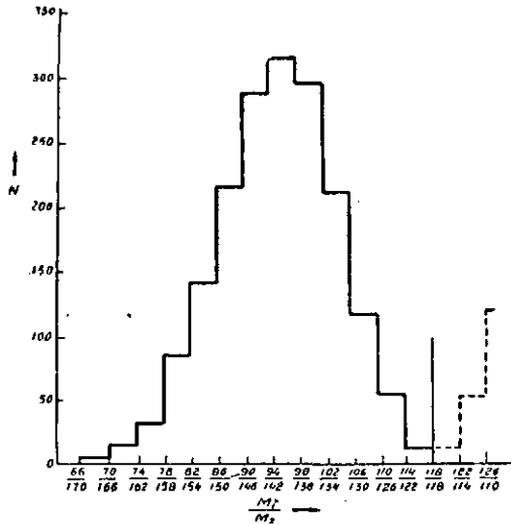


FIG. 63. Relación de masas de los dos fragmentos de escisión.—Como puede verse, la probabilidad de que se produzcan dos fragmentos de la misma masa es mínima.

En la FIG. 63 está representada la frecuencia de aparición de los fragmentos de masas distintas.

Los valores de las masas más frecuentes en la escisión son:

- Según JENTSCHKE y FRANKL. 144 y 92
- Según FLAMMERSFELD, JENSEN y GETNER. 140 y 96
- Según JENTSCHKE 142 y 94

La relación de masas 118/118 no se presenta; por tanto, el uranio no se escinde en dos partes de igual masa.

La energía total desprendida aumenta cuando la relación de ma-

sas m_1/m_2 , entre los dos fragmentos, se aproxima a la unidad, como puede verse en la curva de la FIG. 64.

Escisión en más de dos fragmentos.—Utilizando el método fotográfico para la detección de partículas, se ha logrado observar ⁽¹⁾ la escisión del núcleo de uranio en tres y en cuatro fragmentos.

En uno de los ejemplos de tripartición, la energía total de los fragmentos era de 142 Mev y las masas de éstos tenían los valores 127, 77 y 32. En el caso de cuatro fragmentos, las masas, en uno de los experimentos, resultaron iguales a 84, 76, 72 y 4, con una energía total de 95 Mev. Resulta interesante la aparición de partículas ligeras, que también ha sido observada por FARNWELL y colaboradores ⁽²⁾, los cuales han observado la presencia de partículas alfa en los fragmentos de la escisión.

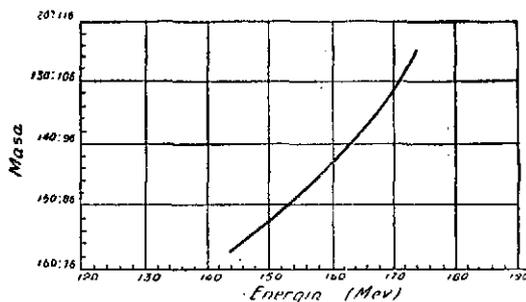


FIG. 64. Relación entre la energía total desprendida y la masa de los fragmentos.

Núcleos escindibles.—El uranio natural consta de tres isótopos, cuyas proporciones son, de acuerdo con NIER ⁽³⁾: U^{234} (0,006 %), U^{235} (0,71 %) y U^{238} (99,23 %). Desde el primer momento interesó el determinar cuáles eran las condiciones óptimas para la escisión en cada uno de los dos isótopos U^{235} y U^{238} . NIER y sus colaboradores ⁽⁴⁾ indicaron que el U^{235} sufre la escisión por captura de neutrones lentos. La sección eficaz para la captura, y subsiguiente escisión, de los neutrones térmicos por el U^{235} alcanza el considerable valor de 400 barns. El U^{234} experimenta la escisión en iguales condiciones que el U^{235} .

La escisión del U^{238} se produce con neutrones de, aproximadamente, 1,5 Mev de energía. Los neutrones lentos son capturados por el U^{238} , con formación del isótopo U^{239} beta-radiante.

(1) TSIEN SAN-TSIANG, HO ZAI-WEI, L. VIGNERON y R. CHASTEL: *Nature*, 159, 773 (1947).

(2) G. FARWELL, E. SEGRÉ y C. WIEGAND: *Phys. Rev.*, 71, 327 (1947).

(3) A. O. NIER: *Phys. Rev.*, 55, 150 (1939).

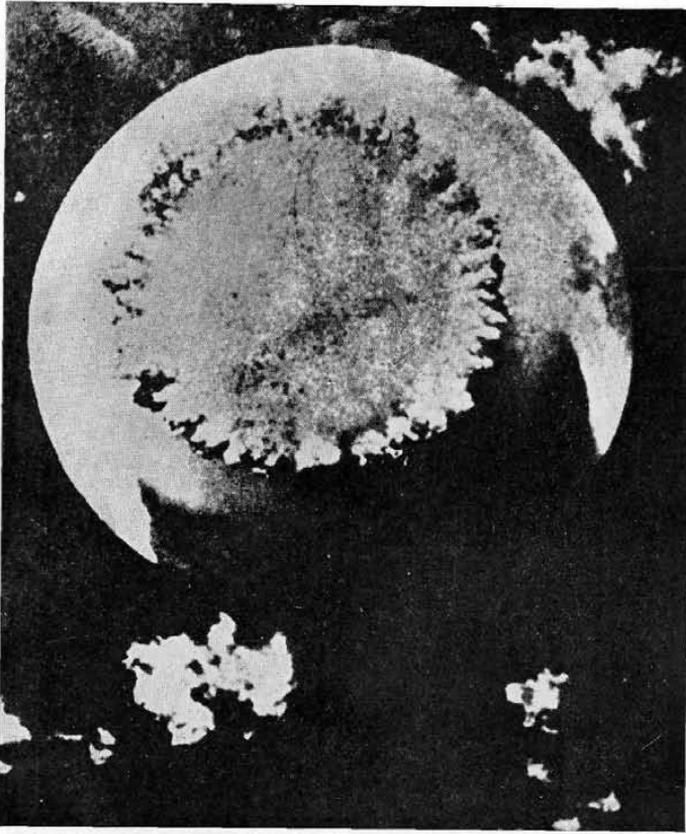
(4) A. O. NIER, E. BOOTH, J. DUNNING y A. V. GROSSE: *Phys. Rev.*, 57, 546 (1940).

LAMINA XV

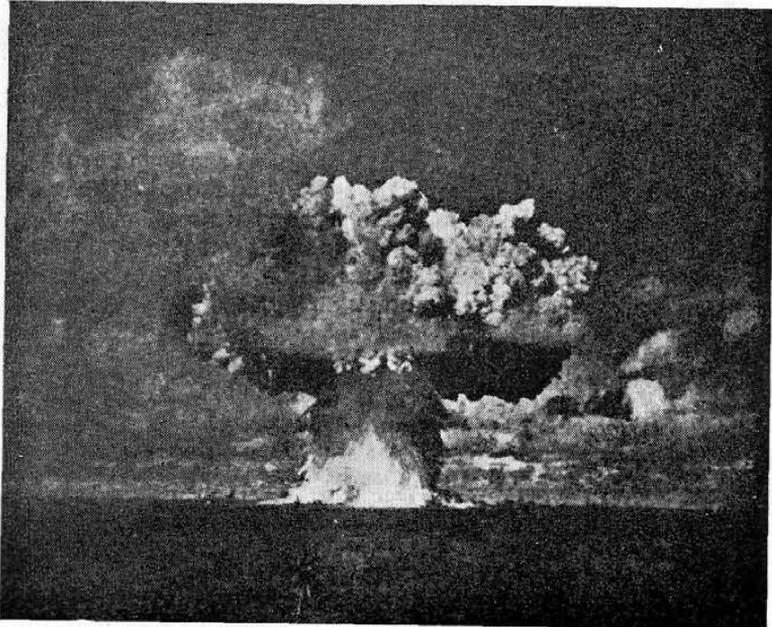


Fotografía de la explosión submarina de Bikini. La columna de agua es tapada por la nube artificial.

LAMINA XVI



En esta lámina están reproducidas otras dos fotografías del experimento submarino. La primera de ellas está tomada desde un avión sin piloto, colocado en la vertical de la explosión. En la segunda se ve el colosal tronco de agua que comienza a desplomarse. Al pie y a la derecha de la columna se ve al acorazado japonés «Nagato».



El Th^{232} , único componente del elemento número 90, se escinde por la acción de neutrones de 1,1 Mev de energía (1).

El Pa^{231} también muestra el fenómeno de la escisión, bajo la acción de neutrones con energías de 1 Mev, según demostraron GROSSE, BOOTH y DUNNING (2).

Hemos indicado que el U^{238} captura los neutrones lentos, dando el U^{239} beta-radiante, con 23,5 minutos de vida media, el cual da lugar al ${}_{93}\text{Np}^{239}$, de 2,33 días de vida media y también beta-radiante, resultando de su desintegración el ${}_{94}\text{Pu}^{239}$, de vida media muy elevada ($2,4 \times 10^4$ años) y alfa-radiante. Este Pu^{239} sufre también la escisión por la acción de los neutrones térmicos.

Mediante el empleo de neutrones de 100 Mev, obtenidos con deuterones de 200 Mev, se ha logrado recientemente la escisión de núcleos de Pb y de Bi (3).

Escisiones provocadas por agentes distintos de los neutrones.—

Son muy interesantes los experimentos realizados por BALDWIN y KLAIBER (4) acerca de la posibilidad de inducir la escisión mediante radiación gamma de gran energía, obtenida mediante el betatrón, en la forma indicada al hablar de la transmutación por radiación. Han encontrado, para el U y el Th, que el número de escisiones por unidad roentgen es función de la energía de la radiación. En el uranio, el número de escisiones aumenta rápidamente hasta los 18 Mev, disminuyendo después de tal manera, que para radiación de 100 Mev, su valor es la mitad que para los 18 Mev. En el torio, los valores son inferiores a los hallados en el uranio. La sección eficaz máxima, en el caso de la fotoescisión del uranio, es de 0,05 barns y la mitad para el torio. Los ensayos realizados con Bi, Pb, Tl, Au, W y Sm no han dado resultado alguno.

Mediante el ciclotrón gigante de BERKELEY, se han obtenido partículas alfa de 400 Mev y deuterones de 200 Mev. Utilizando estas partículas PERLMAN y colaboradores (5) han logrado provocar escisiones en núcleos de Bi, Pb, Tl, Pt y Ta. En estas escisiones aparecen algunos de los núcleos característicos de la escisión del U^{235} por neutrones lentos, a pesar de lo cual difieren ambos tipos de escisión en varios aspectos. Aparecen en buen número, en estas escisiones, isotopos ligeros y no es

(1) Y. NISHIMA, Y. YASAK y H. EZOE: *Nature*, 144, 547 (1939); R. HAXLEY, W. SHOUFF, W. STEPHENS, W. WELLS y M. GOLDBABER: *Phys. Rev.*, 57, 1.088 (1940).

(2) A. V. GROSSE, E. BOOTH y J. DUNNING: *Phys. Rev.*, 56, 382 (1939).

(3) I. PERLMANN, R. H. GOECKERMANN, D. H. TEMPLETON y J. J. HOWLAND: *Phys. Rev.*, 72, 352 (1947).

(4) G. C. BALDWIN y G. S. KLAIBER: *Phys. Rev.*, 71, 3 (1947).

(5) I. PERLMAN, R. H. GOECKERMANN, D. H. TEMPLETON y J. J. HOWLAND: *Phys. Rev.*, 72, 352 (1947).



rara la formación de isótopos estables, como productos primarios de la escisión.

La probabilidad de la escisión para un proyectil dado disminuye al disminuir el peso atómico del elemento bombardeado. Para un núcleo determinado el número de escisiones y la distribución de los productos de la escisión varía con la energía del proyectil; así, la relación $\text{Br}^{83}/\text{Br}^{82}$, en los productos de la escisión del bismuto, que es igual a 2 en el caso de emplear deuterones de 200 Mev, asciende a 100 cuando los deuterones son sólo de 50 Mev.

La curva de distribución de masas de los productos resultantes difiere esencialmente en el caso de estas escisiones de la correspondiente a las provocadas por los neutrones lentos. Así, tenemos que en la escisión del Bi, inducida por partículas alfa de 400 Mev, los productos resultantes, con sus proporciones relativas, son: Ga^{72} , 22; Br^{82} , 150; Br^{83} , 390; Sr^{91} , 540; Y^{90} , 1.400; Mo^{90} , 480; Ru^{103} , 240; I^{131} , 8; Ba^{133} , 34.

Teoría de la escisión.—El primer estudio teórico acerca de la escisión de los núcleos pesados se debe a MEITNER y FRISCH⁽¹⁾, los cuales, a partir del modelo de gota del núcleo, mostraron la analogía entre la escisión y la división de una esfera fluida en dos gotas más pequeñas, como resultado de una deformación provocada por una causa externa.

Las fuerzas atractivas que existen entre neutrones y protones deben ejercer una acción análoga a las fuerzas cohesivas entre las moléculas de una gota de líquido, las cuales, en virtud de la tensión superficial que de ellas se deriva, obligan a la gota a adoptar la forma de mínima superficie para un volumen dado, o sea la forma esférica. La energía electrostática de repulsión entre los protones tenderá a producir un efecto opuesto.

El núcleo será estable, porque la suma de la energía superficial y de la energía electrostática presenta un mínimo para la forma esférica. Al aumentar la carga nuclear, este mínimo será cada vez menos pronunciado, y es de suponer que desaparezca totalmente para un valor determinado de la carga nuclear. De esta manera no podrían existir, en forma estable, núcleos cuyo número atómico fuese superior a dicho valor crítico. Según MEITNER y FRISCH, esto ocurre para valores del número atómico superiores a 100.

Según BOHR⁽²⁾, en toda reacción nuclear inducida por colisión con una partícula material, o con un fotón, existe, como estadio intermedio, la formación de un núcleo compuesto, en el cual la energía de excitación se distribuye entre los diversos grados de libertad del sistema. En

(1) L. MEITNER y O. R. FRISCH: *Nature*, **143**, 239 (1939).

(2) N. BOHR: *Nature*, **143**, 330 (1939).



el proceso de la escisión se debe formar un núcleo compuesto excitado por captura del neutrón, y la energía de excitación podrá ser disipada en uno de los tres procesos siguientes: emisión del neutrón capturado, escisión o radiación de energía bajo la forma de rayos gamma. Para el primer proceso es preciso la concentración sobre una sola partícula de una gran parte de la energía de excitación del núcleo compuesto. El segundo proceso requiere la transformación de parte de la energía de excitación en energía potencial, para obtener una deformación del núcleo suficiente para su ruptura.

Las fuerzas atractivas, que actúan entre neutrones y protones, deben mantener la forma esférica del núcleo. Si éste se aplasta, por cualquier causa, la energía potencial debida a estas fuerzas debe aumentar. La energía potencial, debida a la repulsión electrostática de los protones, debe, por el contrario, disminuir, aunque en grado menor, para mantener estable el equilibrio. Si la deformación es muy grande, la disminución de la energía potencial electrostática acabará probablemente por



FIG. 65. Escisión del uranio.—En este esquema hemos representado el caso, hipotético, de la escisión del núcleo de uranio en dos fragmentos de igual masa.

predominar y la deformación tenderá a aumentar cada vez más. El núcleo tenderá a dividirse en dos partes, en la forma indicada en la FIG. 65. Al quedar las cargas positivas repartidas entre los dos fragmentos, éstos se repelerán, acabando por separarse totalmente, tomando inmediatamente ambos la forma esférica, de energía mínima. La energía total final debe ser inferior a la energía del núcleo original.

BOHR y WHEELER⁽¹⁾ han calculado la energía crítica de deformación, en conexión con la energía potencial de una gota en estado de equilibrio inestable, en función de la carga nuclear y de la masa. La teoría concuerda con los resultados experimentales y da una explicación satisfactoria del fenómeno de la escisión.

La energía crítica de deformación calculada por BOHR y WHEELER, así como la energía de excitación del núcleo compuesto, resultante de la captura de un neutrón lento, resulta:

(1) N. BOHR y J. H. WHEELER: Phys. Rev., 56, 426 (1939).



Núcleo	Energía crítica Mev	Energía de excitación Mev
U ²³⁴	5,0	5,4
U ²³⁵	5,2	6,4
U ²³⁸	5,9	5,2
Pa ²³¹	5,5	5,4
Th ²³²	6,9	5,2

Esto indica, de completo acuerdo con los resultados experimentales, que la escisión por neutrones térmicos sólo se puede inducir en los núcleos U²³⁴ y U²³⁵, en los cuales la energía de excitación del núcleo compuesto es superior a la energía crítica de deformación.

Emisión de neutrones y reacción en cadena.—Ya indicamos anteriormente que, al poseer los núcleos pesados un exceso de neutrones, deberían encontrarse neutrones libres entre los productos de la escisión. Claro es que el exceso de neutrones puede también eliminarse por emisión de electrones negativos, transformándose los neutrones en protones. La existencia de neutrones fué demostrada experimentalmente por primera vez por JOLIOY y colaboradores⁽¹⁾.

Determinaciones posteriores⁽²⁾ mostraron que el número de neutrones emitidos era de uno a tres por átomo de uranio escindido. Como el exceso de neutrones es muy superior a este número, los fragmentos de la escisión tienen que ser, forzosamente, emisores de partículas beta.

La energía de los neutrones secundarios, emitidos en la escisión, fué medida con gran precisión por ZINN y SZILARD⁽³⁾, encontrando una distribución continua con un valor medio del orden de 1 Mev. La mayoría de los neutrones emitidos en la escisión poseen energías inferiores a 3,5 Mev, de tal manera, que su curva de frecuencia crece muy rápidamente al disminuir la energía. Así el número de neutrones con 1 Mev es seis veces superior a los de 2 Mev. El límite máximo del espectro de energías está situado en los 11 Mev⁽⁴⁾.

Si los neutrones secundarios tienen su origen en el núcleo compuesto, en el momento de la escisión, su emisión debe ser instantánea. Por el contrario, si se originan en los fragmentos de la escisión, a causa de su estado de excitación, su emisión debe continuar una vez verificada la escisión. ROBERTS, MEYER y WANG⁽⁵⁾ fueron los primeros en observar

(1) M. DODÉ, H. VON HALBAN, F. JOLIOY y L. KOWARSKI: *Compt. rend.*, 208, 995 (1939).

(2) R. ROBERTS, L. HAFSTAD, R. MEYER y P. WANG: *Phys. Rev.*, 55, 664 (1939); H. L. ANDERSON, E. FERMI y L. SZILARD: *Phys. Rev.*, 56, 284 (1939).

(3) L. SZILARD y W. H. ZINN: *Phys. Rev.*, 56, 619 (1939).

(4) H. VON HALBAN, F. JOLIOY y L. KOWARSKI: *Nature*, 143, 939 (1939).

(5) R. ROBERTS, R. MEYER y P. WANG: *Phys. Rev.*, 55, 510 (1939).



estos neutrones retardados, los cuales van acompañados de radiación gamma muy dura.

La presencia de los neutrones secundarios instantáneos hizo pensar en la posibilidad de una reacción en cadena que permitiese el aprovechamiento de la energía nuclear, ya que estos neutrones pueden inducir nuevas escisiones, que, a su vez, darían lugar a nuevos neutrones, verificándose la reacción en forma multiplicativa. La energía generada en tal reacción debe ser enorme, ya que en la escisión de cada átomo de uranio se liberan aproximadamente 160 Mev. Un gramo de U^{235} , al escindirse en su totalidad, da lugar a un desprendimiento de energía del orden de 4×10^{23} Mev, o sea 25.000 kilovatios hora. Esta energía es comparable a la producida en la explosión de 30 toneladas de trinitrotolueno.

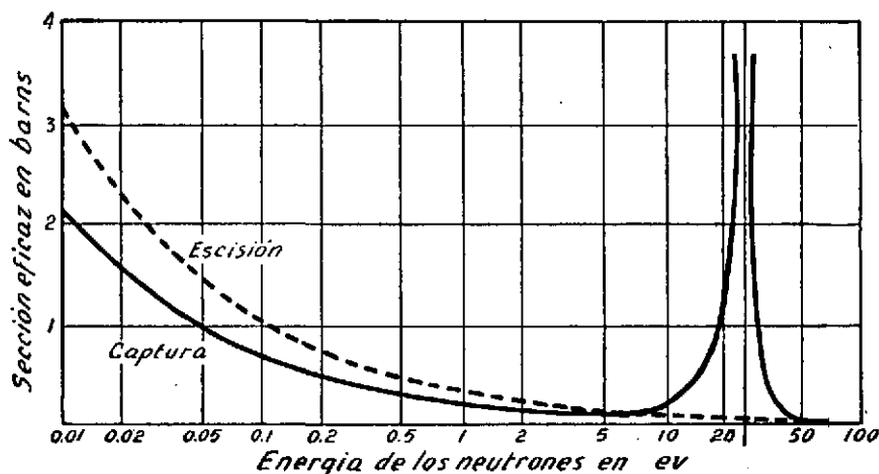


FIG. 66. Relación entre la sección eficaz de la escisión y de la captura del neutrón para diferentes energías de éste.

La reacción en cadena no se puede mantener operando con neutrones rápidos, ya que, como hemos indicado, para verificar la escisión en el U^{238} , hace falta utilizar neutrones de 1,5 Mev de energía, y son muy pocos los neutrones generados en la escisión que alcanzan ese valor. Además, los neutrones son rápidamente frenados por choques elásticos, hasta un valor tan bajo, que hace imposible la producción de la escisión en el U^{238} .

La reacción en cadena sólo es posible operando con neutrones térmicos, que inducen la escisión en el U^{235} . Para ello será necesario introducir en la masa del uranio un moderador que frene los neutrones emitidos hasta velocidades térmicas. Ahora bien, los neutrones al frenarse, antes de llegar a adquirir los valores de la energía térmica, tienen que

pasar por los valores correspondientes a la energía de resonancia para la captura por el U^{238} . En la Fig. 66 está representada la variación de la sección eficaz del uranio para la escisión y para la captura del neutrón con la energía de éste. En ella se ve que en el intervalo entre 5 ev y 40 ev la probabilidad de captura supera enormemente a la de la escisión. Esta es la zona de resonancia, cuyo máximo corresponde a los neutrones de 25 ev, para cuya captura el U^{238} presenta una sección eficaz de cerca de 5.000 barns (1).

La pila de uranio.—Para poder utilizar la reacción en cadena hay que frenar los neutrones, hasta velocidades térmicas, sin que sean absorbidos por el U^{238} . Como ya sabemos, los mejores moderadores para los neutrones son los elementos de bajo peso atómico. De entre ellos hay que excluir al litio y al boro, por su tendencia a la captura del neutrón. El hidrógeno es el mejor moderador para los neutrones, a causa de su masa similar; sin embargo, tiene el inconveniente de absorber parte de los neutrones, transformándose en deuterio, disminuyendo el número de éstos. Los experimentos de VON HALBAN, JOLIOT, KOWARSKI y SAVITCH (2), en los cuales utilizaron una disolución acuosa de nitrato de uranilo, demostraron la imposibilidad de efectuar la reacción en cadena con hidrógeno como moderador.

El empleo del deuterio, en forma de agua pesada, debe ser útil, ya que la sección eficaz del deuterio para la captura del neutrón es casi nula. Este elemento presenta la dificultad de su escasez y de tenerlo que emplear en combinación a causa de tratarse de un gas (3).

Los trabajos de FERMI y colaboradores son los que han conducido a la construcción de la primera pila de uranio (4).

El carbono presenta una sección eficaz para la captura del neutrón de sólo 5×10^{-3} barns. Por tanto, para el grafito corresponde un recorrido libre medio de 25 metros para estos neutrones con relación a la absorción. Dada la densidad del grafito, resulta que el recorrido libre medio entre dos choques elásticos es de 2,5 cms. En cada choque con un átomo de carbono un neutrón pierde, aproximadamente, un sexto de su energía. Fundándose en esto, FERMI utilizó el grafito como moderador en su pila atómica.

La mezcla homogénea del uranio con el moderador presenta el

(1) H. ANDERSON: *Phys. Rev.*, 57, 566 (1940); L. MEITNER: *Nature*, 145, 422 (1940).

(2) H. VON HALBAN, F. JOLIOT y D. KOWARSKI: *Nature*, 143, 680 (1939); H. VON HALBAN, L. KOWARSKI y P. SAVITCH: *Compt. rend.*, 208, 1936 (1939).

(3) A pesar de estas dificultades, en los Estados Unidos funciona una pila atómica con agua pesada como moderador.

(4) Todo lo referente a la pila de uranio está tomado de H. W. SMYTH, «Atomic Energy for Military Purposes», y de FERMI, *Science*, 105, 27 (1947).

inconveniente de que, al perder los neutrones su energía de una manera gradual, pueden ser capturados por el U^{238} antes de haber alcanzado la velocidad térmica requerida. Por el contrario, si el moderador, grafito en este caso, forma una masa en cuyo interior se distribuye el uranio en trozos gruesos, regular y espaciadamente, resultará que los neutrones emitidos en la escisión sufrirán numerosos choques con los átomos de carbono, perdiendo energía en cada uno de ellos, antes de alcanzar otro átomo U^{235} . De esta manera, se reduce la probabilidad de captura por el U^{238} . Una vez alcanzada la energía térmica, la probabilidad de perder energía por choque es semejante a la de ganar más energía; por consiguiente, los neutrones conservarán esta energía hasta el momento de su absorción.

Si el volumen de la pila es relativamente pequeño, parte de los neutrones podrán salir al exterior antes de haber sido absorbidos por un átomo de U^{235} . Esto, unido a las posibilidades de captura de los neutrones por el U^{238} , por el moderador o por impurezas, puede interrumpir la reacción en cadena.

Si designamos por ν el número medio de neutrones producidos en cada escisión y por P la probabilidad que presenta un neutrón de ser absorbido en un proceso de escisión, el número de neutrones producidos en una «segunda generación» por el primer neutrón será:

$$k = P \nu$$

A k se le da el nombre de factor de multiplicación o de reproducción. Una reacción en cadena autosostenida sólo será posible cuando se verifique que $k \geq 1$. Se denomina tamaño crítico de la pila aquel para el cual resulta $k = 1$, en cuyo caso la reacción en cadena se verifica normalmente. Si $k > 1$, la reacción toma carácter explosivo.

Para regular la marcha de la reacción en cadena se introducen, en el interior de la pila, barras de cadmio, que tiene la propiedad de absorber los neutrones térmicos, con lo cual no se verifica la reacción por disminuir el flujo de neutrones. Al ir sacando lentamente estas barras de cadmio, va aumentando el flujo de neutrones, y con ello aumenta también el valor del factor de reproducción k , hasta el momento en que éste se hace igual a la unidad, en cuyo instante la reacción prosigue por sí sola. Además del cadmio, se puede emplear el boro como regulador de la reacción. Estos dos elementos se utilizan formando una aleación o un revestimiento sobre barras de acero.

El tamaño crítico de la pila puede reducirse envolviéndola en una capa de una sustancia que refleje los neutrones. El grafito es empleado para ello.

Utilización de la energía de la pila de Fermi.—La mayor parte de la energía liberada en la pila se transforma en calor. Una pequeña parte de la energía se desprende bajo la forma de rayos X muy duros, extremadamente peligrosos para los operadores. Debido a esto, la pila debe ir encerrada en una envoltura de cemento, que a veces llega a pesar centenares de toneladas.

Una pila del tipo de la descrita no puede funcionar a alta temperatura, ya que, en este caso, entran en juego problemas de corrosión y de estabilidad mecánicas difícilísimos de resolver.

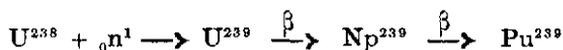
Además, al elevarse la temperatura en el interior de la pila, se impide que los neutrones procedentes de la escisión alcancen los niveles bajos de energía, ya que entrarán en equilibrio térmico con el medio antes de que su energía sea lo suficientemente baja para ser capturados por el U^{235} .

Para evitar el sobrecalentamiento (1) debe utilizarse un sistema de refrigeración por el interior de la pila, pero entonces se aumenta la posibilidad de capturas estériles de los neutrones por la materia componente de los refrigeradores, aumentándose de esta manera el volumen crítico de la pila.

Debido al pequeño gradiente de temperatura que se puede obtener, hace falta utilizar pilas de tamaño considerable para lograr rendimientos aprovechables.

La pila de FERMI tiene otro inconveniente grave para poder ser utilizada directamente como fuente de energía; consiste en que, al irse acumulando los productos resultantes de la escisión en el seno de la masa reaccionante, el factor de multiplicación disminuye.

La aplicación más importante de la pila de FERMI no consiste en su utilización como fuente de energía, sino en su empleo para la obtención de plutonio y de isotopos radioactivos. El plutonio resulta de la desintegración radioactiva del U^{239} , formado en la captura de un neutrón por el U^{238} , según el esquema:



El plutonio también es escindible por la acción de los neutrones térmicos. En una pila en funcionamiento, la cantidad de U^{235} va disminuyendo con el tiempo y la cantidad de Pu^{239} va aumentando hasta un máximo, a partir del cual también disminuye. Cuando la cantidad de plutonio es máxima se detiene la reacción, insertando las barras de

(1) La temperatura no puede pasar de los 150° en la superficie del uranio.



cadmio, y se procede a la extracción, por vía química, del plutonio y de los isotopos radioactivos formados.

Mejor rendimiento da la pila de uranio enriquecida en U^{235} , ya que, al ser inferior su volumen crítico, permite construir artificios de menor tamaño.

Si se quiere utilizar la energía atómica para fines utilitarios, hay que recurrir a las pilas de plutonio o de U^{235} puro. Mucho más fácil es el utilizar el plutonio, que se obtiene en las pilas de grafito, que no el U^{235} , que tiene que ser separado de sus isotopos por métodos difíciles y de poco rendimiento. En estos casos, el volumen crítico es relativamente pequeño y el combustible nuclear puede mezclarse homogéneamente con el moderador, ya que no existe peligro de captura en la zona de resonancia del U^{238} .

Para dar una idea del cuidado que hay que poner en el control de una pila atómica, baste decir que, en una modesta instalación, la cual trabaje a 1.000 Kw., cada segundo se produce la escisión de $3,37 \times 10^{16}$ partículas, formando $6,7 \times 10^{16}$ átomos radioactivos. Las vidas medias de estos átomos formados es variable, pero se puede calcular que, hasta alcanzar el equilibrio, se producen $6,74 \times 10^{16}$ desintegraciones radioactivas por segundo, lo cual equivale a 1,8 millones de curies. La radiación emitida es la equivalente a la emitida por la colosal cantidad de casi tonelada y media de radio puro.

La bomba atómica.—En las pilas se regula la marcha de la reacción mediante los moderadores. Si se junta una masa de U^{235} puro, o de plutonio, de tamaño superior al crítico, la reacción de escisión, que puede ser iniciada por un neutrón volante de los que existen en la atmósfera, se embalará y tomará caracteres explosivos. Este es, sencillamente, el fundamento de la bomba atómica. Esta bomba debe producir una repentina y violenta liberación de energía en una pequeña región. Para producir una explosión eficaz en una bomba atómica, las partes constituyentes de ésta no deben separarse, de una manera apreciable, antes de que se libere una parte importante de la energía nuclear disponible, puesto que la expansión lleva a un aumento en la pérdida de los neutrones del sistema, interrumpiéndose prematuramente la reacción en cadena.

El tamaño crítico, mínimo para que la reacción no se interrumpa, puede ser reducido considerablemente envolviendo el artificio en una capa de grafito que reflejará los neutrones. El empleo de este retardador hace la explosión más intensa y eficiente.

Cuando el tamaño de la bomba es superior al crítico, no hay forma de impedir que se inicie la reacción en cadena, ya que, en la atmósfera,



existen siempre neutrones erráticos capaces de iniciarla. Así que, hasta que llega el momento en que se desea provocar la explosión, la bomba tiene que consistir en un número de partes separadas, cada una de las cuales posee un tamaño inferior al crítico. Para producir la explosión se tienen que juntar rápidamente las partes del artefacto. Durante el proceso de unión de las diversas partes, la reacción en cadena está a punto de arrancar, antes que la bomba haya alcanzado forma compacta, debido a los neutrones volantes. Este hecho puede provocar una explosión ineficaz. Por tanto, hay que reducir el tiempo de explosión al mínimo.



CAPITULO IX

Aplicaciones de la química nuclear

Primeros usos de la radioactividad.—Inmediatamente después del descubrimiento de la radioactividad, se pensó en su aplicación. Fué en la Medicina donde se hicieron los primeros ensayos, y en 1902 P. CURIE, en unión de dos médicos, Prof. BOUCHARD y Prof. BALTHAZARD, indicaba que el radio, a causa de destruir las células enfermas, podía utilizarse en la curación de tumores y ciertas formas del cáncer. Los primeros tratamientos de personas enfermas se efectuaron en Francia mediante tubos conteniendo emanación, donados por el matrimonio CURIE.

Los isótopos como indicadores.—A PANETH y HEVESY⁽¹⁾ se debe la idea de emplear los isótopos radioactivos como indicadores en las reacciones químicas. Prácticamente, si se mezcla un isótopo radioactivo de un elemento con otros isótopos estables, la concentración recíproca no variará, cualesquiera que sean las operaciones que se efectúen con la mezcla. Se dice entonces que se ha «marcado» el elemento en cuestión, y mediante un contador de GEIGER se pueden seguir sus variaciones de concentración. Para dar una idea de la eficacia del método de los indicadores radioactivos, bastará indicar que, por ejemplo, 1 mg. de iodo marcado produce 10^8 impulsos por minuto en un contador GEIGER. Como no existe dificultad alguna para determinar 10 impulsos por minuto, resulta

(1) F. PANETH y G. HEVESY: Akad. Wiss. Wien, 122, 1.001 (1913).

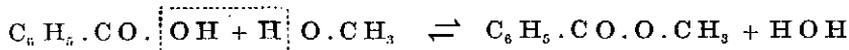


que se pueden determinar cantidades del orden de 10^{-8} mg., o sea bien por debajo del límite inferior de la precisión analítica. En el caso de emplear como indicadores isótopos estables, se establece su existencia mediante el espectrógrafo de masas, que proporciona también, como ya sabemos, una gran sensibilidad. Los primeros ensayos fueron efectuados para determinar la solubilidad de algunos compuestos de plomo. El método consiste en «marcar» el plomo por la adición de un isótopo radioactivo, el Pb^{212} , por ejemplo, en proporción conocida, y verificar la precipitación. Se evapora a sequedad una parte de la disolución y se determina la radioactividad del residuo, deduciendo de aquí la cantidad de plomo existente en disolución.

Mediante este método de los indicadores radioactivos logró PANETH⁽¹⁾ la evidencia de la existencia de los hidruros de bismuto y de plomo.

PANETH, HEVESY y colaboradores hicieron fecundas aplicaciones de este método en Química analítica. En la actualidad, con la utilización de los isótopos radioactivos artificiales, se ha extendido su aplicación a todos los elementos de la tabla periódica.

La aplicación de los isótopos, tanto estables como radioactivos, como indicadores tiene una gran importancia en la actualidad en la explicación del mecanismo íntimo de las reacciones químicas. Así, por ejemplo, ROBERTS y UREY⁽²⁾ han demostrado que, en las esterificaciones, el agua se forma a partir del OH del ácido y el hidrógeno del oxhídrido alcohólico. Para ello esterificaron ácido benzoico con alcohol metílico que contenía O^{18} y hallaron que el agua formada no contenía oxígeno pesado; por tanto, todo el oxígeno del agua provenía exclusivamente del ácido benzoico. La reacción verificada es la siguiente:



La concepción antigua admitía, como es sabido, que el oxígeno del agua procedía del oxhídrido alcohólico.

Aplicaciones al estudio de algunos fenómenos físico-químicos.—

Los isótopos radioactivos han sido empleados en el estudio de los fenómenos de difusión en disoluciones coloidales. Merced a los indicadores radioactivos se ha podido trabajar a diluciones del orden de 10^{-11} moles por litro, e incluso a diluciones inferiores. PANETH⁽³⁾ estudió las disoluciones del llamado «radio plomo», el cual se encuentra en la Naturaleza y está formado por una mezcla de Pb^{206} estable, Pb^{210} (*Rad*),

(1) F. PANETH y E. WINTERNTZ: *Berichte*, **5**, 1.728 (1918).

(2) I. ROBERTS y H. C. UREY: *J. Amer. Chem. Soc.*, **60**, 2.391 (1938).

(3) F. PANETH: *Kolloid, Z.*, **13**, 1, 297 (1913).



Bi^{210} (*RaE*) y Po^{210} , encontrando que en la dialisis sólo los isotopos del plomo atraviesan las membranas, mientras que el bismuto y el polonio quedan retenidos a causa de adoptar el estado coloidal en disoluciones neutras o alcalinas.

El método de los indicadores radioactivos ha sido aplicado por HEVESY (1) al estudio de la denominada difusión atómica en fase sólida, o sea a la forma de difundirse los átomos de un elemento metálico en otro metal. Este fenómeno presenta un gran interés, especialmente en Metalurgia, y un caso particular del mismo es la autodifusión, o sea la difusión de una sustancia en sí misma.

La posibilidad de medir la autodifusión siguiendo la velocidad de penetración de los isotopos radioactivos del plomo, Pb^{212} (*ThB*) ó Pb^{210} (*RaD*), fué sugerida por HEVESY. Las determinaciones efectuadas por HEVESY y GROH (2) demostraron que la velocidad de autodifusión del plomo a 280° C. es, por lo menos, cien veces inferior a la velocidad de difusión del oro en el plomo.

RAYNOR y colaboradores (3), utilizando cobre radioactivo artificial, han demostrado que la autodifusión de este metal es función de la temperatura, demostrando la identidad del proceso de autodifusión con los procesos de evaporación. La relación que liga el coeficiente de difusión η , que representa al número de átomos difundidos a través de la unidad de área en un tiempo determinado, con la temperatura, es la siguiente:

$$\log \eta = A + \frac{B}{T}$$

donde *A* y *B* son dos constantes. DAY y colaboradores (4) han encontrado fórmulas análogas en los casos del Bi, Au, Pb y Zn.

PANETH ha utilizado el método de los indicadores radioactivos para la determinación de áreas de superficies absorbentes (5). Para ello se utiliza la relación:

$$\frac{\text{Isotopos radioactivos en la superficie}}{\text{Isotopos radioactivos en disolución}} = \frac{\text{Isotopos estables en la superficie}}{\text{Isotopos estables en disolución}}$$

De esta manera se puede conocer el número de moléculas absorbidas en capas monomoleculares, y de aquí deducir la superficie del adsorbente.

(1) G. HEVESY: *Zeits. f. Elektrochem.*, 26, 363 (1920); *Trans. Faraday Soc.*, 34, 841 (1928).
 (2) J. GROH y G. HEVESY: *Ann. Physik.*, 63, 85 (1920).
 (3) C. RAYNOR, L. THOMASEN y L. ROUSE: *Proc. Amer. Soc. Metals.*, 30, 313 (1942).
 (4) H. DAY, F. BANKS y P. MILLER: *Phys. Rev.*, 57, 1.067 (1940); 59, 376 (1941).
 (5) F. PANETH: *Zeits. f. Elektrochem.*, 28, 113 (1922).



Usando sodio y bromo radioactivos como indicadores, NEWTON y FAJANS (1) han demostrado que la adsorción de la eosina y la eritrosina en disolución por un adsorbente sólido se debe exclusivamente a un intercambio entre los iones negativos de la disolución y los iones negativos del adsorbente.

El método de los indicadores radioactivos ha sido aplicado con gran éxito al estudio de gran número de problemas físico-químicos, tales como velocidades de reacción, estructuras moleculares, coeficientes de solubilidad, catalisis, etc.

Nuevos elementos químicos.—El sistema periódico de los elementos ha podido ser completado y ampliado merced a los trabajos de Química nuclear. Mediante el bombardeo del uranio con neutrones, sabemos ya que ha sido posible la obtención del ${}_{92}\text{U}^{239}$, el cual, por desintegración β , da lugar a la formación del isótopo 239 del elemento número 93. A este elemento se le ha denominado neptunio, y por nueva desintegración β se transforma en el número 94, bautizado con el nombre plutonio. De estos dos nuevos elementos se conocen hoy en día diversos isótopos, cuyas características y forma de obtención pueden verse en la tabla del capítulo XI. El plutonio se encuentra en la Naturaleza en ínfima proporción, como indicamos en el capítulo V al estudiar la radioactividad.

Por bombardeo del plutonio con partículas alfa se ha logrado obtener, como indicamos en el capítulo VII, isótopos de los elementos 95 y 96, que han sido reseñados con los nombres de americio y curio, respectivamente.

Los nombres de neptunio y plutonio recuerdan a los planetas transuránidos Neptunio y Plutón. Los otros elementos transuránidos, americio y curio, están propuestos por la analogía de la estructura electrónica de estos dos elementos y la de las tierras escasas europio y gadolinio, que en el nuevo sistema periódico quedan en la misma columna. Así como europio recuerda a Europa, el nuevo americio es un homenaje a América, y siendo el nombre de gadolinio en recuerdo de un químico famoso, GADOLIN, el nuevo curio quiere immortalizar a los CURIE.

En la tabla periódica existían unos huecos, los de los elementos 43, 61, 85 y 87, que no acababan de ser cubiertos. En varias ocasiones se ha creído haber encontrado los elementos correspondientes, y así al número 43 le llamaron masurio los NODDACK, los 85 y 87 recibieron los nombres de alabamio y virginio, pero estos resultados no fueron comprobados, y los huecos subsistían.

(1) A. NEWTON y K. FAJANS: *Jour. App. Phys.*, 12, 306 (1941).



Recientemente propuso PANETH⁽¹⁾ el que se considerase descubierto un elemento cuando se hubiese podido aislar de un compuesto natural o se hubiese logrado obtener uno de sus isotopos mediante una reacción nuclear. De esta forma se ha podido completar el sistema periódico. Del elemento 43 se han obtenido diversos isotopos, todos ellos radioactivos, siendo PERRIER y SEGRÉ⁽²⁾ los que obtuvieron por primera vez alguno de ellos, el 96 y el 97, por bombardeo del molibdeno con deutones, habiendo propuesto estos autores el nombre de tecnecio (Tc), del griego τεχνητός artificial, para este elemento.

El elemento 85 fué obtenido por CORSON, MACKENZIE y SEGRÉ⁽³⁾ en 1940, bombardeando bismuto con partículas alfa. El nombre propuesto es el de astato, del griego ἀστατος, inestable. El símbolo será At.

El número 87 fué reconocido por Mlle. PEREY⁽⁴⁾, bajo la forma de isotopo natural y conocido provisionalmente por actinio K, se reserva este nombre para el isotopo 223, y el elemento recibe el nombre de francio (Fr) en honor a Francia, patria de la descubridora del nuevo elemento.

El caso del elemento 61 es más complicado, pues multitud de investigadores han pretendido haberlo descubierto. Desde 1924 se le venían conociendo con el nombre de florencio o de ilinio⁽⁵⁾. En la actualidad se ha propuesto abandonar estos nombres, ya que no se ha logrado aislar, y darle el propuesto por los químicos de la División Manhattan, los cuales han obtenido varios isotopos de este elemento en las pilas de uranio. Estos investigadores le han bautizado con el apelativo de ciclonio (Cy), en recuerdo de la contribución del ciclotrón en estos trabajos⁽⁶⁾.

Aplicaciones biológicas.—En la Biología es donde el método de los indicadores se ha mostrado extremadamente fructífero. Según algunos autores, con el empleo de los indicadores radioactivos se ha producido en el campo biológico una revolución comparable solamente a la causada por el descubrimiento del microscopio.

Mediante el empleo de los indicadores radioactivos puede el biólogo estudiar la repartición en un organismo de sustancias diversas, así como revelar la adsorción selectiva de determinados órganos y observar el metabolismo de los diversos alimentos, así como el comportamiento de las glándulas internas y también puede revelar estados patológicos y, en algunas ocasiones, combatirlos.

(1) F. A. PANETH: *Nature*, 159, 8 (1947).

(2) C. PERRIER y E. SEGRÉ: *J. Chem. phys.*, 5; 712 (1937).

(3) D. R. CORSON, K. R. MACKENZIE y E. SEGRÉ: *Phys. Rev.*, 58, 672 (1940).

(4) M. PEREY: *J. Physik. Radium*, 10, 439 (1939).

(5) Con este nombre de ilinio figura el elemento 61 en la tabla del capítulo XI.

(6) Tomado de R. F. GOULD: *Chem. Eng. News.*, 25, 2.555 (1947).

Para estudios «in vitro» se toman muestras del órgano, tejido o fluido a estudiar, al cabo de cierto tiempo de haber administrado al animal o planta la sustancia radioactiva. La muestra tomada se pesa, se calcina y después se determina su radioactividad mediante un tubo contador. De esta manera se puede saber con precisión la cantidad de sustancia radioactiva que se encuentra en determinado lugar de un organismo.

Es muy usada también la técnica autorradiográfica, en la cual se toman cortes histológicos del tejido que desea estudiar, al cabo de algún tiempo de haber inyectado al animal o planta el indicador radioactivo. El corte histológico se pone en contacto con una placa fotográfica de grano fino durante un tiempo conveniente. Al revelar la placa, los ennegrecimientos de la misma indicarán la repartición del radioelemento, ya que la emulsión se impresionará más en aquellos puntos donde exista mayor cantidad de sustancia radioactiva. La comparación de la autorradiografía con un corte histológico normal, teñido por los procedimientos comunes, proporciona en muchas ocasiones valiosas indicaciones. (En la lámina XIII están reproducidas varias autorradiografías.)

La técnica autorradiográfica se utiliza también, con resultados excelentes, para estudiar la distribución de elementos marcados en diferentes tejidos sin necesidad de recurrir al corte histológico.

La técnica para determinaciones «in vivo» consiste en observar, mediante un contador, la concentración de elemento radioactivo en un área restringida, algún tiempo después de la administración de la sustancia marcada.

En el caso de ensayos biológicos, la cantidad de sustancia radioactiva introducida en el organismo como indicador no debe, en ningún caso, ser capaz de modificar, mediante su radiación, los efectos fisiológicos a estudiar; debe mantenerse siempre por debajo de su umbral de acción. Por ejemplo, en el estudio del metabolismo de los fosfolípidos, utilizando cobayas, la dosis de fósforo radioactivo no debe ser superior a 2×10^{-2} millicuries.

Estos métodos han conducido a resultados interesantísimos, de los cuales daremos algunos como ejemplo.

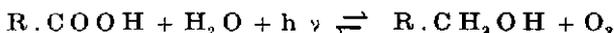
Utilizando CO_2 marcado con C^{14} , RUBEN y KAMEN⁽¹⁾ llevaron a cabo interesantísimos trabajos acerca del metabolismo de este compuesto. Demostraron que las plantas y algas clorofílicas tienen la propiedad de asimilar una determinada proporción de CO_2 en la oscuridad. Esta reacción es reversible y en ella la molécula de dióxido de carbono se fija en una molécula del tipo RH, donde R es una molécula orgánica de gran peso molecular. Se verifica:



(1) M. KAMEN y S. RUBEN: *J. Appl. Phys.*, 12, 310 (1941).



La molécula carboxílica se une, bajo la acción de la luz, a una molécula de agua en reacción fotoquímica no reversible:



La molécula $R.CH_2OH$, que podemos representar como $(R.CHOH)H$, es capaz de reaccionar con el CO_2 en la misma forma que la primitiva molécula RH , llegándose de esta forma a sintetizar toda clase de hidratos de carbono. Esto demuestra que los hidratos de carbono simples no son sintetizados directamente por la planta, sino que se obtienen primeramente moléculas complicadas que después se escinden. Esta explicación de la síntesis de los hidratos de carbono por los vegetales demuestra la falsedad de la hipótesis antigua de la formación del formaldehído.

RUBEN ⁽¹⁾ ha demostrado también, utilizando la misma técnica, que otros organismos o células que no contienen clorofila poseen la propiedad de reducir el CO_2 . Se ha comprobado que células hepáticas, por ejemplo, colocadas en un caldo de cultivo al que se le agrega CO_2 radioactivo, son capaces de reducir una gran proporción de éste y formar compuestos orgánicos, tales como ácido acético, ácido láctico, ácido propiónico, los cuales pueden conducir a la formación de glicógeno. En algunos casos parte del CO_2 radioactivo se encuentra incorporado a la sustancia orgánica de las células. De todo esto se deduce que el CO_2 es uno de los principales productos del metabolismo. Estos hechos experimentales habían escapado a los análisis anteriores. Mediante el empleo del CO_2 marcado con C^{14} se ha demostrado que del 2 al 4 % del CO_2 producido en las oxidaciones orgánicas puede ser reducido de nuevo y entrar a formar parte en nuevas síntesis. Todo organismo vivo puede reducir el CO_2 .

El isótopo radioactivo del fósforo P^{32} , beta-radiante de 14,3 días de vida media, ha sido muy utilizado en ensayos bioquímicos. Los trabajos efectuados, principalmente en el laboratorio de HEVESY, en Copenhague ⁽²⁾, han contribuído a dilucidar el quimismo de este elemento. Si se inyecta a un animal fosfato bisódico, marcado con P^{32} , se observa que desaparece rápidamente del torrente circulatorio. El fósforo marcado se encuentra al cabo de poco tiempo, 4 horas, distribuído aproximadamente en la siguiente forma: la mitad, en los huesos; la cuarta parte, en los músculos; la octava parte, en el tubo digestivo e hígado, y el resto, repartido por otros órganos. En experimentos de larga dura-

(1) S. RUBEN, M. KAMEN, W. ASSID y R. PERRY: J. Am. Chem. Soc., 61, 661 (1939); 62, 3.443, 3.450 (1940).

(2) G. HEVESY: J. Chem. Soc., 1.213 (1939); J. HAHN y G. HEVESY: Nature, 144, 204 (1939).



ción, 98 días, el 90 % del fósforo radioactivo todavía existente en el organismo se encuentra en el tejido óseo. La desaparición rápida del fósforo radioactivo del torrente circulatorio, a que hemos aludido anteriormente, es debido en una gran parte al intercambio de los fosfatos del plasma con los existentes en el líquido extracelular. De aquí se deduce que la pared capilar es perfectamente permeable a los fosfatos.

Mediante el empleo de indicadores radioactivos, se ha podido estudiar la permeabilidad de las membranas, demostrándose que las membranas celulares son permeables a los iones sodio y potasio, en contradicción con las hipótesis anteriores. Los iones sodio y potasio de los glóbulos se intercambian con los existentes en el plasma. La velocidad de intercambio del sodio es muy rápida en contraposición con la del ión potasio, que es muy lenta⁽¹⁾.

Se ha demostrado la destrucción de la barrera celular para los iones sodio, mediante átomos marcados⁽²⁾, en el caso de tejidos traumatizados o quemados en animales en «shock».

Los estudios de permeabilidad, que han podido ser llevados a cabo gracias a los isotopos radioactivos, son de un interés fundamental en Fisiología.

Los resultados más interesantes obtenidos con los isotopos marcados son quizá los referentes al descubrimiento de la dinamia de los constituyentes de los organismos vivos.

Las moléculas que forman un tejido de un animal o de una planta están en constante renovación. Así, por ejemplo, un radical de fósforo radioactivo ingerido en la alimentación puede participar inmediatamente en reacciones químicas con la glucosa en la mucosa intestinal, pasar después al torrente circulatorio, al estado de fósforo libre, entrar en un glóbulo rojo, ser incorporado a una molécula orgánica fosforada, retornar a la circulación, penetrar en las células hepáticas, participar en la formación de una molécula de un fosfatido, volver al torrente circulatorio bajo esta forma, penetrar en el bazo y abandonar este órgano al cabo de cierto tiempo, como constituyente de un glóbulo blanco. Se puede volver a encontrar el átomo de fósforo como constituyente del plasma, por intermedio del cual puede pasar a formar parte del esqueleto. Si se incorpora a la capa externa de los huesos, posee grandes probabilidades de ser reemplazado por otros radicales fosforados del plasma o de la linfa, pero si ha entrado a formar parte de un cristal de fosfato cálcico recién formado, puede permanecer allí durante un tiempo más o menos largo.

Mediante el uso del yodo radioactivo I^{131} , beta emisor con una vida

(1) L. HAIN, G. HEVESY y K. REBBER: *Biochem. J.*, **33**, 7,549 (1939).

(2) S. FOX y R. KESTON: *J. Clin. Invest.*, **23**, 935 (1945).

media de 25 minutos, han estudiado HAMILTON y colaboradores el funcionamiento de la glándula tiroides⁽¹⁾. Esta glándula sintetiza la tiroxina, que es una hormona que contiene iodo. Mediante estos trabajos se llegó a la conclusión que después de la ablación total de la glándula tiroides, la tiroxina continúa siendo preparada por el organismo. En la lámina XIII están reproducidas algunas autorradiografías obtenidas por HAMILTON en tiroides normales y en tiroides patológicos.

Aplicaciones médicas.—Los isótopos radioactivos son utilizados con fines terapéuticos. El fósforo radioactivo P^{32} viene siendo utilizado desde 1936, bajo la forma de fosfato bisódico, en el tratamiento de la leucemia crónica y de la policitemia vera⁽²⁾. El uso del fosfato radioactivo en estas enfermedades está fundado en el hecho de que este elemento se fija selectivamente en el tejido leucémico y en la médula roja, con lo cual se puede verificar la irradiación de estos tejidos y la destrucción de las células en período de formación, controlando de esta manera la formación de leucocitos.

El P^{32} se utiliza también, a causa de su localización selectiva, en el tratamiento del cáncer de piel⁽³⁾.

La Medicina utiliza los isótopos radioactivos también con fines de diagnóstico. El iodo radioactivo se ha utilizado para la determinación de metástasis cancerosas del tiroides, a causa de su absorción por las células cancerosas⁽⁴⁾. El iodo radioactivo absorbido por las células cancerosas cumple también fines terapéuticos al irradiar éstas.

El estroncio radioactivo Sr^{90} , beta radiante con vida media de 55 días, se ha utilizado satisfactoriamente en el tratamiento de los tumores óseos. Al inyectar lactato estroncico por vía intravenosa, el 35 % del estroncio se fija en los huesos, especialmente en los tejidos neoplásicos y en las líneas epifisarias, que son precisamente los que se desean irradiar.

Efectos biológicos de las radiaciones nucleares y de los neutrones.—

Las radiaciones ionizantes actúan sobre las células, destruyéndolas cuando su intensidad es suficiente.

Los neutrones en su paso a través de la materia dan lugar a la producción de partículas pesadas ionizadas, mientras que la radiación gamma produce electrones. Los átomos ionizados generan una densa ionización local, mientras que los electrones, producidos por los rayos X

(1) J. G. HAMILTON: *Radiology*, 39, 541 (1942).

(2) W. S. GRAFF, K. G. SCOTT y J. H. LAWRENCE: *Amer. J. Roentgenol.*, 55, 44 (1946); J. A. SARALEGUI y A. PAVLOVSKY: *Radiologia*, 6, 88 (1943).

(3) B. V. LOW-BEER: *Radiology*, 47, 213 (1946).

(4) J. H. LAWRENCE: *Jour. Amer. Med. Assoc.*, 134, 219 (1947).



o gamma, originan una ionización que es menos densa y cubre un volumen mucho mayor.

El efecto de los rayos X o gamma sobre los tejidos es proporcional a la ionización que producen en la parte afectada. Resulta interesantísima la observación de que los tejidos tumorales son destruidos más rápidamente por la radiación que los tejidos sanos (1).

No todos los tejidos son igualmente sensibles a la acción de las radiaciones ionizantes. Según WARREN (2), los tejidos más sensibles, en orden decreciente de sensibilidad, son los siguientes: timo, estómago, colon y epitelio de la vejiga; epitelio salivar; epitelio renal; papilas piliformes; endotelio de los vasos sanguíneos; fibroblastos, y células jóvenes de los tejidos conectivos. Siguen en orden de sensibilidad decre-

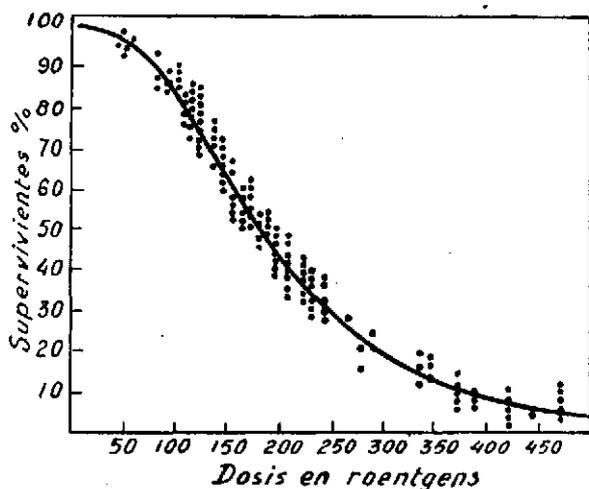
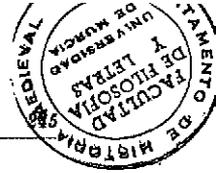


FIG. 67. Efecto de los rayos X de 120 Kv. sobre los huevos de la *Drosophila*. (C. PACKARD, Radiology, 27, 191, 1936).

ciente: la mucosa bucal, esófago, recto y vagina; el parénquima pulmonar; pleura; epitelio cutáneo, y las estructuras del ojo. Siguen a continuación los músculos lisos, estriados, y cardíacos; cartílagos; huesos, incluidos los osteoblastos; dientes, normoblastos; células de SARTOLI, y las células de los estromas de los testículos y ovarios. Las células más resistentes a las radiaciones ionizantes son las correspondientes a los tejidos siguientes, por orden de resistencia: tiroide adulto; pituitaria adulta; células nerviosas y cerebrales; nervios; tendones; células espermáticas adultas y células rojas de la sangre.

(1) G. FAHLLA: J. Appl. Phys., 12, 279 (1941).

(2) S. L. WARREN: Physiol. Rev., 8, 92 (1928).



La alteración producida en un tejido por las radiaciones ionizantes evoluciona como una quemadura.

Se puede producir un efecto de latencia por las diferencias de sensibilidad de las partes afectadas, lo cual hace que una lesión no aparezca, a veces, hasta algunos días después de la irradiación.

La destrucción de las células por las radiaciones parece ser un fenómeno individual, que guarda analogía con la acción de la radiación sobre los microorganismos. Algunos de éstos, ciertos bacilos, esporas, etc., son destruidos por los rayos X, o las radiaciones alfa, beta y gamma y por los neutrones. Se ha demostrado que la destrucción de estos organismos está sometida a la ley de las probabilidades. La FIG. 67 muestra los resultados obtenidos por PACKARD (1) en la irradiación de huevos de la *Drosophila*. Están indicados los tantos por ciento de supervivientes, los cuales se transforman en larvas, al aumentar la irradiación de rayos X de 120 Kv. Se ve que a partir de determinado punto el porcentaje de huevos supervivientes por dosis administrada permanece constante.

Estos experimentos se han repetido con radiación gamma, cuyas dosis han sido medidas en milicuries hora. EXNER y PACKARD (2) han encontrado resultados comparables a los obtenidos con los rayos X. Resulta que el 50 % de los huevos de la *Drosophila* sobreviven a una exposición de 38 milicuries hora de radiación gamma, así como a una dosis de rayos X de 190 roentgen. Estas dosis son biológicamente equivalentes, y los huevos de la *Drosophila* se utilizan como patrones para la medida de la densidad de radiación, y los resultados son independientes de la longitud de onda de la energía radiante. Un milicurie hora resulta equivalente a 5 roentgen «biológicos».

El examen de la curva de la FIG. 67 nos muestra, al extrapolar estos resultados a las células, la imposibilidad de destruir por una radiación todas las células de un tipo determinado, a menos que el tiempo de irradiación sea infinito.

La irradiación por partículas pesadas debe producir efectos más intensos que en el caso de los rayos X, gamma o beta. El impacto de una partícula alfa o de un protón, aparte del efecto correspondiente al choque y de la ionización producida, más intensa que en el caso de las otras radiaciones, deben tenerse en cuenta los choques inelásticos con los núcleos atómicos de los constituyentes de las moléculas que forman las células. En estos casos se forman isótopos inestables, que durante algún tiempo continúan irradiando la parte afectada. Además, algunos de los elementos producidos, bien directamente en el choque o en desintegraciones sucesivas, pueden ser tóxicos para la célula. En este caso las ba-

(1) C. PACKARD: Radiology, 25, 391 (1936).

(2) F. M. EXNER y C. PACKARD: Radiology, 25, 391 (1935).



rreras defensivas físico-químicas de la célula no pueden actuar. En otras ocasiones, estas transmutaciones pueden causar efectos favorables.

Los neutrones, en su paso a través de la materia, pueden sufrir choques elásticos con sustancias hidrogenadas, cediendo gran parte de su energía al protón, el cual producirá los efectos indicados en el párrafo anterior. En el caso de ser capturados, en choque inelástico, los neutrones dan lugar a átomos inestables, que se desintegran con emisión de radiaciones diversas.

Los experimentos de irradiación de tejidos por neutrones han demostrado que su efecto es superior al de las radiaciones ondulatorias. Hemos visto que para matar el 50 % de huevos de la *Drosophila*, hace falta una dosis de rayos X de 190 r.; bastan 87 r. de neutrones para causar el mismo efecto. Los neutrones son cinco veces más eficaces, a iguales dosis, que los rayos X en el tratamiento del carcinoma de mama en las ratas⁽¹⁾.

Se ha propuesto utilizar las reacciones $B^{10}(n,\alpha)Li^7$ y $Li^6(n,\alpha)H^3$ para aplicar la irradiación selectiva de los neutrones, de forma que éstos produzcan sus efectos en el lugar deseado. Si se logra incorporar boro o litio, en cualquier estado de combinación, a un tejido canceroso y se bombardea éste con neutrones lentos, éstos, al producir las reacciones arriba indicadas, liberan una energía considerable exclusivamente en el espacio donde esté localizado el litio o el boro, no resultando afectado el resto del cuerpo. Los experimentos efectuados en ratones, a los cuales se les había inyectado previamente ácido bórico en aceite de sésamo, muestran regresiones claras en los tumores cancerosos.

Las radiaciones ionizantes poseen la propiedad de provocar mutaciones⁽²⁾ cuando actúan sobre los genes. Se supone que el mayor número de variedades que presentan los vegetales de las grandes alturas es debido, precisamente, a la acción de los rayos cósmicos.

(1) J. H. LAWRENCE: Amer. Jour. Roentg., 48, 283 (1942).

(2) G. FAILLA: J. Appl. Phys., 12, 279 (1941).





CAPITULO X

Teoría del núcleo

Fuerzas nucleares.—Hemos dicho ya repetidas veces que los núcleos están formados por la agrupación de neutrones y protones, y en el capítulo II hemos reseñado sus propiedades. Sabemos que en el interior del núcleo deben actuar fuerzas de distinto tipo que las de COULOMB, ya que las fuerzas repulsivas del campo eléctrico parecen convertirse en atractivas a distancias del orden del radio nuclear, siendo la máxima dificultad en el estudio de la constitución de los núcleos atómicos el determinar la naturaleza de estas fuerzas de unión.

En el interior de los núcleos hemos de considerar las fuerzas que actúan entre neutrones y protones, entre neutrones y neutrones y entre protones y protones. Para la determinación de tipo de unión protón-neutrón se utilizan los datos que nos dan las propiedades del deutón (formado por un neutrón y un protón), así como aquellos proporcionados por el estudio de la difusión de los neutrones por el hidrógeno. La difusión de protones en el seno de hidrógeno gaseoso nos proporciona una información utilísima acerca del tipo de unión protón-protón. Acerca de la unión neutrón-neutrón carecemos de datos experimentales. Su determinación está basada en la comparación de las propiedades de los diferentes isotopos de un elemento, ya que éstos únicamente se diferencian en el número de neutrones que entran en su composición.



Difusión de protones y neutrones en hidrógeno.—El estudio de los fenómenos de difusión de las partículas nos revela el tipo de fuerzas que entre ellas actúan.

La fórmula clásica de RUTHERFORD, que da la dispersión de una partícula cargada por un núcleo con carga del mismo signo ⁽¹⁾, no se cumple siempre cuando la partícula incide sobre otra de la misma naturaleza. Por tanto, no es aplicable a la difusión de los protones por el hidrógeno. De aquí se deduce la existencia de fuerzas de canje, que intervienen cuando las partículas que entran en colisión son idénticas.

La Mecánica ondulatoria coincide con la clásica en el caso de la dispersión de una partícula por un núcleo cargado, llevándonos también a la fórmula de RUTHERFORD, la cual necesita ligeras modificaciones para el caso de núcleos ligeros, a causa del retroceso de éstos. Cuando se trata de la difusión de partículas por otras de la misma naturaleza, por ejemplo, partículas alfa por núcleos de helio, o protones por núcleos de hidrógeno, el caso es diferente.

En la difusión de los protones por el hidrógeno, nos encontramos con que el spin de estas partículas es igual

$$+ \frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$$

por tanto, las funciones propias admisibles por la Mecánica ondulatoria para el sistema de las dos partículas, tendrán la forma:

$$\begin{aligned} & \varphi(a,a) \psi^{(a)}(1,2); \varphi(b,b) \psi^{(a)}(1,2); [\varphi(a,b) + \varphi(b,a)] \psi^{(a)} \\ & \text{y } [\varphi(a,b) - \varphi(b,a)] \psi^{(s)}(1,2) \end{aligned}$$

Las cuatro hipótesis acerca de la forma de la función de los spines deben ser consideradas como igualmente probables y, por consiguiente, la probabilidad del estado simétrico indicado por $\psi^{(s)}(1,2)$ deberá ser considerado igual a 1/4, mientras que la del estado antisimétrico, indicado por $\psi^{(a)}(1,2)$, deberá ser igual a 3/4 ⁽²⁾.

(1) Ver capítulo II.

(2) En Mecánica ondulatoria reciben el nombre de estados simétricos con relación a dos corpúsculos, aquellos en los cuales, al permutar en la expresión de la función de ondas las coordenadas de los dos corpúsculos, no se cambia su valor. Por el contrario, se denomina a esta función de ondas antisimétrica, si permutando en su expresión las coordenadas de los dos corpúsculos se la ve simplemente cambiar de signo. Es de interés capital el recordar que: si un sistema contiene corpúsculos de la misma naturaleza, existen siempre funciones de onda, unas simétricas, otras antisimétricas, en relación a todos los pares de corpúsculos de la misma naturaleza. Para definir la simetría o antisimetría de la función de ondas de una partícula hay que tener en cuenta el spin de ésta; por tanto, la simetría o antisimetría de un estado hay que definirlo con relación al conjunto de las coordenadas en el espacio de la partícula y de su spin. Para las partículas de spin fraccionario sólo son permitidos los estados antisi-

En el caso de los estados simétricos se calcula que la probabilidad $P_s(\theta)$ de difusión de una partícula por otra de la misma naturaleza según un ángulo θ , será:

$$P_s(\theta) = \frac{Z^2 e^4}{m^2 v^4} (\sec^4 \theta + \operatorname{cosec}^4 \theta + 2 \Phi \sec^2 \theta \operatorname{cosec}^2 \theta)$$

dónde e es el cuanto elemental de electricidad, Z la carga de la partícula (-1 para los electrones), m y v su masa y velocidad y

$$\Phi = \cos \left[\frac{8 \pi e^2}{h v} \log \operatorname{tg}^2 \theta \right]$$

En el caso de los estados antisimétricos la fórmula que da la probabilidad de difusión según un ángulo θ , es la siguiente:

$$P_a(\theta) = \frac{Z^2 e^4}{m^2 v^2} (\sec^4 \theta + \operatorname{cosec}^4 \theta - 2 \Phi \sec^2 \theta \operatorname{cosec}^2 \theta)$$

La probabilidad total de ser difundida la partícula según un ángulo determinado θ , vendrá dada, teniendo en cuenta la proporcionalidad de los dos estados indicada anteriormente, por

$$P(\theta) = \frac{1}{4} [P_s(\theta) + 3 P_a(\theta)]$$

Si los spines de la partícula incidente y de la partícula difusora, en el caso de partículas idénticas, son iguales, no tendremos más que estados antisimétricos. Entonces $P(\theta) = P_a(\theta)$. En este caso no existirá difusión para ángulos de 45° , ya que en este caso $\log \operatorname{tg}^2 \theta = 0$, y, por tanto, $\Phi = 1$, y como $\sec \theta = \operatorname{cosec} \theta = \sqrt{2}$, resulta $P_a(\theta) = 0$.

Si las dos partículas poseen spines contrarios, no tendremos más que uno de los dos estados

$$[\varphi(a,b) + \varphi(b,a)] \phi^{(s)}(1,2) \quad \text{ó} \quad [\varphi(a,b) - \varphi(b,a)] \phi^{(a)}(1,2)$$

métricos, de acuerdo con el principio de PAULI, y siguen la estadística de FERMI; las partículas con spin θ ó entero, sólo presentan estados simétricos y responden a la estadística de BOSE.

En un sistema no puede verificarse ninguna transición que lleve de un estado simétrico a uno antisimétrico, o de uno antisimétrico a otro simétrico. Esta es precisamente la explicación de la existencia en el espectro del helio de dos categorías de líneas que parecen formar dos espectros superpuestos, entre los cuales no se verifica ninguna combinación. La separación es tan completa, que durante mucho tiempo se ha creído en la existencia de dos helios distintos: el parahelio y el ortohelio. La Mecánica ondulatoria ha aclarado el enigma al indicar que el espectro del parahelio corresponde a un estado simétrico, mientras que las líneas del espectro del ortohelio pertenecen a niveles antisimétricos. Las líneas del ortohelio son tripletes, mientras que las del parahelio son singletes.



y entonces los estados simétricos y antisimétricos tendrán la misma probabilidad, $1/2$, resultando, por tanto,

$$P(\theta) = \frac{P_s(\theta) + P_a(\theta)}{2} = \frac{Z^2 e^2}{m v^4} (\sec^4 \theta + \operatorname{cosec}^4 \theta)$$

Este resultado es el mismo de la teoría clásica⁽¹⁾.

Estas fórmulas, deducidas por MOTT y MASSEY⁽²⁾, han sido comprobadas experimentalmente por WHITE⁽³⁾, según el cual son válidas únicamente para protones cuya energía sea inferior a 600 Kev. Para protones de mayor energía y ángulos de dispersión superiores a los 20° , el número de partículas difundidas es mucho mayor del previsto por la teoría. TUVE, HEYDENBURG y HAFSTAD⁽⁴⁾ han llegado a resultados análogos a los de WHITE. De aquí se deduce que a distancias inferiores a 5×10^{-13} cm. entran en acción fuerzas distintas de las de COULOMB. Entre protones en contacto íntimo deben aparecer fuerzas atractivas de distinta índole.

La difusión de neutrones en hidrógeno presenta gran interés, aunque al crecer la energía de los neutrones las fórmulas se vuelven cada vez más complicadas. Aparece bien clara la presencia de una fuerza de atracción entre neutrones y protones, que disminuye rápidamente con la distancia. La difusión de los neutrones por el ortohidrógeno es sensiblemente más considerable que por el parahidrógeno⁽⁵⁾, según demostraron experimentalmente BRICKWEDDE y colaboradores⁽⁶⁾.

Estos resultados experimentales han sido interpretados teóricamente por BREIT y colaboradores⁽⁷⁾, según los cuales la interacción protón-

(1) La diferencia que aparece en la expresión es debida a que en esta fórmula se utiliza θ , que representa el ángulo de desviación observado por el experimentador, suponiendo un sistema de coordenadas fijo, mientras que alfa, en la fórmula de RUTHERFORD, es el ángulo de desviación de la partícula, medido en un sistema de referencia en el cual los ejes coordenados están ligados a la partícula difusora, acompañándola en su movimiento de retroceso. Los dos ángulos vienen ligados por la fórmula:

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{\operatorname{sen} \alpha}{\operatorname{cos} \alpha + \frac{m}{M}}$$

En el caso de difusión de una partícula por otra de su misma masa resulta $m/M = 1$.

(2) N. MOTT y H. MASSEY: *Theory of Atomic Collisions* (1933).

(3) M. G. WHITE: *Phys. Rev.*, **39**, 309 (1936).

(4) M. TUVE, N. HEYDENBURG y L. HAFSTAD: *Phys. Rev.*, **49**, 402 (1936).

(5) En el ortohidrógeno los spines de los dos núcleos que componen la molécula tienen el mismo sentido, paralelos, mientras que en el parahidrógeno poseen sentido opuesto, antiparalelos.

(6) F. BRICKWEDDE, J. R. DUNNING, H. HODGE y R. MANLEY: *Phys. Rev.*, **54**, 266 (1938).

(7) G. BREIT, H. THAXTON y L. EISENBUD: *Phys. Rev.*, **55**, 1.018 (1939), y G. BREIT, R. HORSINGTON, L. SHARE y H. THAXTON: *Ibid.*, **55**, 1.102 (1939).



protón y neutrón-protón pueden ser consideradas rigurosamente iguales. La unión neutrón-neutrón debe ser también del mismo orden de magnitud; por tanto, las interacciones entre nucleones son todas del mismo orden, independientemente de su carga ⁽¹⁾.

Propiedades del deutón.—Toda teoría acerca del tipo de fuerza de unión protón-neutrón, debe explicar satisfactoriamente las propiedades del deutón. En la formación de este núcleo existe una pérdida de masa de $2,36 \times 10^{-3}$ UM, lo que corresponde a un desprendimiento de energía de 2,2 Mev.

El spin del deutón es $I = 1$, lo cual indica que los spines del protón y neutrón constituyentes del núcleo deben ser paralelos ($\uparrow\uparrow$). En el caso de un deutón con spin $I = 0$, spines de neutrón y protón antiparalelos ($\uparrow\downarrow$), la energía de enlace sería de -40.000 ev, tratándose, por tanto, de un estado virtual.

Teoría de Heisemberg.—A HEISEMBERG se debe la hipótesis de que los núcleos están constituídos exclusivamente por neutrones y protones ⁽²⁾. Las fuerzas de COULOMB entre protones son repulsivas y no afectan a los neutrones. Las fuerzas magnéticas, debidas al spin, pueden en ciertas circunstancias producir la unión, pero son demasiado débiles para explicar la estabilidad de los núcleos.

La hipótesis de HEISEMBERG explica perfectamente los valores de los spines nucleares de los diferentes elementos. Indicamos anteriormente que los spines de los núcleos son la suma vectorial de los spines de las partículas constituyentes. El valor del spin del neutrón y del protón es, como ya sabemos, $I = 1/2$; por tanto, los núcleos formados por un número par de partículas, número másico par, deberán tener un spin entero o cero, y aquellos en cuya constitución entre un número impar de partículas, número másico impar, poseerán un spin fraccionario. Los resultados experimentales confirman totalmente esta regla. Además, aquellas partículas cuyo spin sea fraccionario responden a la estadística de FERMI-PAULI, y las de spin entero o cero siguen la de BOSE-EINSTEIN.

Para HEISEMBERG la unión protón-neutrón se efectúa por intermedio de fuerzas de canje, análogas a las del enlace homopolar en Química. Estas fuerzas deben poseer la propiedad de saturación y ser atractivas. Sin embargo, si estas fuerzas fuesen siempre atractivas, la energía de enlace de los núcleos debería aumentar, aproximadamente, como el nú-

(1) G. BREIT, E. CONDON y R. PRESENT: Phys. Rev., 50, 825 (1936).

(2) W. HEISEMBERG: Z. Physik., 77, 1 (1932).

mero de pares de partículas existentes en el núcleo; esto es, proporcionalmente al cuadrado del número másico; el volumen del núcleo debería ser independiente del número de partículas existentes en él, las cuales deberían estar fuertemente empaquetadas en su interior. Los resultados experimentales no se ajustan a esta concepción de fuerzas siempre atractivas, ya que las energías de enlace son directamente proporcionales a los números másicos, pero no a sus cuadrados, y el volumen nuclear es también aproximadamente proporcional al número másico. Para explicar estos hechos experimentales no hay más remedio que admitir que, al igual que en los gases condensados, las fuerzas de atracción se vuelven repulsivas a muy corta distancia. Sin embargo, esta explicación no es muy satisfactoria.

Hay que suponer que las fuerzas de intercambio entre las partículas son atractivas entre unos pares y repulsivas entre otros, análogamente a como ocurre en las fuerzas de las moléculas homopolares. Según HEISEMBERG, al tratarse de fuerzas de canje, deben depender de la simetría de la función de ondas con respecto a las partículas. Un estado simétrico debe presentar una interacción diferente a un estado antisimétrico.

Para HEISEMBERG, el neutrón y el protón son dos estados diferentes de la misma partícula pesada, el nucleón. La diferencia entre los estados reside únicamente, por tanto, en su carga. Al escribir la función de ondas de estas partículas deberemos hacer figurar, al lado de las coordenadas de espacio $x y z$, y de la coordenada de spin σ , una coordenada de carga, z , que será igual a $+e$ ó 0 , según que se trate de un nucleón al estado protón o al estado neutrón.

A los nucleones, spin fraccionario, le es aplicada la estadística de FERMI, el principio de exclusión de PAULI y son estados con función de ondas antisimétrica. De aquí se deduce que si dos nucleones se encuentran en el mismo estado cuantico, siendo iguales sus spines, necesariamente tendrán que presentarse en dos estados de carga diferente, es decir, bajo la forma de un par neutrón-protón. Debido a esto, en los núcleos ligeros las fuerzas coulombianas de repulsión juegan un papel poco importante, ya que los nucleones se agrupan por parejas neutrón-protón, dando lugar a la formación de núcleos estables en los cuales el número de protones y neutrones es el mismo. Para los núcleos más pesados, esta misma tendencia a la formación de pares neutrón-protón persiste, pero viene dificultada por la repulsión coulombiana entre los protones, lo que da lugar a la formación de núcleos estables, en los cuales el número de neutrones es ligeramente superior al de protones, acentuándose esta diferencia al crecer el número atómico.



En la teoría de HEISEMBERG no se tiene en cuenta más que la fuerza de canje en el par neutrón-protón, la unión de los cuales puede ser considerado como un caso de resonancia, en el cual el protón y el neutrón están constantemente transformándose uno en otro. Para que se pueda verificar este intercambio entre los dos estados, es necesario que los spines de las dos partículas sean paralelos.

Teoría de Majorana.—La hipótesis de HEISEMBERG es incapaz de explicar el hecho fundamental de que el núcleo de helio presenta una estabilidad mucho mayor que el deutón. Para obviar este inconveniente, supuso MAJORANA⁽¹⁾ que, en la interacción neutrón-protón, no existe sólo intercambio de carga, sino también de spin.

La diferencia esencial de las fuerzas propuestas por MAJORANA con la de HEISEMBERG reside en la aparente contradicción de que las fuerzas de HEISEMBERG, en las cuales no hay más que cambio de carga eléctrica, dependen esencialmente de los spines, mientras que las de MAJORANA, en las cuales existe intercambio de spines, son independientes de éstos.

Los dos tipos de fuerza deben presentarse. Si sólo existiesen uniones del tipo de las propuestas por MAJORANA, en el deutón serían igualmente probables los dos estados: el de singlete, correspondiente a $I = 0$, y el de tripletes, con $I = 1$, ya que la interacción de MAJORANA es independiente de los spines. Hemos visto, sin embargo, que la única forma estable es la de $I = 1$, lo cual indica la existencia de fuerzas de las preconizadas por HEISEMBERG, ya que este tipo de fuerzas no es independiente del valor de los spines.

Además, hemos indicado anteriormente que los neutrones presentan una dispersión más intensa en el seno del ortohidrógeno que en el parahidrógeno, lo cual comprueba la existencia de fuerzas dependientes de los spines. Si sólo existiesen acciones del tipo de MAJORANA, independiente de los spines de las partículas, la dispersión sería la misma en los dos tipos de hidrógeno.

En el núcleo de helio los dos protones y los dos neutrones deben poseer, de acuerdo con el principio de PAULI, spines opuestos. Si su unión fuese debida exclusivamente a fuerzas de HEISEMBERG, cada uno de los protones se uniría únicamente con el neutrón de su mismo spin, y la energía de enlace por partícula debería de ser del mismo orden de magnitud que para el deutón, cosa que no es cierta. Si admitimos fuerzas de MAJORANA, cada protón actúa sobre los dos neutrones, resultando, por tanto, el núcleo de helio bastante más estable que el deutón.

(1) E. MAJORANA: Z. Physik., 82, 137 (1932).



El tritio está formado por dos neutrones y un protón; es un núcleo inestable, vida media de 31 años, que emite electrones, transformándose en He^3 . La unión de estas tres partículas, las cuales deben estar en el mismo estado orbital, representado por la misma función de ondas, la podemos expresar por uno cualquiera de los tres esquemas de la FIG. 68. Según el principio de PAULI, los spines de los dos neutrones deben ser antiparalelos. El esquema *a*) se refiere al intercambio de carga entre el protón y el neutrón de spin paralelo al suyo. Este es el caso típico de intercambio de HEISEMBERG. En esta transición el estado final continuará obedeciendo al principio de PAULI, por lo cual este tipo de intercambio es posible. En el esquema *b*) está indicado el intercambio entre

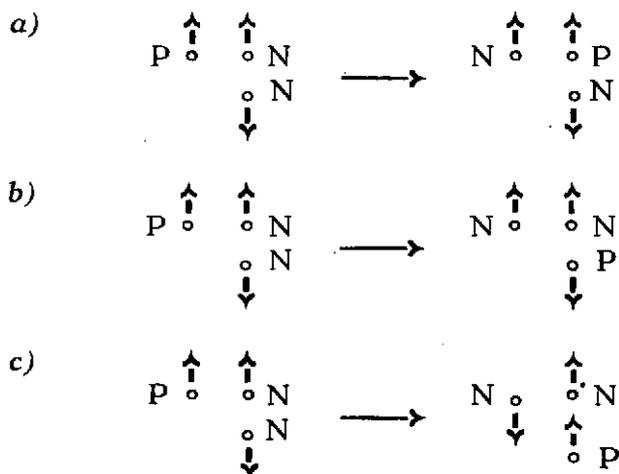


FIG. 68. Fuerzas de intercambio entre tres partículas.

protón y neutrón de spines antiparalelos, en cuyo caso el estado final presenta dos neutrones con spines paralelos, caso prohibido por el principio de PAULI. Se ve, pues, bien clara, la influencia de los spines en estos intercambios de carga del tipo de HEISEMBERG. Un intercambio de spines simplemente, como preconiza MAJORANA, entre neutrón y protón, no es posible en este caso, por conducir siempre a dos neutrones de spines paralelos, no permitidos por el principio de exclusión de PAULI. El esquema *c*) se refiere al caso, el más probable, de combinación de las dos fuerzas, intercambiándose entre protón y neutrón la carga y el spin. En todos los casos en que esto se verifique se obtiene un estado permitido.

En el He^3 debe ocurrir lo mismo, sustituyendo un neutrón por un protón, por lo cual las energías de enlace de estos dos núcleos deben ser similares, como en realidad sucede.

Sin embargo, el He^3 debería ser más inestable que el H^3 a causa de la repulsión electrostática, cosa que no sucede, ya que el He^3 es un núcleo estable. Esta es una de las dificultades con que se tropieza en la teoría de las fuerzas nucleares, sin que hasta la fecha haya podido ser superada.

Otros tipos de fuerzas.—Como resultado de los trabajos de BREIT acerca de la difusión de las diferentes partículas, anteriormente citado, del cual se deduce la existencia de las interacciones protón-protón y neutrón-neutrón, con fuerza análoga a la de protón-neutrón, hay que admitir la existencia, al lado de las de HEISEMBERG y MAJORANA, de otros tipos de fuerzas. Se admite la existencia de una interacción del tipo de WIGNER, la cual es de tipo clásico y no lleva aparejado cambio ni en la carga ni en el spin, y que se expresa por un potencial $V(r)$; otro tipo es la unión tipo BARTLETT con intercambio de spines.

Tendremos que la fuerza de unión entre dos partículas depende:

a) De si la función de ondas es simétrica o antisimétrica; lo cual representaremos abreviadamente por + ó —.

b) De si los spines de las partículas son paralelos ($\uparrow\uparrow$) o antiparalelos ($\uparrow\downarrow$).

c) De la naturaleza de las partículas, o sea del estado de carga de los nucleones.

d) De la distancia entre las partículas.

e) De su orientación, esto es, de la orientación del spin resultante.

Los factores a) y b) pueden combinarse en cuatro uniones diferentes:

$$(+ \downarrow\uparrow), (- \uparrow\uparrow), (+ \uparrow\uparrow), (- \downarrow\uparrow)$$

de las cuales las dos últimas no son admitidas por el principio de PAULI, para el caso de partículas semejantes.

Con respecto a la c) no hay que olvidar que las fuerzas de intercambio presentan fenómenos de saturación, por lo cual no es necesario que las fuerzas de atracción se transformen en repulsivas a cortas distancias. El potencial resultante es del tipo de cubeta indicado por GAMOW. Por último, haremos notar que no ha sido posible la determinación experimental de la orientación de los spines resultantes.

En las cuatro posibilidades de combinación de las fuerzas de intercambio entre dos partículas hay que recordar que la fuerza del tipo de WIGNER es la misma en los cuatro casos, las de MAJORANA son atractivas para los estados simétricos ($+\downarrow\uparrow$), ($+\uparrow\uparrow$) y repulsivas para los antisimétricos ($-\downarrow\uparrow$), ($-\uparrow\uparrow$), las fuerzas del tipo HEISEMBERG son atractivas para ($+\uparrow\uparrow$) y ($-\uparrow\downarrow$), y repulsivas para los otros dos, y, final-

mente, las de BARTLETT son atractivas para el caso de spines paralelos ($+\uparrow\uparrow$), ($-\uparrow\uparrow$), y repulsivas para las de spines antiparalelos.

Campo nuclear.—Hemos definido las fuerzas de tipo WIGNER como un potencial de tipo clásico. Esto presupone la existencia de un campo nuclear en el cual sea posible la acción a distancia. Según FERMI⁽¹⁾, el neutrón emite una pareja electrón-neutrino que es captada por el protón, que, de esta manera, se convierte en neutrón, mientras que el neutrón primitivo se ha transformado en protón y así sucesivamente. Estas partículas ligeras, electrón y neutrino, son las que forman el campo, equivalente al electromagnético de las fuerzas coulombianas.

La teoría de FERMI acerca de la formación del campo nuclear conduce, en los cálculos efectuados por TAMM⁽²⁾ e IWANENKO⁽³⁾ a resultados poco satisfactorios, ya que la energía enlace de las dos partículas aparece inferior a la determinada por el defecto de masa del deuterón.

Para obviar esto, supuso YUKAWA⁽⁴⁾ la existencia de un campo, que denominó mesotónico, análogo al campo electromagnético, pero diferente en su naturaleza, el cual sería responsable de la atracción neutrón-protón. Supone YUKAWA que, en estrecha analogía con el caso de una partícula cargada, los nucleones llevan una carga mesotónica; denominada g , la cual produce el campo. Un protón y un neutrón deberán atraerse, análogamente a como se atraen dos partículas cargadas eléctricamente, existiendo entre ambos una diferencia de potencial mesotónico. Este campo mesotónico difiere del electromagnético en dos aspectos fundamentales. El potencial $V(r)$ entre dos nucleones no es del tipo coulombiano e^2/r , sino

$$V(r) = g^2 \frac{e^{-\eta r}}{r}$$

donde η es una nueva constante universal, cuyas dimensiones son:

$$\eta = 0,3 \text{ a } 0,5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-1}$$

Además, las fuerzas nucleares, en contraposición con las fuerzas de carácter electromagnético, poseen la propiedad de saturarse.

El campo mesotónico, responsable de la fuerza de unión neutrón-protón, será un campo de intercambio, llevando la carga eléctrica del

(1) E. FERMI: *Z. Physik.*, **88**, 161 (1934); **89**, 522 (1934).

(2) I. TAMM: *Nature*, **133**, 981 (1934).

(3) D. IWANENKO: *Nature*, **133**, 980 (1934).

(4) H. YUKAWA: *Proc. Phys. Math. Soc. Japan*, **17**, 48 (1935); **19**, 712 (1938).

protón al neutrón y viceversa. Este intercambio se debe verificar por intermedio del mesotón.

Del hecho de que el mesotón posea carga se deduce que debe existir un campo mesotónico estático que corresponda al campo coulombiano. Deberán existir, por tanto, ondas mesotónicas análogas a las ondas electromagnéticas de la luz.

La propagación a distancia en el campo electromagnético, que satisface la ley de la inversa del cuadrado de la distancia, viene dada por la clásica ecuación de ondas:

$$\nabla^2 u - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0$$

donde ∇^2 es la laplaciana, dada por:

$$\nabla^2 u = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}$$

En el campo mesotónico hay que sustituir esta ecuación por la

$$\nabla^2 u - \eta^2 u - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0$$

donde u tendrá el valor:

$$u = g^2 \frac{e^{-\eta r}}{r}$$

del potencial mesotónico.

Desarrollando la teoría de las ondas mesotónicas análogamente a como se desarrolla la de las ondas electromagnéticas en la teoría cuántica, llega YUKAWA a la conclusión de que la masa en reposo del mesotón, que será el fotón de esta teoría, debe ser:

$$m_0 = \frac{h \eta}{2 \pi c}$$

donde η es la nueva constante universal, ya indicada y c la velocidad de la luz. Resulta para masa del mesotón en reposo un valor unas 200 veces la masa del electrón.

Según YUKAWA, los mesotones deben ser partículas inestables y se desintegrarán dando un electrón y un neutrino.

El descubrimiento del mesotón ⁽¹⁾ en los rayos cósmicos, con las propiedades previstas por YUKAWA, pareció confirmar su teoría; a pesar de ello no es totalmente aceptada, ya que no logra explicar las energías de enlaces en los diferentes núcleos, ni tiene en cuenta diferentes propiedades de éstos.

Según esta teoría, el mesotón deberá tener, al pasar alternativamente de uno a otro nucleón, carga positiva o negativa. Para explicar la unión protón-protón o neutrón-neutrón, hay que admitir la existencia de mesotones neutros.

Al unirse dos partículas, según YUKAWA nace una nueva partícula en cuyo campo ondulatorio quedan retenidos los dos corpúsculos primitivos. Usando frases de PALACIOS ⁽²⁾, podemos decir que las partículas «han perdido su individualismo, y resulta una especie de trinidad en la que ya no hay un protón y un neutrón, sino dos nucleones con una partícula-campo que va de uno a otro».

(1) Ver capítulo VI.

(2) J. PALACIOS: «Esquema físico del mundo», pág. 120 (1947).





CAPITULO XI

Tabla de isotopos

Hemos indicado ya que en la actualidad se conocen más de 700 clases de átomos diferentes, correspondientes a isotopos de los 96 elementos. Son varias las tablas publicadas en las que se reseñan las diversas propiedades de los diferentes átomos; pero, a excepción de la de MATTAUCH, no se refieren más que a aspectos parciales y no engloban en una sola tabla las principales propiedades. La de MATTAUCH⁽¹⁾ es completísima y con una bibliografía exhaustiva, pero está publicada en 1942, lo cual hace que, dado el enorme progreso de la Física y de la Química nuclear en los últimos años, resulte anticuada. A pesar de ello, es de consulta obligada para todo lo referente a propiedades de isotopos. Posteriores a la de MATTAUCH, aunque parciales en lo referente a las propiedades y bibliografía, merecen citarse las de CORK⁽²⁾, SEABORG⁽³⁾, TAYLOR⁽⁴⁾ y el informe del Comité de Isotopos⁽⁵⁾. Todas ellas han sido tenidas en cuenta para la confección de nuestra tabla, si bien revisando

(1) J. MATTAUCH: Kernphysikalische Tabellen (1942).

(2) J. CORK: «Table of Isotopes», publicada en el «Handbook of Chemistry and Physics» (1945). No recoge bibliografía más que hasta 1940. Más completa es la publicada en el libro del mismo autor «Radioactivity and Nuclear Physics». En ninguna de las dos se dan reacciones nucleares de obtención ni spins ni defectos másicos, y la bibliografía es muy reducida.

(3) G. T. SEABORG: Rev. Mod. Phys., 12, 30 (1940). Más incompleta que las de CORK.

(4) H. S. TAYLOR: «A treatise on Physical Chemistry», vol. I (1942). Sin bibliografía. Sólo da una reacción nuclear por isotopo, vida media y energía de la radiación.

(5) Isotope Committee Report, Science, 103, 697 (1946). Incompleto.



siempre la bibliografía original. Nuestra bibliografía alcanza hasta finales de 1947.

En la tabla va reseñado: en la columna 1, el número atómico, Z , del elemento; en la 2, el nombre químico; en la 3, el símbolo; en la 4, el número másico, A ; en la 5, la masa isotópica de aquellos isótopos en que se conoce con referencia al $O^{16} = 16,0000$, teniendo en cuenta los electrones corticales; en la 6 va indicado el defecto de masa, expresado en unidades másicas, multiplicado por 10^9 ; en la columna 7 va el spin de aquellos isótopos en que ha sido determinado; en la 8 está la abundancia relativa de los isótopos estables en cada elemento existente en la Naturaleza; en la 9 se indica la vida media de los isótopos radioactivos, en la cual a indica años, d , días, h horas, m minutos y s segundos; en la columna siguiente, la 10, se reseña la clase de radiación o transformación sufrida por el núcleo radioactivo; en ella la conversión interna se indica por I y una K indica la captura del electrón K . Las cifras colocadas entre paréntesis al lado del símbolo de la radiación emitida dan la energía de ésta expresada en Mev; la columna 11 nos indica las reacciones nucleares utilizadas en la obtención del isótopo correspondiente, el símbolo antes del paréntesis señala el núcleo de partida que es bombardeado por la partícula indicada en primer lugar en el interior del paréntesis, dando lugar a la partícula reseñada en segundo lugar y al isótopo en cuestión; finalmente, la columna 12 da las referencias bibliográficas referentes a todas las propiedades anteriormente reseñadas, las cuales se pueden consultar en la lista colocada al final de las tablas.

En la columna que indica el número másico, A , los números en negrita corresponden a isótopos estables, los de cursiva a isótopos radioactivos artificiales y los de redondo a isótopos radioactivos naturales.

TABLA DE ISOTOPOS



Z	Elemento	Símbolo	A	Masa Isotópica	Defecto Másico U.M. $\times 10^3$	Spin I	Abundancia Relativa %	Vida Media	RADIACION (Mev)
1	Hidrógeno	H D	1	1,008130	—	1/2	99,98	—	—
			2	2,014722	1,18	1	0,02	—	—
			3	3,01705	2,99	1/2	—	31 a	e^- (0,015)
2	Helio	He	3	3,01711	2,70	—	$\approx 10^{-9}$	—	—
			4	4,00386	7,57	0	≈ 100	—	—
			5	5,015428	5,54	—	—	$< 10^{-10}$ s	$\alpha + n$
			6	6,0209	5,19	—	—	0,8 s	e^- (3,7)
3	Litio	Li	6	6,01682	5,73	1	7,9	—	—
			7	7,01816	5,86	3/2	92,1	—	—
			8	8,02497	5,52	—	—	0,88 s	e^- (12,0)
4	Berilio	Be	7	7,01908	5,75	—	—	43 d	γ (0,485), K
			8	8,00776	7,57	—	—	< 1 s	2 α
			9	9,01486	6,93	—	100	—	—
			10	10,01671	6,95	—	—	7×10^3 a	e^- (0,5), γ (0,5)
5	Boro	B	9	9,01610	6,70	—	—	inestable	$\alpha + {}_1H^1$
			10	10,01633	6,91	—	18,4	—	—
			11	11,01295	7,40	—	81,6	—	—
			12	12,0168	7,21	—	—	0,22 s	e^- (12,0)
6	Carbono	C	10	10,01633	6,82	—	—	8,8 s	e^+ (3,4)
			11	11,01499	7,14	—	—	20,5 m	e^+ (0,95)
			12	12,00386	8,22	0	98,9	—	—
			13	13,00766	7,98	—	1,1	—	—
			14	14,00780	8,04	—	—	10^3 a	e^- (0,145)
7	Nitrógeno	N	13	13,01005	7,73	—	—	9,93 m	e^+ (0,92; 1,12)
			14	14,00756	8,00	1	99,62	—	γ (0,28)
			15	15,00495	8,23	1/2	0,38	—	—
			16	16,00645	8,19	—	—	8,0 s	e^- (6,0)

REACCIÓN NUCLEAR DE OBTENCIÓN	REFERENCIAS	
${}^1_1\text{H}^2(\gamma, n)$ ${}^1_1\text{H}^1(n, \gamma)$ ${}^1_1\text{H}^2(d, p); {}^3_3\text{Li}^6(n, \alpha); {}^4_4\text{Be}^9(d, {}^4_4\text{Be}^9)$	61, 339, 474, 493 146, 243, 274 67, 398, 349, 350, 351, 54, 344, 347, 329, 12, 224, 14, 307, 17	H^1 H^2 H^3
${}^3_3\text{Li}^6(p, \alpha); {}^1_1\text{H}^2(d, n)$ ${}^3_3\text{Li}^7(p, \alpha); {}^3_3\text{Li}^6(d, \alpha)$ ${}^3_3\text{Li}^7(d, \alpha)$ ${}^4_4\text{Be}^9(n, \alpha); {}^3_3\text{Li}^6(n, p)$	343, 345, 328, 30, 341, 39, 40 111, 346, 160, 405, 329, 528, 343, 278 527, 405 36, 325	He^3 He^4 He^5 He^6
${}^4_4\text{Be}^9(p, \alpha)$ ${}^4_4\text{Be}^9(d, \alpha); {}^3_3\text{Li}^6(d, p); {}^5_5\text{B}^{10}(n, \alpha)$ ${}^3_3\text{Li}^7(d, p); {}^3_3\text{Li}^7(n, \gamma); {}^5_5\text{B}^{11}(n, \alpha)$	121, 347 347, 343, 265, 329, 129, 524 280, 27, 90, 405, 325	Li^6 Li^7 Li^8
${}^5_5\text{B}^{10}(p, \alpha); {}^3_3\text{Li}^7(p, n); {}^3_3\text{Li}^6(d, n)$ ${}^5_5\text{B}^{11}(p, \alpha); {}^4_4\text{Be}^9(p, d); {}^3_3\text{Li}^7(p, \gamma); {}^3_3\text{Li}^7(d, n);$ ${}^5_5\text{B}^{10}(d, \alpha); {}^4_4\text{Be}^9(d, {}^1_1\text{H}^3); {}^4_4\text{Be}^9(n, 2n); {}^4_4\text{Be}^9(\gamma, n)$ ${}^5_5\text{B}^{11}(d, \alpha); {}^6_6\text{C}^{12}(n, \alpha)$ ${}^4_4\text{Be}^9(d, p); {}^5_5\text{B}^{10}(n, p); {}^4_4\text{Be}^9(n, \gamma)$	220, 396 162, 329, 347, 487, 330, 37, 68, 32, 349, 406, 52 72, 141 74, 347, 53, 313	Be^7 Be^8 Be^9 Be^{10}
${}^4_4\text{Be}^9(p, n)$ ${}^3_3\text{Li}^7(\alpha, n); {}^4_4\text{Be}^9(p, \gamma); {}^4_4\text{Be}^9(d, n)$ ${}^6_6\text{C}^{13}(d, \alpha); {}^5_5\text{B}^{10}(d, p); {}^7_7\text{N}^{14}(n, \alpha)$ ${}^5_5\text{B}^{11}(d, p)$	72, 141, 191 95, 101, 405 224, 69, 228 27, 28, 89, 147	B^9 B^{10} B^{11} B^{12}
${}^5_5\text{B}^{10}(p, n)$ ${}^7_7\text{N}^{14}(p, \alpha); {}^5_5\text{B}^{11}(p, n); {}^5_5\text{B}^{10}(p, \gamma); {}^5_5\text{B}^{10}(d, n);$ ${}^6_6\text{C}^{12}(n, 2n); {}^7_7\text{N}^{14}(\gamma, p2n); {}^6_6\text{C}^{12}(\gamma, n)$ ${}^4_4\text{Be}^9(\alpha, n); {}^7_7\text{N}^{15}(p, \alpha); {}^5_5\text{B}^{11}(p, \gamma); {}^5_5\text{B}^{11}(d, n);$ ${}^7_7\text{N}^{14}(d, \alpha)$ ${}^5_5\text{B}^{10}(\alpha, p); {}^7_7\text{N}^{15}(d, \alpha); {}^6_6\text{C}^{12}(d, p); {}^8_8\text{O}^{16}(n, \alpha)$ ${}^5_5\text{B}^{11}(\alpha, p); {}^6_6\text{C}^{13}(d, p); {}^7_7\text{N}^{14}(n, p)$	24, 114 24, 114, 22, 193, 518, 436, 323, 101, 147, 374, 470, 21 128, 482, 57, 278, 268, 225, 157, 101, 155 407, 482, 225, 224, 69, 320, 521, 190, 46 366, 399, 402, 48, 30, 228, 190	C^{10} C^{11} C^{12} C^{13} C^{14}
${}^5_5\text{B}^{10}(\alpha, n); {}^6_6\text{C}^{13}(p, n); {}^6_6\text{C}^{12}(p, \gamma); {}^6_6\text{C}^{12}(d, n);$ ${}^7_7\text{N}^{14}(d, {}^1_1\text{H}^3); {}^7_7\text{N}^{14}(n, 2n); {}^7_7\text{N}^{14}(\gamma, n)$ ${}^5_5\text{B}^{11}(\alpha, n); {}^6_6\text{C}^{12}(d, \gamma); {}^6_6\text{C}^{13}(p, \gamma); {}^6_6\text{C}^{13}(d, n);$ ${}^8_8\text{O}^{16}(d, \alpha)$ ${}^8_8\text{O}^{18}(p, \alpha); {}^7_7\text{N}^{14}(d, p)$ ${}^9_9\text{F}^{19}(n, \alpha); {}^8_8\text{O}^{16}(n, p)$	510, 486, 300, 352, 388, 96, 21, 481, 23, 202, 374, 42, 230 60, 310, 29, 63, 101, 263, 38, 30, 70, 73 57, 269, 73, 155 147, 325, 62, 521, 359	N^{13} N^{14} N^{15} N^{16}



Z	Elemento	Símbolo	A	Masa Isotópica	Defecto Másico U.M. x 10 ³	Spin I	Abundancia Relativa %	Vida Media	RADIACION (MeV)	
8	Oxígeno	O	15	15,0078	7,99	—	—	126 s	e ⁺ (1,7)	
			16	16,0000	8,54	0	99,76	—	—	
			17	17,00449	8,30	—	0,04	—	—	
			18	18,00369	8,38	—	0,20	—	—	
			19	—	—	—	—	—	31 s	e ⁻
9	Flúor	F	17	17,0076	8,08	—	—	70 s	e ⁺ (2,1)	
			18	18,0056	8,23	—	—	112 m	e ⁺ (0,7)	
			19	19,00452	8,32	1/2	100	—	—	
			20	20,0063	8,27	—	—	72 s	e ⁻ (5,0), γ (2,2)	
10	Neón	Ne	19	19,00798	8,10	—	—	20,3 s	e ⁺ (2,20)	
			20	19,99896	8,60	—	90,0	—	—	
			21	20,99968	8,57	—	0,27	—	—	
			22	21,99864	8,64	—	9,73	—	—	
			23	23,0005	8,57	—	—	—	40 s	e ⁻ (4,1)
11	Sodio	Na	21	—	—	—	—	23 s	e ⁺	
			22	22,00032	8,52	—	—	3 a	e ⁺ (0,58)	
			23	22,99644	8,71	3/2	100	—	—	
			24	23,99774	8,67	—	—	14,8 h	e ⁻ (1,4) γ (1,38; 3,73)	
			25	—	—	—	—	—	62 s	e ⁻ (2,8), γ (0,035)
12	Magnesio	Mg	23	23,00055	8,50	—	—	11,6 s	e ⁺ (2,82)	
			24	23,99189	8,88	—	77,4	—	—	
			25	24,99277	8,84	—	11,5	—	—	
			26	25,99062	8,93	—	11,1	—	—	
			27	26,99256	8,86	—	—	—	10,2 m	e ⁻ (1,8) γ (1,02; 0,84)
13	Aluminio	Al	26	25,99446	8,33	—	—	7,0 s	e ⁺ (2,99)	
			27	26,99069	8,90	5/2	100	—	—	
			28	27,99077	8,90	—	—	—	2,4 m	e ⁻ (3,3); γ(1,8)
			29	28,9890	8,96	—	—	—	6,7 m	e ⁻ (2,5)

REACCION NUCLEAR DE OBTENCION	REFERENCIAS	
${}^6\text{C}^{12}(\alpha, n)$; ${}^7\text{N}^{15}(p, n)$; ${}^7\text{N}^{14}(p, \gamma)$; ${}^7\text{N}^{14}(d, n)$; ${}^8\text{O}^{16}(n, 2n)$; ${}^8\text{O}^{16}(\gamma, n)$ ${}^9\text{F}^{19}(p, \alpha)$ ${}^7\text{N}^{14}(\alpha, p)$; ${}^9\text{F}^{19}(d, \alpha)$; ${}^8\text{O}^{16}(d, p)$; ${}^{10}\text{Ne}^{20}(n, \alpha)$	297, 315, 244, 147, 123, 322, 372, 374, 62, 48 67, 157, 101, 57, 103, 31 473, 472, 362, 278, 69, 73, 224, 191, 223 324a 325, 17	O^{15} O^{16} O^{17} O^{18} O^{19}
${}^7\text{N}^{14}(\alpha, n)$; ${}^8\text{O}^{16}(p, \gamma)$; ${}^8\text{O}^{16}(d, n)$; ${}^9\text{F}^{19}(\gamma, 2n)$ ${}^8\text{O}^{16}(p, n)$; ${}^9\text{O}^{17}(d, n)$; ${}^{10}\text{Ne}^{20}(d, \alpha)$; ${}^9\text{F}^{19}(n, 2n)$; ${}^9\text{F}^{19}(\gamma, n)$ ${}^9\text{F}^{19}(d, p)$; ${}^9\text{F}^{19}(n, \gamma)$; ${}^{11}\text{Na}^{23}(n, \alpha)$	123, 258, 517, 363, 331, 332, 21, 147, 527 123, 527, 23, 467, 374, 21 58a 90, 104, 147, 17, 325	F^{17} F^{18} F^{19} F^{20}
${}^9\text{F}^{19}(p, n)$ ${}^9\text{F}^{19}(d, n)$ ${}^{11}\text{Na}^{23}(d, \alpha)$; ${}^{10}\text{Ne}^{20}(d, p)$ ${}^9\text{F}^{19}(\alpha, p)$ ${}^{12}\text{Mg}^{26}(n, {}^{10}\text{Ne}^{22}(d, p); \alpha)$; ${}^{11}\text{Na}^{23}(n, p)$	518 266, 31 268, 367, 369 59, 196 369, 367, 17, 325, 359	Ne^{19} Ne^{20} Ne^{21} Ne^{22} Ne^{23}
${}^{10}\text{Ne}^{22}(d, p)$; ${}^{10}\text{Ne}^{20}(d, n)$ ${}^{10}\text{Ne}^{21}(d, n)$; ${}^{12}\text{Mg}^{24}(d, \alpha)$; ${}^9\text{F}^{19}(\alpha, n)$ ${}^{10}\text{Ne}^{20}(\alpha, p)$; ${}^{12}\text{Mg}^{25}(d, \alpha)$ ${}^{12}\text{Mg}^{26}(d, \alpha)$; ${}^{11}\text{Na}^{23}(d, p)$; ${}^{11}\text{Na}^{23}(n, \gamma)$; ${}^{13}\text{Al}^{27}(n, \alpha)$; ${}^{13}\text{Al}^{27}(\gamma, 2pn)$; ${}^{12}\text{Mg}^{25}(\gamma, p)$; ${}^{12}\text{Mg}^{24}(n, p)$; ${}^{14}\text{Si}^{28}(\gamma, 3pn)$ ${}^{12}\text{Mg}^{26}(\gamma, p)$; ${}^{13}\text{Al}^{27}(\gamma, 2p)$	91, 369 262, 361, 301, 261 408, 362, 278, 298 495, 259, 323, 258, 103, 203, 267, 268, 271, 17, 381, 21 229, 21	Na^{21} Na^{22} Na^{23} Na^{24} Na^{25}
${}^{11}\text{Na}^{23}(p, n)$; ${}^{12}\text{Mg}^{24}(\gamma, n)$ ${}^{11}\text{Na}^{23}(p, \gamma)$; ${}^{11}\text{Na}^{23}(d, n)$ ${}^{13}\text{Al}^{27}(d, \alpha)$ ${}^{11}\text{Na}^{23}(\alpha, p)$; ${}^{12}\text{Mg}^{25}(d, p)$ ${}^{12}\text{Mg}^{26}(d, p)$; ${}^{12}\text{Mg}^{26}(n, \gamma)$; ${}^{13}\text{Al}^{27}(n, p)$	518, 229, 21 208, 157, 102, 268 278, 314 249, 370 94, 323, 203, 202, 387, 17	Mg^{23} Mg^{24} Mg^{25} Mg^{26} Mg^{27}
${}^{11}\text{Na}^{23}(\alpha, n)$; ${}^{12}\text{Mg}^{26}(p, n)$; ${}^{12}\text{Mg}^{25}(p, \gamma)$; ${}^{13}\text{Al}^{27}(\gamma, n)$ ${}^{12}\text{Mg}^{24}(\alpha, p)$; ${}^{12}\text{Mg}^{26}(p, \gamma)$ ${}^{12}\text{Mg}^{25}(\alpha, p)$; ${}^{13}\text{Al}^{27}(d, p)$; ${}^{13}\text{Al}^{27}(n, \gamma)$; ${}^{15}\text{P}^{31}(n, \alpha)$; ${}^{14}\text{Si}^{28}(n, p)$; ${}^{14}\text{Si}^{29}(\gamma, p)$ ${}^{12}\text{Mg}^{26}(\alpha, p)$; ${}^{14}\text{Si}^{29}(n, p)$; ${}^{14}\text{Si}^{30}(\gamma, p)$; ${}^{15}\text{P}^{31}(\gamma, 2p)$	150, 518, 301, 51, 97, 102, 21 195, 127, 102 206, 76, 98, 127, 4, 206, 304, 266, 17, 146, 21 33, 50, 206, 98, 374, 21	Al^{26} Al^{27} Al^{28} Al^{29}



Z	Elemento	Símbolo	A	Masa Isotópica	Defecto Másico U.M. x 10 ³	Spin I	Abundancia Relativa %	Vida Media	RADIACION (Mev)
14	Silicio	Si	27	26,99711	9,63	—	—	4,92 s	e ⁺ (3,65)
			28	27,98727	8,99	—	89,6	—	—
			29	28,98635	9,02	—	6,2	—	—
			30	29,98399	9,10	—	4,2	—	—
			31	30,9862	9,02	—	—	170 m	e ⁻ (1,8)
15	Fósforo	P	29	28,99135	8,82	—	—	4,6 s	e ⁺ (3,6)
			30	29,9882	8,93	—	—	2,55 m	e ⁺ (3,5; 3,0)
			31	30,9839	9,07	1/2	100	—	—
			32	31,9841	9,06	—	—	14,3 d	e ⁻ (1,69)
16	Azufre	S	31	30,98965	8,86	—	—	3,18 s	e ⁺ (3,9)
			32	31,9823	9,09	0	95,1	—	—
			33	32,9818	9,10	—	0,74?	—	—
			34	33,97981	9,16	—	4,2	—	—
			35	—	—	—	—	87,1 d	e ⁻ (0,17)
			36	—	—	—	—	—	—
17	Cloro	Cl	33	32,9875	8,91	—	—	2,8 s	e ⁺ (4,13)
			34	33,981	9,10	—	—	33 m	e ⁺ (2,5)
			35	34,97903	9,15	5/2	75,4	—	—
			36	35,9799	9,12	—	—	10 ⁶ a	e ⁺ , e ⁻ (0,66), K
			37	36,97786	9,17	5/2	24,6	—	—
			38	37,9800	9,11	—	—	37 m	e ⁻ (1,1; 5,0); γ (1,65; 2,15)
18	Argón	A	35	34,9865	8,91	—	—	1,91 s	e ⁺ (4,38)
			36	35,9785	9,14	—	0,307	—	—
			37	—	—	—	—	34 d	—
			38	37,9751	9,22	—	0,061	—	—
			39	—	—	—	—	4,0 m	—
			40	39,97564	9,19	—	99,632	—	—
			41	40,9770	9,15	—	—	110 m	e ⁻ (1,5), γ (1,37)
19	Potasio	K	38	—	—	—	—	7,7 m	e ⁺ (2,3), γ
			39	38,97518	9,19	3/2	93,44	—	—
			40	39,975	9,18	—	0,011	4 × 10 ⁸ a	e ⁻ (0,4; 0,7); γ (2,0), K
			41	40,9739	9,21	3/2	6,55	—	—
			42	—	—	—	—	12,4 h	e ⁻ (3,5)
			43	—	—	—	—	18 m	e ⁻

REACCION NUCLEAR DE OBTENCION	REFERENCIAS	
$^{12}\text{Mg}^{24}(\alpha, n)$; $^{13}\text{Al}^{27}(p, n)$ $^{13}\text{Al}^{27}(p, \gamma)$; $^{13}\text{Al}^{27}(d, n)$ $^{16}\text{S}^{32}(n, \alpha)$ $^{13}\text{Al}^{27}(\alpha, p)$; $^{14}\text{Si}^{28}(d, p)$ $^{14}\text{Si}^{30}(d, p)$; $^{14}\text{Si}^{30}(n, \gamma)$; $^{16}\text{S}^{34}(n, \alpha)$; $^{15}\text{P}^{31}(n, p)$	245, 25, 301, 246, 257, 91, 247 208, 157, 314 521 380, 59, 127, 196, 482, 370 63, 258, 330, 333, 17	Si^{27} Si^{28} Si^{29} Si^{30} Si^{31}
$^{14}\text{Si}^{29}(p, n)$; $^{15}\text{P}^{31}(\gamma, 2n)$ $^{13}\text{Al}^{27}(\alpha, n)$; $^{16}\text{S}^{32}(n, p2n)$; $^{14}\text{Si}^{28}(\alpha, \text{He}^3, p)$ $^{16}\text{S}^{32}(d, \alpha)$; $^{15}\text{P}^{31}(n, 2n)$; $^{15}\text{P}^{31}(\gamma, n)$ $^{14}\text{Si}^{28}(\alpha, p)$ $^{14}\text{Si}^{29}(\alpha, p)$; $^{16}\text{S}^{34}(d, \alpha)$; $^{15}\text{P}^{31}(d, p)$; $^{15}\text{P}^{31}(n, \gamma)$ $^{15}\text{Cl}^{35}(n, \alpha)$; $^{16}\text{S}^{32}(n, p)$	519, 21 21, 47, 44, 374, 34, 409, 221, 63, 301, 25, 98, 301, 391, 481, 83, 12, γ^2 , 298, 519 195 299, 271, 323, 258, 244, 409, 330, 333, 275, 368, 145, 17, 5, 462	p^{29} p^{30} p^{31} p^{32}
$^{14}\text{Si}^{28}(\alpha, n)$; $^{15}\text{P}^{31}(p, n)$ $^{15}\text{P}^{31}(p, \gamma)$ $^{17}\text{Cl}^{35}(d, \alpha)$; $^{16}\text{S}^{32}(d, p)$ $^{15}\text{P}^{31}(\alpha, p)$ $^{16}\text{S}^{34}(d, p)$; $^{17}\text{Cl}^{35}(n, p)$	133, 519, 245, 246, 247 102, 222, 334a 461, 265, 334a 353, 361, 334a 277, 281, 498, 18, 237, 334a	S^{31} S^{32} S^{33} S^{34} S^{35} S^{36}
$^{16}\text{S}^{33}(p, n)$; $^{16}\text{S}^{32}(d, n)$ $^{15}\text{P}^{31}(\alpha, n)$; $^{16}\text{S}^{32}(\alpha, pn)$; $^{16}\text{S}^{33}(d, n)$; $^{17}\text{Cl}^{35}(n, 2n)$ $^{17}\text{Cl}^{35}(\gamma, n)$ $^{16}\text{S}^{32}(\alpha, p)$ $^{17}\text{Cl}^{35}(d, p)$; $^{17}\text{Cl}^{35}(n, \gamma)$ $^{18}\text{A}^{40}(d, \alpha)$; $^{17}\text{Cl}^{37}(d, p)$; $^{17}\text{Cl}^{37}(n, \gamma)$; $^{19}\text{K}^{41}(n, \alpha)$	519, 221 391, 51, 150, 458, 409, 374, 48 195, 460a, 335a 170, 368, 461, 168, 351 460a, 335a 231, 512, 103, 258, 494, 17, 502, 368, 461	Cl^{33} Cl^{34} Cl^{35} Cl^{36} Cl^{37} Cl^{38}
$^{16}\text{S}^{32}(\alpha, n)$; $^{17}\text{Cl}^{35}(p, n)$ $^{17}\text{Cl}^{37}(d, 2n)$; $^{17}\text{Cl}^{37}(p, n)$; $^{19}\text{K}^{39}(d, \alpha)$; $^{20}\text{Ca}^{40}(n, \alpha)$ $^{16}\text{S}^{34}(\alpha, n)$ $^{17}\text{Cl}^{35}(\alpha, p)$; $^{17}\text{Cl}^{37}(p, \gamma)$ $^{20}\text{Ca}^{42}(n, \alpha)$ $^{17}\text{Cl}^{37}(\alpha, p)$ $^{18}\text{A}^{40}(d, p)$; $^{18}\text{A}^{40}(n, \gamma)$; $^{19}\text{K}^{41}(n, p)$	133, 519, 245, 134 334b 515 301, 352, 102, 334b 374 352; 334b 466, 258, 386, 423, 231, 334b	A^{35} A^{36} A^{37} A^{38} A^{39} A^{40} A^{41}
$^{17}\text{Cl}^{35}(\alpha, n)$; $^{20}\text{Ca}^{40}(d, \alpha)$; $^{19}\text{K}^{39}(n, 2n)$ $^{17}\text{Cl}^{37}(\alpha, n)$; $^{18}\text{A}^{40}(p, n)$; $^{19}\text{K}^{39}(d, p)$ $^{19}\text{K}^{41}(d, p)$; $^{19}\text{K}^{41}(n, \gamma)$; $^{21}\text{Sc}^{43}(n, \alpha)$; $^{20}\text{Ca}^{42}(n, p)$ $^{20}\text{Ca}^{43}(n, p)$	391, 231, 204, 363, 374 334c, 147a 50, 281, 363, 368, 23 334c, 304a 231, 258, 17, 503, 504, 509 504, 509	 K^{38} K^{39} K^{40} K^{41} K^{42} K^{43}



Z	Elemento	Símbolo	A	Masa Isotópica	Defecto Másico U.M. x 10 ²	Spín I	Abundancia Relativa %	Vida Media	RADIACION (Mev)			
20	Calcio	Ca	39	—	—	—	—	4,5 m	e ⁺			
			40	39,9745	9,18	—	96,97	—	—			
			41	—	—	—	—	8,5 d	e ⁻ , γ (1,1), K			
			42	41,9711	9,25	—	0,64	—	—			
			43	42,9723	9,21	—	0,145	—	—			
			44	—	—	—	2,06	—	—			
			45	44,97075	9,23	—	—	180 d	e ⁻ (0,2), γ (0,7)			
			46	—	—	—	0,0033	—	—			
			48	—	—	—	0,185	—	—			
			49	—	—	—	—	—	2,5 h	e ⁻ (2,3), γ (0,8)		
49	—	—	—	—	—	30 m	e ⁻					
21	Escandio	Sc	41	—	—	—	—	0,87 s	e ⁺ (4,94)			
			42	—	—	—	—	13,5 d	e ⁺ (1,4)			
			43	—	—	—	—	4 h	e ⁺ (0,4; 1,4) γ (1,0)			
			44	—	—	—	—	52 h	e ⁻ , γ (0,268)			
			44	—	—	—	—	4,1 h	e ⁺ (1,45)			
			45	44,96977	9,24	7/2	100	—	—			
			46	45,96909	9,25	—	—	85 d	e ⁻ (0,26, 1,25); γ : K			
			47	—	—	—	—	63 h	e ⁻ (1,1), γ			
			48	—	—	—	—	44 h	e ⁻ (0,64); γ (1,35)			
			49	—	—	—	—	57 m	e ⁻ (1,8)			
22	Titanio	Ti	45	—	—	—	—	3,0 h	e ⁺ (1,2)			
			46	45,9678	9,26	—	7,94	—	—			
			47	—	—	—	7,75	—	—			
			48	47,9651	9,30	—	73,45	—	—			
			49	48,9664	9,27	—	5,52	—	—			
			50	49,963	9,33	—	5,34	—	—			
			51	—	—	—	—	2,9 m	e ⁻ (0,36), γ (1,0)			
			51	—	—	—	—	72 d	e ⁻ ; γ			
			23	Vanadio	V	47	—	—	—	—	600 d	K
						48	—	—	—	—	16 d	e ⁺ (1,0); γ (1,05) K
49	—	—				—	—	33 m	e ⁺ (1,9)			
50	—	—				—	—	3,7 h	e ⁺			
51	50,96035	9,36				—	100	—	—			
52	51,95857	9,38				—	—	3,9 m	e ⁻ (2,05)			

REACCION NUCLEAR DE OBTENCION	REFERENCIAS	
$^{20}\text{Ca}^{40}(\text{n},2\text{n})$ $^{20}\text{Ca}^{40}(\text{d},\text{p}); ^{20}\text{Ca}^{42}(\text{n},2\text{n})$ $^{19}\text{K}^{39}(\alpha,\text{p})$ $^{18}\text{A}^{40}(\alpha,\text{n})$ $^{20}\text{Ca}^{44}(\text{d},\text{p}); ^{20}\text{Ca}^{44}(\text{n},\gamma); ^{21}\text{Sc}^{45}(\text{n},\text{p})$ $^{20}\text{Ca}^{48}(\text{d},\text{p}); ^{20}\text{Ca}^{48}(\text{n},\gamma)$ $^{20}\text{Ca}^{48}(\text{d},\text{p}); ^{20}\text{Ca}^{48}(\text{n},\gamma)$	509, 374 334a 509 361, 334a 363, 334a 334a 509 334a 334a 509 509	Ca^{89} Ca^{40} Ca^{41} Ca^{42} Ca^{48} Ca^{44} Ca^{45} Ca^{46} Ca^{48} Ca^{49}
$^{20}\text{Ca}^{40}(\text{d},\text{n})$ $^{19}\text{K}^{39}(\alpha,\text{n})$ $^{20}\text{Ca}^{40}(\alpha,\text{p}); ^{20}\text{Ca}^{42}(\text{d},\text{n}); ^{20}\text{Ca}^{43}(\text{p},\text{n})$ $^{19}\text{K}^{41}(\alpha,\text{n}); ^{20}\text{Ca}^{44}(\text{p},\text{n}); ^{20}\text{Ca}^{44}(\text{d},2\text{n}); ^{20}\text{Ca}^{43}(\text{d},\text{n});$ $^{21}\text{Sc}^{45}(\text{n},2\text{n}); ^{22}\text{Ti}^{46}(\text{d},\alpha)$ $^{21}\text{Sc}^{44}(-,\gamma); ^{19}\text{K}^{41}(\alpha,\text{n}); ^{20}\text{Ca}^{44}(\text{p},\text{n}); ^{20}\text{Ca}^{44}(\text{d},2\text{n});$ $^{21}\text{Sc}^{45}(\text{n},2\text{n}); ^{21}\text{Sc}^{45}(\gamma,\text{n})$ $^{20}\text{Ca}^{43}(\alpha,\text{p}); ^{22}\text{Ti}^{48}(\text{d},\alpha); ^{21}\text{Sc}^{45}(\text{d},\text{p}); ^{21}\text{Sc}^{45}(\text{n},\gamma);$ $^{22}\text{Ti}^{46}(\text{n},\text{p})$ $^{20}\text{Ca}^{44}(\alpha,\text{p}); ^{22}\text{Ti}^{47}(\text{n},\text{p})$ $^{20}\text{Ca}^{48}(\text{d},2\text{n}); ^{23}\text{V}^{51}(\text{n},\alpha); ^{22}\text{Ti}^{48}(\text{n},\text{p})$ $^{20}\text{Ca}^{48}(-,\text{e}^-); ^{20}\text{Ca}^{48}(\text{p},\gamma); ^{20}\text{Ca}^{48}(\text{d},\text{n}); ^{22}\text{Ti}^{49}(\text{n},\text{p})$	133, 264, 134, 247 507 502, 507, 151, 362, 218a 56, 507, 465, 531, 123, 505, 218, 503, 374, 218a 465, 502, 531, 507, 301, 48, 56, 158, 123, 218a 249a 503, 506, 507, 505 507 507, 465, 374, 505, 303 507, 123, 505, 374	Sc^{41} Sc^{42} Sc^{43} Sc^{44} Sc^{44} Sc^{45} Sc^{46} Sc^{47} Sc^{48} Sc^{49}
$^{21}\text{Sc}^{45}(\text{p},\text{n}); ^{21}\text{Sc}^{45}(\text{d},2\text{n})$ $^{21}\text{Sc}^{45}(\alpha,\text{p})$ $^{22}\text{Ti}^{50}(\text{d},\text{p}); ^{22}\text{Ti}^{50}(\text{n},\gamma)$ $^{22}\text{Ti}^{50}(\text{d},\text{p}); ^{22}\text{Ti}^{50}(\text{n},\gamma)$	6 334a 334a 364 334a 334a 506, 505, 17 506	Ti^{45} Ti^{46} Ti^{47} Ti^{48} Ti^{49} Ti^{50} Ti^{51} Ti^{51}
$^{22}\text{Ti}^{46}(\text{d},\text{n})$ $^{21}\text{Sc}^{45}(\alpha,\text{n}); ^{22}\text{Ti}^{48}(\text{p},\text{n}); ^{22}\text{Ti}^{47}(\text{d},\text{n}); ^{24}\text{Cr}^{50}(\text{d},\alpha)$ $^{22}\text{Ti}^{46}(\alpha,\text{p}); ^{22}\text{Ti}^{49}(\text{p},\text{n}); ^{22}\text{Ti}^{48}(\text{d},\text{n})$ $^{22}\text{Ti}^{47}(\alpha,\text{p}); ^{22}\text{Ti}^{49}(\text{d},\text{n}); ^{24}\text{Cr}^{50}(\text{n},\text{p}); ^{23}\text{V}^{51}(\text{n},2\text{n})$ $^{22}\text{Ti}^{48}(\alpha,\text{p})$ $^{23}\text{V}^{51}(\text{d},\text{p}); ^{23}\text{V}^{51}(\text{n},\gamma); ^{25}\text{Mn}^{55}(\text{n},\alpha); ^{24}\text{Cr}^{52}(\text{n},\text{p})$	340 503, 363, 126, 116, 505, 10, 11, 506, 387 506, 505, 488, 126 505, 16 109, 209b 505, 17, 153, 374	V^{47} V^{48} V^{49} V^{50} V^{51} V^{52}



Z	Elemento	Símbolo	A	Masa Isotópica	Defecto Másico U.M. $\times 10^3$	Spin I	Abundancia Relativa %	Vida Media	RADIACION (Mev)
24	Cromo	Cr	49	—	—	—	—	41,9 m	e^+ (1,45); γ (0,2; 1,6)
			50	—	—	—	4,49	—	—
			51	—	—	—	—	26,5 d	e^- , γ (0,5; 1,0) K
			52	51,9582	9,37	—	83,78	—	—
			53	52,9572	9,39	—	9,43	—	—
			54	53,960	9,33	—	2,30	—	—
			55	—	—	—	—	2 h	e^-
25	Manganeso	Mn	51	—	—	—	—	46 m	e^+ (2,0)
			52	—	—	—	—	21 m	e^+ (2,2), γ (1,2)
			53	—	—	—	—	6,5 d	e^+ (0,77), γ (1,0)
			54	—	—	—	—	310 d	γ (0,845), K
			55	54,965	9,21	5/2	100	—	—
			56	—	—	—	—	2,59 h	e^- (0,7; 1,09; 2,88), γ (0,846; 1,81; 3,13)
			26	Hierro	Fe	53	—	—	—
54	53,960	9,29				—	6,04	—	—
55	—	—				—	—	4 a	e^- , γ (0,08), K
56	55,9572	9,23				—	91,54	—	—
57	56,9609	9,26				—	2,11	—	—
58	—	—				—	0,31	—	—
59	—	—				—	—	44 d	e^- (0,26; 0,46), γ (1,3; 1,1)
27	Cobalto	Co	55	—	—	—	—	18,2 h	e^+ (1,5), γ (0,16; 0,31; 0,8; 1,2)
			56	—	—	—	—	80 d	e^+ (1,4), γ (0,85; 1,3; 2,6; 3,3)
			57	—	—	—	—	270 d	e^+ (0,26), γ (0,12; 0,13, K)
			58	—	—	—	—	72 d	e^+ (0,5), γ (0,81), K
			59	—	—	7/2	100	—	—
			60	—	—	—	—	5,3 a	e^- (0,31), γ (1,1, 1,3)
			61	—	—	—	—	10,7 m	e^- (1,0), γ (0,06) e^- (1,1)

REACCION NUCLEAR DE OBTENCION	REFERENCIAS	
$^{22}\text{Ti}^{46}(\alpha, n); ^{24}\text{Cr}^{50}(n, 2n)$	340	Cr^{49}
$^{22}\text{Ti}^{48}(\alpha, n); ^{24}\text{Cr}^{50}(d, p); ^{24}\text{Cr}^{50}(n, \gamma); ^{24}\text{Cr}^{52}(n, 2n)$	335b 508, 16	Cr^{50} Cr^{51}
$^{24}\text{Cr}^{54}(d, p); ^{24}\text{Cr}^{54}(n, \gamma)$	335b 335b 335b 16, 374	Cr^{52} Cr^{53} Cr^{54} Cr^{55}
$^{24}\text{Cr}^{50}(p, \gamma); ^{24}\text{Cr}^{50}(d, n)$ $^{24}\text{Cr}^{52}(p, n); ^{26}\text{Fe}^{54}(d, \alpha); ^{24}\text{Cr}^{52}(d, 2n)$ $^{24}\text{Cr}^{52}(p, n); ^{26}\text{Fe}^{54}(d, \alpha); ^{24}\text{Cr}^{52}(d, 2n)$ $^{23}\text{V}^{51}(\alpha, n); ^{24}\text{Cr}^{54}(p, n); ^{24}\text{Cr}^{53}(d, n); ^{26}\text{Fe}^{56}(d, \alpha); ^{26}\text{Mn}^{55}(\gamma, n)$	289, 123, 113, 284, 296 289, 201, 108, 284, 140, 66a, 296 289, 201, 284, 296, 66a 289, 126, 284, 296, 117	Mn^{51} Mn^{53} Mn^{52} Mn^{54}
$^{24}\text{Cr}^{53}(\alpha, p); ^{26}\text{Fe}^{58}(d, \alpha); ^{25}\text{Mn}^{55}(d, p); ^{25}\text{Mn}^{55}(n, \gamma); ^{27}\text{Co}^{59}(n, \alpha); ^{26}\text{Fe}^{56}(n, p)$	519a 132, 74, 296, 374, 154, 289, 486, 154, 103, 17, 205, 391, 284, 108, 5, 132a, 132b	Mn^{55} Mn^{56}
$^{24}\text{Cr}^{50}(\alpha, n); ^{26}\text{Fe}^{54}(n, 2n)$ $^{25}\text{Mn}^{55}(p, n); ^{26}\text{Fe}^{54}(n, \gamma); ^{26}\text{Fe}^{56}(\gamma, n)$ $^{26}\text{Fe}^{58}(d, p); ^{27}\text{Co}^{59}(n, p)$	287, 205, 391 489a 294, 496 489a 489a 489a 287, 284, 116	Fe^{53} Fe^{54} Fe^{56} Fe^{56} Fe^{57} Fe^{58} Fe^{59}
$^{26}\text{Fe}^{54}(d, n); ^{26}\text{Fe}^{54}(p, \gamma)$ $^{26}\text{Fe}^{56}(p, n); ^{26}\text{Fe}^{56}(d, 2n); ^{28}\text{Ni}^{58}(d, \alpha); ^{26}\text{Fe}^{54}(\alpha, np)$ $^{28}\text{Ni}^{58}(d, \alpha)$ $^{20}\text{Fe}^{56}(p, \gamma); ^{20}\text{Fe}^{56}(d, n)$ $^{25}\text{Mn}^{55}(\alpha, n); ^{26}\text{Fe}^{57}(p, \gamma); ^{26}\text{Fe}^{57}(d, n); ^{28}\text{Ni}^{60}(d, \alpha); ^{28}\text{Ni}^{58}(n, p)$ $^{27}\text{Co}^{59}(d, p); ^{27}\text{Co}^{59}(n, \gamma); ^{28}\text{Ni}^{60}(n, p); ^{28}\text{Ni}^{62}(d, \alpha)$ $^{27}\text{Co}^{59}(d, p); ^{28}\text{Ni}^{60}(n, p); ^{27}\text{Co}^{59}(n, \gamma)$ $^{28}\text{Ni}^{64}(d, \alpha n); ^{29}\text{Cu}^{65}(n, \alpha n); ^{28}\text{Ni}^{64}(p, \alpha)$	296 286, 295, 235, 285, 235a, 296, 132, 132a, 132b 296, 296a, 358, 108, 271, 286, 107, 284 285, 497, 296, 286, 295, 235, 363, 117 249c 426, 295, 394, 286, 117, 497, 296, 66a 284, 296, 117, 66a, 394, 215, 397, 214 352b	Co^{55} Co^{56} Co^{57} Co^{58} Co^{59} Co^{60} Co^{60} Co^{61}



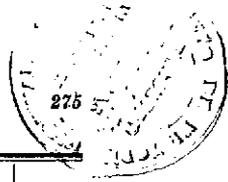
Z	Elemento	Símbolo	A	Masa Isotópica	Defecto Másico U.M. x 10 ³	Spin I	Abundancia Relativa %	Vida Media	RADIACION (Mev)
28	Niquel	Ni	57	—	—	—	—	36 h	e ⁺ (0,67)
			58	57,959	9,26	—	67,4	—	—
			59	—	—	—	—	15 a	e ⁺ (0,05)
			60	—	—	—	26,7	—	—
			61	—	—	—	1,2	—	—
			62	—	—	—	3,8	—	—
			63	—	—	—	—	2,6 h	e ⁻ (1,9); γ (0,28; 0,65; 0,93)
			64	63,955	9,29	—	0,88	—	—
29	Cobre	Cu	58	—	—	—	—	81 s	e ⁺
			60	—	—	—	—	7,9 m	e ⁺
			61	—	—	—	—	3,4 h	e ⁺ (0,9), K
			62	—	—	—	—	10,5 m	e ⁺ (2,6)
			63	62,956	9,27	3/2	68	—	—
			64	63,957	9,25	—	—	12,8 h	e ⁻ (0,58); e ⁺ (0,66), K
			65	64,955	9,27	3/2	32	—	—
			66	—	—	—	—	5 m	e ⁻ (2,9)
30	Zinc	Zn	63	—	—	—	—	38 m	e ⁺ (2,32)
			64	63,956	9,25	—	50,9	—	—
			65	—	—	—	—	250 d	e ⁺ (0,4); (1,4), K
			66	65,952	9,30	—	27,3	—	—
			67	—	—	5/2	3,9	—	—
			68	67,956	9,23	—	17,4	—	—
			69	—	—	—	—	13,8 h	γ(0,44)
			69	—	—	—	—	47 m	e ⁻ (1,0)
			70	69,954	9,25	—	0,5	—	—
31	Galio	Ga	64	—	—	—	—	4,8 m	e ⁺
			65	—	—	—	—	15 m	γ (0,054; 0,157), K
			66	—	—	—	—	9,4 h	e ⁺ (3,1)
			67	—	—	—	—	79 h	γ(0,092; 0,1; 0,25), K

REACCION NUCLEAR DE OBTENCION	REFERENCIAS	
$^{26}\text{Fe}^{54}(\alpha, n); ^{28}\text{Ni}^{60}(\text{n}, 2\text{n})$	285, 296 489b	Ni^{57}
$^{26}\text{Fe}^{56}(\alpha, n)$	863 489b	Ni^{58} Ni^{59}
$^{28}\text{Ni}^{62}(\alpha, n)$	489b 489b	Ni^{60} Ni^{61}
$^{28}\text{Ni}^{62}(\text{d}, \text{p}); ^{28}\text{Ni}^{62}(\text{n}, \gamma); ^{30}\text{Zn}^{68}(\text{n}, \alpha); ^{29}\text{Cu}^{63}(\text{n}, \text{p}); ^{28}\text{Ni}^{64}(\text{n}, 2\text{n})$	285, 416, 397, 326, 341, 326, 215, 414, 296, 75	Ni^{62} Ni^{63}
$^{28}\text{Ni}^{64}(\alpha, n)$	489b	Ni^{64}
$^{28}\text{Ni}^{58}(\text{p}, \text{n})$	392, 113	Cu^{58}
$^{28}\text{Ni}^{60}(\text{p}, \text{n})$	392, 113	Cu^{60}
$^{28}\text{Ni}^{58}(\alpha, \text{p}); ^{28}\text{Ni}^{60}(\text{p}, \gamma); ^{28}\text{Ni}^{61}(\text{p}, \text{n}); ^{28}\text{Ni}^{60}(\text{d}, \text{n}); ^{27}\text{Co}^{59}(\alpha, \text{n}); ^{28}\text{Ni}^{61}(\text{p}, \gamma); ^{28}\text{Ni}^{62}(\text{p}, \text{n}); ^{20}\text{Cu}^{63}(\text{d}, \text{H}^3); ^{29}\text{Cu}^{63}(\text{n}, 2\text{n}); ^{29}\text{Cu}^{63}(\gamma, \text{n})$	392, 113, 11, 391, 159 437, 253, 62, 372, 374, 94, 463, 205, 391, 214, 215, 410, 414, 44, 47, 48 19a, 395a	Cu^{61} Cu^{62}
$^{28}\text{Ni}^{64}(\text{p}, \text{n}); ^{30}\text{Zn}^{66}(\text{d}, \alpha); ^{29}\text{Cu}^{63}(\text{d}, \text{p}); ^{29}\text{Cu}^{63}(\text{n}, \gamma); ^{29}\text{Cu}^{65}(\text{p}, \text{pn}); ^{30}\text{Zn}^{64}(\text{n}, \text{p}); ^{29}\text{Cu}^{65}(\text{n}, 2\text{n})$	392, 495, 118, 489, 66a, 113, 283, 463, 414, 385, 17, 215, 410, 341, 372, 389 19a, 395a	Cu^{63} Cu^{64}
$^{29}\text{Cu}^{65}(\text{d}, \text{p}); ^{29}\text{Cu}^{65}(\text{n}, \gamma); ^{31}\text{Ga}^{69}(\text{n}, \alpha); ^{30}\text{Zn}^{66}(\text{n}, \text{p})$	414, 153, 463, 283, 17, 410, 62, 215	Cu^{65} Cu^{66}
$^{29}\text{Ni}^{60}(\alpha, \text{n}); ^{29}\text{Cu}^{63}(\text{p}, \text{n}); ^{29}\text{Cu}^{63}(\text{d}, 2\text{n}); ^{30}\text{Zn}^{64}(\gamma, \text{n}); ^{30}\text{Zn}^{64}(\text{n}, 2\text{n})$	477, 486, 113, 416, 391, 392, 374, 215, 410, 414, 62, 47, 48 334c	Zn^{68} Zn^{64}
$^{31}\text{Ga}^{65}(\text{K}); ^{29}\text{Cu}^{65}(\text{p}, \text{n}); ^{29}\text{Cu}^{65}(\text{d}, 2\text{n}); ^{30}\text{Zn}^{64}(\text{n}, \gamma); ^{30}\text{Zn}^{64}(\text{d}, \text{p})$	113, 414, 239, 296, 303a, 304, 292, 11, 416, 295, 477, 66a 334c	Zn^{65} Zn^{66}
$^{31}\text{Ga}^{71}(\text{d}, \alpha); ^{30}\text{Zn}^{68}(\text{d}, \text{p}); ^{30}\text{Zn}^{68}(\text{n}, \gamma); ^{31}\text{Ga}^{69}(\text{n}, \text{p})$	334c 334c 334c	Zn^{67} Zn^{68}
$^{31}\text{Ga}^{71}(\text{d}, \alpha); ^{30}\text{Zn}^{68}(\text{d}, \text{p}); ^{30}\text{Zn}^{68}(\text{n}, \gamma); ^{31}\text{Ga}^{69}(\text{n}, \text{p})$	296, 197, 197a, 197b, 292, 239, 283, 491, 416	Zn^{69}
$^{30}\text{Zn}^{69}(\text{---}, \gamma); ^{31}\text{Ga}^{71}(\text{d}, \alpha); ^{30}\text{Zn}^{68}(\text{d}, \text{p}); ^{30}\text{Zn}^{68}(\text{n}, \gamma); ^{31}\text{Ga}^{69}(\text{n}, \text{p})$	296, 414, 410, 292, 416, 239, 283, 215 334c	Zn^{69} Zn^{70}
$^{30}\text{Zn}^{64}(\text{p}, \text{n})$	55	Ga^{64}
$^{30}\text{Zn}^{64}(\text{p}, \gamma); ^{30}\text{Zn}^{64}(\text{d}, \text{n})$	295, 491, 296	Ga^{65}
$^{29}\text{Cu}^{63}(\alpha, \text{n}); ^{30}\text{Zn}^{66}(\text{p}, \text{n})$	305, 302, 205, 391, 86, 55	Ga^{66}
$^{30}\text{Zn}^{64}(\alpha, \text{p}); ^{30}\text{Zn}^{67}(\text{p}, \text{n}); ^{30}\text{Zn}^{68}(\text{d}, \text{n})$	306, 11, 491, 123, 55, 169	Ga^{67}



Z	Elemento	Símbolo	A	Masa Isotópica	Defecto Másico U.M. x 10 ³	Spin I	Abundancia Relativa %	Vida Media	RADIACION (Mev)
31	Galio	Ga	68	—	—	—	—	68 m	e ⁺ (1,9)
			69	68,955	9,23	3/2	61,2	—	—
			70	—	—	—	—	19 m	e ⁻ (1,7),K
			71	70,953	9,25	3/2	38,8	—	—
			72	—	—	—	—	14 h	e ⁻ (2,6),γ(1,0)
			74	—	—	—	—	9 d	e ⁻ (0,8)
32	Germanio	Ge	69	—	—	—	—	195 d	—
			70	—	—	—	21,2	—	—
			71	—	—	—	—	40 h	e ⁺ (1,2).
			71	—	—	—	—	11 d	γ (0,6), K
			72	—	—	—	27,3	—	—
			73	—	—	—	7,9	—	—
			74	—	—	—	37,1	—	—
			75	—	—	—	—	89 m	e ⁻ (1,2)
			76	—	—	—	6,5	—	—
77	—	—	—	—	12 h	e ⁻ (1,92)			
33	Arsénico	As	71	—	—	—	—	88 m	e ⁺
			72	—	—	—	—	26 h	e ⁺
			73	—	—	—	—	90 d	γ (0,052), K
			73	—	—	—	—	50 h	e ⁺ (0,6)
			74	—	—	—	—	16 d	e ⁻ (1,3), e ⁺ (0,9),γ(0,58)
			75	74,934	9,47	3/2	100	—	—
			76	—	—	—	—	26,8	e ⁺ (0,7; 2,6); γ,K,e ⁻ (1,1; 1,7; 2,1)
			77	—	—	—	—	90 d	e ⁻
			78	—	—	—	—	65 m	e ⁻ (1,4), γ (0,27)
34	Selenio	Se	74	—	—	—	0,9	—	—
			75	—	—	—	—	125 d	γ(0,18; 0,35),K
			76	—	—	—	9,5	—	—
			77	—	—	—	8,3	—	—
			78	77,938	9,37	—	24,0	—	—

T A B L A D E I S O T O P O S



REACCION NUCLEAR DE OBTENCION	REFERENCIAS	
$^{29}\text{Cu}^{65}(\alpha, n); ^{30}\text{Zn}^{67}(\text{p}, \gamma); ^{30}\text{Zn}^{68}(\text{p}, n); ^{30}\text{Zn}^{67}(\text{d}, n);$ $^{32}\text{Ge}^{70}(\text{d}, \alpha); ^{31}\text{Ga}^{69}(\text{n}, 2\text{n}); ^{31}\text{Ga}^{69}(\gamma, \text{n})$ <hr/> $^{30}\text{Zn}^{67}(\alpha, \text{p}); ^{30}\text{Zn}^{70}(\text{p}, \text{n}); ^{32}\text{Ge}^{72}(\text{d}, \alpha); ^{31}\text{Ga}^{69}(\text{d}, \text{p});$ $^{31}\text{Ga}^{69}(\text{n}, \gamma); ^{32}\text{Ge}^{70}(\text{n}, \text{p}); ^{31}\text{Ga}^{71}(\text{n}, 2\text{n});$ $^{31}\text{Ga}^{71}(\gamma, \text{n})$ <hr/> $^{32}\text{Ge}^{74}(\text{d}, \alpha); ^{31}\text{Ga}^{71}(\text{d}, \text{p}); ^{31}\text{Ga}^{71}(\text{n}, \gamma); ^{32}\text{Ge}^{72}(\text{n}, \text{p})$ $^{83}\text{Bi}(\alpha, \text{E})$ $^{32}\text{Ge}^{76}(\text{d}, \alpha); ^{32}\text{Ge}^{74}(\text{n}, \text{p})$	414, 410, 374, 62, 420, 491, 169, 47, 305, 391, 416, 205, 123, 55, 48 420b, 234b 17, 410, 414, 416, 374, 62, 47, 48, 306, 491, 123, 55, 420, 287 <hr/> 420b, 234b 17, 47, 303, 303a, 414, 295, 416, 410, 420, 787 420, 414	Ga^{68} Ga^{69} Ga^{70} Ga^{71} Ga^{72} Ga^{74}
$^{30}\text{Zn}^{68}(\alpha, \text{n})$ <hr/> $^{30}\text{Zn}^{68}(\alpha, \text{n}); ^{31}\text{Ga}^{71}(\text{d}, 2\text{n}); ^{32}\text{Ge}^{70}(\text{d}, \text{p}); ^{32}\text{Ge}^{70}(\text{n}, \gamma);$ $^{34}\text{Se}^{74}(\text{n}, \alpha); ^{32}\text{Ge}^{72}(\gamma, \text{n})$ $^{31}\text{Ga}^{71}(\text{d}, 2\text{n}); ^{32}\text{Ge}^{70}(\text{d}, \text{p})$ <hr/> $^{32}\text{Ge}^{74}(\text{d}, \text{p}); ^{32}\text{Ge}^{74}(\text{n}, \gamma); ^{34}\text{Se}^{78}(\text{n}, \alpha); ^{33}\text{As}^{75}(\text{n}, \text{p});$ $^{32}\text{Ge}^{76}(\text{n}, 2\text{n})$ <hr/> $^{32}\text{Ge}^{76}(\text{d}, \text{p}); ^{32}\text{Ge}^{76}(\text{n}, \gamma); ^{34}\text{Se}^{80}(\text{n}, \alpha)$	306 19c 306, 420, 416, 428, 414 <hr/> 420 19c 19c 19c 420, 416, 414, 428, 374 <hr/> 19c 420, 428, 414, 416	Ge^{69} Ge^{70} Ge^{71} Ge^{71} Ge^{72} Ge^{73} Ge^{74} Ge^{75} Ge^{76} Ge^{77}
$^{32}\text{Ge}^{70}(\text{d}, \text{n})$ $^{32}\text{Ge}^{72}(\text{p}, \text{n})$ $^{32}\text{Ge}^{72}(\text{d}, \text{n})$ $^{32}\text{Ge}^{72}(\text{d}, \text{n})$ $^{32}\text{Ge}^{74}(\text{p}, \text{n}); ^{32}\text{Ge}^{73}(\text{d}, \text{n}); ^{34}\text{Se}^{76}(\text{d}, \alpha); ^{33}\text{As}^{75}(\text{n}, 2\text{n})$ <hr/> $^{32}\text{Ge}^{76}(\text{p}, \text{n}); ^{34}\text{Se}^{78}(\text{d}, \alpha); ^{33}\text{As}^{75}(\text{d}, \text{p}); ^{35}\text{Br}^{79}(\text{n}, \alpha);$ $^{34}\text{Se}^{76}(\text{n}, \text{p})$ <hr/> $^{32}\text{Ge}^{76}(\text{d}, \text{n})$ $^{35}\text{Br}^{81}(\text{n}, \alpha); ^{34}\text{Se}^{78}(\text{n}, \text{p})$	494, 495 415, 496, 494, 495, 414, 420 132, 132a, 132b, 420 414, 420, 415, 132, 132a, 132b 415, 105, 411, 126, 414, 420, 146, 374 <hr/> 485a 514, 192, 424, 322, 496, 148, 415, 105, 110, 17, 471, 468 <hr/> 415, 411, 414, 420 469, 415, 105	As^{71} As^{72} As^{73} As^{73} As^{74} As^{75} As^{76} As^{77} As^{78}
$^{33}\text{As}^{75}(\text{p}, \text{n})$	19c 126, 241 19c 19c 19c	Se^{74} Se^{75} Se^{76} Se^{77} Se^{78}



Z	Elemento	Símbolo	A	Masa Isotópica	Defecto Másico U.M. $\times 10^3$	Spin I	Abundancia Relativa %	Vida Media	RADIACION (Mev)		
34	Selenio	Se	79	—	—	—	—	57 m	γ (0,099), I		
			80	79,942	9,33	0	48,0	—	—		
			81	—	—	—	—	—	19 m	e^- (1,5)	
			82	—	—	—	—	9,3	—	—	
			83	—	—	—	—	—	30 m	e^-	
35	Bromo	Br	78	—	—	—	—	6,4 m	e^+ (2,3), γ (0,056; 0,108)		
			79	78,929	9,48	3/2	50,6	—	—		
			80	—	—	—	—	—	4,4 h	γ (0,49; 0,037), I	
			80	—	—	—	—	—	18 m	e^- (2,0), γ (0,5)	
			81	80,930	9,46	3/2	49,4	—	—	—	
			82	—	—	—	—	—	34 h	e^- (0,465), γ (0,55; 0,79; 1,35)	
			83	—	—	—	—	—	140 m	e^- (1,05)	
			84	—	—	—	—	—	30 m	e^- (4,5)	
			85	—	—	—	—	—	3,0 m	e^-	
87	—	—	—	—	—	50 s	e^-				
36	Kriptón	Kr	78	77,945	9,28	—	0,35	—	—		
			79	—	—	—	—	—	34 h	e^+ (0,5)	
			80	—	—	—	—	2,01	—	—	
			81	—	—	—	—	—	—	18 h	e^+
			82	81,939	9,33	—	11,53	—	—	—	
			83	—	—	9/2	11,53	—	—	—	
			83	—	—	—	—	—	—	113 m	γ (0,046; 0,029) I
			84	83,938	9,44	—	57,11	—	—	—	
			85	—	—	—	—	—	—	4 h	e^- (0,85)
			86	85,939	9,32	—	17,47	—	—	—	
			87	—	—	—	—	—	—	74 m	e^- (4,0)
			88	—	—	—	—	—	—	3 h	e^- (2,5)
89	—	—	—	—	—	—	2,5 m	—			
90	—	—	—	—	—	—	0,5 m	e^-			

REACCION NUCLEAR DE OBTENCION	REFERENCIAS	
${}_{34}\text{Se}^{78}(\text{d,p}); {}_{34}\text{Se}^{79}(\text{n},\gamma); {}_{35}\text{Br}^{79}(\text{n,p}); {}_{34}\text{Se}^{80}(\text{n},2\text{n}); {}_{34}\text{Se}^{80}(\gamma,\text{n})$	260, 468, 469, 48, 216	Se⁷⁹
${}_{34}\text{Se}^{80}(\text{d,p}); {}_{34}\text{Se}^{80}(\text{n},\gamma); {}_{35}\text{Br}^{81}(\text{n,p}); {}_{34}\text{Se}^{82}(\gamma,\text{n})$	19c, 526a 260, 469, 216, 48	Se⁸⁰
${}_{34}\text{Se}^{82}(\text{d,p}); {}_{34}\text{Se}^{82}(\text{n},\gamma)$	19c 260	Se⁸¹
${}_{33}\text{As}^{75}(\alpha,\text{n}); {}_{34}\text{Se}^{78}(\text{p,n}); {}_{34}\text{Se}^{77}(\text{d,n}); {}_{35}\text{Br}^{79}(\text{n},2\text{n}); {}_{35}\text{Br}^{79}(\gamma,\text{n})$	490, 374, 216, 62, 45, 47, 48, 469, 468, 491, 205, 391, 55	Br⁷⁸
${}_{34}\text{Se}^{80}(\text{p,n}); {}_{35}\text{Br}^{79}(\text{d,p}); {}_{35}\text{Br}^{79}(\text{n},\gamma); {}_{35}\text{Br}^{81}(\text{n},2\text{n}); {}_{35}\text{Br}^{81}(\gamma,\text{n})$	485b, 36a 45, 468, 469, 119, 491, 123, 55, 490, 175, 3, 47, 48	Br⁷⁹
${}_{35}\text{Br}^{80}(-,\gamma); {}_{34}\text{Se}^{80}(\text{p,n}); {}_{35}\text{Br}^{79}(\text{d,p}); {}_{35}\text{Br}^{79}(\text{n},\gamma); {}_{35}\text{Br}^{81}(\text{n},2\text{n}); {}_{35}\text{Br}^{81}(\gamma,\text{n})$	469, 3, 55, 119, 123, 490, 468, 62, 45, 47, 48	Br⁸⁰
${}_{34}\text{Se}^{82}(\text{p,n}); {}_{34}\text{Se}^{82}(\text{d},2\text{n}); {}_{35}\text{Br}^{81}(\text{d,p}); {}_{35}\text{Br}^{81}(\text{n},\gamma); {}_{37}\text{Rb}^{83}(\text{n},\alpha); {}_{83}\text{Bi}(\alpha,\text{E}); {}_{83}\text{Bi}(\text{d},\text{E})$	485b, 36a 469, 3, 55, 256, 123, 490, 468, 260, 5, 92, 118	Br⁸¹
${}_{34}\text{Se}^{83}(-,\text{e}^-); {}_{92}\text{U}^{235}(\text{n},\text{E}); {}_{90}\text{Th}^{232}(\text{n},\text{E}); {}_{34}\text{Se}^{82}(\text{d},\text{n}); {}_{34}\text{Se}^{80}(\alpha,\text{p}); {}_{83}\text{Bi}(\alpha,\text{E}); {}_{83}\text{Bi}(\text{d},\text{E})$	183, 260, 469, 178, 468, 64, 66a	Br⁸³
${}_{92}\text{U}^{235}(\text{n},\text{E}); {}_{90}\text{Th}^{232}(\text{n},\text{E})$	183, 184, 178	Br⁸⁴
${}_{92}\text{U}^{235}(\text{n},\text{E})$	183, 184, 178	Br⁸⁵
${}_{92}\text{U}^{235}(\text{n},\text{E})$	183, 184, 178	Br⁸⁷
${}_{34}\text{Se}^{76}(\alpha,\text{n}); {}_{35}\text{Br}^{79}(\text{p,n}); {}_{36}\text{Kr}^{78}(\text{d,p})$	333a 92, 64, 469	Kr⁷⁸
${}_{34}\text{Se}^{78}(\alpha,\text{n}); {}_{35}\text{Br}^{81}(\text{p,n}); {}_{36}\text{Kr}^{80}(\text{d,p})$	333a 92, 64, 469	Kr⁷⁹
${}_{35}\text{Br}^{83}(-,\text{e}^-); {}_{92}\text{U}^{235}(\text{n},\text{E}); {}_{90}\text{Th}^{232}(\text{n},\text{E}); {}_{34}\text{Se}^{80}(\alpha,\text{n}); {}_{36}\text{Kr}^{82}(\text{d,p}); {}_{36}\text{Kr}^{83}(\text{d,d})$	333a 333a, 249d 260, 170, 197, 197a, 197b	Kr⁸⁰
${}_{34}\text{Se}^{82}(\alpha,\text{n}); {}_{36}\text{Kr}^{84}(\text{d,p})$	333a 244, 64, 66	Kr⁸¹
${}_{36}\text{Kr}^{86}(\text{d,p})$	333a 64, 469	Kr⁸²
${}_{92}\text{U}^{235}(\text{n},\text{E}); {}_{90}\text{Th}^{232}(\text{n},\text{E})$	161, 217, 178, 179, 513, 513a 514	Kr⁸³
${}_{92}\text{U}^{235}(\text{n},\text{E})$	453, 180, 161, 178, 181, 182, 185, 186, 187	Kr⁸⁴
${}_{92}\text{U}^{235}(\text{n},\text{E}); {}_{90}\text{Th}^{232}(\text{n},\text{E})$	178, 180, 181, 182, 185, 186, 187	Kr⁸⁵
		Kr⁸⁶
		Kr⁸⁷
		Kr⁸⁸
		Kr⁸⁹
		Kr⁹⁰



Z	Elemento	Símbolo	A	Masa Isotópica	Defecto Másico U.M. x 10 ³	Spin I	Abundancia Relativa %	Vida Media	RADIACION (Mev)
37	Rubidio	Rb	82	—	—	—	—	20 m	—
			84	—	—	—	—	6,5 m	—
			?	—	—	—	—	42 m	—
			?	—	—	—	—	200 h	—
			85	—	—	5/2	72,3	—	—
			86	—	—	—	—	19,5 d	e ⁻ (1,60)
			87	—	—	3/2	27,7	6.10 ¹⁰ a	e ⁻ (0,13)
			88	—	—	—	—	18 m	e ⁻ (5,1)
			89	—	—	—	—	15 m	e ⁻ (3,8), γ
			90	—	—	—	—	80 s	e ⁻
38	Estroncio	Sr	84	—	—	—	0,56	—	—
			85	—	—	—	—	65 d	γ (0,8), K
			85	—	—	—	—	70 m	e ⁻ , γ(0,170)
			86	—	—	—	9,86	—	—
			87	—	—	9/2	7,02	—	—
			87	—	—	—	—	2,7 h	e ⁻ , γ(0,386)
			88	—	—	—	82,56	—	—
			89	—	—	—	—	55 d	e ⁻ (1,32)
			90	—	—	—	—	7 m	e ⁻
			90	—	—	—	—	30 a	e ⁻ (0,6)
			91	—	—	—	—	10 h	e ⁻
91	—	—	—	—	2 m	e ⁻			
39	Itrio	Y	87	—	—	—	—	14 h	γ (0,5), I
			87	—	—	—	—	80 h	K
			88	—	—	—	—	2 h	e ⁺ (1,2)
			88	—	—	—	—	87 d	γ (0,91; 1,89; 2,8), K
			89	—	—	—	100	—	—
			90	—	—	—	—	60 h	e ⁻ (2,6)
			91	—	—	—	—	57 d	e ⁻ (1,6), γ
			91	—	—	—	—	50 m	e ⁻ (1,5)
40	Zirconio	Zr	89	—	—	—	—	78 h	e ⁺ (1,0)
			89	—	—	—	—	4,5 m	γ, I, K
			90	—	—	—	48,0	—	—
			91	—	—	—	11,5	—	—
			92	—	—	—	22,0	—	—
			92	—	—	—	—	—	—



REACCION NUCLEAR DE OBTENCION	REFERENCIAS	
$^{35}\text{Br}^{79}(\alpha, n)$ $^{35}\text{Br}^{81}(\alpha, n); ^{36}\text{Kr}^{83}(\text{d}, n)$ $^{36}\text{Kr}^?(\text{d}, n)$ $^{36}\text{Kr}^?(\text{d}, n)$ $^{37}\text{Rb}^{85}(\text{n}, \gamma); ^{38}\text{Sr}^{86}(\text{d}, \alpha)$ $^{36}\text{Kr}^{88}(-, e^-); ^{92}\text{U}^{235}(\text{n}, \text{E}); ^{191}\text{Pa}^{231}(\text{n}, \text{E});$ $^{90}\text{Th}^{232}(\text{n}, \text{E}); ^{37}\text{Rb}^{87}(\text{n}, \gamma); ^{38}\text{Sr}^{88}(\text{n}, \text{p})$ $^{35}\text{Kr}^{89}(-, e^-); ^{92}\text{U}^{235}(\text{n}, \text{E})$ $^{36}\text{Kr}^{90}(-, e^-); ^{92}\text{U}^{235}(\text{n}, \text{E}); ^{90}\text{Th}^{232}(\text{n}, \text{E})$	189 189 189 189 334c 469, 199 478, 281, 348, 334c 161, 217, 178, 179, 172, 145, 469, 374, 513, 513a, 514 161, 180, 453 178, 180, 181, 182, 185, 186, 187	Rb 82 Rb 84 Rb ? Rb ? Rb 85 Rb 86 Rb 87 Rb 88 Rb 89 Rb 90
 $^{37}\text{Rb}^{85}(\text{p}, \text{n})$ $^{37}\text{Rb}^{85}(\text{p}, \text{n})$ $^{39}\text{Y}^{87}(\text{K}); ^{37}\text{Rb}^{87}(\text{p}, \text{n}); ^{38}\text{Sr}^{86}(\text{d}, \text{p}); ^{38}\text{Sr}^{86}(\text{n}, \gamma);$ $^{38}\text{Sr}^{87}(\text{p}, \text{p}); ^{40}\text{Zr}^{90}(\text{n}, \alpha)$ $^{37}\text{Rb}^{89}(-, e^-); ^{92}\text{U}^{235}(\text{n}, \text{E}); ^{38}\text{Sr}^{88}(\text{d}, \text{p});$ $^{38}\text{Sr}^{88}(\text{n}, \gamma); ^{40}\text{Zr}^{92}(\text{n}, \alpha); ^{39}\text{Y}^{89}(\text{n}, \text{p})$ $^{92}\text{U}^{235}(\text{n}, \text{E}); ^{37}\text{Rb}^{90}(-, e^-)$ $^{92}\text{U}^{235}(\text{n}, \text{E})$ $^{92}\text{U}^{235}(\text{n}, \text{E}); ^{90}\text{Th}^{232}(\text{n}, \text{E})$ $^{92}\text{U}^{235}(\text{n}, \text{E}); ^{83}\text{Bi}(\alpha, \text{E})$	333b 125 125 333b 309, 333b 412, 418; 197, 197a, 197b, 124, 125, 475, 476, 374 333b 476, 180, 453, 161, 180, 179, 475, 199, 418, 213, 66a 187, 178, 181, 182, 185, 186 187, 178; 180, 181, 182, 185, 186, 213 178, 180, 181, 182, 185, 186, 187, 164 178, 180, 181, 182, 185, 186, 187, 164	Sr ⁸⁴ Sr ⁸⁵ Sr ⁸⁵ Sr ⁸⁶ Sr ⁸⁷ Sr ⁸⁷ Sr ⁸⁸ Sr ⁸⁹ Sr ⁹⁰ Sr ⁹⁰ Sr ⁹¹ Sr ⁹¹
$^{38}\text{Sr}^{87}(\text{p}, \text{n}); ^{38}\text{Sr}^{86}(\text{d}, \text{n})$ $^{38}\text{Sr}^{87}(\text{p}, \text{n}); ^{38}\text{Sr}^{86}(\text{d}, \text{n})$ $^{38}\text{Sr}^{88}(\text{p}, \text{n}); ^{38}\text{Sr}^{87}(\text{d}, \text{n}); ^{38}\text{Y}^{89}(\text{n}, 2\text{n})$ $^{38}\text{Sr}^{88}(\text{p}, \text{n}); ^{38}\text{Sr}^{88}(\text{d}, 2\text{n});$ $^{38}\text{Sr}^{90}(-, e^-); ^{92}\text{U}^{235}(\text{n}, \text{E}); ^{40}\text{Zr}^{92}(\text{d}, \alpha); ^{39}\text{Y}^{89}(\text{d}, \text{p});$ $^{39}\text{Y}^{89}(\text{n}, \gamma); ^{41}\text{Nb}^{93}(\text{n}, \alpha); ^{40}\text{Zr}^{90}(\text{n}, \text{p})$ $^{38}\text{Sr}^{91}(-, e^-); ^{92}\text{U}^{235}(\text{n}, \text{E})$ $^{38}\text{Sr}^{91}(-, e^-); ^{92}\text{U}^{235}(\text{n}, \text{E})$	124, 125, 476 124, 125, 476 474, 473, 125, 374, 66a 125, 199, 197, 197a, 197b, 66a 17, 374, 419, 413, 475, 417, 187, 412, 418 186, 187, 164, 179, 180, 181, 412, 213 164, 165, 165a	Y ⁸⁷ Y ⁸⁷ Y ⁸⁸ Y ⁸⁸ Y ⁸⁹ Y ⁹⁰ Y ⁹¹ Y ⁹¹
$^{39}\text{Y}^{89}(\text{p}, \text{n}); ^{42}\text{Mo}^{92}(\text{n}, \alpha); ^{40}\text{Zr}^{90}(\text{n}, 2\text{n})$ $^{39}\text{Y}^{89}(\text{p}, \text{n})$ 	125, 418, 412 125 19b 19b 19b	Zr ⁸⁹ Zr ⁸⁹ Zr ⁹⁰ Zr ⁹¹ Zr ⁹²



Z	Elemento	Símbolo	A	Masa Isotópica	Defecto Másico U.M. x 10 ³	Spin I	Abundancia Relativa %	Vida Media	RADIACION (Mev)
40	Zirconio	Zr	93	—	—	—	—	63 d	e ⁻ (0,27), γ (0,94)
			94	—	—	—	17,0	—	—
			95	—	—	—	—	17 h	e ⁻ (1,0)
			96	—	—	—	1,5	—	—
			97	—	—	—	—	6 m	e ⁻ (1,9)
41	Niobio	Nb	92	—	—	—	—	11 d	e ⁻ (1,38), γ (1,0)
			93	—	—	9/2	100	—	—
			93	—	—	—	—	55 d	γ (0,2)
			94	—	—	—	—	6,6 m	e ⁻ (1,4), γ (0,4)
			95	—	—	—	—	75 m	e ⁻ (1,0)
			95	—	—	—	—	37 d	γ (0,75), I
42	Molibdeno	Mo	92	—	—	—	14,9	—	—
			93	—	—	—	—	7 h	e ⁺ (0,3; 0,7), γ (1,6)
			93	—	—	—	—	17 m	e ⁺ (2,65)
			94	93,945	9,17	—	9,4	—	—
			95	94,945	9,17	—	16,1	—	—
			96	95,946	9,15	—	16,6	—	—
			97	96,945	9,16	—	9,65	—	—
			98	97,944	9,17	—	24,1	—	—
			99	—	—	—	—	67 h	e ⁻ (1,5), γ (0,4)
			100	99,945	9,15	—	9,25	—	—
			101	—	—	—	—	17 m	e ⁻ (1,8), γ (0,3; 0,6)
43	Tecnecio	Tc	96	—	—	—	—	2,7 h	e ⁺
			96	—	—	—	—	4,2 d	γ (0,92), K
			97	—	—	—	—	90 d	γ (0,097), K
			99	—	—	—	—	6,6 h	γ (0,136), I
			101	—	—	—	—	12 m	e ⁻ (1,1), γ (0,3)
			?	—	—	—	—	62 d	γ, K
			?	—	—	—	—	110 h	γ (0,05; 0,5), K
			?	—	—	—	—	55 h	e ⁻ (2,5)

REACCION NUCLEAR DE OBTENCION	REFERENCIAS	
${}_{40}\text{Zr}^{92}(\text{d},\text{p}); {}_{40}\text{Zr}^{92}(\text{n},\gamma); {}_{42}\text{Mo}^{98}(\text{n},\alpha); {}_{40}\text{Zr}^{94}(\text{n},2\text{n})$ ${}_{92}\text{U}^{235}(\text{n},\text{E}); {}_{90}\text{Th}^{232}(\text{n},\text{E}); {}_{40}\text{Zr}^{94}(\text{n},\gamma); {}_{42}\text{Mo}^{98}(\text{n},\alpha)$ ${}_{40}\text{Zr}^{98}(\text{n},\gamma)$	418, 412 19b 173, 418, 182, 19, 184, 209, 412 19b 418	Zr^{98} Zr^{94} Zr^{95} Zr^{96} Zr^{97}
${}_{42}\text{Mo}^{92}(\text{n},\text{p}); {}_{41}\text{Nb}^{93}(\text{n},2\text{n})$ ${}_{40}\text{Zr}^{93}(-, \text{e}^-); {}_{40}\text{Zr}^{92}(\text{d},\text{n})$ ${}_{41}\text{Nb}^{93}(\text{n},\gamma); {}_{40}\text{Zr}^{93}(\text{d},\text{n})$ ${}_{40}\text{Zr}^{95}(-, \text{e}^-); {}_{92}\text{U}^{235}(\text{n}, \text{E}); {}_{90}\text{Th}^{232}(\text{n}, \text{E});$ ${}_{42}\text{Mo}^{95}(\text{n},\text{p})$ ${}_{92}\text{U}^{235}(\text{n},\text{E})$	413, 419 21a 418, 186, 187 419, 413, 256a 173, 418, 184 382a	Nb^{92} Nb^{93} Nb^{98} Nb^{94} Nb^{95} Nb^{95}
${}_{42}\text{Mo}^{94}(\text{n},2\text{n}); {}_{42}\text{Mo}^{94}(\gamma,\text{n})$ ${}_{42}\text{Mo}^{94}(\text{n},2\text{n}); {}_{42}\text{Mo}^{94}(\gamma,\text{n})$ ${}_{92}\text{U}^{235}(\text{n},\text{E}); {}_{90}\text{Th}^{232}(\text{n},\text{E}); {}_{42}\text{Mo}^{98}(\text{d},\text{p}); {}_{42}\text{Mo}^{98}(\text{n},\gamma);$ ${}_{42}\text{Mo}^{100}(\gamma,\text{n})$ ${}_{92}\text{U}^{235}(\text{n},\text{E}); {}_{42}\text{Mo}^{100}(\text{n},\gamma)$	491a 47, 216, 48, 412, 418, 374, 256a 412, 418, 374 491a 491a 491a 491a 491a 491a 17, 412, 311, 131, 426, 418, 179, 182 491a 311, 417, 418, 182, 185, 17, 412	Mo^{92} Mo^{98} Mo^{98} Mo^{94} Mo^{95} Mo^{96} Mo^{97} Mo^{98} Mo^{99} Mo^{100} Mo^{101}
${}_{41}\text{Nb}^{93}(\alpha,\text{n}); {}_{42}\text{Mo}^{98}(\text{p},\text{n}); {}_{42}\text{Mo}^{95}(\text{d},\text{n})$ ${}_{41}\text{Nb}^{93}(\alpha,\text{n}); {}_{42}\text{Mo}^{98}(\text{p},\text{n}); {}_{42}\text{Mo}^{95}(\text{d},\text{n})$ ${}_{42}\text{Mo}^{98}(\text{d},\text{n}); {}_{44}\text{Ru}^{97}(\text{K})$ ${}_{42}\text{Mo}^{99}(-\text{e}^-); {}_{92}\text{U}^{235}(\text{n},\text{E}); {}_{90}\text{Th}^{232}(\text{n},\text{E})$ ${}_{42}\text{Mo}^{101}(-, \text{e}^-); {}_{92}\text{U}^{235}(\text{n},\text{E})$ ${}_{42}\text{Mo}^?(\text{d},\text{n})$ ${}_{42}\text{Mo}^?(\text{p},\text{n})$ ${}_{42}\text{Mo}^?(\text{p},\text{n})$	113, 244, 426, 357a 131 58, 324, 357a 426, 457, 418, 186, 187 311, 417, 418, 185, 312 58 136 136	Tc^{96} Tc^{96} Tc^{97} Tc^{99} Tc^{101} $\text{Tc}^?$ $\text{Tc}^?$ $\text{Tc}^?$



Z	Elemento	Símbolo	A	Masa Isotópica	Defecto Másico U.M. x 10 ³	Spin I	Abundancia Relativa %	Vida Media	RADIACION (Mev)		
44	Rutenio	Ru	95	—	—	—	—	20 m	—		
			96	95,946	9,14	—	5,68	—	—		
			97	—	—	—	—	—	2,8 d	e ⁺ ; K	
			98	—	—	—	—	2,22	—	—	
			99	98,944	9,15	—	12,91	—	—	—	
			100	—	—	—	12,70	—	—	—	
			101	—	—	—	16,98	—	—	—	
			102	—	—	—	31,34	—	—	—	
			103	—	—	—	—	—	—	4 h	e ⁻
			104	—	—	—	—	—	18,27	—	—
			105	—	—	—	—	—	—	20 h	e ⁻ (1,5)
			106	—	—	—	—	—	—	1 a	e ⁻
?	—	—	—	—	—	—	45 d	—			
?	—	—	—	—	—	—	4 m	e ⁻ (4,0)			
45	Rodio	Rh	101	—	—	—	0,08	—	—		
			102	—	—	—	—	210 d	e ⁻ (1,1), e ⁺		
			103	102,949	9,08	—	99,92	—	—	—	
			104	—	—	—	—	—	4,2 m	γ (0,055; 0,080), I	
			104	—	—	—	—	—	44 s	e ⁻ (2,3)	
			105	—	—	—	—	—	34 h	e ⁻ (0,5)	
			105	—	—	—	—	—	24. m	e ⁻ (1,2)	
46	Paladio	Pd	102	—	—	—	0,8	—	—		
			104	103,946	9,10	—	9,3	—	—		
			105	104,945	9,11	—	22,6	—	—		
			106	105,945	9,11	—	27,2	—	—		
			108	107,943	9,12	—	26,8	—	—		
			109	—	—	—	—	—	13 h	e ⁻ (1,03)	
			110	109,942	9,11	—	13,5	—	—	—	
			111	—	—	—	—	—	26 m	e ⁻ (3,5)	
			112	—	—	—	—	—	17 h	e ⁻	
47	Plata	Ag	102	—	—	—	—	73 m	e ⁺		
			104	—	—	—	—	16,3 m	e ⁺		
			105	—	—	—	—	45 d	γ(0,29; 0,42; 0,50; 0,62), K		



REACCION NUCLEAR DE OBTENCION	REFERENCIAS	
$^{44}\text{Ru}^{96}(\text{n},2\text{n})$ $^{44}\text{Ru}^{98}(\text{d},\text{p}); ^{44}\text{Ru}^{98}(\text{n},\gamma)$ — — — — $^{44}\text{Ru}^{102}(\text{d},\text{p}); ^{44}\text{Ru}^{102}(\text{n},\gamma); ^{44}\text{Ru}^{104}(\text{n},2\text{n})$ — $^{44}\text{Ru}^{104}(\text{n},\gamma)$ $^{92}\text{U}^{235}(\text{n},\text{E})$ — —	499, 374 19c 480 19c 19c 19c 19c 19c 499, 283, 374 19c 337, 338 213 337, 338 41, 41a	Ru^{95} Ru^{96} Ru^{97} Ru^{98} Ru^{99} Ru^{100} Ru^{101} Ru^{102} Ru^{103} Ru^{104} Ru^{105} Ru^{106} $\text{Ru}^?$ $\text{Ru}^?$
— $^{45}\text{Rh}^{103}(\text{n},2\text{n})$ — $^{44}\text{Ru}^{104}(\text{p},\text{n}); ^{45}\text{Rh}^{103}(\text{n},\gamma)$ $^{44}\text{Ru}^{104}(\text{p},\text{n}); ^{45}\text{Rh}^{103}(\text{n},\gamma)$ $^{44}\text{Ru}^{105}(-,e^-); ^{44}\text{Ru}^{104}(\text{d},\text{n})$ $^{44}\text{Ru}^{105}(-,e^-); ^{92}\text{U}^{235}(\text{n},\text{E})$	420a 320a 420a 371, 91, 126, 17, 5, 3, 94, 323 94, 323, 154, 371, 17, 5, 3, 371 499, 283 338, 41, 41a	Rh^{103} Rh^{102} Rh^{103} Rh^{104} Rh^{104} Rh^{105} Rh^{105} Rh^{105}
— — — — $^{46}\text{Pd}^{108}(\text{d},\text{p}); ^{46}\text{Pd}^{108}(\text{n},\gamma); ^{47}\text{Ag}^{109}(\text{n},\text{p});$ $^{46}\text{Pd}^{110}(\text{n},2\text{n}); ^{47}\text{Ag}^{109}(\text{d},2\text{p})$ — $^{92}\text{U}^{235}(\text{n},\text{E}); ^{90}\text{Th}^{232}(\text{n},\text{E}); ^{46}\text{Pd}^{110}(\text{d},\text{p});$ $^{46}\text{Pd}^{110}(\text{n},\gamma)$ $^{92}\text{U}^{235}(\text{n},\text{E}); ^{90}\text{Th}^{232}(\text{n},\text{E})$	420a 420a 420a 420a 420a 251, 17, 143, 200, 382 420a 454, 251, 17, 376, 41, 41a 337, 454	Pd^{102} Pd^{104} Pd^{105} Pd^{106} Pd^{108} Pd^{109} Pd^{110} Pd^{111} Pd^{112}
$^{46}\text{Pd}^{102}(\text{p},\text{n})$ $^{46}\text{Pd}^{104}(\text{p},\text{n})$ $^{46}\text{Pd}^{105}(\text{p},\text{n})$	135 135 135	Ag^{102} Ag^{104} Ag^{105}



Z	Elemento	Símbolo	A	Masa Isotópica	Defecto Másico U.M. $\times 10^3$	Spin I	Abundancia Relativa %	Vida Media	RADIACIÓN (Mev)
47	Plata	Ag	106	—	—	—	—	24,5 m	e ⁺ (2,04)
			106	—	—	—	—	8,2 d	γ (1,06; 0,69), K
			107	106,948	9,06	1/2	51,9	—	—
			107	—	—	—	—	44 s	γ (0,93)
			108	—	—	—	—	2,3 m	e ⁻ (2,8)
			109	108,949	9,06	1/2	48,1	—	—
			109	—	—	—	—	40 s	γ (0,87)
			110	—	—	—	—	22 s	e ⁻ (2,8)
			110	—	—	—	—	225 d	γ (0,65; 0,92; 1,51), K
			111	—	—	—	—	7,5 d	e ⁻ (0,8)
			112	—	—	—	—	3,2 h	e ⁻ (2,2)
			48	Cadmio	Cd	106	—	—	—
107	—	—				—	—	6,7 h	γ (0,53), K
108	—	—				—	1,0	—	—
109	—	—				—	—	158 d	K
109	—	—				—	—	33 m	e ⁺
110	—	—				—	12,8	—	—
111	—	—				1/2	13,0	—	—
112	—	—				—	24,2	—	—
113	—	—				1/2	12,3	—	—
114	—	—				—	28,0	—	—
115	—	—				—	—	56 h	e ⁻ (1,11), γ (0,65)
115	—	—				—	—	43 d	e ⁻ (1,5)
116	—	—				—	7,3	—	—
117	—	—				—	—	170 m	e ⁻
?	—	—	—	—	48,7 m	γ (0,195), I			
49	Indio	In	110	—	—	—	—	65 m	e ⁺ (1,6)
			111	—	—	—	—	20 m	e ⁺ (1,7), γ (0,16)
			112	—	—	—	—	65 h	γ (0,17; 0,25), K
			112	—	—	—	—	16,5 m	γ (0,12), I
			112	—	—	—	—	17,5 m	e ⁺ (1,5), γ (0,045)



REACCION NUCLEAR DE OBTENCION	REFERENCIAS	
$^{45}\text{Rh}^{103} (\alpha, n); ^{46}\text{Pd}^{106} (p, n); ^{46}\text{Pd}^{105} (p, \gamma);$ $^{46}\text{Pd}^{105} (d, n); ^{47}\text{Ag}^{107} (d, \text{H}^3); ^{48}\text{Cd}^{106} (n, p);$ $^{47}\text{Ag}^{107} (n, 2n); ^{47}\text{Ag}^{107} (\gamma, n)$ $^{45}\text{Rh}^{103} (\alpha, n); ^{46}\text{Pd}^{106} (p, n); ^{46}\text{Pd}^{105} (d, n);$ $^{48}\text{Cd}^{106} (n, p); ^{47}\text{Ag}^{107} (n, 2\pi)$	135, 143, 376, 375, 62, 251, 244, 123, 253, 372, 261, 47, 48	Ag¹⁰⁶
$^{45}\text{Rh}^{103} (\alpha, n); ^{46}\text{Pd}^{106} (p, n); ^{46}\text{Pd}^{105} (d, n);$ $^{48}\text{Cd}^{106} (n, p); ^{47}\text{Ag}^{107} (n, 2\pi)$	375, 136, 376, 143, 385, 251	Ag¹⁰⁶
$^{48}\text{Cd}^{107} (\text{K})$ $^{46}\text{Pd}^{108} (p, n); ^{47}\text{Ag}^{107} (d, p); ^{47}\text{Ag}^{107} (n, \gamma);$ $^{49}\text{Cd}^{108} (n, p); ^{48}\text{Ag}^{109} (n, 2n); ^{47}\text{Ag}^{107} (\gamma, n)$	19b, 234a 13, 491, 79, 198, 454, 144, 34, 200 376, 153, 372, 374, 216, 62, 161, 135, 123, 17, 146, 251, 383, 47, 48	Ag¹⁰⁷ Ag¹⁰⁷ Ag¹⁰⁸
$^{48}\text{Cd}^{109} (-, e^+); ^{48}\text{Cd}^{109} (\text{K})$ $^{47}\text{Ag}^{109} (n, \gamma); ^{48}\text{Cd}^{110} (n, p)$ $^{47}\text{Ag}^{109} (d, p); ^{47}\text{Ag}^{109} (n, \gamma)$	19b, 234a 13, 491, 79, 198, 454, 144, 34, 200 17, 376, 154, 5, 146, 251 296	Ag¹⁰⁹ Ag¹⁰⁹ Ag¹¹⁰ Ag¹¹⁰
$^{46}\text{Pd}^{111} (-, e^-); ^{92}\text{U}^{235} (n, \text{E}); ^{90}\text{Th}^{232} (n, \text{E});$ $^{46}\text{Pd}^{108} (\alpha, p); ^{46}\text{Pd}^{110} (d, n); ^{48}\text{Cd}^{111} (n, p)$ $^{46}\text{Pd}^{112} (-, e^-); ^{92}\text{U}^{235} (n, \text{E}); ^{90}\text{Th}^{232} (n, \text{E});$ $^{49}\text{In}^{115} (n, \alpha); ^{48}\text{Cd}^{112} (n, p)$	376, 251, 337, 454 376, 337, 454	Ag¹¹¹ Ag¹¹²
$^{47}\text{Ag}^{107} (p, n); ^{47}\text{Ag}^{107} (d, 2n); ^{47}\text{Ag}^{107} (\alpha, p3n)$	334c 113, 13, 491, 392, 252, 200	Cd¹⁰⁶ Cd¹⁰⁷
$^{47}\text{Ag}^{109} (d, 2n); ^{47}\text{Ag}^{107} (\alpha, pn)$	334c	Cd¹⁰⁸
$^{47}\text{Ag}^{109} (p, n); ^{47}\text{Ag}^{109} (d, 2n); ^{48}\text{Cd}^{110} (n, 2n)$	198 216, 374, 200	Cd¹⁰⁹ Cd¹⁰⁹
$^{47}\text{Ag}^{109} (p, n); ^{47}\text{Ag}^{109} (d, 2n); ^{48}\text{Cd}^{110} (n, 2n)$	334c	Cd¹¹⁰
$^{47}\text{Ag}^{109} (p, n); ^{47}\text{Ag}^{109} (d, 2n); ^{48}\text{Cd}^{110} (n, 2n)$	334c	Cd¹¹¹
$^{47}\text{Ag}^{109} (p, n); ^{47}\text{Ag}^{109} (d, 2n); ^{48}\text{Cd}^{110} (n, 2n)$	334c	Cd¹¹²
$^{47}\text{Ag}^{109} (p, n); ^{47}\text{Ag}^{109} (d, 2n); ^{48}\text{Cd}^{110} (n, 2n)$	334c	Cd¹¹³
$^{47}\text{Ag}^{109} (p, n); ^{47}\text{Ag}^{109} (d, 2n); ^{48}\text{Cd}^{110} (n, 2n)$	334c	Cd¹¹⁴
$^{92}\text{U}^{235} (n, \text{E}); ^{48}\text{Cd}^{114} (d, p); ^{48}\text{Cd}^{114} (n, \gamma);$ $^{48}\text{Cd}^{118} (n, 2n)$	79, 272, 337, 270, 271, 166	Cd¹¹⁵
$^{48}\text{Cd}^{118} (n, 2n)$	79	Cd¹¹⁵
$^{48}\text{Cd}^{118} (n, 2n)$	334c	Cd¹¹⁶
$^{92}\text{U}^{235} (n, \text{E}); ^{48}\text{Cd}^{116} (d, p); ^{48}\text{Cd}^{116} (n, \gamma)$	272, 337, 79, 270, 216, 166	Cd¹¹⁷
$^{92}\text{U}^{235} (n, \text{E})$	144, 337	Cd[?]
$^{47}\text{Ag}^{107} (\alpha, n); ^{48}\text{Cd}^{110} (p, n); ^{48}\text{Cd}^{110} (d, 2n)$	26, 272	In¹¹⁰
$^{47}\text{Ag}^{109} (\alpha, 2n); ^{48}\text{Cd}^{111} (p, n); ^{48}\text{Cd}^{110} (d, n)$	272, 270, 26, 244, 79	In¹¹¹
$^{47}\text{Ag}^{109} (\alpha, n); ^{48}\text{Cd}^{112} (p, n); ^{48}\text{Cd}^{111} (d, n);$ $^{49}\text{In}^{113} (n, 2n)$	79, 272, 26	In¹¹²
$^{47}\text{Ag}^{109} (\alpha, n); ^{49}\text{In}^{113} (n, 2n)$	464	In¹¹²
$^{47}\text{Ag}^{109} (\alpha, n); ^{49}\text{In}^{113} (n, 2n)$	464	In¹¹²



Z	Elemento	Símbolo	A	Masa Isotópica	Defecto Másico U.M. $\times 10^3$	Spín I	Abundancia Relativa %	Vida Media	RADIACION (Mev)	
49	Indio	In	113	—	—	9/2	4,5	—	—	
			113	—	—	—	—	105 m	γ (0,39), I	
			114	—	—	—	—	48 d	γ (0,39), I	
			114	—	—	—	—	72 s	γ (0,19), I	
			115	—	—	9/2	95,5	—	—	
			115	—	—	—	—	272 s	γ (0,34), I	
			116	—	—	—	—	54 m	e^- (0,85), γ (2,3; 1,3; 1,1; 0,43)	
			116	—	—	—	—	13 s	e^- (2,8)	
			117	—	—	—	—	117 m	e^- (1,73), γ	
			50	Estaño	Sn	112	—	—	—	1,1
113	—	—				—	—	90 d	γ (0,085), K	
114	—	—				—	0,8	—	—	
115	—	—				—	0,4	—	—	
116	115,942	9,08				—	15,5	—	—	
117	—	—				1/2	9,1	—	—	
118	117,939	9,11				—	22,5	—	—	
119	118,938	9,12				1/2	9,8	—	—	
120	119,940	9,10				—	28,5	—	—	
>120	—	—				—	—	—	136 d	e^- (1,2)
>120	—	—				—	—	—	17,5 d	e^- (1,7)
122	121,944	9,05				—	5,5	—	—	
124	123,943	9,06				—	6,8	—	—	
125	—	—				—	—	—	9 m	e^- (2,1)
?	—	—				—	—	—	40 m	e^-
?	—	—	—	—	—	26 h	e^-			
?	—	—	—	—	—	10 d	e^-			
?	—	—	—	—	—	11 a	e^-			
51	Antimonio	Sb	118	—	—	—	—	3,6 m	e^+	
			120	—	—	—	—	17 m	e^+ (1,53)	
			121	—	—	5/2	56,0	—	—	
			122	—	—	—	—	63 h	e^- (0,80; 1,64), γ (0,80)	
			123	—	—	7/2	44,0	—	—	
			124	—	—	—	—	60 d	e^- (0,74; 2,45), γ (1,8)	

REACCION NUCLEAR DE OBTENCION	REFERENCIAS	
$^{50}\text{Sn}^{113}$ (K); $^{48}\text{Cd}^{113}$ (p,n); $^{48}\text{Cd}^{112}$ (d,n) $^{48}\text{Cd}^{114}$ (p, n); $^{48}\text{Cd}^{113}$ (d, n); $^{49}\text{In}^{115}$ (n, 2n); $^{49}\text{In}^{115}$ (γ ,n) $^{48}\text{Cd}^{114}$ (p, n); $^{48}\text{Cd}^{113}$ (d, n); $^{49}\text{In}^{113}$ (d, p); $^{49}\text{In}^{113}$ (n, γ); $^{49}\text{In}^{115}$ (n,2n)	420b, 20a 26, 272 272, 26, 270 270, 272, 26, 374, 62, 47	In^{118} In^{113} In^{114} In^{114}
$^{48}\text{Cd}^{115}$ ($-, e^-$); $^{92}\text{U}^{238}$ (n, E); $^{49}\text{In}^{115}$ (α , α); $^{49}\text{In}^{115}$ (p,p); $^{49}\text{In}^{115}$ (n,n); $^{49}\text{In}^{115}$ (e^-, e^-); $^{49}\text{In}^{115}$ (d,d); $^{49}\text{In}^{115}$ ($\gamma, -$) $^{48}\text{Cd}^{116}$ (p,n); $^{49}\text{In}^{115}$ (d,p); $^{49}\text{In}^{115}$ (n, γ)	420b, 20a 166, 272, 271, 79, 337, 395, 26, 270 270, 529, 79, 106, 166, 337, 272	In^{115} In^{115} In^{116}
$^{48}\text{Cd}^{116}$ (p,n); $^{49}\text{In}^{115}$ (d,p); $^{49}\text{In}^{113}$ (n, γ) $^{48}\text{Cd}^{117}$ ($-, e^-$); $^{92}\text{U}^{235}$ (n, E); $^{48}\text{Cd}^{116}$ (d, n)	17, 79, 154, 321, 126, 270 272, 79, 166, 337, 270	In^{116} In^{117}
$^{48}\text{Cd}^{110}$ (α , n); $^{49}\text{In}^{113}$ (p, n); $^{50}\text{Sn}^{112}$ (d, p); $^{50}\text{Sn}^{112}$ (n, γ) — — — — — — — $^{92}\text{U}^{235}$ (n, E) $^{92}\text{U}^{235}$ (n, E) — — $^{50}\text{Sn}^{124}$ (d,p); $^{50}\text{Sn}^{124}$ (n, γ) $^{50}\text{Sn}^?$ (d,p); $^{50}\text{Sn}^?$ (n, γ) $^{50}\text{Sn}^?$ (d,p); $^{50}\text{Sn}^?$ (n, γ) $^{50}\text{Sn}^?$ (d,p); $^{50}\text{Sn}^?$ (n, γ) $^{50}\text{Sn}^?$ (d,p)	19d 26, 293, 296, 296a 19d 19d 19d 19c, 485c 19d 19d, 485c 19d 175 175 19d 19d 529, 293, 325, 326, 296, 296a 293, 374, 296, 296a 293, 296, 296a 293, 296, 296a 293, 296, 296a	Sn^{112} Sn^{118} Sn^{114} Sn^{115} Sn^{116} Sn^{117} Sn^{118} Sn^{119} Sn^{120} Sn^{120} Sn^{122} Sn^{124} Sn^{125} $\text{Sn}^?$ $\text{Sn}^?$ $\text{Sn}^?$ $\text{Sn}^?$
$^{49}\text{In}^{115}$ (α ,n) $^{50}\text{Sn}^{120}$ (p, n); $^{50}\text{Sn}^{119}$ (d, n); $^{51}\text{Sb}^{121}$ (n, 2n); $^{51}\text{Sb}^{121}$ (γ ,n); $^{51}\text{Sb}^{121}$ (p, pn) — $^{50}\text{Sn}^{122}$ (p, n); $^{50}\text{Sn}^{122}$ (d, 2n); $^{51}\text{Sb}^{121}$ (d, p); $^{51}\text{Sb}^{121}$ (n, γ) — $^{52}\text{Te}^{126}$ (d, α); $^{51}\text{Sb}^{123}$ (d, p); $^{51}\text{Sb}^{123}$ (n, γ); $^{53}\text{I}^{127}$ (n, α)	395 47, 15, 126, 291, 216, 369, 62, 374, 48, 48a, 296, 296a 19c, 485d 322, 15, 126, 291, 283, 17, 296, 296a 19c, 485d 291, 322, 295, 483, 283, 296, 296a	Sb^{118} Sb^{120} Sb^{121} Sb^{122} Sb^{123} Sb^{124}



Z	Elemento	Símbolo	A	Masa Isotópica	Defecto Másico U.M. x 10 ³	Spin I	Abundancia Relativa %	Vida Media	RADIACION (Mev)		
51	Antimonio	Sb	125	—	—	—	—	varios a. 28 d 3 h 80 h 4,2 h 5 m 10 m	e ⁻ (0,56)		
			>125	—	—	—	—		e ⁻ (1,86)		
			126	—	—	—	—		e ⁻		
			127	—	—	—	—		e ⁻		
			129	—	—	—	—		e ⁻		
			131	—	—	—	—		e ⁻		
			133	—	—	—	—		e ⁻		
52	Teluro	Te	120	—	—	—	0,1	—	—		
			121	—	—	—	—	125 d	e ⁺ , γ (0,5), K		
			122	—	—	—	2,9	—	—	—	
			122	—	—	—	—	—	30 d	γ (0,082; 0,088; 0,136; 0,157), I	
			123	—	—	—	1,6	—	—	—	
			124	—	—	—	4,5	—	—	—	
			125	—	—	—	6,0	—	—	—	
			126	125,937	—	9,11	—	19,0	—	—	—
			127	—	—	—	—	—	—	90 d	γ (0,086), I
			127	—	—	—	—	—	—	9,3 h	e ⁻ (0,8)
			128	127,936	—	—	—	—	32,8	—	—
			129	—	—	—	—	—	—	72 m	e ⁻
			129	—	—	—	—	—	—	32 d	γ (0,102), I
			130	—	—	—	—	—	33,1	—	—
			131	—	—	—	—	—	—	30 h	γ (0,177), I
			131	—	—	—	—	—	—	25 m	e ⁻
			133	—	—	—	—	—	—	60 m	e ⁻
135	—	—	—	—	—	—	15 m	e ⁻			
53	Iodo	I	124	—	—	—	—	4 d	e ⁺		
			126	—	—	—	—	13 d	e ⁻ (1,1), γ (0,5)		
			127	126,933	—	9,13	5/2	100	—	—	
			128	—	—	—	—	—	25 m	e ⁻ (1,85), γ (0,4)	
			129	—	—	—	—	—	<200 d	K, e ⁻	
			130	—	—	—	—	—	12,6 h	e ⁻ (0,6; 1,3), γ (0,24; 0,54)	
			131	—	—	—	—	—	8 d	e ⁻ (0,69), γ (0,08; 0,37)	
			133	—	—	—	—	—	22 h	e ⁻ (1,1)	
			135	—	—	—	—	—	6,6 h	e ⁻	
137	—	—	—	—	—	30 s	e ⁻				

REACCION NUCLEAR DE OBTENCION	REFERENCIAS	
${}_{92}\text{U}^{235}$ (n,E)	175	Sb ¹²⁵
${}_{92}\text{U}^{235}$ (n,E)	175	Sb ¹²⁶
${}_{50}\text{Sn}^{125}$ (d,n)	291, 296, 296a	Sb ¹²⁶
${}_{92}\text{U}^{235}$ (n,E)	2, 19	Sb ¹²⁷
${}_{92}\text{U}^{235}$ (n,E)	2, 19	Sb ¹²⁹
${}_{92}\text{U}^{235}$ (n,E)	2	Sb ¹³¹
${}_{92}\text{U}^{235}$ (n,E); ${}_{90}\text{Th}^{232}$ (n,E)	2, 457	Sb ¹³⁸
—	19c	Te ¹²⁰
${}_{50}\text{Sn}^{118}$ (α,n); ${}_{51}\text{Sb}^{121}$ (p,n); ${}_{51}\text{Sb}^{121}$ (d,2n)	427	Te ¹²¹
—	19c	Te ¹²²
${}_{51}\text{Sb}^{121}$ (d,n)	242	Te ¹²²
—	19c	Te ¹²³
—	19c	Te ¹²⁴
—	19c	Te ¹²⁵
—	19c	Te ¹²⁶
${}_{52}\text{Te}^{126}$ (d,p); ${}_{52}\text{Te}^{126}$ (n,γ); ${}_{53}\text{I}^{127}$ (n,p)	427, 2	Te ¹²⁷
${}_{52}\text{Te}^{127}$ (—,γ); ${}_{51}\text{Sb}^{127}$ (—,e ⁻); ${}_{92}\text{U}^{235}$ (n,E);	427, 2, 19, 483	Te ¹²⁷
${}_{52}\text{Te}^{128}$ (d,p); ${}_{52}\text{Te}^{128}$ (n,γ); ${}_{53}\text{I}^{127}$ (n,p);		
${}_{52}\text{Te}^{128}$ (n,2n)		
—	19c	Te ¹²⁸
${}_{52}\text{Te}^{129}$ (—,γ); ${}_{51}\text{Sb}^{129}$ (—,e ⁻); ${}_{92}\text{U}^{235}$ (n,E);	427, 2, 19, 483, 47, 48, 290, 17, 529,	Te ¹²⁹
${}_{52}\text{Te}^{128}$ (d,p); ${}_{52}\text{Te}^{128}$ (n,γ); ${}_{52}\text{Te}^{130}$ (n,2n);	216, 374	
${}_{52}\text{Te}^{130}$ (γ,n)		
${}_{52}\text{Te}^{128}$ (d,p); ${}_{52}\text{Te}^{130}$ (n,2n)	427, 483, 2, 374, 384	Te ¹²⁹
—	19c	Te ¹³⁰
${}_{92}\text{U}^{235}$ (n,E); ${}_{52}\text{Te}^{130}$ (d,p); ${}_{52}\text{Te}^{130}$ (n,γ)	427, 2, 290	Te ¹³¹
${}_{51}\text{Sb}^{131}$ (—,e ⁻); ${}_{52}\text{Te}^{131}$ (—,γ); ${}_{92}\text{U}^{235}$ (n,E);	427, 2, 290, 17, 529	Te ¹³¹
${}_{52}\text{Te}^{130}$ (d,p); ${}_{52}\text{Te}^{130}$ (n,γ)		
${}_{51}\text{Sb}^{133}$ (—,e ⁻); ${}_{92}\text{U}^{235}$ (n,E); ${}_{90}\text{Th}^{232}$ (n,E)	2, 457, 456	Te ¹³³
${}_{92}\text{U}^{235}$ (n,E); ${}_{90}\text{Th}^{232}$ (n,E)	457, 456	Te ¹³⁵
${}_{51}\text{Sb}^{121}$ (α,n); ${}_{52}\text{Te}^{124}$ (p,n);	290, 126	Te ¹²⁴
${}_{51}\text{Sb}^{123}$ (α,n); ${}_{52}\text{Te}^{126}$ (p,n); ${}_{52}\text{Te}^{125}$ (d,n); ${}_{53}\text{I}^{127}$ (n,2n)	290, 126, 483	Te ¹²⁶
—	485e	Te ¹²⁷
${}_{52}\text{Te}^{128}$ (p,n); ${}_{52}\text{Te}^{128}$ (d,2n)	290, 3, 20, 126, 17, 5, 374, 483, 92	Te ¹²⁸
${}_{52}\text{Te}^{129}$ (—,e ⁻); ${}_{52}\text{Te}^{128}$ (d,n)	384	Te ¹²⁹
${}_{52}\text{Te}^{130}$ (p,n); ${}_{52}\text{Te}^{130}$ (d,2n); ${}_{55}\text{Cs}^{133}$ (n,α)	484, 290, 126, 526, 456, 115, 115a, 86a	Te ¹³⁰
${}_{52}\text{Te}^{131}$ (—,e ⁻); ${}_{92}\text{U}^{235}$ (n,E); ${}_{52}\text{Te}^{130}$ (d,n)	290, 484, 2, 176, 179, 19, 483, 66a	Te ¹³¹
${}_{52}\text{Te}^{133}$ (—,e ⁻); ${}_{92}\text{U}^{235}$ (n,E); ${}_{90}\text{Th}^{232}$ (n,E)	178, 2, 179, 457, 19, 186, 456, 360	Te ¹³³
${}_{52}\text{Te}^{135}$ (—,e ⁻); ${}_{92}\text{U}^{235}$ (n,E); ${}_{90}\text{Th}^{232}$ (n,E)	120, 164, 19, 457, 456	Te ¹³⁵
${}_{92}\text{U}^{235}$ (n,E)	183	Te ¹³⁷



Z	Elemento	Símbolo	A	Masa Isotópica	Defecto Másico U.M. x 10 ³	Spin I	Abundancia Relativa %	Vida Media	RADIACION (Mev)		
54	Xenón	X	124	—	—	—	0,094	—	—		
			126	—	—	—	0,088	—	—		
			127	—	—	—	—	—	75 s	γ (0,175; 0,125), I	
			127	—	—	—	—	—	34 d	γ (0,9)	
			128	—	—	—	1,90	—	—	—	
			129	128,946	9,02	1/2	26,23	—	—	—	
			129	—	—	—	—	—	7 d	γ	
			130	—	—	—	4,07	—	—	—	
			131	—	—	3/2	21,17	—	—	—	
			132	131,946	9,02	—	26,96	—	—	—	
			133	—	—	—	—	—	—	6,3 d	γ (0,083)
			134	—	—	—	—	—	10,54	—	—
			135	—	—	—	—	—	—	9,4 h	e^- (0,9)
			135	—	—	—	—	—	—	15,6 m	e^- (0,65), γ
			136	—	—	—	—	—	8,95	—	—
			137	—	—	—	—	—	—	68 m	—
			137	—	—	—	—	—	—	3,4 m	e^- (3,4)
			138	—	—	—	—	—	—	17 m	e^-
			139	—	—	—	—	—	—	30 s	e^-
55	Cesio	Cs	131	—	—	—	—	10 d	K, γ		
			133	—	—	7/2	100	—	—		
			134	—	—	—	—	—	3 h	e^- (1,0)	
			134	—	—	—	—	—	2 a	e^- (0,75), γ (0,8)	
			136	—	—	—	—	—	varios a.	e^- (0,56)	
			137	—	—	—	—	—	35 a	—	
			138	—	—	—	—	—	33 m	e^- (2,6)	
			139	—	—	—	—	—	7 m	e^-	
			140	—	—	—	—	—	40 s	e^-	
56	Bario	Ba	130	—	—	—	0,10	—	—		
			131	—	—	—	—	11,7 d	K, γ		
			132	—	—	—	0,09	—	—	—	
			133	—	—	—	—	—	38,8 h	γ (0,25), I	
			134	—	—	—	2,42	—	—	—	
			135	—	—	3/2	6,59	—	—	—	

Z	Elemento	Símbolo	A	Masa Isotópica	Defecto Másico U.M. x 10 ³	Spin I	Abundancia Relativa %	Vida Media	RADIACION (Mev)	
56	Bario	Ba	136	—	—	—	7,81	—	—	
			137	—	—	3/2	11,32	—	—	
			138	137,916	9,22	—	—	71,66	—	—
			139	—	—	—	—	—	86 m	e ⁻ (1,0; 2,3), γ (0,6)
			140	—	—	—	—	—	300 h	e ⁻ (1,2)
			142	—	—	—	—	—	18 m	e ⁻
57	Lantano	La	137	—	—	—	—	17,5 h	γ (0,88), K	
			138	—	—	—	—	2,2 h	e ⁻ (0,8)	
			139	138,955	8,92	7/2	100	—	—	
			140	—	—	—	—	—	40 h	e ⁻ (1,41), γ (0,05)
			>140	—	—	—	—	—	74 m	e ⁻
			>140	—	—	—	—	—	3,5 h	e ⁻
			>140	—	—	—	—	—	15 m	e ⁻
			>140	—	—	—	—	—	13 d	e ⁻
			58	Cerio	Ce	136	—	—	—	0,002
138	—	—				—	0,002	—	—	
139	—	—				—	—	—	2,1 m	e ⁺
140	—	—				—	90,0	—	—	—
140	—	—				—	—	—	140 d	γ (0,21), I
141	—	—				—	—	—	28 d	e ⁻ (0,60), γ (0,22)
142	—	—				—	10,0	—	—	—
143	—	—				—	—	—	33 h	e ⁻ (1,36), γ (0,5)
143	—	—				—	—	—	15 d	e ⁻ (0,12)
144	—	—				—	—	—	275 d	e ⁻
>143	—	—				—	—	—	20 d	e ⁻
>143	—	—	—	—	—	40 h	e ⁻			
59	Praseodimio	Pr	140	—	—	—	—	3,5 m	e ⁺ (2,40)	
			141	—	—	5/2	100	—	—	
			142	—	—	—	—	—	19,3 h	e ⁻ (2,14), γ (1,9)
			143	—	—	—	—	—	13,5 d	e ⁻ (0,95)
			>143	—	—	—	—	—	17 m	e ⁻ (3,1)

REACCION NUCLEAR DE OBTENCION	REFERENCIAS	
<p>— — — $^{55}\text{Cs}^{139} (-, e^-); ^{92}\text{U}^{235} (n, E); ^{90}\text{Th}^{232} (n, E);$ $^{56}\text{Ba}^{138} (d, p); ^{56}\text{Ba}^{138} (n, \gamma); ^{57}\text{La}^{139} (n, p)$ $^{92}\text{U}^{235} (n, E); ^{90}\text{Th}^{232} (n, E)$ $^{92}\text{U}^{235} (n, E); ^{90}\text{Th}^{232} (n, E)$</p>	<p>333b 333b, 32a 333b 181, 179, 373, 17, 374, 236, 216, 178, 180, 377, 186 217, 178, 180, 181, 161, 179, 182, 186, 41, 41a 217, 179</p>	<p>Ba^{136} Ba^{137} Ba^{138} Ba^{139} Ba^{140} Ba^{142}</p>
<p>$^{56}\text{Ba}^{135} (d, \gamma); ^{56}\text{Ba}^{136} (p, \gamma)$ $^{57}\text{La}^{139} (n, 2n)$ — $^{56}\text{Ba}^{140} (-, e^-); ^{92}\text{U}^{235} (n, E); ^{90}\text{Th}^{232} (n, E);$ $^{58}\text{Ce}^{140} (n, p); ^{56}\text{Ba}^{138} (d, \gamma)$ $^{92}\text{U}^{235} (n, E); ^{90}\text{Th}^{232} (n, E)$ $^{92}\text{U}^{235} (n, E); ^{90}\text{Th}^{232} (n, E)$ $^{92}\text{U}^{235} (n, E); ^{90}\text{Th}^{232} (n, E)$ $^{92}\text{U}^{235} (n, E); ^{90}\text{Th}^{232} (n, E)$</p>	<p>516, 516a, 516b 377, 373 18a 182, 178, 161, 179, 308, 516, 516a, 516b, 213 186 186 186 186</p>	<p>La^{137} La^{138} La^{139} La^{140} La^{140} La^{140} La^{140} La^{140}</p>
<p>— — $^{58}\text{Ce}^{140} (n, 2n)$ — $^{58}\text{Ce}^{140} (n, n)$ $^{92}\text{U}^{235} (n, E); ^{58}\text{Ce}^{140} (n, \gamma)$ — $^{92}\text{U}^{235} (n, E); ^{58}\text{Ce}^{142} (n, \gamma)$ $^{92}\text{U}^{235} (n, E); ^{58}\text{Ce}^{142} (n, \gamma)$ $^{92}\text{U}^{235} (n, E)$ $^{92}\text{U}^{235} (n, E)$ $^{92}\text{U}^{235} (n, E)$</p>	<p>114a 114a 377, 378, 378a 19e 378, 378a 400, 182, 378, 378a, 213 19e 378, 378a 400, 182 41, 41a, 182, 274 186 186</p>	<p>Ce^{136} Ce^{138} Ce^{139} Ce^{140} Ce^{140} Ce^{141} Ce^{142} Ce^{143} Ce^{143} Ce^{144} Ce^{143} Ce^{143}</p>
<p>$^{59}\text{Pr}^{141} (n, 2n)$ — $^{59}\text{Pr}^{141} (n, \gamma); ^{60}\text{Nd}^{142} (n, p); ^{59}\text{Pr}^{141} (d, p);$ $^{57}\text{La}^{139} (\alpha, n); ^{58}\text{Ce}^{142} (p, n)$ $^{58}\text{Ce}^{143} (-, e^-); ^{60}\text{Nd}^{143} (n, p)$ $^{58}\text{Ce}^{143} (-, e^-); ^{92}\text{U}^{235} (n, E)$</p>	<p>377, 17, 374, 378, 378a 517a 377, 17, 308, 210, 374, 525, 525a, 111a 378, 378a, 213 186</p>	<p>Pr^{140} Pr^{141} Pr^{142} Pr^{143} Pr^{143}</p>



Z	Elemento	Símbolo	A	Masa Isotópica	Defecto Másico U.M. x 10 ³	Spin I	Abundancia Relativa %	Vida Media	RADIACION (Mev)	
60	Neodimio	Nd	141	—	—	—	—	2,5 h	e ⁺ (0,38)	
			142	—	—	—	25,95	—	—	
			143	—	—	—	—	13,0	—	—
			144	—	—	—	—	22,6	—	—
			145	—	—	—	—	9,2	—	—
			146	145,960	8,86	—	16,5	—	—	—
			147	—	—	—	—	—	47 h	e ⁻ (0,95)
			148	147,961	8,85	—	6,8	—	—	—
			150	149,967	8,82	—	5,95	—	—	—
			151	—	—	—	—	—	21 m	e ⁻
61	Ilinio	Il	144 [?]	—	—	—	—	12,5 h	e ⁻	
			147	—	—	—	—	3,7 a	e ⁻	
			147 [?]	—	—	—	—	—	200 d	e ⁻
			149	—	—	—	—	—	5,3 d	e ⁻ (0,8), γ
			149	—	—	—	—	—	55 h	e ⁻
			149 [?]	—	—	—	—	—	2,7 h	e ⁻
			151 [?]	—	—	—	—	—	16 d	e ⁻
			—	—	—	—	—	—	—	—
62	Samario	Sm	144	—	—	—	3,0	—	—	
			147	—	—	—	17,0	—	—	
			148	—	—	—	14,0	1,6.10 ¹¹ a	α(2,4), γ(2,0)	
			149	—	—	—	15,0	—	—	
			150	—	—	—	5,0	—	—	
			151	—	—	—	—	20 a	e ⁻	
			151	—	—	—	—	47 h	e ⁻	
			152	—	—	—	26,0	—	—	
			153	—	—	—	—	46 h	e ⁻	
			154	—	—	—	20,0	—	—	
			>154	—	—	—	—	21 m	e ⁻ (1,8)	
			>154	—	—	—	—	60 d	—	
			>154	—	—	—	—	46 m	e ⁻ (0,6), I	
63	Europio	Eu	150	—	—	—	—	27 h	e ⁺	
			151	—	—	5/2	49,1	—	—	
			152	—	—	—	—	—	9,4 h	e ⁻ (1,88), K
			153	—	—	5/2	50,9	—	—	
			154	—	—	—	—	—	6 a	e ⁻ (0,9), γ
			>154	—	—	—	—	—	40 d	—
			155	—	—	—	—	—	2-3 a	—
			156	—	—	—	—	—	15,4 d	—

REACCION NUCLEAR DE OBTENCION	REFERENCIAS	
${}_{60}\text{Nd}^{142} (n,2n)$ — — — — ${}_{60}\text{Nd}^{148} (d,p)$; ${}_{60}\text{Nd}^{148} (n,\gamma)$; ${}_{60}\text{Nd}^{148} (\gamma,n)$ — ${}_{60}\text{Nd}^{150} (d,p)$; ${}_{60}\text{Nd}^{150} (n,\gamma)$	378 378a 303a 309a 309a 309a 309a 264, 456, 378, 378a 309a 309a 264, 378, 378a	Nd^{141} Nd^{141} Nd^{143} Nd^{144} Nd^{145} Nd^{146} Nd^{147} Nd^{148} Nd^{150} Nd^{151}
${}_{59}\text{Pr}^{144} (p,n)?$; ${}_{60}\text{Nd}^{144} (d,2n)?$; ${}_{60}\text{Nd}^{143} (d,n)?$ ${}_{92}\text{U}^{235} (n,E)$ ${}_{60}\text{Nd}^{147} (-,e-)?$; ${}_{60}\text{Nd}^{144} (\alpha,p)?$; ${}_{60}\text{Nd}^{146} (p,\gamma)?$ ${}_{60}\text{Nd}^{148} (p,n)$; ${}_{60}\text{Nd}^{145} (\alpha,p)$; ${}_{61}\text{Il}^{147} (n,\gamma)$ ${}_{92}\text{U}^{235} (n,E)$ ${}_{60}\text{Nd}^{146} (\alpha,p)?$; ${}_{60}\text{Nd}^{148} (p,\gamma)?$ ${}_{60}\text{Nd}^{151} (-,e-)?$	264, 378, 378a 264, 213, 233d 456 352a 233d 264, 525, 525a 264, 525, 525a	$\text{II}^{144?}$ II^{147} $\text{II}^{147?}$ II^{149} II^{149} $\text{II}^{149?}$ $\text{II}^{151?}$
— — — — ${}_{92}\text{U}^{235} (n,E)$; ${}_{62}\text{Sm}^{150} (n,\gamma)$ ${}_{62}\text{Sm}^{150} (d,p)$; ${}_{62}\text{Sm}^{150} (n,\gamma)$; ${}_{62}\text{Sm}^{152} (n,2n)$ ${}_{62}\text{Sm}^{152} (\gamma,n)$ — ${}_{92}\text{U}^{235} (n,E)$; ${}_{62}\text{Sm}^{152} (n,\gamma)$; ${}_{62}\text{Sm}^{154} (n,2n)$ ${}_{62}\text{Sm}^{152} (d,p)$; ${}_{62}\text{Sm}^{154} (\gamma,n)$ — ${}_{62}\text{Sm}^{154} (n,\gamma)?$ ${}_{62}\text{Sm}^{154} (n,\gamma)?$ ${}_{62}\text{Sm}^{154} (n,\gamma)?$	19e 19e 19e 19e 19e 213, 233d, 233c 264, 308, 377 19e 308, 377, 264, 17, 210 233d, 211 19e 525, 525a, 378, 378a 525, 525a 456, 378, 378a, 525, 525a	Sm^{144} Sm^{147} Sm^{148} Sm^{149} Sm^{150} Sm^{151} Sm^{151} Sm^{152} Sm^{153} Sm^{154} Sm^{154} Sm^{154} Sm^{154}
${}_{63}\text{Eu}^{151} (n,2n)$ — ${}_{63}\text{Eu}^{151} (d,p)$; ${}_{63}\text{Eu}^{151} (n,\gamma)$; ${}_{63}\text{Eu}^{153} (n,2n)$ — ${}_{63}\text{Eu}^{153} (n,\gamma)$ ${}_{63}\text{Eu}^{154} (d,p)?$ ${}_{92}\text{U}^{235} (n,E)$ ${}_{92}\text{U}^{235} (n,E)$	377, 378, 378a 424a, 282a 137, 385, 489, 308, 210, 322, 377 424a, 282a 137, 400, 139, 233c 525, 525a 213, 233d, 233c 233c, 233d	Eu^{150} Eu^{151} Eu^{152} Eu^{153} Eu^{154} Eu^{154} Eu^{155} Eu^{156}



Z	Elemento	Símbolo	A	Masa Isotópica	Defecto Másico U.M. x 10 ³	Spín I	Abundancia Relativa %	Vida Media	RADIACION (Mev)	
64	Gadolinio	Gd	152	—	—	—	0,2	—	—	
			153	—	—	—	—	>72 d	e ⁺	
			154	—	—	—	—	2,86	—	—
			155	154,977	8,76	—	15,61	—	—	
			156	155,976	8,76	—	20,59	—	—	
			157	156,976	8,77	—	16,42	—	—	
			158	157,976	8,77	—	23,45	—	—	
			159	—	—	—	—	8 h	e ⁻	
			160	159,976	8,77	—	20,87	—	—	
	>160	—	—	—	—	—	162 d	e ⁻ , γ		
65	Terbio	Tb	158	—	—	—	—	3,6 m	e ⁺	
			159	—	—	—	100	—	—	
			160	—	—	—	—	3,9 h	e ⁻	
			160	—	—	—	—	72 d	e ⁻ (0,70), γ	
66	Disproσιο	Dy	158	—	—	—	0,1	—	—	
			159	—	—	—	—	2,2 m	e ⁺	
			160	—	—	—	1,5	—	—	
			161	—	—	—	22,0	—	—	
			162	—	—	—	24,0	—	—	
			163	—	—	—	24,0	—	—	
			164	—	—	—	28,0	—	—	
			165	—	—	—	—	2,5 h	e ⁻ (1,18), γ (1,1)	
67	Holmio	Ho	164	—	—	—	—	47 m	e ⁻	
			165	164,98	8,73	7/2	100	—	—	
			166	—	—	—	—	35 h	e ⁻ (1,7)	
68	Erbio	Er	162	—	—	—	0,1	—	—	
			164	—	—	—	1,5	—	—	
			165	—	—	—	—	1,1 m	e ⁺	
			166	—	—	—	32,9	—	—	
			167	—	—	—	24,4	—	—	
			168	—	—	—	26,9	—	—	
			169	—	—	—	—	7 m	e ⁻	
			170	—	—	—	14,2	—	—	
171	—	—	—	—	12 h	e ⁻				
69	Tulio	Tm	169	—	—	1/2	100	—	—	
			170	—	—	—	—	105 d	e ⁻ (1,0)	

REACCION NUCLEAR DE OBTENCION	REFERENCIAS	
${}_{64}\text{Gd}^{164} (n,2n)$	114b 233c	Gd^{159} Gd^{153}
	114b	Gd^{154}
	19e	Gd^{155}
	19e	Gd^{156}
	19e	Gd^{157}
	19e	Gd^{158}
${}_{64}\text{Gd}^{158} (n,\gamma); {}_{65}\text{Tb}^{159} (n,p); {}_{64}\text{Gd}^{160} (n,2n)$	377, 17, 210	Gd^{159}
	19e	Gd^{160}
${}_{63}\text{Gd}^{160} (n,\gamma)?$	139	Gd^{160}
${}_{65}\text{Tb}^{159} (n,2n)$	377	Tb^{158}
	426b	Tb^{159}
${}_{65}\text{Tb}^{159} (n,\gamma)$	377, 308, 210, 378, 378a	Tb^{160}
${}_{65}\text{Tb}^{159} (n,\gamma)$	43	Tb^{160}
${}_{66}\text{Dy}^{160} (n,2n)$	114b	Dy^{158}
	377	Dy^{159}
	114b	Dy^{160}
	19e	Dy^{161}
	19e	Dy^{162}
	19e	Dy^{163}
	19e	Dy^{164}
${}_{66}\text{Dy}^{164} (n,\gamma)$	154, 322, 308, 323, 377, 378, 378a, 233b	Dy^{165}
${}_{67}\text{Ho}^{165} (n,2n)$	377, 378, 378a	Ho^{164}
	426c	Ho^{165}
${}_{67}\text{Ho}^{165} (n,\gamma)$	377, 211, 378, 378a(48b	Ho^{166}
${}_{68}\text{Er}^{164} (n,\gamma); {}_{68}\text{Er}^{166} (n,2n)$	114b	Er^{162}
	114b	Er^{164}
	377, 308, 367, 378, 378a	Er^{165}
	19e	Er^{166}
	19e	Er^{167}
	19e	Er^{168}
${}_{68}\text{Er}^{168} (n,\gamma); {}_{68}\text{Er}^{170} (n,2n)$	377, 210, 327	Er^{169}
	19e	Er^{170}
${}_{68}\text{Er}^{170} (n,\gamma)$	377, 378, 378a	Er^{171}
${}_{69}\text{Tm}^{169} (n,\gamma)$	426d	Tm^{169}
	327, 210, 48a	Tm^{170}



Z	Elemento	Símbolo	A	Masa Isotópica	Defecto Másico U.M. x 10 ³	Spin I	Abundancia Relativa %	Vida Media	RADIACION (MeV)	
70	Íterbio	Yb	168	—	—	—	0,06	—	—	
			169	—	—	—	—	33 d	K, γ(0,2; 0,4)	
			170	—	—	—	—	5,21	—	—
			171	—	—	—	1/2	14,26	—	—
			172	—	—	—	—	21,59	—	—
			173	—	—	—	5/2	17,02	—	—
			174	—	—	—	—	29,58	—	—
			175	—	—	—	—	—	3,5 h	e ⁻ (1,3)
			176	—	—	—	—	13,38	—	—
			177	—	—	—	—	—	99 h	e ⁻ (0,13; 0,50), γ (0,35)
71	Lutecio	Lu	175	—	—	7/2	97,5	—	—	
			176	—	—	≥7	2,5	7,3.10 ¹⁰ a	e ⁻ (0,40), γ (0,26)	
			176	—	—	—	—	3,4 h	e ⁻ (1,15)	
			177	—	—	—	—	6,6 d	e ⁻ (0,44)	
72	Hafnio	Hf	174	—	—	—	0,18	—	—	
			176	—	—	—	5,30	—	—	
			176	—	—	—	—	—	¿?	K, γ(0,2)
			177	—	—	—	18,47	—	—	—
			178	—	—	—	27,13	—	—	—
			179	—	—	—	13,85	—	—	—
			180	—	—	—	35,14	—	—	—
			181	—	—	—	—	—	55 d	e ⁻
73	Tántalo	Ta	180	—	—	—	—	17 m	—	
			180	—	—	—	—	8,2 h	γ, K	
			181	180,928	8,87	7/2	100	—	—	
			182	—	—	—	—	97 d	e ⁻ (0,53), γ(1,22; 1,13)	
74	Wolframio	W	180	—	—	—	0,2	—	—	
			182	—	—	—	22,6	—	—	
			183	—	—	—	17,3	—	—	
			184	184,00	8,62	—	30,1	—	—	
			185	—	—	—	—	—	77 d	e ⁻ (0,67), γ
			186	—	—	—	—	—	—	—
			187	—	—	—	—	29,8	—	—
—	—	—	—	—	—	24,1 h	e ⁻ (1,4), γ(0,14; 0,10; 0,086)			



REACCION NUCLEAR DE OBTENCION	REFERENCIAS	
${}_{70}\text{Yb}^{168} (n,\gamma)$ — — — — ${}_{70}\text{Yb}^{174} (n,\gamma); {}_{70}\text{Yb}^{176} (n,2n)$ — ${}_{70}\text{Yb}^{176} (n,\gamma)$	114b 48a 400a 400a, 426e 400a 400a, 426e 400a 377, 308, 210, 378, 378a, 233b, 48a 400a 48a	Yb^{168} Yb^{169} Yb^{170} Yb^{171} Yb^{172} Yb^{178} Yb^{174} Yb^{175} Yb^{176} Yb^{177}
— — ${}_{71}\text{Lu}^{175} (n,\gamma)$ ${}_{71}\text{Lu}^{176} (n,\gamma)$	309b 309b 211, 145a, 48a 211, 145a, 238b, 48a	Lu^{175} Lu^{176} Lu^{176} Lu^{177}
${}_{71}\text{Lu}^{176} (-,e^-)$ — — — — ${}_{72}\text{Hf}^{180} (n,\gamma)$	19b 19b 48a 19b 19b 19b 19b 19b 209	Hf^{174} Hf^{176} Hf^{176} Hf^{177} Hf^{178} Hf^{179} Hf^{180} Hf^{181}
${}_{73}\text{Ta}^{181} (n,2n); {}_{73}\text{Ta}^{181} (\gamma,n)$ ${}_{73}\text{Ta}^{181} (n,2n)$ — ${}_{73}\text{Ta}^{181} (d,p); {}_{73}\text{Ta}^{181} (n,\gamma)$	45a 282, 216, 374, 419, 342, 530 319a 153, 342, 530, 382a	Ta^{180} Ta^{180} Ta^{181} Ta^{182}
— — — ${}_{73}\text{Re}^{187} (d,\alpha); {}_{74}\text{W}^{184} (d,p); {}_{74}\text{W}^{184} (n,\gamma);$ ${}_{74}\text{W}^{186} (n,2n)$ — ${}_{74}\text{W}^{186} (d,p); {}_{74}\text{W}^{186} (n,\gamma)$	114c 19c 19c 19c 140 19c 140, 17, 492	W^{180} W^{182} W^{188} W^{188} W^{184} W^{185} W^{186} W^{187}



Z	Elemento	Símbolo	A	Masa Isotópica	Defecto Másico U.M. x 10 ³	Spín I	Abundancia Relativa %	Vida Media	RADIACION (Mev)
75	Renio	Re	<184	—	—	—	—	40 m	e ⁺
			<184	—	—	—	—	13 m	—
			184	—	—	—	—	52 d	γ (0,85), K
			185	—	—	5/2	38,2	—	—
			186	—	—	—	—	92,8 h	e ⁻ (1,14)
			187 188	186,981 —	8,72 —	5/2 —	61,8 —	— 18,9 h	— e ⁻ (2,5), γ (0,8)
76	Osmio	Os	184	—	—	—	0,018	—	—
			185	—	—	—	—	90 d	e ⁻ (1,5), γ
			186	—	—	—	1,59	—	—
			187	—	—	—	1,64	—	—
			188	—	—	—	13,3	—	—
			189	—	—	—	16,1	—	—
			190	190,038	8,42	—	26,4	—	—
			191	—	—	—	—	32 h	e ⁻ (1,5), γ
			192 193	192,038 —	8,42 —	— —	41 —	— 17 d	— e ⁻ (0,35), γ
77	Iridio	Ir	190	—	—	—	—	10,7 d	e ⁻ (0,96; 0,09), γ (0,26)
			191	191,040	8,41	1/2	38,5	—	—
			192	—	—	—	—	1,5 m	e ⁻
			192	—	—	—	—	75 d	e ⁻ (0,59), γ (0,31; 0,47; 0,60)
			193	193,041	8,42	3/2	61,5	—	—
			194	—	—	—	—	19 h	e ⁻ (2,18), γ (1,35)
78	Platino	Pt	192	—	—	—	0,8	—	—
			194	194,040	8,41	—	30,2	—	—
			195	195,040	8,42	1/2	35,3	—	—
			196	196,039	8,42	—	26,6	—	—
			196	—	—	—	—	80 m	γ, I
			197	—	—	—	—	18 h	e ⁻ (0,88)
			197	—	—	—	—	3,3 d	e ⁻ , γ
			198	198,044	8,40	—	7,2	—	—
			199	—	—	—	—	31 m	e ⁻ (1,8)



Z	Elemento	Símbolo	A	Masa Isotópica	Defecto Másico U.M. x 10 ³	SpIn I	Abundancia Relativa %	Vida Media	RADIACION (Mev)
79	Oro	Au	196	—	—	—	—	13 h	e ⁻
			196	—	—	—	—	5 d	e ⁻ (0,36), γ (0,356)
			197	197,039	8,42	3/2	100	—	—
			198	—	—	—	—	2,7 d	e ⁻ (0,78), γ (0,28; 0,4; 2,5)
			199 200	— —	— —	— —	— —	3,3 d 48 m	e ⁻ (1,01), γ (0,33; 0,81) e ⁻ (2,5)
80	Mercurio	Hg	196	—	—	—	0,15	—	—
			197	—	—	—	—	23 h	γ (0,13, 0,16), K
			197	—	—	—	—	64 h	γ (0,75), K
			198	—	—	—	10,1	—	—
			199	—	—	1/2	17,0	—	—
			199	—	—	—	—	43 m	γ (0,53), I
			200	200,028	8,48	—	23,3	—	—
			201	—	—	3/2	13,2	—	—
			202	—	—	—	29,6	—	—
			203	—	—	—	—	51,5 d	e ⁻ (0,30), γ (0,28)
			204 205	— —	— —	— —	6,7 —	— 5,5 m	e ⁻ (1,62)
81	Talio	Tl	200	—	—	—	—	4 m	—
			200	—	—	—	—	3,8 h	—
			202	—	—	—	—	12,4 d	γ (0,40), K
			203	203,057	8,33	1/2	29,1	—	—
			204	—	—	—	—	4,23 m	e ⁻ (1,68)
		205	205,057	8,34	1/2	70,9	—	—	
		206	—	—	—	—	3,5 a	e ⁻ (0,81)	
		207	—	—	—	—	4,76 m	e ⁻ (1,47), γ	
		208	—	—	—	—	3,1 m	e ⁻ (1,82), γ (2,62)	
		209 210	— —	— —	— —	— —	? 1,32 m	e ⁻ e ⁻ (1,80)	
82	Plomo	Pb	203	—	—	—	—	10,25 m	e ⁺ (1,66)
			203	—	—	—	—	52 h	e ⁻ (0,18; 0,33), γ (0,27), I
			204	204,058	8,32	—	1,5	—	—
			204	—	—	—	—	68 m	γ (0,90), I

REACCION NUCLEAR DE OBTENCION	REFERENCIAS	
${}_{79}\text{Au}^{197} (n,2n)$ ${}_{78}\text{Pt}^{195} (d,n); {}_{79}\text{Au}^{197} (n,2n)$	316 316, 273, 81	Au^{196} Au^{196}
${}_{78}\text{Pt}^{198} (d, 2n); {}_{79}\text{Au}^{197} (d, p); {}_{79}\text{Au}^{197} (n, \gamma);$ ${}_{80}\text{Hg}^{198} (n,p)$	395b 281, 81, 385, 273, 78, 17, 5, 2, 459	Au^{197} Au^{198}
${}_{78}\text{Pt}^{199} (-, e^-); {}_{80}\text{Hg}^{199} (n,p)$	459, 316	Au^{199}
${}_{80}\text{Hg}^{200} (n,p)$	459, 312	Au^{200}
${}_{80}\text{Hg}^{198} (n,2n)$	333a 216, 11, 316, 374, 400, 459, 149, 149a	Hg^{196} Hg^{197}
${}_{80}\text{Hg}^{198} (n,2n)$	149, 149a	Hg^{197}
${}_{80}\text{Hg}^{200} (n,2n)$	333a 333a, 426f 216, 11, 400, 316, 460, 374	Hg^{198} Hg^{199} Hg^{199}
${}_{80}\text{Hg}^{202} (n,\gamma)$	333a 333a, 426f 333a 17, 146, 459, 460	Hg^{200} Hg^{201} Hg^{202} Hg^{203}
${}_{80}\text{Hg}^{204} (n,\gamma)$	333a 17, 146, 459, 312, 244	Hg^{204} Hg^{205}
$\dot{\delta} {}_{79}\text{Au}^{197} (\alpha,n)?; \dot{\delta} {}_{80}\text{Hg}^{199} (d,n)?$ $\dot{\delta} {}_{79}\text{Au}^{197} (\alpha,n)?; \dot{\delta} {}_{80}\text{Hg}^{199} (d,n)?$ ${}_{80}\text{Hg}^{201} (d,n)$	244, 254a 244, 254a 118, 254a 333b, 312a	Tl^{200} Tl^{200} Tl^{202} Tl^{203}
${}_{81}\text{Tl}^{203} (d, p); {}_{81}\text{Tl}^{203} (n, \gamma); {}_{81}\text{Tl}^{205} (n, 2n);$ ${}_{82}\text{Pb}^{206} (\gamma, pn)$	138, 374, 216, 21 333b, 312a	Tl^{204} Tl^{205}
${}_{81}\text{Tl}^{205} (d,p); {}_{81}\text{Tl}^{205} (n,\gamma)$ ${}_{83}\text{Bi}^{211} (-, \alpha); {}_{82}\text{Pb}^{207} (n,p)$ ${}_{83}\text{Bi}^{212} (-, \alpha)$	138 422, 99 421, 99	Tl^{206} Tl^{207} Tl^{208}
${}_{83}\text{Bi}^{213} (-, \alpha)$ ${}_{83}\text{Bi}^{214} (-, \alpha)$	211a 275, 99	Tl^{209} Tl^{210}
$\dot{\delta} {}_{81}\text{Tl}^{202} (d,p)?$ ${}_{82}\text{Pb}^{204} (\gamma,n); {}_{82}\text{Pb}^{204} (n,2n)$	244 138, 244, 139, 221, 312	Pb^{203} Pb^{203}
${}_{81}\text{Tl}^{203} (d,n)$	333d 500, 139, 312	Pb^{204} Pb^{204}



Z	Elemento	Símbolo	A	Masa Isotópica	Defecto Másico U.M. x 10 ³	Spín I	Abundancia Relativa %	Vida Media	RADIACION (Mev)
82	Plomo	Pb	205	—	—	—	—	51,5 m	e ⁻ (0,3), γ(0,28)
		Ra G	206	—	—	—	23,6	—	—
		Ac D	207	—	—	1/2	22,6	—	—
		Th D	208	208,057	8,33	—	52,3	—	—
			209	—	—	—	—	3,3 h	e ⁻ (0,72)
		Ra D	210	—	—	—	—	22 a	e ⁻ (0,025), γ(0,047)
		Ac B	211	—	—	—	—	36,1 m	e ⁻ (0,5; 1,4), γ(0,8)
		Th B	212	—	—	—	—	10,6 h	e ⁻ (0,36), γ
	Ra B	214	—	—	—	—	26,8 m	e ⁻ (0,65), γ	
83	Bismuto	Bi	204	—	—	—	—	12 h	K, e ⁻ , γ
			207	—	—	—	—	6,4 d	γ(0,93), K
			209	209,055	8,35	9/2	100	—	—
		Ra E	210	—	—	—	—	5 d	e ⁻ (1,17)
		Ac C	211	—	—	—	—	2,16 m	α(6,619), e ⁻ , γ
		Th C	212	—	—	—	—	60,5 m	α, e ⁻ , γ(0,65), γ
			213	—	—	—	—	47 m	α(6,0), e ⁻ (1,2)
		Ra C	214	—	—	—	—	19,7 m	α(5,502), e ⁻ (3,15), γ(1,8)
84	Polonio	Po	206	—	—	—	—	9 d	K, α(5,2), γ
			207	—	—	—	—	5,7 h	K, γ
			208	—	—	—	—	~3 d	α(5,14)
		Ra F	210	—	—	—	—	140 d	α(2,298), γ
		Ac C'	211	—	—	—	—	5.10 ⁻³ s	α(7,434)
		Th C'	212	—	—	—	—	3.10 ⁻⁷ s	α(8,776)
			213	—	—	—	—	4,4.10 ⁻⁶ s	α(8,30)
		Ra C'	214	—	—	—	—	1,5.10 ⁻⁴ s	α(7,68)
		Ac A	215	—	—	—	—	1,83.10 ⁻³ s	α(7,365)
		Th A'	216	—	—	—	—	0,16 s	α(6,774), e ⁻
		Ra A	218	—	—	—	—	3,05 m	α(5,998), e ⁻ ?
85	Astato	At	211	—	—	—	—	7,5 h	α(5,94), γ, K
			216	—	—	—	—	50 s	α(7,64)
			217	—	—	—	—	0,018 s	α(7,0)
			218	—	—	—	—	710 s	α(6,63)
86	Emanación	Em (An)	219	—	—	—	—	3,92 s	α(6,824)
		Tn	220	—	—	—	—	54,5 s	α(6,282)
		Rn	222	—	—	—	—	3,825 d	α(5,586)

REACCION NUCLEAR DE OBTENCION	REFERENCIAS	
$^{82}\text{Pb}^{206} (n,2n); ^{82}\text{Pb}^{206} (\gamma,n)$ $^{81}\text{Tl}^{207} (-,e^-)$ $^{81}\text{Tl}^{208} (-,e^-)$ $^{82}\text{Pb}^{208} (d,p); ^{82}\text{Pb}^{208} (n,\gamma); ^{82}\text{Bi}^{208} (n,p)$ $^{81}\text{Tl}^{210} (-,e^-)$ $^{84}\text{Po}^{215} (-,\alpha)$ $^{84}\text{Po}^{216} (-,\alpha)$ $^{84}\text{Po}^{218} (-,\alpha)$	232a, 21 333d 333d, 249g 333d 485, 244, 139 276, 99 422 421, 99 421, 99	Pb^{205} Pb^{206} Pb^{207} Pb^{208} Pb^{209} Pb^{210} Pb^{211} Pb^{212} Pb^{214}
$^{82}\text{Pb}^{204} (d,2n); ^{81}\text{Tl}^{203} (\alpha,3n)$ $^{85}\text{At}^{211} (-,\alpha); ^{82}\text{Pb}^{206} (d,n)$ $^{82}\text{Pb}^{210} (-,e^-); ^{83}\text{Bi}^{209} (d,p); ^{83}\text{Bi}^{209} (n,\gamma)$ $^{82}\text{Pb}^{211} (-,e^-)$ $^{82}\text{Pb}^{212} (-,e^-)$ $^{85}\text{At}^{217} (-,\alpha)$ $^{82}\text{Pb}^{214} (-,e^-)$	227 244, 139 19f 283, 80 99 421, 99 211a 421, 99	Bi^{204} Bi^{207} Bi^{209} Bi^{210} Bi^{211} Bi^{212} Bi^{213} Bi^{214}
$^{82}\text{Pb}^{204} (\alpha,2n)$ $^{82}\text{Pb}^{206} (\alpha,3n)$ $^{82}\text{Pb}^{207} (\alpha,3n)$ $^{83}\text{Bi}^{210} (-,e^-); ^{83}\text{Bi}^{209} (d,n)$ $^{83}\text{Bi}^{211} (-,e^-); ^{85}\text{At}^{211} (K)$ $^{83}\text{Bi}^{212} (-,e^-)$ $^{83}\text{Bi}^{213} (-,e^-)$ $^{83}\text{Bi}^{214} (-,e^-)$ $^{86}\text{Em}^{219} (-,\alpha)$ $^{86}\text{Em}^{220} (-,\alpha)$ $^{86}\text{Em}^{222} (-,\alpha)$	227 227 227 283, 232, 80, 99 85, 86, 99 130 211a 130 511 511 99, 320b	Po^{206} Po^{207} Po^{208} Po^{210} Po^{211} Po^{212} Po^{213} Po^{214} Po^{215} Po^{216} Po^{218}
$^{83}\text{Bi}^{209} (\alpha,2n)$ $^{84}\text{Po}^{216} (-,e^-)$ $^{87}\text{Fr}^{221} (-,\alpha)$ $^{84}\text{Po}^{218} (-,e^-)$	85, 86, 87 238, 320b 211a 8, 23, 320b	At^{211} At^{216} At^{217} At^{218}
$^{88}\text{Ra}^{223} (-,\alpha)$ $^{88}\text{Ra}^{224} (-,\alpha)$ $^{88}\text{Ra}^{226} (-,\alpha)$	99 99, 223 99, 223	Em^{219} Em^{220} Em^{222}



Z	Elemento	Símbolo	A	Masa Isotópica	Defecto Másico U.M. x 10 ³	Spin I	Abundancia Relativa %	Vida Media	RADIACION (Mev)
87	Francio	Fr	221	—	—	—	—	4,8 m	α (6,30)
		Ac K	223	—	—	—	—	21 m	e^- (1,20), γ (3)
88	Radio	Ra	223	—	—	—	—	11,2 d	α (6,717), γ
		Ac X	224	—	—	—	—	3,65 d	α (5,681)
		Th X	225	—	—	—	—	14,8 d	e^- (0,2)
			226	226,10	8,13	—	—	1.590 a	α (4,791), γ (0,19)
		Ms. Th ₁	228	—	—	—	—	6,7 a	e^- (0,053)
89	Actinio	Ac	225	—	—	—	—	10 d	α (5,8)
			227	—	—	—	—	13,5 a	α (5,0), e^- (0,22)
		Ms. Th ₁	228	—	—	—	—	6,13 h	α (4,5), e^- (1,55), γ
90	Torio	Th	227	—	—	—	—	18,9 d	α (6,049), γ
		Rd Ac	228	—	—	—	—	1,9 a	α (5,418), γ
		Rd Th	229	—	—	—	—	5.10 ³ a	α (5,0)
		Io	230	—	—	—	—	8,3.10 ⁴ a	α (4,66), γ
		U Y	231	—	—	—	—	24,6 h	e^-
			232	232,12	8,07	100	—	1,6.10 ¹⁰ a	α (3,97)
			233	—	—	—	—	23,5 m	e^-
		U X ₁	234	—	—	—	—	24,5 d	e^- (0,12; 0,30), γ (0,092)
91	Protactinio	Pa	231	—	—	3/2	—	3,2.10 ⁴ a	α (5,05), γ
			232	—	—	—	—	1,6 d	e^- , γ
			233	—	—	—	—	27,5 d	e^- (0,56; 1,55), γ (0,70)
		UZ	234	—	—	—	—	6,7 h	e^- (0,56; 1,55), γ (0,802)
		UX ₂	234	—	—	—	—	1,14 m	e^- (2,32), γ (0,802)
92	Uranio	U	232	—	—	—	—	30 a	α (5,31)
			233	—	—	—	—	1,63.10 ⁵ a	α (4,83), e^- , γ , K
			234	—	—	—	0,006	2,5.10 ⁵ a	α (4,76)
			235	235,12	8,04	—	0,71	8,8.10 ⁸ a	α (4,52)
			237	—	—	—	—	6,9 d	e^- (0,26), γ (0,5)
			238	238,14	8,01	—	99,28	4,51.10 ⁹ a	α (4,18)
			239	—	—	—	—	23,5 m	e^- (0,56; 1,2), γ (0,076)

REACCION NUCLEAR DE OBTENCION	REFERENCIAS	
$^{89}\text{Ac}^{225} (-, \alpha)$ $^{89}\text{Ac}^{227} (-, \alpha)$	211a 254, 255, 257, 357b, 356	Fr^{221} Fr^{223}
$^{87}\text{Fr}^{223} (-, e^-);$ $^{90}\text{Th}^{228} (-, \alpha);$ $^{90}\text{Th}^{229} (-, \alpha);$ $^{90}\text{Th}^{230} (-, \alpha);$ $^{90}\text{Th}^{232} (-, \alpha)$	257, 99 275 211a 278, 99 275, 99	Ra^{223} Ra^{224} Ra^{225} Ra^{226} Ra^{228}
$^{88}\text{Ra}^{225} (-, e^-)$ $^{91}\text{Pa}^{231} (-, \alpha)$ $^{88}\text{Ra}^{226} (-, e^-)$	211a 257, 99, 356 281, 99	Ac^{225} Ac^{227} Ac^{228}
$^{89}\text{Ac}^{227} (-, e^-)$ $^{89}\text{Ac}^{228} (-, e^-)$ $^{92}\text{U}^{233} (-, \alpha)$ $^{92}\text{U}^{234} (-, \alpha)$ $^{92}\text{U}^{235} (-, \alpha);$ $^{90}\text{Th}^{232} (n, 2n)$ $^{90}\text{Th}^{232} (n, \gamma)$ $^{92}\text{U}^{238} (-, \alpha)$	99, 279 99, 279 450 156, 99 326, 99 250 174, 17, 145, 420 421, 99	Th^{227} Th^{228} Th^{229} Th^{280} Th^{231} Th^{232} Th^{233} Th^{284}
$^{90}\text{Th}^{231} (-, e^-)$ $^{91}\text{Pa}^{231} (n, \gamma)$ $^{90}\text{Th}^{233} (-, e^-);$ $^{93}\text{Np}^{237} (-, \alpha)$ $^{91}\text{Pa}^{234} (-, \gamma)$ $^{90}\text{Th}^{234} (-, e^-)$	293, 171 450 428, 174, 529 142 142, 143, 421	Po^{231} Po^{233} Po^{238} Po^{234} Po^{234}
$^{91}\text{Pa}^{232} (-, e^-)$ $^{91}\text{Pa}^{233} (-, e^-)$ $^{91}\text{Pa}^{234} (-, e^-)$ $^{92}\text{U}^{238} (n, 2n)$ $^{92}\text{U}^{238} (n, \gamma);$ $^{92}\text{U}^{238} (d, p)$	450 429 334, 142, 335 334, 522, 335 319, 450 142, 335 173, 317, 318, 234	U^{232} U^{233} U^{234} U^{235} U^{237} U^{238} U^{239}



Z	Elemento	Símbolo	A	Masa Isotópica	Defecto Másico U.M. x 10 ³	Spín I	Abundancia Relativa %	Vida Media	RADIACION (Mev)
93	Naptunio	Np	235	—	—	—	—	> 1 a	γ, K
			237	—	—	—	—	2,2.10 ⁶ a	$\alpha (4,77)$
			238	—	—	—	—	2 d	$e^-(1,35), \gamma(0,1; 0,25; 1,3)$
			239	—	—	—	—	2,33 d	$e^-(0,14; 0,78), \gamma (0,22; 0,27)$
94	Plutonio	Pu	236	—	—	—	—	—	$\alpha (5,75)$
			237	—	—	—	—	—	K
			238	—	—	—	—	60 a	$\alpha (5,52)$
			239	—	—	—	—	2,4.10 ⁴ a	$\alpha(5,16), \gamma(0,3)$
			241	—	—	—	—	500 a	α, e^-
95	Americio	Am	241	—	—	—	~500 a	$\alpha (5,47)$	
96	Curio	Cm	240	—	—	—	—	30 d	$\alpha (6,25)$
			242	—	—	—	—	150 d	$\alpha (6,0)$

REACCION NUCLEAR DE OBTENCION	REFERENCIAS	
${}_{92}\text{U}^{235} (\text{d}, 2\text{n})$ ${}_{92}\text{U}^{237} (-, \text{e}^-); {}_{94}\text{Pu}^{237} (\text{K}); {}_{93}\text{Am}^{241} (-, \alpha)$ ${}_{92}\text{U}^{238} (\text{d}, 2\text{n})$	450 450 465a	Np^{235} Np^{237} Np^{238}
${}_{92}\text{U}^{239} (-, \text{e}^-); {}_{92}\text{U}^{238} (\text{d}, \text{n})$	318, 198, 317, 319, 479a, 471a	Np^{239}
${}_{96}\text{Cm}^{240} (-, \alpha)$ ${}_{96}\text{Cm}^{241} (-, \alpha)$ ${}_{93}\text{Np}^{238} (-, \text{e}^-); {}_{96}\text{Cm}^{242} (-, \alpha)$ ${}_{93}\text{Np}^{239} (-, \text{e}^-)$ ${}_{92}\text{U}^{238} (\alpha, \text{n})$	450 450 465a, 426a, 428a 465a, 452, 429a 452	Pu^{236} Pu^{237} Pu^{238} Pu^{239} Pu^{241}
${}_{94}\text{Pu}^{241} (-, \text{e}^-)$	450, 452	Am^{241}
${}_{94}\text{Pu}^{239} (\alpha, 3\text{n})$ ${}_{94}\text{Pu}^{239} (\alpha, \text{n}); {}_{95}\text{Am}^{241} (\text{n}, \text{e}^-)$	450, 452 450, 452	Cm^{240} Cm^{242}



REFERENCIAS A LA TABLA DE ISOTOPOS

1. PH. ABELSON: *Phys. Rev.*, *55*, 418 (1939).
2. PH. ABELSON: *Phys. Rev.*, *56*, 1 (1939).
3. A. I. ALICHANIAN, A. I. ALICHANOW y B. S. DRELEPOW: *Physical Z.*, U. S. S. R., *10*, 78 (1936).
4. A. I. ALICHANOW, A. I. ALICHANIAN y B. S. DRELEPOW: *Nature*, *133*, 871 (1934).
5. A. I. ALICHANOW, A. I. ALICHANIAN y B. S. DRELEPOW: *Nature*, *136*, 257 (1935).
6. J. ALLEN, M. POOLE, J. KURBATOV y L. QUILL: *Phys. Rev.*, *60*, 425 (1941).
7. S. K. ALLISON, L. S. SKAGGS y N. M. SMITH (JR.): *Phys. Rev.*, *54*, 171 (1938); y L. S. SKAGGS: *Phys. Rev.*, *56*, 24 (1939).
8. S. K. ALLISON, L. C. MILLER, G. J. PERLOW, L. S. SKAGGS y N. M. SMITH: *Phys. Rev.*, *58*, 178 (1940).
9. S. K. ALLISON, L. C. MILLER, L. S. SKAGGS y N. M. SMITH (JR.): *Phys. Rev.*, *59*, 108 (1941).
10. L. W. ALVAREZ: *Phys. Rev.*, *52*, 134 (1937).
11. L. W. ALVAREZ: *Phys. Rev.*, *54*, 486 (1938).
12. L. W. ALVAREZ y R. CORNOG: *Phys. Rev.*, *58*, 197 (1940).
13. L. W. ALVAREZ, A. C. HELMHOLZ y E. NELSON: *Phys. Rev.*, *57*, 660 (1940).
14. L. W. ALVAREZ y R. CORNOG: *Phys. Rev.*, *58*, 197 (1940).
15. T. AMAKI y A. SUGIMOTO: *Sci. Pap. Inst. physic. chem. Res. Japan*, *34*, 1.650 (1938).
16. T. AMAKI, T. IIMORI y A. SUGIMOTO: *Sci. Pap. Inst. physic. chem. Res. Japan*, *37*, 395 (1940); *Phys. Rev.*, *57*, 751 (1940).
17. E. AMALDI, O. D'AGOSTINO, E. FERMI, B. PONTECORVO, F. RASETTI y E. SEGRÉ: *Proc. Roy. Soc. (A)*, *149*, 522 (1935).
18. E. B. ANDERSON: *Z. physik. Chem. (B)*, *32*, 237 (1936).
- 18a. O. E. ANDERSON: *Phys. Rev.*, *45*, 685 (1934).
19. H. L. ANDERSON, E. FERMI, A. V. CROSSE: *Phys. Rev.*, *59*, 52 (1941).
- 19a. F. W. ASTON: *Phil. Mag.*, *47*, 385 (1924).
- 19b. F. W. ASTON: *Proc. Roy. Soc. (A)*, *149*, 396 (1935).



- 19c. F. W. ASTON: Proc. Roy. Soc. (A), 132, 487 (1931).
19d. F. W. ASTON: Proc. Roy. Soc. (A), 130, 302 (1931).
19e. F. W. ASTON: Proc. Roy. Soc. (A), 146, 46 (1934).
19f. E. BACK y S. GOUDSMIT: Z. Physik., 47, 174 (1928).
20. R. H. BACON, E. N. GRISEWOOD y C. W. VAN DER MERWE: Phys. Rev., 54, 315 (1938).
20a. R. F. BACHER y D. H. TOMBOULIAN: Phys. Rev., 50, 1,096 (1936); 52, 836 (1937).
21. G. C. BALDWIN y G. S. KLEIBER: Phys. Rev., 70, 259 (1946).
21a. S. S. BALLARD: Phys. Rev., 46, 806 (1934).
22. W. H. BARKAS: Phys. Rev., 56, 287 (1939).
23. W. H. BARKAS y M. G. WHITE: Phys. Rev., 56, 188 (1939).
24. W. H. BARKAS, E. C. CREUTZ, L. A. DELSASSO, J. G. FOX y M. G. WHITE: Phys. Rev., 57, 562 (1940); 58, 588 (1940).
25. W. H. BARKAS, E. C. CREUTZ, L. A. DELSASSO, R. B. SUTTON y M. G. WHITE: Phys. Rev., 58, 194, 383 (1940).
26. S. W. BARNES: Phys. Rev., 55, 241 (1939); 56, 414, 859 (1939).
27. D. S. BAYLEY y E. R. GAERTTUAR: Phys. Rev., 52, 604 (1937).
28. R. A. BECKER y E. R. GAERTTUER: Phys. Rev., 56, 854 (1939).
29. W. E. BENNETT, T. W. BONNER, E. HUDSPETH y B. E. WATT: Phys. Rev., 58, 478 (1940).
30. W. E. BENNETT, T. W. BONNER, E. HUDSPETH, H. T. RICHARDS y B. E. WATT: Phys. Rev., 59, 781 (1941).
31. W. E. BENNETT, T. W. BONNER y B. E. WATT: Phys. Rev., 59, 793 (1941).
32. W. E. BENNETT, T. W. BONNER, H. T. RICHARDS y B. E. WATT: Phys. Rev., 59, 904 (1941).
32a. A. N. BENSON y R. A. SAWYER: Phys. Rev., 52, 1,127 (1937).
33. H. A. BETHE y W. J. HENDERSON: Phys. Rev., 56, 1,060 (1939).
34. T. BJERGE y C. H. WESTCOTT: Nature, 134, 177 (1934).
35. T. BJERGE y K. J. BRÖSTRÖM: Nature, 138, 400 (1936).
36. T. BJERGE y K. J. BROSTRÖM: Det. Kgl. Danske. Vid. Selskab., 16, 17 (1938).
36a. J. P. BLEWETT: Phys. Rev., 49, 900 (1936).
36b. F. BLOOCH, A. C. GRAVES, M. PACKARD y R. W. SPENCE: Phys. Rev., 71, 373 (1947).
37. T. W. BONNER y W. M. BRUBAKER: Phys. Rev., 48, 742 (1935).
38. T. W. BONNER y W. M. BRUBAKER: Phys. Rev., 50, 308 (1936).
39. T. W. BONNER: Phys. Rev., 53, 711 (1938).
40. T. W. BONNER: Phys. Rev., 59, 237 (1941).
45. H. BORN y W. SEELMAN-EGGEBERT: Naturwiss., 29, 194 (1941).
41a. H. BORN y W. SEELMAN-EGGEBERT: Naturwiss., 86, 201, 420 (1943).
42. C. B. BORST: Phys. Rev., 59, 941 (1941).
43. W. BOTHE: Naturwiss., 31, 551 (1943).
44. W. BOTHE y W. GENTNER: Naturwiss., 25, 90 (1937).
45. W. BOTHE y W. GENTNER: Naturwiss., 25, 284 (1937).
45a. W. BOTHE y W. GENTNER: Naturwiss., 25, 19 (1937).
46. W. BOTHE y H. MAIER-LEIBNITZ: Z. Physik., 107, 513 (1937).
47. W. BOTHE y W. GENTNER: Z. Physik., 106, 236 (1937).
48. W. BOTHE y W. GENTNER: Z. Physik., 112, 45 (1939).
48a. W. BOTHE: Z. Naturforsch., 1, 173 (1946).



- 48b. W. BOTHE: *Z. Naturforsch.*, *1*, 179 (1946).
49. J. C. BOWER y W. E. BURCHAM: *Proc. Roy. Soc. (A)*, *173*, 379 (1939).
50. A. BRAMLEY y A. K. BREWER: *Phys. Rev.*, *53*, 502 (1938).
51. H. BRANDT: *Z. Physik.*, *108*, 276 (1938).
52. A. BRACH: *Naturwiss.*, *21*, 82 (1939).
53. E. BRAETSCHER y L. G. GOOK: *Nature*, *146*, 430 (1940).
54. S. C. BROWN: *Phys. Rev.*, *59*, 687 (1941).
55. J. H. BUCK: *Phys. Rev.*, *54*, 1.025 (1938).
56. W. E. BURCHAM, M. GOLDBABER y R. D. HILL: *Nature*, *141*, 510 (1938).
57. W. E. BURCHAM y C. L. SMITH: *Nature*, *143*, 795 (1939).
58. B. N. CACCIAPUOTI: *Nuovo. Cim.*, *15*, 425 (1938); *Phys. Rev.*, *55*, 110 (1939).
- 58a. J. S. CAMPBELL: *Z. Physik.*, *84*, 393 (1933).
59. J. CHADWICK y J. E. R. CONSTABLE: *Proc. Roy. Soc. (A)*, *135*, 48 (1931).
60. J. CHADWICK: *Proc. Roy. Soc.*, *136*, 692 (1932).
61. J. CHADWICK y M. GOLDBABER: *Proc. Roy. Soc. (A)*, *151*, 479 (1935).
62. W. V. CHANG, M. GOLDBABER y R. SAGANE: *Nature*, *139*, 962 (1937).
63. J. CICHOCKI y A. SOLTAN: *Compt. rend.*, *207*, 423 (1938).
64. E. P. CLANCY: *Phys. Rev.*, *58*, 88 (1940).
65. E. P. CLANCY: *Phys. Rev.*, *59*, 686 (1941).
66. E. CLANCY: *Phys. Rev.*, *58*, 88 (1940); *59*, 686 (1941); *60*, 87 (1941).
- 66a. E. T. CLARKE y J. V. IRVINE: *Phys. Rev.*, *70*, 893 (1946).
67. J. D. COCKROFT y E. T. WALTON: *Proc. Roy. Soc.*, *137*, 229 (1932); *Nature*, *129*, 242, 649 (1932).
68. J. D. COCKROFT y E. T. WALTON: *Nature*, *131*, 23 (1933).
69. J. D. COCKROFT y E. T. WALTON: *Proc. Roy. Soc.*, *144*, 704 (1934).
70. J. D. COCKROFT: *Inst. Conf. Phys.* (1934).
71. J. D. COCKROFT, C. W. GILBERT y E. T. S. WALTON: *Proc. Roy. Soc.*, *148*, 225 (1935).
72. J. D. COCKROFT y W. B. LEWIS: *Proc. Roy. Soc.*, *154*, 246 (1936).
73. J. D. COCKROFT y W. B. LEWIS: *Proc. Roy. Soc.*, *154*, 261 (1936).
74. E. P. COOPER y E. C. NELSON: *Phys. Rev.*, *58*, 1.117 (1940).
75. E. E. COUNNG, A. R. BROSI, J. A. SWARTOURT, A. E. CAMERON, R. L. CARTER y D. G. HILL: *Phys. Rev.*, *69*, 54 (1946).
76. J. M. CORK, J. R. RICHARDSON y F. N. KURIE: *Phys. Rev.*, *49*, 208 (1936).
77. J. M. CORK y E. D. LAWRENCE: *Phys. Rev.*, *49*, 788 (1936).
78. J. M. CORK y R. L. THORNTON: *Phys. Rev.*, *51*, 59 (1937).
79. J. M. CORK y J. L. LAWSON: *Phys. Rev.*, *53*, 866 (1939).
80. J. M. CORK, J. HALPERN y H. TATEL: *Phys. Rev.*, *57*, 348, 371 (1940).
81. J. M. CORK y J. HALPERN: *Phys. Rev.*, *58*, 201 (1940).
82. J. CORK y C. SMITH: *Phys. Rev.*, *60*, 480 (1941).
83. J. M. CORK y W. MIDDLESTON: *Phys. Rev.*, *58*, 474 (1940).
84. J. CORK, L. HIDLEY y C. KENT: *Phys. Rev.*, *61*, 388 (1942).
85. D. R. CORSON, K. R. MACKENZIE y E. SEGRÉ: *Phys. Rev.*, *57*, 250, 459, 1.087 (1940).
86. D. R. CORSON, K. R. MACKENZIE y E. SEGRÉ: *Phys. Rev.*, *58*, 672 (1940).
87. D. R. CORSON, K. R. MACKENZIE y E. SEGRÉ: *Nature*, *129*, 24 (1947).
88. H. R. CRANE y C. C. LAURITSEN: *Phys. Rev.*, *45*, 497 (1934).
89. H. R. CRANE, L. A. DELSASSO, W. A. FOWLER y C. C. LAURITSEN: *Phys. Rev.*, *47*, 887 (1935).



90. H. R. CRANE, L. A. DELSASSO, W. A. FOWLER y C. C. LAURITSEN: *Phys. Rev.*, *47*, 971 (1935).
91. E. C. CREUTZ, J. G. FOX y R. SUTTON: *Phys. Rev.*, *57*, 567 (1940).
92. E. C. CREUTZ, L. A. DELSASSO, R. B. SUTTON, M. G. WHITE y W. H. BARKAS: *Phys. Rev.*, *58*, 481 (1940).
93. E. C. CREUTZ, W. H. BARKAS y N. H. FURMAN: *Phys. Rev.*, *58*, 1.008 (1940).
94. E. C. CRITTENDEN: *Phys. Rev.*, *56*, 709 (1939).
95. I. CURIE y F. JOLIOT: *J. Physiq. Radium*, *4*, 21 (1933).
96. I. CURIE y F. JOLIOT: *Compt. rend.*, *197*, 237 (1933).
97. I. CURIE y F. JOLIOT: *J. Physiq. Radium*, *4*, 278 (1933).
98. I. CURIE y F. JOLIOT: *Compt. rend.*, *108*, 254 (1934).
99. M. CURIE y colaboradores: *Rev. Mod. Phys.*, *3*, 427 (1931).
100. I. CURIE y P. SAVITCH: *Compt. rend.*, *208*, 343 (1939).
101. S. C. CURRAN, P. I. DEE y V. PETRSILKA: *Proc. Roy. Soc.*, *169*, 269 (1938).
102. S. C. CURRAN y S. E. STROTHERS: *Nature*, *145*, 224 (1940).
103. S. C. CURRAN, P. I. DEE y J. E. STROTHERS: *Proc. Roy. Soc.*, *174*, 546 (1940).
104. S. C. CURRAN y J. E. STROTHERS: *Proc. Cambridge phil. Soc.*, *36*, 252 (1940).
105. B. R. CURTIS y J. M. CORK: *Phys. Rev.*, *53*, 681 (1938).
106. B. R. CURTIS y J. R. RICHARDSON: *Phys. Rev.*, *53*, 942 (1938); *57*, 1.121 (1940).
107. B. R. CURTIS: *Phys. Rev.*, *55*, 1.136 (1939).
108. B. T. DARLING, B. R. CURTIS y J. M. CORK: *Phys. Rev.*, *51*, 1.010 (1937).
109. W. L. DAVIDSON y E. POLLARD: *Phys. Rev.*, *54*, 408 (1938).
110. W. L. DAVIDSON: *Phys. Rev.*, *57*, 368 (1940).
111. P. I. DEE y E. T. S. WALTON: *Proc. Roy. Soc.*, *141*, 733 (1933).
- 111a. J. W. DE WIRE, M. L. POOL y J. D. KURBATOV: *Phys. Rev.*, *61*, 564 (1942).
112. L. A. DELSASSO, W. A. FOWLER y C. C. LAURITSEN: *Phys. Rev.*, *51*, 391 (1937).
113. L. A. DELSASSO, L. N. RIDENOUR, R. SHEER y W. G. WHITE: *Phys. Rev.*, *55*, 113 (1939).
114. L. A. DELSASSO, M. G. WHITE, W. BARKAS y E. C. CREUTZ: *Phys. Rev.*, *58*, 586 (1940).
- 114a. A. J. DEMPSTER: *Phys. Rev.*, *49*, 947 (1936).
- 114b. A. J. DEMPSTER: *Phys. Rev.*, *53*, 727 (1938).
- 114c. A. J. DEMPSTER: *Phys. Rev.*, *52*, 1.074 (1937).
115. M. DEUTSCH, A. ROBERTS y L. ELLIOT: *Phys. Rev.*, *61*, 389 (1942).
- 115a. M. DEUTSCH, A. ROBERTS y L. ELLIOT: *Phys. Rev.*, *64*, 268 (1943).
116. M. DEUTSCH, J. DOWNING, L. ELLIOT, J. IRVINI y A. ROBERTS: *Phys. Rev.*, *62*, 3 (1942).
117. M. DEUTSCH y L. ELLIOT: *Phys. Rev.*, *65*, 211 (1944); *62*, 558 (1942).
118. M. DEUTSCH y A. ROBERTS: *Phys. Rev.*, *60*, 362 (1941).
119. D. C. VAULT y W. S. LIBBY: *Phys. Rev.*, *55*, 322 (1939).
120. R. W. DODSON y R. D. FOWLER: *Phys. Rev.*, *57*, 967 (1940).
121. R. DÖPEL: *Z. Physik*, *91*, 796 (1934).
122. J. DOWNING, M. DEUTSCH y A. ROBERTS: *Phys. Rev.*, *61*, 389, 686 (1942).



123. L. A. DU BRIDGE, S. W. BARNES, J. H. BUCK y C. V. STRAIN: *Phys. Rev.*, *53*, 447 (1938).
124. L. A. DU BRIDGE y J. MARSHALL: *Phys. Rev.*, *56*, 705 (1939).
125. L. A. DU BRIDGE y J. MARSHALL: *Phys. Rev.*, *57*, 348 (1940); *58*, 7 (1940).
126. L. A. DU BRIDGE y colaboradores, tomado de J. J. LIVINGORD y G. T. SEABORG: *Rev. mod. Physics.*, *12*, 30 (1940); y G. T. SEABORG: *Chem. Rev.*, *27*, 199 (1940).
127. W. E. DUNCANSON y H. MILLER: *Proc. Roy. Soc.*, *146*, 396 (1934).
128. J. R. DUNNING: *Phys. Rev.*, *45*, 586 (1934).
129. J. R. DUNNING, G. B. FINK y D. P. MITCHELL: *Phys. Rev.*, *48*, 255 (1935).
130. J. V. DUNWORTH: *Nature*, *144*, 152 (1939).
131. J. E. EDWARD y M. L. POOL: *Phys. Rev.*, *69*, 253 (1946).
132. L. ELLIOT, M. DEUTSCH y A. ROBERTS: *Phys. Rev.*, *61*, 99 (1948).
- 132a. L. ELLIOT, M. DEUTSCH y A. ROBERTS: *Phys. Rev.*, *63*, 219, 321, 457 (1943).
- 132b. L. ELLIOT, M. DEUTSCH y A. ROBERTS: *Phys. Rev.*, *64*, 321 (1943).
133. D. R. ELLIOT y L. D. P. KING: *Phys. Rev.*, *59*, 403 (1941).
134. D. ELLIOT y L. KING: *Phys. Rev.*, *59*, 403 (1941).
135. T. ENNS: *Phys. Rv.*, *56*, 872 (1939).
136. D. EWING, T. PERRY y R. L. Mc. CREARY: *Phys. Rev.*, *55*, 1.136 (1939).
137. K. FAJANS y D. W. STUART: *Phys. Rev.*, *56*, 625 (1939).
138. K. FAJANS y A. F. VOIGT: *Phys. Rev.*, *58*, 177 (1940).
139. K. FAJANS y A. VOIGT: *Phys. Rev.*, *50*, 533, 619, 626 (1941); *58*, 177 (1940).
140. K. FAJANS y W. H. SULLIVAN: *Phys. Rev.*, *58*, 276 (1940).
141. N. FEATHER: *Proc. Roy. Soc.*, *142*, 689 (1933).
142. N. FEATHER y E. BRETSCHER: *Proc. Roy. Soc.*, *165*, 530 (1938).
143. N. FEATHER y S. V. DUNNORTH: *Proc. Roy. Soc.*, *168*, 566 (1938).
144. S. R. FELDMEIER y G. B. COLLINS: *Phys. Rev.*, *59*, 937 (1941).
145. E. FERMI, E. AMALDI, O. D'AGOSTINO, F. RANETTI y E. SEGRÉ: *Proc. Roy. Soc.*, *146*, 483 (1934).
- 145a. A. FLAMMERSFELD y J. MATTAUCH: *Naturwiss*, *31*, 66 (1943).
146. R. FLEISCHMAN: *Z. Physik*, *103*, 113 (1936).
147. W. A. FOWLER, C. A. DELSASSO y C. C. LAURITSEN: *Phys. Rev.*, *49*, 561 (1936).
- 147a. P. H. FOWLER, H. B. BURROWS y M. J. J. CURRY: *Nature*, *159*, 569 (1947).
148. FRIEDLAENDER, comunicado a J. J. LIVINGOOD y G. T. SEABORG: *Rev. mod. Physics.*, *12*, 30 (1940).
149. G. FRIEDLAENDER y C. WU: *Phys. Rev.*, *60*, 747 (1941).
- 149a. G. FRIEDLAENDER y C. WU: *Phys. Rev.*, *63*, 227 (1943).
150. O. R. FRISCH: *Nature*, *133*, 721 (1934).
151. O. R. FRISCH: *Nature*, *136*, 220 (1935).
152. FU CHUM YU, D. GIDEN y G. D. KURBATOV: *Phys. Rev.*, *71*, 382 (1947).
153. N. N. GADSINSKI, I. A. GOLOTZWAN y A. I. DANILENKO: *J. exper. theor. Physik.*, *10*, 1 (1940).
154. E. R. GAERTNER, J. J. TURÍN y H. R. GRANE: *Phys. Rev.*, *49*, 793 (1936).
155. E. R. GAERTNER y L. A. PARDUE: *Phys. Rev.*, *57*, 386 (1940).
156. H. GEIGER: *Z. Physik.*, *8*, 45 (1922).



157. W. GENTNER: *Z. Physik.*, 107, 354 (1937).
158. W. GENTNER: *Naturwiss.*, 26, 109 (1938).
159. W. GENTNER y E. SEGRÉ: *Phys. Rev.*, 55, 814 (1939).
160. J. GIARRATANA y C. C. BRENNECKE: *Phys. Rev.*, 49, 35 (1936).
161. G. N. GLASOE y J. STEIGMAN: *Phys. Rev.*, 59, 566 (1940); 58, 1 (1940).
162. E. GLÜCKAUF y F. A. PANETH: *Proc. Roy. Soc.*, 165, 229 (1938).
163. L. S. GOLDMAN y M. C. POOL: *Phys. Rev.*, 71, 288 (1947).
164. H. GÖTTE: *Naturwiss.*, 28, 449 (1940).
165. H. GÖTTE: *Naturwiss.*, 29, 496 (1941).
- 165a. H. GÖTTE: *Naturwiss.*, 30, 108 (1942).
166. M. GOLDBABER, R. D. HILL y L. SZILLARD: *Phys. Rev.*, 55, 47 (1939); *Nature*, 142, 521 (1938).
167. L. S. GOODMAN y M. C. POOL: *Phys. Rev.*, 70, 112 (1946).
168. D. GRAHAN y H. WALKE: *Phys. Rev.*, 60, 909 (1941).
169. D. C. GRAHAME y G. T. SEABORG: *Phys. Rev.*, 54, 240 (1938).
170. D. C. GRAHAME y H. WALKE, tomado de J. J. LIVINGOOD y G. T. SEABORG: *Rev. mod. Physic.*, 12, 30 (1940).
171. A. V. GROSSE: *J. Am. Chem. Soc.*, 52, 1742 (1930).
172. A. V. GROSSE, E. T. BOOTH y J. R. DUNNING: *Phys. Rev.*, 56, 382 (1939).
173. A. V. GROSSE y E. T. BOOTH: *Phys. Rev.*, 57, 664 (1940).
174. A. V. GROSSE, E. T. BOOTH y J. R. DUNNING: *Phys. Rev.*, 59, 322 (1941).
175. W. E. GRUMMITT y G. WILKINSON: *Nature*, 158, 163 (1946).
176. A. GUTHRIE: *Phys. Rev.*, 60, 745 (1941).
177. L. R. HAFSTAD y M. A. TUVE: *Phys. Rev.*, 48, 306 (1935).
178. O. HAHN y F. STRASSMANN: *Naturwiss.*, 27, 529 (1939).
179. O. HAHN y F. STRASSMANN: *Physikal. Z.*, 40, 673 (1939).
180. O. HAHN y F. STRASSMANN: *Naturwiss.*, 28, 54 (1940).
181. O. HAHN y F. STRASSMANN: *Naturwiss.*, 28, 61 (1940).
182. O. HAHN y F. STRASSMANN: *Naturwiss.*, 28, 543 (1940).
183. O. HAHN y F. STRASSMANN: *Naturwiss.*, 28, 817 (1940).
184. O. HAHN y F. STRASSMANN: *Naturwiss.*, 29, 285 (1941).
185. O. HAHN y F. STRASSMANN: *Naturwiss.*, 29, 359 (1941).
186. O. HAHN y F. STRASSMANN: *Naturwiss.*, 31, 249 (1943).
187. O. HAHN y F. STRASSMANN: *Naturwiss.*, 30, 324 (1942).
188. E. HALES y E. JORDAN: *Phys. Rev.*, 62, 553 (1942).
189. J. O. HANCOCK y J. C. BUTLER: *Phys. Rev.*, 57, 1.088 (1940).
190. W. HANSEN: *Phys. Rev.*, 59, 941 (1941).
191. W. D. HARKINS, D. M. GANS y H. W. NEWSON: *Phys. Rev.*, 47, 52 (1935).
192. P. HARTECK, F. KNAUER y W. SCHAEFFER: *Naturwiss.*, 29, 477 (1937); *Z. Physik.*, 109, 153 (1938).
193. R. O. HAXBY, W. E. SCHOUPP, W. E. STEPHENS y W. H. WELLS: *Phys. Rev.*, 57, 567 (1940).
194. R. O. HAXBY, W. E. SCHOUPP, W. E. STEPHENS y W. H. WELLS: *Phys. Rev.*, 58, 1.035 (1940).
195. O. HAXEL: *Z. Physik.*, 36, 840 (1935).
196. O. HAXEL: *Z. Physik.*, 93, 400 (1935).
197. A. HELMHOLTZ: *Phys. Rev.*, 60, 160 (1941).



- 197a. A. HELMHOLTZ: *Phys. Rev.*, 61, 204 (1942).
197b. A. HELMHOLTZ: *Phys. Rev.*, 62, 301 (1942).
198. A. HELMHOLTZ: *Phys. Rev.*, 60, 415 (1941).
199. A. HELMHOLTZ, C. PECHER y P. R. STOUT: *Phys. Rev.*, 59, 902 (1941).
200. A. HELMHOLTZ: *Phys. Rev.*, 70, 982 (1946).
201. A. HEMMERDINGER: *Phys. Rev.*, 55, 604 (1939); 58, 929 (1940).
202. M. C. HENDERSON, M. ST. LIVINGSTON y E. O. LAWRENCE: *Phys. Rev.*, 45, 428 (1934).
203. M. C. HENDERSON: *Phys. Rev.*, 48, 855 (1935).
204. W. J. HENDERSON, L. N. RIDENOUR, M. G. WHITE y M. H. HENDERSON: *Phys. Rev.*, 51, 1.107 (1937).
205. W. J. HENDERSON y L. N. RIDENOUR: *Phys. Rev.*, 52, 40 (1937).
206. W. I. HENDERSON y R. L. DORAN: *Phys. Rev.*, 56, 123 (1939).
207. H. HENSEN: *Phys. Rev.*, 60, 430 (1941).
208. R. G. HERB, D. W. KERST y J. L. MC. KIBBEN: *Phys. Rev.*, 51, 691 (1937).
209. G. V. HEVESY y H. LEVY: *Nature*, 135, 580 (1935).
210. G. V. HEVESY y H. LEVY: *Nature*, 136, 103 (1935).
211. G. V. HEVESY y H. LEVY: *Nature*, 137, 185 (1936).
211a. F. HAGEMANN, L. I. KATZIN, M. H. STUDIER, A. GIORSO y G. T. SEABORG: *Phys. Rev.*, 72, 252 (1947).
212. R. J. HAYDEN y M. G. INGRAM: *Phys. Rev.*, 70, 89 (1946).
213. R. J. HAYDEN y D. G. LEWIS: *Phys. Rev.*, 70, 111 (1946).
214. F. A. HEIN: *Physica*, 4, 160 (1937).
215. F. A. HEIN: *Physica*, 4, 1.724 (1937).
216. F. A. HEIN: *Nature*, 139, 842 (1937).
217. F. A. HEIN, A. H. W. ATEN y C. J. BAKKER: *Nature*, 143, 516 (1939).
218. C. HIBDON, M. POOL y J. KURBATOV: *Phys. Rev.*, 63, 452 (1943).
218a. C. HIBDON, M. POOL y J. KURBATOV: *Phys. Rev.*, 67, 289 (1945).
219. J. E. HILL y G. E. VALLEY: *Phys. Rev.*, 55, 678 (1939).
220. J. E. HILL: *Phys. Rev.*, 57, 567 (1940).
221. J. B. HOAG: *Phys. Rev.*, 57, 937 (1940).
222. N. HOLE, J. HOLSTSMARK y R. TANGE: *Naturwiss.*, 28, 399 (1940).
223. M. G. HOLLOWAY y M. LIVINGSTON: *Phys. Rev.*, 54, 18 (1938).
224. M. G. HOLLOWAY y B. L. MOORE: *Phys. Rev.*, 57, 1.088 (1940).
225. M. G. HOLLOWAY y B. L. MOORE: *Phys. Rev.*, 58, 847 (1940).
226. R. HOSEMAN: *Z. Physik*, 99, 405 (1936).
227. J. J. HOULAND, D. H. TEMPLETON y E. PERLMAN: *Phys. Rev.*, 71, 552 (1947).
228. O. HUBER, P. HUBER y P. SCHERRER: *Helv. Phys. Beta*, 13, 209, 212 (1940).
229. O. HUBER, O. LIENHERD, P. SCHERRER y H. WAFFLER: *Helv. Phys. Bet.*, 16, 33, 226, 431 (1943).
230. C. M. HUDSON, R. G. HERB y G. J. PLAIN: *Phys. Rev.*, 57, 587 (1940).
231. D. G. HURST y H. WALKER: *Phys. Rev.*, 51, 1.033 (1937).
232. D. G. HURST, R. LATHAN y W. B. LEWIS: *Proc. Roy. Soc.*, 147, 136 (1940).
233. L. IMRE: *Naturwiss.*, 28, 158 (1940).
233a. Isotope Committee, *Science*, 103, 697 (1946).
233b. M. G. INGRAM, J. HAYDEN y D. C. HESS: *Phys. Rev.*, 71, 270 (1947).
233c. M. G. INGRAM, R. J. HAYDEN y D. C. HESS: *Phys. Rev.*, 71, 491 (1941).



- 233d. M. G. INGRAM, R. J. HAYDEN, D. C. HESS y G. M. PARKER: *Phys. Rev.*, *71*, 743 (1947).
234. J. IRVINE: *Phys. Rev.*, *55*, 1.105 (1939).
- 234a. B. FUCHS y H. KOPFERMANN: *Naturwiss.*, *23*, 372 (1935).
- 234b. R. A. FISCHER y E. R. PECK: *Phys. Rev.*, *55*, 270 (1939).
235. A. S. JENSEN: *Phys. Rev.*, *59*, 936 (1941).
- 235a. H. JENSEN: *Phys. Rev.*, *60*, 430 (1941).
236. D. C. KALBFELL: *Phys. Rev.*, *54*, 543 (1938).
237. D. C. KALBFELL y R. A. COOLLEY: *Phys. Rev.*, *58*, 91 (1940).
238. B. V. KARLIK y T. BERNET: *Naturwiss.*, *31*, 298, 492 (1943).
239. J. W. KENNEDY, G. T. SEABORG y E. SEGRÉ: *Phys. Rev.*, *56*, 1.095 (1939).
240. J. W. KENNEDY, G. T. SEABORG, E. SEGRÉ y A. C. WAHL: *Phys. Rev.*, *70*, 55 (1946).
241. C. KENT, J. CORK y G. WADEY: *Phys. Rev.*, *61*, 389 (1942).
242. C. KENT y J. CORK: *Phys. Rev.*, *62*, 297 (1942).
243. K. KIKUCHI, H. AOKI y K. HUSIMI: *Nature*, *137*, 186 (1946).
244. L. D. P. KING, W. J. HENDERSON y J. R. RISSER: *Phys. Rev.*, *55*, 1.118 (1939).
245. L. D. P. KING y D. R. ELLIOT: *Phys. Rev.*, *58*, 846 (1940).
246. L. D. P. KING y D. R. ELLIOT: *Phys. Rev.*, *59*, 108 (1941).
247. L. KING y D. ELLIOT: *Phys. Rev.*, *59*, 108 (1941); *60*, 489 (1941); *59*, 403 (1941).
248. K. S. KNOL y J. VELDKAMP: *Physica*, *3*, 145 (1936).
249. A. KÖNIG: *Z. Physik*, *90*, 197 (1934).
- 249a. H. KOPFERMANN y E. RASMUSSEN: *Z. Physik*, *92*, 82 (1934).
- 249b. H. KOPFERMANN y E. RASMUSSEN: *Z. Physik*, *98*, 624 (1936).
- 249c. H. KOPFERMANN y E. RASMUSSEN: *Z. Physik*, *94*, 58 (1935); *Naturwiss.*, *22*, 291 (1934).
- 249d. H. KORSCHING: *Z. Physik*, *109*, 349 (1938).
- 249e. H. KOPFERMANN y E. RINDAL: *Z. Physik*, *87*, 460 (1934).
- 249f. H. KOPFERMANN: *Z. Physik*, *73*, 437 (1931).
- 249e. H. KOPFERMANN: *Z. Physik*, *75*, 363 (1932).
250. A. F. KOVARIK y N. J. ADAMS: *Phys. Rev.*, *54*, 413 (1938).
251. J. D. KRAUS e I. M. CORK: *Phys. Rev.*, *52*, 763 (1937).
252. R. S. KRISCHNAN y D. H. T. GANT: *Nature*, *144*, 547 (1939).
253. R. S. KRISCHNAN y T. E. BANKS: *Nature*, *145*, 777 (1940).
254. R. S. KRISCHNAN y E. NAHUM: *Proc. Camb. Phil. Soc.*, *37*, 422 (1941).
- 254a. B. KOURTSCHATOW, I. KOURTSCHATOW, L. MYSSOWSKY y L. ROUSSINOW: *Compt. Rend.*, *200*, 1.201 (1935).
256. P. G. KOUGER y W. G. OGLE: *Phys. Rev.*, *67*, 273 (1945).
- 256a. D. N. KUNDUM y M. L. POOL: *Phys. Rev.*, *70*, 111 (1946).
257. G. KUERTI y F. N. VAN VOORHIS: *Phys. Rev.*, *56*, 614 (1939).
258. F. N. D. KURIE, J. R. RICHARDSON y H. C. PAXTON: *Phys. Rev.*, *49*, 368 (1936).
259. L. M. LANGER, A. C. G. MITCHELL y P. W. MC. DANIEL: *Phys. Rev.*, *56*, 962 (1939).
260. A. LANGSDORF y E. SEGRÉ: *Phys. Rev.*, *57*, 105 (1940).
261. L. J. LASLETT: *Phys. Rev.*, *50*, 388 (1936).
262. L. J. LASLETT: *Phys. Rev.*, *52*, 529 (1937).



263. T. LAURITSEN, C. C. LAURITSEN y W. A. FOWLER: *Phys. Rev.*, *59*, 936 (1941).
264. H. B. LAW, M. L. POOL, J. D. KURBATOW y L. L. QUILL: *Phys. Rev.*, *59*, 936 (1941).
265. E. O. LAWRENCE, M. ST. LIVINGSTON y G. N. LEWIS: *Phys. Rev.*, *44*, 56 (1933).
266. E. O. LAWRENCE y M. ST. LIVINGSTON: *Phys. Rev.*, *45*, 220 (1934).
267. E. O. LAWRENCE: *Phys. Rev.*, *46*, 476 (1934).
268. E. O. LAWRENCE: *Phys. Rev.*, *47*, 17 (1935).
269. E. O. LAWRENCE, E. MC. MILLÁN y M. C. HENDERSON: *Phys. Rev.*, *47*, 273 (1936).
270. J. L. LAWSON y J. M. CORK: *Phys. Rev.*, *52*, 531 (1937).
271. J. L. LAWSON: *Phys. Rev.*, *56*, 131 (1939).
272. J. L. LAWSON y J. M. CORK: *Phys. Rev.*, *57*, 355 (1940).
273. J. L. LAWSON y J. M. CORK: *Phys. Rev.*, *58*, 580 (1940).
274. D. E. LEA: *Proc. Roy. Soc.*, *150*, 637 (1935).
275. M. LECOIN: *J. Physiq. Radium*, *9*, 81 (1938).
276. D. D. LEE y W. F. LIBBY: *Phys. Rev.*, *55*, 252 (1939).
277. H. LEVI: *Nature*, *145*, 571 (1940).
278. G. N. LEWIS, M. ST. LIVINGSTON y E. O. LAWRENCE: *Phys. Rev.*, *44*, 55 (1933).
279. W. LEWIS y B. BOWDEN: *Proc. Roy. Soc.*, *145*, 235 (1934).
280. W. B. LEWIS, W. F. BURCHAM y W. Y. CHANG: *Nature*, *139*, 24 (1937).
281. W. F. LIBBY y D. D. LEE: *Phys. Rev.*, *55*, 245 (1939).
282. W. F. LIBBY: *Phys. Rev.*, *56*, 21 (1939).
- 282a. H. LICHTBLAU: *Naturwiss.*, *27*, 260 (1939).
283. J. J. LIVINGOOD: *Phys. Rev.*, *50*, 425 (1936).
284. J. J. LIVINGOOD, F. FAIRBROTHER y G. T. SEABORG: *Phys. Rev.*, *52*, 135 (1937).
285. J. J. LIVINGOOD y G. T. SEABORG: *Phys. Rev.*, *53*, 765 (1938).
286. J. J. LIVINGOOD y G. T. SEABORG: *Phys. Rev.*, *53*, 847 (1938).
287. J. J. LIVINGOOD y G. T. SEABORG: *Phys. Rev.*, *54*, 51 (1938).
288. J. J. LIVINGOOD y G. T. SEABORG: *Phys. Rev.*, *54*, 88 (1939).
289. J. J. LIVINGOOD y G. T. SEABORG: *Phys. Rev.*, *54*, 391 (1938).
290. J. J. LIVINGOOD y G. T. SEABORG: *Phys. Rev.*, *54*, 775 (1938).
291. J. J. LIVINGOOD y G. T. SEABORG: *Phys. Rev.*, *55*, 414 (1939).
292. J. J. LIVINGOOD y G. T. SEABORG: *Phys. Rev.*, *55*, 457 (1939).
293. J. J. LIVINGOOD y G. T. SEABORG: *Phys. Rev.*, *55*, 667 (1939).
294. J. J. LIVINGOOD y G. T. SEABORG: *Phys. Rev.*, *55*, 1.268 (1939).
295. J. J. LIVINGOOD y G. T. SEABORG: *Rev. mod. Physic.*, *12*, 30 (1940).
296. J. J. LIVINGOOD y G. T. SEABORG: *Phys. Rev.*, *60*, 913 (1941).
297. M. ST. LIVINGSTON y E. McMILLÁN: *Phys. Rev.*, *46*, 437 (1934).
298. M. ST. LIVINGSTON y H. A. BETHE: *Rev. mod. Physic.*, *9*, 245 (1937).
299. E. M. LYMAN: *Phys. Rev.*, *51*, 1 (1937).
300. E. M. LYMAN: *Phys. Rev.*, *55*, 234, 1.123 (1939).
301. C. MAGNAN: *Compt. rend.*, *205*, 1.147 (1937).
302. H. MAIER-LEIBNITZ y W. MAURER: *Z. Physik.*, *107*, 509 (1937).
303. C. MANDEVILLE: *Phys. Rev.*, *62*, 555 (1942); *64*, 147 (1943).
- 303a. C. MANDEVILLE y H. FULBRIGHT: *Phys. Rev.*, *64*, 265 (1943).



304. C. MANDEVILLE y H. FULBRICHT: *Phys. Rev.*, *63*, 387 (1943).
304a. J. H. MANLEY: *Phys. Rev.*, *49*, 921 (1936).
305. W. B. MAN: *Phys. Rev.*, *52*, 405 (1937).
306. W. B. MAN: *Phys. Rev.*, *54*, 649 (1938).
307. H. P. MANNING, C. M. CRENSHAW y V. J. JOUNG: *Phys. Rev.*, *59*, 941 (1941).
308. J. K. MARSH y S. SUGDEN: *Nature*, *136*, 102 (1935).
309. J. MATTAUCH: *Naturwiss.*, *25*, 189 (1937).
309a. J. MATTAUCH y V. HAUKE: *Naturwiss.*, *25*, 780 (1937).
309b. J. MATTAUCH y H. LICHTBLAU: *Z. Physik.*, *111*, 514 (1939).
310. W. MAURER: *Z. Physik.*, *107*, 721 (1937).
311. W. MAURER y R. RANN: *Naturwiss.*, *29*, 368 (1941).
312. W. MAURER y W. RAMM: *Physik.*, *119*, 334, 602 (1942).
312a. J. C. McLENNAM, M. F. CRAWFORD y L. B. LEPPARD: *Proc. Roy. Soc.*, *132*, 10 (1931).
313. E. McMILLÁN: *Rev. Mod. Phys.*, *16*, 3 (1944).
314. E. McMILLÁN y E. O. LAWRENCE: *Phys. Rev.*, *47*, 343 (1935).
315. E. McMILLÁN y M. ST. LIVINGSTON: *Phys. Rev.*, *47*, 452 (1935).
316. E. McMILLÁN, M. KAMEN y S. RUBEN: *Phys. Rev.*, *52*, 375 (1937).
317. E. McMILLÁN: *Phys. Rev.*, *55*, 530 (1939).
318. E. McMILLÁN y P. H. ABELSON: *Phys. Rev.*, *57*, 1.185 (1940).
319. E. McMILLÁN: *Phys. Rev.*, *58*, 178 (1940).
319a. E. McMILLÁN y N. S. GRACE: *Phys. Rev.*, *44*, 949 (1933).
319b. S. MILLMAN y M. FOX: *Phys. Rev.*, *50*, 220 (1936).
320. L. MEITNER y H. PHILLIPP: *Naturwiss.*, *20*, 929 (1932).
320a. O. MINAKAWA: *Phys. Rev.*, *60*, 689 (1941).
320b. W. MINDER: *Helv. Phys. beta*, *13*, 144 (1940).
321. A. C. G. MITCHELL y L. M. LANGER: *Phys. Rev.*, *53*, 505 (1938).
322. A. C. G. MITCHELL, L. M. LANGER y P. W. McDANIEL: *Phys. Rev.*, *57*, 1.107 (1940).
323. B. L. MOORE: *Phys. Rev.*, *57*, 355 (1940).
324. E. E. MOTTA, G. E. BOYD y A. R. BROSSI: *Phys. Rev.*, *71*, 210 (1947).
324a. B. F. MURPHEY: *Phys. Rev.*, *59*, 320 (1941).
325. M. E. NAHMAS y R. J. WALLEN: *Compt. rend.*, *203*, 71 (1936).
326. R. NAIDU: *Nature*, *137*, 578 (1936).
327. E. NEUMINGER y E. RONA: *Nature*, *137*, 711 (1936).
328. H. NEUERT: *Physikal. Z.*, *36*, 629 (1935).
329. H. NEUERT: *Ann. Physik.*, *36*, 437 (1939).
330. H. W. NEWSON: *Phys. Rev.*, *48*, 482 (1935).
331. H. W. NEWSON: *Phys. Rev.*, *48*, 790 (1935).
332. H. W. NEWSON: *Phys. Rev.*, *51*, 620 (1937).
333. H. W. NEWSON: *Phys. Rev.*, *51*, 624 (1937).
333a. A. O. NIER: *Phys. Rev.*, *52*, 939 (1937).
333b. A. O. NIER: *Phys. Rev.*, *54*, 275 (1938).
333c. A. O. NIER: *Phys. Rev.*, *52*, 885 (1937).
333d. A. O. NIER: *J. Amer. chem. Soc.*, *60*, 1.571 (1938).
334. A. O. NIER: *Phys. Rev.*, *35*, 153 (1939).
334a. A. O. NIER: *Phys. Rev.*, *53*, 282 (1938).
334b. A. O. NIER: *Phys. Rev.*, *49*, 272 (1936).



- 334c. A. O. NIER: *Phys. Rev.*, *48*, 283 (1935); *50*, 1.041 (1936).
335. A. O. NIER: *Phys. Rev.*, *55*, 150 (1939).
335a. A. O. NIER y E. E. HANSON: *Phys. Rev.*, *50*, 722 (1936).
335b. A. O. NIER: *Phys. Rev.*, *55*, 1.143 (1939).
336. Y. NISHINA, T. YASAKI, K. KIMURA y M. IKAWA: *Nature*, *142*, 874 (1938).
337. Y. NISHINA, T. YASAKI, K. KIMURA y M. IKAWA: *Phys. Rev.*, *58*, 660 (1940).
338. Y. NISHINA, T. YASAKI, K. KIMURA y M. IKAWA: *Phys. Rev.*, *59*, 323. 677 (1941).
339. D. L. NORTHRUP, C. M. VAN ATTA, R. J. VAN DE GRAAFF y L. C. VAN ATTA: *Phys. Rev.*, *58*, 199 (1940).
340. J. O'CONNOR, M. POOL y J. KURBATOV: *Phys. Rev.*, *62*, 413 (1942).
341. E. A. OESER y J. L. TUCK: *Nature*, *139*, 1.110 (1937).
342. O. OLDENBERG: *Phys. Rev.*, *53*, 35 (1938).
343. M. L. E. OLIPHANT, B. B. KINSEY y LORD RUTHERFORD: *Proc. Roy. Soc.*, *141*, 722 (1933).
344. M. L. E. OLIPHANT, P. HARTECK y LORD RUTHERFORD: *Proc. Roy. Soc.*, *144*, 692 (1934); *Nature*, *133*, 413 (1934).
345. M. L. E. OLIPHANT, E. S. SHIRE y B. M. CROWTHER: *Proc. Roy. Soc.*, *146*, 922 (1934).
346. M. L. E. OLIPHANT, A. R. KEMPTON y LORD RUTHERFORD: *Proc. Roy. Soc.*, *149*, 406 (1935).
347. M. L. E. OLIPHANT, A. E. KEMPTON y LORD RUTHERFORD: *Proc. Roy. Soc.*, *150*, 241 (1935).
348. Z. OLLANO: *Nuevo Cim.*, *18*, 11 (1941).
349. R. D. O'NEAL y M. GOLDHABER: *Phys. Rev.*, *57*, 1.086 (1940).
350. R. D. O'NEAL y M. GOLDHABER: *Phys. Rev.*, *58*, 574 (1940).
351. R. D. O'NEAL y M. GOLDHABER: *Phys. Rev.*, *60*, 359 (1941).
352. F. OPPENHEIMER y E. P. TOMLINSON: *Phys. Rev.*, *56*, 858 (1939).
352a. G. W. PARKER, P. M. LANTZ, M. G. INGRAM, D. C. HESS y J. HAYDEN: *Phys. Rev.*, *72*, 85 (1947).
352b. T. J. PARMLEY y J. M. BURTON: *Phys. Rev.*, *72*, 82 (1947).
353. R. F. PATON: *Phys. Rev.*, *46*, 229 (1934).
354. Mlle. M. PEREY: *Compt. rend.*, *208*, 97 (1939); *J. Physiq. Radium*, *10*, 453 (1939).
355. Mlle. M. PEREY y M. LECOIN: *Nature*, *144*, 326 (1939).
356. M. PEREY y M. LECOIN: *Compt. rend.*, *212*, 893 (1941).
357. Mlle. M. PEREY y M. LECOIN: *J. Physiq. Radium*, *10*, 439 (1939).
357a. C. PERRIER y E. SEGRÉ: *J. Chem. phys.*, *5*, 712 (1937).
357b. M. PEREY: *J. Chem. phys.*, *43*, 155 (1946).
358. M. PLESSET: *Phys. Rev.*, *62*, 181 (1942).
359. A. POLESSITSKI: *Physikal. Z. U. S. S. R.*, *12*, 339 (1937).
360. A. POLESSITSKI y M. ORBELI: *C. R. Acad. Sci. U. S. S. R.*, *28*, 215, 217 (1940).
361. E. POLLARD y C. J. BRASEFIELD: *Phys. Rev.*, *50*, 890 (1936).
362. E. POLLARD y C. J. BRASEFIELD: *Phys. Rev.*, *51*, 8 (1937).
363. E. POLLARD, H. L. SCHULTZ y G. BRUBAKER: *Phys. Rev.*, *53*, 351 (1938).
364. E. POLLARD: *Phys. Rev.*, *54*, 411 (1938).

365. E. POLLARD: *Phys. Rev.*, *56*, 961 (1939).
366. E. POLLARD: *Phys. Rev.*, *57*, 241 (1940).
367. E. POLLARD y W. W. WATSON: *Phys. Rev.*, *57*, 567 (1940).
368. E. POLLARD: *Phys. Rev.*, *57*, 1.086 (1940).
369. E. POLLARD y W. W. WATSON: *Phys. Rev.*, *58*, 12 (1940).
370. E. POLLARD y F. HUMPHREYS: *Phys. Rev.*, *59*, 466 (1941).
371. B. PONTECORVO: *Phys. Rev.*, *54*, 542 (1938); *Compt. rend.*, *207*, 423 (1938).
372. M. L. POOL, J. M. CORK y R. L. THORNTON: *Phys. Rev.*, *51*, 890 (1937).
373. M. L. POOL y J. M. CORK: *Phys. Rev.*, *51*, 1.010 (1937).
374. M. L. POOL, J. M. CORK y R. L. THORNTON: *Phys. Rev.*, *52*, 239 (1937).
375. M. L. POOL, J. M. CORK y R. L. THORNTON: *Phys. Rev.*, *52*, 380 (1937).
376. M. L. POOL: *Phys. Rev.*, *53*, 116 (1938).
377. M. L. POOL y L. L. QUILL: *Phys. Rev.*, *33*, 437 (1938).
378. M. L. POOL, L. L. QUILL y J. KURBATOV: *Phys. Rev.*, *63*, 463 (1943).
378a. M. L. POOL, L. L. QUILL y J. KURBATOV: *Phys. Rev.*, *61*, 106 (1942).
379.
380. H. POSE: *Physikal. Z.*, *30*, 780 (1929); *Z. Physik.*, *64*, 1 (1930); *95*, 84 (1935).
381. H. POSE: *Physikal. Z.*, *37*, 154 (1936).
382. W. RALL: *Phys. Rev.*, *70*, 112 (1946).
382a. W. RALL y R. G. WILKINSON: *Phys. Rev.*, *71*, 321 (1947).
383. H. REDDEMANN y F. STRAUSSMANN: *Naturwiss.*, *25*, 187 (1938).
384. A. F. REID y A. S. KESTON: *Phys. Rev.*, *70*, 981 (1946).
385. J. R. RICHARDSON: *Phys. Rev.*, *55*, 609 (1939).
386. J. R. RICHARDSON y F. N. D. KURIE: *Phys. Rev.*, *50*, 999 (1936).
387. J. R. RICHARDSON: *Phys. Rev.*, *53*, 124 (1938).
388. J. R. RICHARDSON: *Phys. Rev.*, *53*, 610 (1938).
389. J. R. RICHARDSON y B. T. WRIGHT: *Phys. Rev.*, *70*, 445 (1946).
390. W. V. RIEZLER: *Naturwiss.*, *31*, 326 (1943).
391. L. N. RIDENOUR y W. J. HENDERSON: *Phys. Rev.*, *52*, 889 (1937).
392. L. N. RIDENOUR, L. A. DELSASSO, W. G. WHITE y R. SHERR: *Phys. Rev.*, *53*, 770 (1939).
393. R. RINGO: *Phys. Rev.*, *58*, 942 (1940); *59*, 107 (1941).
394. J. R. RISSER: *Phys. Rev.*, *52*, 768 (1937).
395. J. A. RISSER, K. LARK-HOROVITZ y R. N. SMITH: *Phys. Rev.*, *57*, 355 (1940).
395a. R. RITSCHL: *Z. Physik.*, *79*, 1 (1932).
395b. R. RITSCHL: *Naturwiss.*, *19*, 690 (1931).
396. R. B. ROBERTS, N. P. HEYDENBURG y C. L. LOCHER: *Phys. Rev.*, *53*, 1.016 (1938).
397. J. ROTBLAT: *Nature*, *136*, 515 (1935).
398. J. ROTBLAT: *Nature*, *138*, 202 (1936).
399. S. RUBEN y M. D. KAMEN: *Phys. Rev.*, *57*, 549 (1940).
400. S. RUBEN y M. D. KAMEN, tomado de J. J. LIVINGOOD y G. T. SEABORG: *Rev. mod. Physics.*, *12*, 30 (1940).
401. S. RUBEN: *Phys. Rev.*, *59*, 216 (1941).
402. S. RUBEN y M. D. KAMEN: *Phys. Rev.*, *59*, 349 (1941).
403. L. H. RUMBAUGH y L. R. HAPTAD: *Phys. Rev.*, *50*, 681 (1936).





404. L. H. RUMBAUGH, R. B. ROBERTS y L. R. HAFSTAD: *Phys. Rev.*, *51*, 143 (1937).
405. L. H. RUMBAUGH, R. B. ROBERTS y L. R. HAFSTAD: *Phys. Rev.*, *54*, 657 (1938).
406. L. RUSINOV: *Physikal. Z. U. S. S. R.*, *10*, 219 (1936).
407. E. RUTHERFORD y J. CHADWICK: *Phil. Mag.*, *42*, 809 (1921).
408. E. RUTHERFORD y J. CHADWICK: *Nature*, *113*, 457 (1924).
409. R. SAGANE: *Phys. Rev.*, *50*, 1.141 (1936).
410. R. SAGANE: *Phys. Rev.*, *53*, 212 (1938).
411. R. SAGANE, S. KOJIMA y M. YKAWA: *Phys. Rev.*, *54*, 149 (1938).
412. R. SAGANE, S. KOJIMA, G. MIYAMOTO y M. IKAWA: *Phys. Rev.*, *54*, 542 (1938).
413. R. SAGANE, S. KOJIMA, G. MIYAMOTO y M. IKAWA: *Phys. Rev.*, *54*, 970 (1938).
414. R. SAGANE: *Phys. Rev.*, *55*, 31 (1939).
415. R. SAGANE, S. KOJIMA, G. MIYAMOTO y M. IKAWA: *Proc. physic. math. Soc. Japan.*, *21*, 660 (1939).
416. R. SAGANE, S. KOJIMA y G. MIYAMOTO: *Proc. physic. math. Soc. Japan.*, *21*, 728 (1939).
417. R. SAGANE, S. KOJIMA, G. MIYAMOTO y M. IKAWA: *Phys. Rev.*, *57*, 750 (1940).
418. R. SAGANE, S. KOJIMA, G. MIYAMOTO y M. IKAWA: *Phys. Rev.*, *57*, 1.179 (1940).
419. R. SAGANE, S. KOJIMA, G. MIYAMOTO y M. IKAWA: *Proc. physic. math. Soc. Japan.*, *22*, 174 (1940).
420. R. SAGANE, G. MIYAMOTO y M. IKAWA: *Phys. Rev.*, *59*, 904 (1941).
- 420a. M. B. SAMPSON y W. BLEAKNEY: *Phys. Rev.*, *50*, 732 (1936).
- 420b. M. B. SAMPSON y W. BLEAKNEY: *Phys. Rev.*, *50*, 456 (1936).
421. B. W. SARGENT: *Proc. Roy. Soc.*, *139*, 659 (1939).
422. B. W. SARGENT: *Canad. J. Res.*, *17*, 82 (1939); *Phys. Rev.*, *54*, 232 (1938).
423. P. SAVEL: *Ann. Physique*, *4*, 88 (1935).
424. W. SCHEFFER y P. HARTECK: *Z. Physik.*, *113*, 287 (1939).
- 424a. H. SCHÜLER y TH. SCHMIDT: *Z. Physik.*, *94*, 457 (1935).
- 424b. H. SCHÜLER y H. GOLLNOW: *Naturwiss.*, *22*, 730 (1934).
- 424c. H. SCHÜLER y TH. SCHMIDT: *Z. Physik.*, *23*, 69 (1935).
- 424d. H. SCHÜLER y TH. SCHMIDT: *Naturwiss.*, *22*, 838 (1934).
- 424e. H. SCHÜLER, J. ROIG y H. KORSCHING: *Z. Physik.*, *111*, 165 (1938).
- 424f. H. SCHÜLER y E. G. JONES: *Z. Physik.*, *74*, 631 (1932).
425. G. T. SEABORG y J. HAMILTON: *Science*, *102*, 556 (1945).
426. G. T. SEABORG y E. SEGRÉ: *Phys. Rev.*, *55*, 808 (1939).
- 426a. G. T. SEABORG, McMILLAND y J. W. KENNEDY: *Phys. Rev.*, *69*, 366 (1946).
427. G. T. SEABORG, J. J. LIVINGOOD y J. W. KENNEDY: *Phys. Rev.*, *57*, 363 (1940).
428. G. T. SEABORG, J. J. LIVINGOOD y F. FRIEDLANDER: *Phys. Rev.*, *59*, 320 (1941).
- 428a. G. T. SEABORG, A. WAHL y J. W. KENNEDY: *Phys. Rev.*, *69*, 367 (1946).



429. G. T. SEABORG, J. N. GOFMAN y R. W. STOUGHTON: *Phys. Rev.*, *71*, 378 (1947).
- 429a. G. T. SEABORG, J. W. KENNEDY, E. SEGRÉ y A. C. WAHL: *Phys. Rev.*, *70*, 555 (1946).
450. G. T. SEABORG: *Science*, *104*, 379 (1946).
451. G. T. SEABORG y G. FRIEDLANDER: *Phys. Rev.*, *59*, 400 (1941).
452. G. T. SEABORG y E. SEGRÉ: *Nature*, *159*, 863 (1947).
453. W. SEELMAN-EGGEBERT: *Naturwiss.*, *28*, 451 (1940).
454. E. SEGRÉ y G. T. SEABORG: *Phys. Rev.*, *59*, 212 (1941).
455. E. SEGRÉ y C. WU: *Phys. Rev.*, *58*, 926 (1940).
456. E. SEGRÉ y C. WU: *Phys. Rev.*, *61*, 203 (1942).
457. E. SEGRÉ y C. S. WU: *Phys. Rev.*, *57*, 552 (1940).
458. R. SHERR: *Phys. Rev.*, *57*, 937 (1940).
459. R. SHERR y K. T. BAINBRIDGE: *Phys. Rev.*, *59*, 937 (1941).
460. R. SHERR, K. BAINBRIDGE y H. ANDERSON: *Phys. Rev.*, *60*, 473 (1941).
461. E. F. SHRADER y E. POLLARD: *Phys. Rev.*, *59*, 277 (1941).
462. T. SIEGBAHAN: *Nature*, *153*, 221 (1944).
463. K. SIMMA y F. YAMASAKI: *Sci. Pap. Inst. physic. chem. Res. Japan*, *35*, 16 (1938).
464. R. SMITH: *Phys. Rev.*, *61*, 389 (1942).
465. G. P. SMITH: *Phys. Rev.*, *59*, 937 (1941).
- 465a. H. D. SMYTH: *Atomic Energy Report* (1945).
466. A. H. SNELL: *Phys. Rev.*, *49*, 555 (1936).
467. A. H. SNELL: *Phys. Rev.*, *51*, 143 (1937).
468. A. H. SNELL: *Phys. Rev.*, *51*, 1.011 (1937).
469. A. H. SNELL: *Phys. Rev.*, *52*, 1.007 (1937).
470. J. SOLOMON: *Phys. Rev.*, *60*, 279 (1941).
471. K. STARKE: *Naturwiss.*, *28*, 631 (1940).
- 471a. K. STARKE: *Naturwiss.*, *30*, 107. 507 (1942).
472. H. STEGMAN: *Z. Physik.*, *95*, 72 (1935).
473. E. STENDEL: *Z. Physik.*, *77*, 139 (1932).
474. G. STETTER y W. JENTSCHKE: *Z. Physik.*, *110*, 214 (1938).
475. D. W. STEWART, J. L. LAWSON y J. M. CORK: *Phys. Rev.*, *52*, 901 (1937).
476. D. W. STEWART: *Phys. Rev.*, *56*, 629 (1939).
477. C. V. STRAIN: *Phys. Rev.*, *54*, 1.021 (1938).
478. F. STRASSMANN y E. WALLING: *Ber.*, *71*, 1 (1938).
479. F. STRASSMANN y O. HAHN: *Naturwiss.*, *28*, 817 (1940).
- 479a. F. STRASSMANN y O. WAHN: *Naturwiss.*, *30*, 255 (1942).
480. V. H. SULLIVAN, N. R. SLAIGHT y E. M. GLADROW: *Phys. Rev.*, *70*, 778 (1946).
481. A. SZALAY: *Z. Physik.*, *112*, 29 (1939).
482. A. SZALAY y J. ZIMONYI: *Z. Physik.*, *115*, 639 (1940).
483. G. F. TAPE y J. M. CORK: *Phys. Rev.*, *53*, 676 (1938).
484. G. F. TAPE: *Phys. Rev.*, *56*, 965 (1939).
485. R. L. THOMTON y J. M. CORK: *Phys. Rev.*, *51*, 383 (1937).
- 485a. S. TOLANSKY: *Proc. Roy. Soc.*, *137*, 541 (1932).
- 485b. S. TOLANSKY: *Proc. Roy. Soc.*, *136*, 585 (1932).
- 485c. S. TOLANSKY: *Proc. Roy. Soc.*, *144*, 574 (1934).
- 485d. S. TOLANSKY: *Proc. Roy. Soc.*, *146*, 182 (1934).



- 485e. S. TOLANSKY: Proc. Roy. Soc., 149, 262 (1935).
486. A. A. TOWNSED: Proc. Roy. Soc., 177, 357 (1934); 175, 48 (1940).
487. H. TRAUBENBERG, v. RAUSCH, A. ECKHARDT y R. GEBAUER: Z. Physik., 80, 557 (1933).
488. L. A. TURNER: Phys. Rev., 58, 579 (1940).
489. A. W. TYLER: Phys. Rev., 55, 1.136 (1939); 56, 125 (1939).
489a. G. E. VALLEY y H. H. ANDERSON: Phys. Rev., 59, 113 (1941).
489b. G. E. VALLEY: Phys. Rev., 59, 836 (1941).
490. G. E. VALLEY y R. L. M. C. CREARY: Phys. Rev., 55, 666 (1939).
491. G. E. VALLEY y R. L. M. C. CREARY: Phys. Rev., 56, 863 (1939).
491a. G. E. VALLEY: Phys. Rev., 57, 945 (1940).
492. G. E. VALLEY: Phys. Rev., 57, 1.058 (1940); 59, 688, 836 (1941); 60, 167 (1941).
493. J. A. VAN ALLEN y N. M. SMITH: Phys. Rev., 59, 618 (1941).
494. S. N. VAN VOORHIS: Phys. Rev., 49, 889 (1936).
495. S. N. VAN VOORHIS: Phys. Rev., 50, 895 (1936).
496. S. N. VAN VOORHIS: Rev. mod. Physics., 12, 30 (1940).
497. O. VICTORIN: Proc. Cambridge phil. Soc., 34, 612 (1938).
498. H. H. VOGEL: J. Amer. chem. Soc., 61, 1.032 (1939).
499. H. DE VRIES e I. VELDKAMP: Physica, 5, 249 (1938).
500. H. DE VRIES y G. DIENNER: Physica, 6, 599 (1939).
500a. W. WAHL: Naturwiss., 29, 536 (1941).
501. B. WALDMAN y G. B. COLLINS: Phys. Rev., 57, 338 (1940).
502. H. WALKE: Phys. Rev., 52, 400 (1937).
503. H. WALKE: Phys. Rev., 52, 669 (1937).
504. H. WALKE: Phys. Rev., 52, 663 (1937).
505. H. WALKE: Phys. Rev., 52, 777 (1937).
506. H. WALKE, E. J. WILLIAMS y G. R. IVANS: Proc. Roy. Soc., 171, 360 (1939).
507. H. WALKE: Phys. Rev., 57, 163 (1940).
508. H. WALKE, E. C. THOMPSON y J. HOLT: Phys. Rev., 57, 171 (1940).
509. H. WALKE, E. C. THOMPSON y J. HOLT: Phys. Rev., 57, 177 (1940).
510. H. WALKE: Proc. Cambridge phil. Soc., 35, 523 (1939).
511. N. WARD: Proc. Roy. Soc., 181, 183 (1942).
512. Y. WATASE y J. ITOH: Proc. physic.-math. Soc. Japan, 21, 623 (1939).
513. G. WEIL: Phys. Rev., 60, 167 (1941).
513a. G. WEIL: Phys. Rev., 62, 229 (1942).
513b. G. WEIL: Phys. Rev., 58, 485 (1939).
514. G. L. WEIL y W. H. BARKAS: Phys. Rev., 56, 485 (1939).
515. P. WEIMER, J. KURBATOV y M. POOL: Phys. Rev., 60, 419 (1941).
516. P. WEIMER, M. POOL y J. KURBATOV: Phys. Rev., 60, 469 (1941).
516a. P. WEIMER, M. POOL y J. KURBATOV: Phys. Rev., 63, 59, 67 (1943).
516b. P. WEIMER, M. POOL y J. KURBATOV: Phys. Rev., 64, 43 (1943).
517. WERTENSTEIN: Nature, 133, 564 (1934).
517a. H. E. WHITE: Phys. Rev., 34, 1.397 (1929).
518. M. G. WHITE, E. C. CREUTZ, L. A. DELSASSO y J. G. FOX: Phys. Rev., 56, 512 (1939).
519. M. G. WHITE, E. C. CREUTZ, L. A. DELSASSO y R. R. WILSON: Phys. Rev., 59, 63 (1941).



- 519a. H. E. WHITE y R. RITSCHL: *Phys. Rev.*, *35*, 1.146 (1930).
520. M. WIEDENBECK: *Phys. Rev.*, *66*, 36 (1948).
521. E. WILHETMY: *Z. Physik.*, *107*, 769 (1937).
522. R. T. WILKINS y D. P. CRANFORD: *Phys. Rev.*, *54*, 316 (1938).
523. J. H. WILLIAMS, W. G. SHEPHERD y R. O. HAXBY: *Phys. Rev.*, *51*, 888 (1937); *52*, 390 (1937).
524. R. S. WILSON: *Proc. Roy. Soc.*, *177*, 382 (1941).
525. J. DE WIRE, M. POOL y J. KURBATOV: *Phys. Rev.*, *61*, 544, 564 (1942).
525a. J. DE WIRE, M. POOL y J. KURBATOV: *Phys. Rev.*, *63*, 463 (1943).
526. C. S. WU: *Phys. Rev.*, *58*, 926 (1940).
526a. K. WURN: *Naturwiss.*, *20*, 85 (1932).
527. T. YASAKI y S. WATANABE: *Nature*, *141*, 787 (1938).
528. V. J. YOUNG, E. ELLET y G. T. PLAIN: *Phys. Rev.*, *58*, 498 (1940).
529. E. ZINGG: *Helv. Phys. Acta*, *13*, 219 (1940).
530. W. ZUMSTEIN, J. KURBATOV y M. POOL: *Phys. Rev.*, *63*, 59 (1943).
531. M. ZYW: *Nature*, *134*, 64 (1934).



APENDICE I

La bomba atómica

Proyecto.—La idea de utilizar la energía de la escisión del uranio data de los primeros trabajos sobre la posibilidad de una reacción en cadena. El esfuerzo de los Estados Unidos en este sentido está resumido en el folleto de H. D. SMYTH ⁽¹⁾, redactado a petición del Mayor General L. R. GROVES, Jefe del proyecto de bomba atómica. Esta es la única fuente de información existente, junto con las publicaciones posteriores sobre cuestiones particulares. En este informe se indican todas las vicisitudes económicas y administrativas del proyecto, y se dan muchos datos interesantes acerca de las reacciones en cadena, separación de isótopos, etc.; pero se silencia en absoluto todo lo referente a la bomba atómica en sí.

La Comisión de la bomba atómica en los Estados Unidos, bajo el anodino título de «Distrito de Ingenieros de Manhattan», reclutó los principales matemáticos, físicos, químicos e ingenieros del país. Las principales industrias químicas, tales como la «Eastman», «Dupont», «Stone and Webster», «Union Carbide», etc., fueron puestas a su servicio. Hombres de ciencia de tan excepcional valía como BOHR, FERMI, EINSTEIN, OPPENHEIMER, LAWRENCE, CONNANT, PEIRLS y otros muchos, aunaron sus

(1) H. D. SMYTH: «A General Account of the Development of Methods of Using Atomic Energy for Military Purposes under the Auspices of the States Government». «U. S. A. Government Printing Office», 1945.

En el texto hemos efectuado repetidas citas a esta publicación con el nombre de «Atomic Energy Report».



esfuerzos y, trabajando con auténtico espíritu de equipo, lograron llevar a feliz éxito el proyecto.

Pilas.—Los primeros ensayos de la pila de FERMI se efectuaron en la Universidad de Columbia. Esta primera pila consistía en un esferoide alargado de grafito de unos tres metros de diámetro, que contenía unas siete toneladas de uranio metálico y de óxido de uranio en recipientes de hierro distribuidos en intervalos regulares en el interior de la masa de grafito. El 2 de diciembre de 1942 funcionó por primera vez esta pila. Al principio lo hizo a sólo 1/2 watio, pero el 12 de diciembre se había llegado a los 200 watios. El laboratorio donde se efectuó el experimento estaba situado debajo del campo de deportes de la Universidad, sin que trascendiese el secreto ni lo más mínimo. En vista del éxito de esta instalación, desarrollada por el llamado «Laboratorio metalúrgico», se decidió la obtención del plutonio en gran escala por medio de la pila.

En vista del éxito logrado, se decidió la instalación de una pila de tamaño mayor; se diseñó para unos 1.000 watios, la cual se instaló en Clinton (Tennessee). Esta pila tenía por objeto la obtención de plutonio y fué construída como unidad piloto. Esta pila consiste en un cubo de grafito que contiene canales horizontales rellenos con uranio. La pila comenzó a funcionar el 4 de noviembre de 1943, con 500 watios, llegando posteriormente a los 1.800 Kw. El primero de febrero de 1944 se habían separado ya 190 miligramos de plutonio, y el primero de marzo había ya varios gramos en existencia.

Simultáneamente a la instalación de Clinton, se construyó la de Hanford, al este del río Columbia. En esta obra llegaron a trabajar simultáneamente 60.000 hombres, para los cuales se construyó una ciudad, en lo que antes era una planicie de salvias y colinas áridas. Se construyeron tres pilas, cuya capacidad se desconoce. Para la refrigeración se desviaron las aguas del río.

El experimento de Nuevo Méjico.—Una vez resuelto el problema de obtención de plutonio y de separación del U^{235} , decidieron montar un laboratorio dedicado a la bomba atómica. Para su emplazamiento se eligió un lugar, Los Alamos, en Nuevo Méjico, situado a 48 kilómetros de Santa Fe. Hoy en día este laboratorio es el más completo que existe en el mundo sobre Física nuclear. En esta región tuvo lugar, el día 16 de junio de 1945, la explosión de la primera bomba atómica. El artificio, cuya forma y volumen se desconoce, aunque se sabe que era pequeño, fué colocado en lo alto de una torre de acero. El punto de observación más próximo estaba situado a 10.000 metros al sur de la torre. Como si la Naturaleza se hubiera querido asociar al experimento



o pretendiera protestar, llovía torrencialmente, y una tormenta con sus relámpagos iluminaba el lugar de la acción. La explosión tuvo lugar a las 5,30 horas de la mañana. Según el Departamento de Guerra de los Estados Unidos: «En el momento dado se produjo un relámpago enceguedor que iluminó todo el paisaje con luz más brillante que la de cualquier día radiante. Una cadena de montañas situada a cinco kilómetros del punto de observación se destacó en impresionante relieve. Luego llegó un terrible estruendo sostenido y una terrible onda de presión que derribó a dos hombres. Inmediatamente después una inmensa nube multicolor se elevaba y ondeaba a una altura de más de 10.000 metros. En su recorrido desaparecían las nubes. Pronto los vientos estratosféricos dispersaron la masa, que había tomado un color gris.

El ensayo estaba terminado; el proyecto era todo un éxito.

La torre de acero se había volatilizado por completo. Allí donde se elevaba había un inmenso cráter inclinado».

En el proyecto se invirtieron más de 2.000 millones de dólares y dedicaron sus actividades al mismo unas 200.000 personas. Según datos facilitados por el Departamento de Información de las Naciones Unidas ⁽¹⁾, el resumen de la aportación en dinero y hombres al proyecto viene dado por los siguientes

DATOS GLOBALES

Gastos hasta el 30 de junio de 1945, dólares.	1.950.000.000
Número de personas que trabajaron conjuntamente en el momento álgido	125.000
Personas que trabajaban el 6 de agosto de 1945.	65.000

(1) The Control of Atomic Energy; Report of the Scientific and Technical Committee of the Atomic Energy Commission.—United Nations, Lake Success (1946).



COSTE DE LAS MAYORES INSTALACIONES

INSTALACION	Costo en dólares	N.º máximo de personas que trabajaron conjuntamente	Magnitud de la instalación
Difusión gaseosa.	545.000.000	25.000	Un edificio de cuatro pisos, de 800 metros de longitud por 400 de anchura.
Separación electromagnética. .	350.000.000	13.200	157 edificios independientes.
Difusión térmica.	10.500.000	Un edificio de 158 metros de largo, por 25 de ancho y 23 de alto.
Pila experimental de Clinton . . .	12.000.000	3.427	Calculada para una capacidad de 1.000 Kw.
Hanford.	350.000.000	45.000	Un solar de 1.536 kilómetros cuadrados. Tres grandes pilas e instalaciones de esparción química. en cuya construcción se utilizaron 596.000 metros cúbicos de cemento.
Los Alamos. . . .	60.000.000

Hiroshima y Nagasaki.—El 6 de agosto de 1945, cincuenta y un días después del experimento de Nuevo Méjico, el Presidente de los Estados Unidos hizo la siguiente declaración:

«Hace dieciséis horas, un avión norteamericano arrojó una bomba sobre Hiroshima, importante base del Ejército japonés. Esa bomba tenía una potencia superior a 20.000 toneladas de trinitrotolueno. Su poder destructivo era más de 2.000 veces superior al de la bomba inglesa de 10.000 kilos, que fué hasta hoy la mayor que se utilizó nunca en la historia de las guerras... Es la bomba atómica».

Tres días después otra bomba atómica explotaba sobre Nagasaki. A los cinco días el Japón se rendía y el mundo creía presenciar el nacimiento de una nueva era. En todos los periódicos aparecieron relatos sensacionales acerca de los efectos de la nueva arma y se sucedieron las

especulaciones acerca de la aplicación de la energía atómica con fines pacíficos.

La bomba que explotó sobre Hiroshima era, al parecer, de U^{235} , mientras que la que pulverizó Nagasaki era de plutonio. El profesor LAWRENCE presenció desde un avión la explosión de esta última; a continuación transcribimos su relato ⁽¹⁾:

«Los que iban a popa de nuestro avión vieron una bola ígnea que parecía salir de las entrañas de la Tierra y que lanzaba enormes anillos de humo blanco. En seguida observaron una columna gigantesca de fuego purpúreo, de 300 metros de altura, que subía vertiginosamente hacia el firmamento. En el tiempo que tardó el avión en poner la proa hacia el lugar de la explosión, la columna de fuego purpúreo había llegado hasta nuestro nivel. Habían transcurrido solamente cuarenta y cinco segundos. Llenos de terror, vimos que la columna de fuego rasgaba el espacio como si fuera un meteoro que saliera de la Tierra en lugar de venir del espacio exterior. No era humo, ni polvo, ni siquiera una nube de fuego; era algo vivo, una nueva especie de ser que acababa de nacer ante nuestros ojos atónitos. En una fase de su evolución, de la que podría decirse que ocurrían en unos cuantos segundos acontecimientos bastantes para ocupar millones de años, el ente asumió la forma de un gigantesco poste totémico de forma piramidal, con cinco kilómetros de lado en la base y un kilómetro en la punta. Abajo era de color pardo, en el centro parecía de ámbar y la punta era blanca. Pero era un totem viviente, con tallas grotescas que gesticulaban y hacían guiños. Súbitamente, cuando la bestia de fuego parecía haber alcanzado forma definitiva, emergió de su cúspide un hongo ciclópeo, que aumentó la altura de la columna hasta más de 13.000 metros. El hongo tenía aún más vida que el poste; bullía y espumarajeaba furiosamente, subía chirriando y luego se dejaba caer como desplomado. Forcejeaba la bestia tratando de romper sus ligaduras, y en pocos segundos se había desprendido el hongo de su tallo y salía disparado hacia la estratosfera, hasta unos 18.000 metros. Pero en cuanto esto hubo sucedido, surgió de la columna otro hongo, menor que el primero. El primitivo flotaba ya en el firmamento y tomaba el aspecto de una flor con un pétalo gigantesco doblado hacia abajo. Estábamos ya a unos 300 kilómetros y todavía conservaba su forma.»

En la lámina XIV tenemos reproducida la explosión de Nagasaki. Las consecuencias de la explosión de Hiroshima, cuya población era de 300.000 habitantes, fueron las siguientes: 80.000 muertos, 40.000 heridos y 85.000 personas necesitaron de auxilio inmediato. En Nagasaki, donde

(1) Este pasaje está tomado del libro «Física Nuclear», del Prof. J. PALACIOS.

se empleó una bomba de plutonio más eficaz que la de uranio, de los 200.000 habitantes perecieron 40.000, 25.000 resultaron heridos y 50.000 necesitaron ayuda inmediata. Esta segunda causó menos víctimas por caer sobre un distrito industrial, apartado del centro de la ciudad. Las dos ciudades desaparecieron prácticamente.

Las observaciones efectuadas en las dos poblaciones japonesas permiten establecer los siguientes hechos: la energía mecánica desprendida en la explosión es suficiente para destruir edificios con armazón de acero a 1.400 metros del punto de la explosión y a barrer las casas japonesas de madera situadas a 2,4 kilómetros. La energía calorífica es tan intensa (se calcula una temperatura de 10 millones de grados en el punto de la explosión), que durante la fracción de segundo que dura, los objetos inflamables colocados en un radio de más de tres kilómetros son puestos en ignición. En las personas expuestas a la explosión se producen quemaduras, incluso en las situadas a más de tres kilómetros de distancia. La energía lumínica es lo suficientemente rica en rayos ultravioleta para producir conjuntivitis típicas. La radiación gamma producida es de las más duras conocidas.

Los efectos de una bomba atómica de tipo de la de Nagasaki sobre una ciudad pueden clasificarse en la siguiente forma:

En un radio de 600 metros, pulverización y carbonización total.

En un radio de 1.200 metros, destrucciones e incendios mayores que en los más terribles bombardeos clásicos.

Hasta 2.000 metros, daños un poco menores.

En 3.000 metros, hundimientos de tabiques y arranque de ventanas.

En radios de 5.000 metros, daños la mitad de intensos que en el caso precedente.

Finalmente, el efecto se hace notar hasta los 8.000 metros con daños graves.

Las secuelas médicas de la explosión de la bomba atómica en Hiroshima y Nagasaki han sido resumidas por LEROY⁽¹⁾. La clasificación de los lesionados es la siguiente: Heridas, 70 por 100; quemaduras, 65 a 85 por 100; afectados por las radiaciones, más del 30 por 100.

En las personas gravemente afectadas por la radiación se presentaron diarreas y fiebre ya el mismo día después del bombardeo. Aproximadamente cuatro o cinco días más tarde, se presentaba púrpura; los enfermos decaían rápidamente y fallecían. El examen de la sangre demostró una disminución enorme de leucocitos y de plaquetas. En las autopsias se encontraron petequias y erosiones hemorrágicas de las mu-

(1) G. V. LEROY: J. Amer. Med. Assoc., 134, 1.143 (1947).

cosas del tracto gastroenterico. En esta primera fase se encontró en un gran número (60 por 100) hemorragias subaracnoideas.

El dato histológico más importante es la desaparición de todos los órganos de los linfocitos y de las células de la medula ósea, de tal manera, que sólo queda el armazón conjuntivo de los órganos.

En el cuadro que presentaban los afectados entre los 7 y 28 días después del bombardeo, figuraban depilación, trastornos gastrointestinales y, sobre todo, anemia y leucopenia, paulatinas y progresivas, con fiebre y púrpura. Al mismo tiempo se presentaban complicaciones infecciosas: laringitis, faringitis, gingivitis y, en muchas ocasiones, septicemias.

En los individuos que quedaron expuestos a la radiación gamma durante algún tiempo desaparecía la espermatogénesis. La mayoría del tejido espermatogénico es reemplazado por células de Sertoli. En las mujeres las lesiones en el aparato reproductor eran muchos mayores.

Experiencias de Bikini (1).—Después de las explosiones de Nuevo Méjico, Hiroshima y Nagasaki, quedaba bien patente el poder destructivo de la bomba atómica sobre instalaciones terrestres. El Estado Mayor de los Estados Unidos organizó los ensayos de Bikini para observar el efecto de la nueva arma sobre una escuadra. Para llevarlo a cabo se movilizaron más de 42.000 hombres y 250 barcos de todos tonelajes, representando más de 500.000 toneladas. Las experiencias se llevaron a cabo en la bahía del atolón de Bikini, y tuvo dos fases: la primera consistió en una explosión aérea y la segunda en una explosión submarina. En ambas se utilizaron bombas de plutonio.

La flota sometida a la experiencia estaba formada por acorazados, torpederos, transportes, submarinos, portaaviones, etc. Cada navío era un verdadero laboratorio flotante, con aparatos registradores de la radiación, máquinas cinematográficas que funcionaban automáticamente, más de 4.000 animales destinados a experimentos biológicos, etc.

La explosión aérea tuvo lugar el día 1 de julio de 1946. La flota experimental se componía de 80 barcos de todas clases, colocados a distancias diversas unos de otros hasta cuatro kilómetros del centro. Los submarinos estaban en superficie. El objetivo principal era el acorazado «Nevada», sobre el cual debía hacer explosión la bomba. En el atolón, a cuatro kilómetros, existía un laboratorio automático de registro.

Los observadores estaban a 38 kilómetros de distancia y sobre la bahía volaban aviones sin piloto con aparatos registradores.

(1) Todo lo referente a los experimentos de Bikini, excepto los efectos biológicos, está tomado de la referencia del delegado francés en dichos experimentos B. L. GOLDSCHMIDT, publicada en «Atome», pág. 19 (1947).



Al verificarse la explosión de la bomba en el aire se vió formar una semiesfera de fuego de unos cuatro kilómetros de diámetro, seguida de una nube en forma de seta que rápidamente alcanzó los 10.000 metros de altura.

Esta nube era blanca, atravesada por bandas de color rojizo. A los dos minutos escucharon los espectadores un ruido sordo.

La bomba, lanzada desde gran altura, hizo explosión a la altitud deseada, 300 metros, pero desviada 600 metros del acorazado «Nevada», debajo la densidad de embarcaciones era mínima y sólo un barco se encontraba a menos de 350 metros de la vertical de la explosión. De los 20 barcos que se encontraban a menos de 1.000 metros de la vertical, cinco de ellos, dos torpederos, dos transportes y el crucero japonés «Sakawa», se hundieron. Un submarino quedó terriblemente afectado y el portaviones «Independance» fué devastado por un incendio y explosiones. Las restantes unidades colocadas en este radio de 1.000 metros resultaron con sus superestructuras destrozadas por incendios locales y la onda explosiva arrancó las pasarelas y chimeneas.

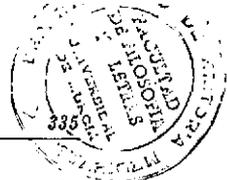
Los productos radioactivos de la desintegración, equivalentes en su radiación a varios miles de toneladas de radio, son dispersados en la estratosfera por la nube radioactiva, al igual que en las explosiones de Hiroshima y Nagasaki. El efecto sobre los barcos no se ejerce más que durante algunos segundos.

Los aviones sin piloto atravesaron la nube radioactiva para, mediante aparatos registradores automáticos, efectuar observaciones.

La explosión de la bomba atómica núm. 5 tuvo lugar el día 25 de julio. Esta vez el artificio se colocó a una profundidad de 10 metros. En las proximidades de la barcaza a que estaba sujeta la bomba no existía ningún barco, ya que se suponía que no podría resistir la explosión. Al parecer, el acorazado «Arkansas», de 26.000 toneladas, se encontraba a unos 400 metros, y el portaviones acorazado «Saratoga», de 30.000 toneladas, estaba situado a 600 metros.

Según Goldschmidt, que estaba situada a 18 kilómetros: «La explosión fué extraordinariamente espectacular: un resplandor de débil luminosidad fué seguido por la formación de una especie de tronco de cono invertido de agua que surgía del mar para explotar y dar nacimiento a una inmensa nube blanca opaca que ocultó casi toda la flota; después, como un telón que se eleva, esta nube desapareció en menos de diez segundos, revelando una gigantesca y sobrenatural columna de agua de 700 metros de diámetro que, en algunos segundos, subió hasta los 2.000 metros. La columna, que parecía un inmenso roble, contenía varios millones de toneladas de agua. Durante algunos minutos el agua cayó formando una lluvia que regó toda la flota. Al pie de la columna existía





una especie de anillo de agua turbulenta de más de cien metros de altura; este muro se transformó en olas que tenían 30 metros de altura a 400 metros de la explosión y que disminuyeron rápidamente de altura, hasta tener una altura de solamente dos o tres metros al llegar a la isla situada a cuatro kilómetros».

El ruido de la explosión fué similar al de un disparo de arma de fuègò disparadó muy próximo.

El acorazado «Arkansas» había desaparecido al disiparse la lluvia. El portaviones «Saratoga», situado a 600 metros, se hundió al cabo de siete horas. Tres barcos pequeños se hundieron inmediatamente, así como tres submarinos que se encontraban en inmersión. El acorazado japonés «Nagato», de 40.000 toneladas, se fué a pique a los cinco días. Muchas embarcaciones fueron varadas para impedir su hundimiento. En este caso las superestructuras sufrieron menos que en el caso de la explosión aérea, pero los cascos fueron muchísimo más afectados a causa del choque, que es transmitido con más violencia por el agua que por el aire. Es de suponer que los objetos situados en el interior de los barcos afectados por la explosión submarina serían lanzados como verdaderos proyectiles.

Sin embargo, lo más terrible en la explosión submarina de la bomba atómica es la lluvia de agua radioactiva que cae sobre los navíos. En este caso los productos radioactivos no son dispersados por la nube como en las otras explosiones, sino que, retenidos por la tromba de agua y lanzados sobre barcos situados en un radio de 2.000 metros, convierte a los que no han sido hundidos en verdaderas cámaras de envenenamiento sin salvación posible para las tripulaciones. La radioactividad tarda meses en desaparecer.

En la bahía de Bikini no se pudo penetrar en bastante tiempo. Las observaciones primeras fueron efectuadas por canoas automóviles con registradores automáticos gobernadas por radio, las cuales, al regresar a sus bases, presentaban fenómenos de radioactividad.

En 22 de las embarcaciones que iban a ser sometidas a experimento se colocaron, bajo diferentes protecciones y en diversos compartimentos, los siguientes animales: 176 cabras, 147 cerdos, 3.130 ratas y 57 cobayas. Según TULLIS y WARREN⁽¹⁾, la máxima mortalidad se dió en las dos primeras semanas después de la explosión. Al cabo de un mes la mortalidad era del 100 por 100.

En los animales expuestos a una dosis letal, pero no masiva de la radiación, se observaba que al principio parecían y actuaban como si estuvieran sanos. Al cabo de pocas horas iban desapareciendo los linfo-

(1) J. L. TULLIS y SH. WARREN: J. Amer. Med. Assoc., 134, 1.155 (1947).



cidos y, al cabo de pocos días, también disminuían las células polinucleares. Al final de una semana o de diez días habían disminuído también los glóbulos rojos. El tiempo de coagulación se prolongaba. Al cabo de dos o tres días de estar bien, los animales presentaban diarreas, con heces sanguinolentas. Se volvían irritables, bebían, pero no querían comer. Al progresar la anemia se volvían más débiles y se presentaba disnea. La muerte sobreviene impensadamente, sin que el cuadro clínico lo permita suponer.

En la autopsia se encuentran hemorragias en casi todos los tejidos, sobre todo en el corazón y aparato digestivo y génito-urinario, así como en todos los ganglios linfáticos.

TULLIS y WARREN resumen en la siguiente forma la acción masiva de la radiación: Produce una depresión de la actividad de los órganos formadores de la sangre, alteraciones en los capilares con probable lesión del cemento intercelular, originando hemorragias; finalmente, alteraciones degenerativas en el aparato digestivo, que determinan diarreas y gran pérdida de sangre. La anemia se debe a todas estas causas combinadas: las hemorragias en el tubo digestivo y la depresión de los órganos hematopoyéticos.





APENDICE II

Tabla de constantes ⁽¹⁾

Pesos atómicos, escala química (0 = 16,0000).

$$H^1 = 1,007856 \pm 0,000018.$$

$$H^2 = 2,014182 \pm 0,000021.$$

Velocidad de la radiación en el vacío, $c = (2,99776 \pm 0,00004) \times 10^{10}$ cm.seg.⁻¹.

Carga del electrón, $e = (4,8025 \pm 0,001) \times 10^{-10}$ u. e. e.

Carga específica del electrón, $e/m_0 = (1,7592 \pm 0,0005) \times 10^7$ u. e. m. gr.⁻¹.

Masa del electrón, $(9,1066 \pm 0,0032) \times 10^{-28}$ grs.

Masa del átomo de hidrógeno, $(1,67339 \pm 0,00031) \times 10^{-24}$ grs.

Unidad de masa atómica, $(1,66035 \pm 0,00031) \times 10^{-24}$ grs.

1 amperio = $6,242 \times 10^{18}$ electrones por segundo.

Número de Avogadro = $(6,02338 \pm 0,00043) \times 10^{23}$ mol⁻¹.

Volumen molecular normal = $22,414,6 \pm 0,6$ cm³ mol⁻¹.

Constante de Planck, $h = (6,6242 \pm 0,0024) \times 10^{-27}$ erg. seg.

1 curie = $37,1 \times 10^9$ desintegraciones por seg.

1 rutherford, rd = 10^6 desintegraciones por seg.

EQUIVALENCIAS

1 Mev = $1,07 \times 10^{-3}$ U. M. = $1,6 \times 10^{-6}$ erg. = $4,45 \times 10^{-20}$ Kw. hora.

1 U. M. = 931 Mev = $1,49 \times 10^{-3}$ erg. = $4,15 \times 10^{-17}$ Kw. hora.

1 ergio = 671 U. M. = $6,24 \times 10^5$ Mev = $2,78 \times 10^{-14}$ Kw. hora.

1 Kw. hora = $2,41 \times 10^{16}$ U. M. = $2,25 \times 10^{19}$ Mev = $3,60 \times 10^3$ erg.

1 gramo = 9×10^{20} erg. = $25,02 \times 10^6$ Kw. hora.

(1) R. T. BIRGE: Rev. Mod. Phys., 13, 233 (1941); Phys. Rev., 63, 213 (1943); Amer. Jour. Phys., 13, 63 (1945).



INDICE SISTEMATICO

Páginas

CAPITULO I.—ESTRUCTURA DE LA MATERIA :

Partículas, átomos, moléculas	57
Las partículas fundamentales	58
Átomos	59
Núcleo atómico	59
Zona cortical	60
Elementos químicos.	62
Pesos atómicos.	63

CAPITULO II.—PROPIEDADES DE LOS NÚCLEOS :

Carga y masa de los núcleos.	67
Separación de isótopos.	69
Método de difusión molecular	72
Método de evaporación y destilación.	73
Método de difusión térmica	75
Método de centrifugación.	76
Método electromagnético	77
Método electrolítico	79
Métodos químicos	80
Magnitud del núcleo	85
Spin nuclear	87
Momento magnético nuclear.	88
Estadísticas atómicas	89
Isomeria nuclear	91

CAPITULO III.—MÉTODOS DE DETECCIÓN DE PARTÍCULAS :

Detección de partículas	95
Cámaras de ionización	95
Amplificador lineal	96



Contador proporcional	97
Contador de Geiger	99
Circuitos contadores.	101
Cámara de niebla	104
Espintariscopio.	106
Método de las parábolas	107
Espectrógrafo de masas de Aston	110
Espectrógrafo de Dempster	113
Espectrógrafo de masas de Bainbridge	115
Espectrógrafo de masas de Nier	117
Método fotográfico de detección	118
Espectrógrafo de rayos beta	122

CAPITULO IV.—MÉTODOS DE ACELERACIÓN DE PARTÍCULAS :

Necesidad de los aceleradores de partículas	123
Acelerador de Van de Graaf	123
Acelerador de Cockroft y Walton	127
Acelerador lineal	128
Enfoque de los iones	129
Ciclotrón	130
El betatrón.	132
El sincrotrón	134

CAPITULO V.—RADIOACTIVIDAD :

Radioactividad.	137
Partículas alfa.	138
Partículas beta	141
Rayos gamma.	143
Positrones	144
Captura del electrón K y conversión interna.	145
Velocidad de desintegración radioactiva	147
Regla de Gaiger-Nuttall	148
Teoría de Gamow-Gurney-Condon	149
Regla de Sargent.	152
Series radioactivas	153
Equilibrio radioactivo y medida de la radioactividad.	160

CAPITULO VI.—PARTÍCULAS Y RADIACIONES :

Nucleones	163
Protones	164
Neutrones	165
Electrones	167
Polielectrones	169
Radiación gamma	170
Neutrino	175
Radiación cósmica y mesotones	176



CAPITULO VII.—REACCIONES NUCLEARES :

Desintegración artificial	189
Radioactividad inducida	190
Choque elástico	191
Balance energético	192
Tipos de reacciones nucleares	193
Posibilidad de una reacción nuclear	194
Sección eficaz	195
Transmutaciones por partículas alfa	197
Transmutaciones por protones	199
Transmutaciones por deutones	202
Transmutaciones por neutrones	208
Transmutaciones por electrones	212
Transmutaciones por mesotones	213
Transmutaciones por rayos gamma	213
Reacciones temonucleares.	215

CAPITULO VIII.—ESCISIÓN NUCLEAR :

Bombardeo del uranio por neutrones.	217
Descubrimiento de la escisión nuclear	219
Energía y masa de los fragmentos de la escisión.	220
Escisión en más de dos fragmentos	224
Núcleos escindibles	224
Escisiones provocadas por agentes distintos de los neutrones.	225
Teoría de la escisión	226
Emisión de neutrones y reacción en cadena.	228
La pila de uranio	230
Utilización de la energía de la pila de Fermi.	232
La bomba atómica	233

CAPITULO IX.—APLICACIONES DE LA QUÍMICA NUCLEAR :

Primeros usos de la radioactividad	235
Los isotopos como indicadores	235
Aplicaciones al estudio de algunos fenómenos físico-químicos.	236
Nuevos elementos químicos	238
Aplicaciones biológicas.	239
Aplicaciones médicas	243
Efectos biológicos de las radiaciones nucleares y de los neutrones.	243

CAPITULO X.—TEORÍA DEL NÚCLEO :

Fuerzas nucleares	247
Difusión de protones y neutrones en hidrógeno.	248
Propiedades del deutón	251
Teoría de Heisemberg	251



Teoría de Majorana	253
Otros tipos de fuerzas	255
Campo nuclear	256

CAPITULO XI.—TABLA DE ISOTOPOS :

Explicación	259
Tabla de isotopos	261
Referencias	311

APENDICE I.—LA BOMBA ATÓMICA :

Proyecto	327
Pilas	328
El experimento de Nuevo Méjico.	328
Hiroshima y Nagasaki	330
Experiencias de Bikini.	333

APENDICE II.—TABLA DE CONSTANTES Y EQUIVALENCIAS. 337

