

## PRINCIPIOS DE FISICA DEL NÚCLEO Y PARTÍCULAS ELEMENTALES

### *Capítulo 80*

#### PROPIEDADES FUNDAMENTALES Y ESTRUCTURA DE LOS NÚCLEOS ATÓMICOS

##### § 80.1. Carga y masa de los núcleos atómicos

1. El el § 71.1 fueron examinados experimentos que permitieron fundamentar el modelo nuclear del átomo. En los últimos capítulos del presente manual detendremos nuestra atención en el estudio del núcleo atómico y nos familiarizaremos con ciertos problemas de física de las partículas elementales.

Las más importantes características del núcleo son su carga  $Z$  y su masa  $M$ . La cantidad de cargas elementales positivas, concentradas en el núcleo, definen la carga de éste. En el núcleo, el protón es portador de la carga elemental positiva  $e = 1,6024 \cdot 10^{-19}$  C. En su total el átomo es neutro, por lo que la carga del núcleo determina, además, el número de electrones en el átomo. La distribución de los electrones en el átomo por las capas y subcapas energéticas, de modo considerable, depende de su número total en el átomo (§ 73.2). Por esta razón, la carga del núcleo determina en alto grado la distribución de los electrones por sus estados en el átomo y la posición del elemento en el Sistema Periódico de Mendeléiev. Los elementos químicos se distinguen por las cargas de los núcleos de sus átomos (*números atómicos*).

2. La masa del núcleo atómico coincide, prácticamente, con la de todo el átomo, ya que la masa de los electrones es muy pequeña. Recordemos que la masa del electrón es igual a  $1/1836$  de la del protón. Las masas de los átomos se suelen medir en *unidades de masa atómica* (designación, uma). Como unidad de masa atómica se toma  $1/12$  de la masa del átomo de carbono  $^{12}_6\text{C}$  (acerca de los símbolos aceptados aquí, véase el p. 3):

$$1 \text{ uma} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg.}$$

Con frecuencia en la física nuclear es preciso medir las masas de los núcleos y átomos con alta precisión. Entonces, se hace uso del valor exacto de la unidad de masa atómica:

$$1 \text{ uma} = (1,6605655 \pm 0,0000086) \cdot 10^{-27} \text{ kg.}$$

Al medir las masas de los átomos (§ 41.8) fueron descubiertos los *isótopos*, diversidades de los átomos del elemento químico dado, que con igual carga tienen diferente masa. Midiendo las masas de los isótopos, advertimos que siempre se expresan en uma por números próximos a los enteros. Las masas atómicas de los isótopos reciben el nombre de *masas isotópicas*.

En la mayoría de los casos, para cada elemento químico existe un contenido constante en porcentaje de diversos isótopos. Cada elemento químico tiene una masa atómica determinada que es el valor medio de las masas de todos sus isótopos. Con esto se explica que las masas atómicas relativas de los elementos, en una serie de casos, difieren de manera notable de los números enteros. Por ejemplo, la masa atómica de boro es igual a 10,82, de neón 20,183, de magnesio 24,32, de cloro 35,457, de hierro 56,85, de cobalto 58,71, de níquel también 58,71, de cinc 65,38, de cobre 63,54, de germanio 70,60, de criptón 83,80, etc. El descubrimiento de los isótopos mostró que el elemento químicamente puro es una mezcla de sus isótopos, que se diferencian entre sí por las masas atómicas. Surgió la idea de que el núcleo está constituido por partículas con masas atómicas próximas a la unidad. Como el átomo de hidrógeno, es decir, el protón, satisface bien esta condición (su masa atómica, con una precisión hasta milésimas de la unidad, es igual a 1,007 uma y, asimismo, su carga es positiva), llegamos a la conclusión de que en la composición de los núcleos atómicos hay indudablemente protones.

3. El número entero más cercano a la masa atómica expresado en unidades de masa atómica, es denominado *número másico* (o *de masa*) y designase con la letra  $A$ . En la actualidad se ha aceptado designar diversos isótopos de los elementos químicos del modo que sigue:  ${}^A_ZX$ , donde  $X$  es el símbolo del elemento químico en la tabla de Mendeléiev que corresponde a la carga  $Z$  dada del núcleo.

4. Los núcleos que con igual masa tienen diversas cargas se denominan *isóbaros*. En su mayoría, tropezamos con núcleos isóbaros entre los núcleos pesados, con la particularidad de que se hallan como dobletes o triadas. Como dobletes isóbaros estables podemos nombrar  ${}^{36}_{16}\text{S}$  y  ${}^{36}_{18}\text{Ar}$ ,  ${}^{104}_{44}\text{Ru}$  y  ${}^{104}_{46}\text{Pd}$ . Son ejemplos de triadas isóbaras  ${}^{96}_{40}\text{Zr}$ ,  ${}^{96}_{42}\text{Mo}$  y  ${}^{96}_{44}\text{Ru}$ .

### § 80.2. Espín y momento magnético del núcleo

1. En el § 72.6 pudimos ver que el espín del electrón lleva a la estructura fina de las rayas espectrales. Para los átomos con un electrón de valencia, la orientación mutua de los momentos espín—órbita provoca el *desdoblamiento* de todos los niveles (estados) energéticos (salvo el nivel  $s$ ) y, respectivamente, el desdoblamiento de las rayas espectrales. El aumento del poder resolutivo de los aparatos espectrales proporcionó la posibilidad de investigar con mayor minuciosidad la estructura de las rayas desdobladas. En 1928, A. N. Terenin y L. N. Dobretsov descubrieron que cada una de las rayas  $D$  de sodio es a su vez doble, es decir, consta de dos rayas situadas muy cerca la una de la otra. La línea  $D_2$  ( $\lambda = 589,0$  nm) está desdoblada en  $0,0021$  nm, mientras que la línea  $D_1$  ( $\lambda = 589,6$  nm), en  $0,0023$  nm. Este desdoblamiento recibe el nombre de *estructura hiperfina* de las rayas espectrales. Pauli supuso que la estructura hiperfina es explicable por tener *espín el núcleo del átomo*. Junto con la carga y la masa, el momento cinético, llamado por regla *espín nuclear*, es una característica importantísima del núcleo.

En la composición del núcleo entran protones y neutrones, que tienen cada uno un espín  $\hbar/2$ . El espín del núcleo es igual a la suma vectorial de los espines de las partículas que lo constituyen. El espín de un núcleo, formado por un número par de partículas, es igual a un número entero (en unidades  $\hbar$ ) o a cero. Por lo contrario, el espín de un núcleo que consta de un número impar de partículas, es un número

semientero (en unidades  $\hbar$ ). Si en unidades  $\hbar$ , el espín del núcleo es igual a  $I$ , el espín total de un átomo con un electrón de valencia puede ser igual a  $I + 1/2$  o bien a  $I - 1/2$ , ya que el espín electrónico es igual a  $1/2$  en unidades  $\hbar^*$ ). La transición óptica del electrón en el átomo de sodio del nivel (estado) superior al inferior, desdoblado al tener en cuenta el espín nuclear, proporciona la *estructura hiperfina de la línea  $D_2$* . En la fig. 80.1, a la izquierda, se muestra el desdoblamiento de las rayas espectrales, mientras que a la derecha está representado el esquema de surgimiento de la estructura hiperfina en la raya  $D_2$ . El espín nuclear  $I$  puede ser definido por la correlación de las intensidades de las rayas de la estructura hiperfina observada en el experimento. Por ejemplo, para el átomo de sodio resultó ser igual a  $3/2 \hbar$ .

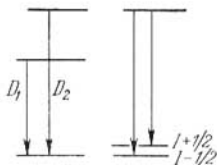


Fig. 80.1.

Como conocimos en el § 42.10, el espín del electrón fue medido en los experimentos de Stern—Gerlach. Basándose en la observación de los espectros rotativos de la molécula  $H_2$  se determinó el espín del protón. En el capítulo 74 se ha estudiado la aparición de los espectros rotativos de la molécula. La correlación de las intensidades en los espectros rotativos de hidrógeno muestra que el núcleo de hidrógeno  $^1H$  tiene un espín semientero. Al medir las relaciones de las intensidades de las líneas de los espectros rotativos, fue hallado que el espín del núcleo de hidrógeno  $^1H$ , o sea, el espín del protón es igual a  $\hbar/2$ .

Con la medición del espín del deuterón  $^2D$ , núcleo de hidrógeno pesado, está ligada la definición del espín del neutrón. En su estado fundamental, el espín de deuterón resultó ser igual a  $\hbar$ . Como el espín del protón es igual a  $\hbar/2$ , el del neutrón puede ser igual a  $\hbar/2$  o bien a  $3/2 \hbar$ . Esta última suposición llevó a la falta de correspondencia entre los resultados de la dispersión de neutrones en los protones calculada teóricamente y observada en los experimentos y fue desechada. De este modo, el espín del neutrón es igual a  $\hbar/2$ .

\*) Los espines de los demás electrones, sumándose a pares, se anulan.

2. Los núcleos atómicos, además del espín, tienen *momentos magnéticos*. Por consiguiente, también poseen semejantes momentos todas las partes constituyentes del átomo (núcleo y electrones).

Las partículas nucleares tienen momentos magnéticos propios, por los que se determina el momento magnético del núcleo. Por analogía con el magnetón de Bohr (§ 42.2), para medir los momentos magnéticos de los núcleos se introduce el llamado *magnetón nuclear*:

$$\mu_N = e\hbar/2m_p. \quad (80.1)$$

La expresión para el magnetón nuclear es análoga a la que usamos para el magnetón de Bohr, pero la masa del electrón  $m_e$  se ha sustituido por la del protón. El valor del magnetón nuclear es  $m_p/m_e \approx 1836$  veces menor que el del magnetón de Bohr:

$$\mu_N = (5,050824 \pm 0,000020) \cdot 10^{-27} \text{ J/T.}$$

Entre el espín nuclear  $I$ , medido en unidades  $\hbar$ , y el momento magnético  $p_{mN}$ , medido en magnetones nucleares, existe una relación análoga a la fórmula para los momentos electrónicos (72.14'):

$$p_{mN} = g_N I, \quad (80.2)$$

donde  $g_N$  es la *relación nuclear giromagnética*.

3. Experimentos que salen fuera de los márgenes de este manual, han mostrado que el neutrón tiene momento magnético *negativo*, igual a  $-(1,91314 \pm 0,00005) \mu_N$ .

El momento magnético del protón fue por primera vez medido por el método de desplazamiento del haz molecular en un campo magnético heterogéneo. En principio, este experimento no difiere de el de Stern—Gerlach (§ 42.10). Los experimentos se llevaron a cabo con hidrógeno, con la particularidad de que fue necesario compensar el momento magnético del electrón, que 2000 veces supera el valor del magnetón nuclear  $\mu_N$ . Mediciones precisas condujeron a un resultado en extremo inesperado para el momento magnético del protón, a saber:  $(2,7928456 \pm 0,0000011) \cdot \mu_N$ , en lugar de ser igual a un magnetón nuclear. El signo positivo del momento magnético del protón significa que la dirección de dicho momento y su espín coinciden. Desde el punto de vista clásico esto quiere decir que el momento magnético del protón es como si estuviese ligado con la rotación de la

carga positiva. Para el neutrón, las direcciones del espín y del momento magnético son *opuestas*. El valor anómalo del momento magnético del protón y el signo del momento magnético del neutrón, están relacionados con la complicadísima estructura de estas partículas.

### § 80.3. Composición del núcleo

1. Después de la creación del modelo nuclear del átomo, el problema de la composición del núcleo atómico se convirtió en uno de los fundamentales de física nuclear. La física del núcleo podría dar respuesta a áquel, a medida que se acumulaba información sobre diversas propiedades de los núcleos, en particular datos acerca de la carga, masa y el espín del núcleo. La carga del núcleo se define como la carga sumaria de las cargas positivas dispuestas en él. Como se consideraba que los protones son los portadores de la carga positiva elemental, desde el principio de desarrollo de la física nuclear no se dudaba que en el núcleo había semejantes partículas (§ 80.1). Además, se descubrieron dos importantes factores:

a) Las masas de los isótopos de todos los átomos (salvo del hidrógeno corriente), expresadas en unidades de masa iguales a la del protón, superan numéricamente las cargas de sus núcleos, expresadas en cargas elementales. A medida que crece  $Z$  esta diferencia aumenta. Para los elementos que se encuentran en la parte media del Sistema Periódico de Mendeléiev, las masas isotópicas (en unidades de masa atómica) superan unas dos veces el valor de las cargas de los núcleos. Esta correlación es aún mayor para los núcleos pesados. De esto se desprende que los protones no pueden ser las únicas partículas que componen el núcleo.

b) Las masas de los núcleos de los isótopos de todos los elementos químicos nos indican dos posibilidades: o en el núcleo hay partículas de masas aproximadamente iguales, o bien en la composición del núcleo hay partículas de diferente masa y la masa de unas de ellas es muy pequeña en comparación con la de las demás; entonces, la masa de las partículas ligeras no introduce notoria aportación en la masa isotópica.

2. Parecía en particular atrayente la última posibilidad, ya que permitía crear un modelo electróno-protónico del núcleo.

El fenómeno de la radiactividad  $\beta$  natural (§ 81.12) certificaba, al parecer, que en la composición de los núcleos hay electrones, ya que éstos se emiten durante la desintegración  $\beta$ . El modelo electróno-protónico, además de la radiactividad  $\beta$ , explicaba también la proximidad a números enteros de las masas atómicas de los isótopos. De acuerdo con este modelo, la masa del núcleo es, prácticamente, igual a la masa de los protones que lo componen, ya que la masa del electrón es unas 2000 veces menos que la del protón. El número de electrones en el núcleo debe ser tal, que la carga sumaria de los protones con carga positiva y los electrones con carga negativa, ofrezca la carga real positiva del núcleo.

A pesar de su sencillez y naturalidad, el modelo electróno-protónico fue desechado a medida que la física nuclear se desarrollaba. Resultó contradecir las propiedades más importantes de los núcleos atómicos.

3. Si en la composición de los núcleos atómicos entraran electrones, los momentos magnéticos de los núcleos tendrían un valor del orden del magnetón electrónico de Bohr (§ 42.2). Como vimos en el § 80.2, los momentos magnéticos de los núcleos son comparables según el orden de su valor con el magnetón nuclear que es 2000 veces menor que el electrónico.

En contra del modelo electróno-protónico indicaban también los datos acerca de los espines de los núcleos. Por ejemplo, de acuerdo con dicho modelo el núcleo de berilio  ${}^9_4\text{Be}$  debe constar de nueve protones y cinco electrones, para que la carga sumaria sea igual a cuatro cargas positivas elementales. Los protones y electrones tienen un espín semientero igual a  $\hbar/2$ . El espín sumario de un núcleo constituido por 14 partículas (9 protones y 5 electrones) debe ser entero. En realidad, el espín del núcleo  ${}^9_4\text{Be}$  es semientero e igual a  $3/2 \hbar$ . Semejantes ejemplos pueden ser aducidos en gran número.

Para finalizar, el modelo electróno-protónico del núcleo es incompatible con el principio de incertidumbre de Heisenberg. Si el electrón entra en la composición del núcleo, la incertidumbre  $\Delta x$  de su coordenada tiene el orden de la dimensión lineal del núcleo, es decir,  $10^{-14} \dots 10^{-15}$  m. Tomemos la mayor incertidumbre:  $\Delta x = 10^{-14}$  m. Del principio de incertidumbre de Heisenberg hallemos la incertidumbre del impulso del electrón:  $\Delta p \approx \hbar/\Delta x \approx$

$\approx 10^{-33}/10^{-14} = 10^{-19}$  kg·m/s. El valor del impulso  $p$  está ligado con su incertidumbre  $\Delta p$ :  $p \approx \Delta p$  (§ 16.7). Conociendo el impulso del electrón puede hallarse su energía. Como en nuestro caso  $p > m_e c = 10^{-30}$  kg·3·10<sup>8</sup> m/s, hay que hacer uso de la correlación relativista entre la energía y el impulso (§ 16.3):  $\mathcal{E}^2 = c^2 p^2 + m_e^2 c^4$ . Obtenemos

$$\mathcal{E} = c \sqrt{p^2 + m_e^2 c^2} = 3 \cdot 10^8 \sqrt{10^{-38} + (10^{-30} \cdot 3 \cdot 10^8)^2} \approx 2 \cdot 10^8 \text{ eV.}$$

Un valor tan grande de la energía contradice los datos experimentales acerca de la energía específica de enlace (o de ligadura) de las partículas nucleares, que constituye 7 . . . 8 MeV (§ 80.4). La energía igual a 200 MeV supera varias veces la de los electrones que se emiten durante la desintegración radiactiva  $\beta$ . Si consideramos que en el núcleo los electrones tienen una energía que corresponde a la de las partículas  $\beta$  emitidas (por regla, de un orden de varios MeV), para las dimensiones de la región donde los electrones deben estar localizados, es decir, para las dimensiones del núcleo, del principio de incertidumbre se obtienen apreciaciones desproporcionadamente grandes, que contradicen los datos de los experimentos.

4. La salida de dichas dificultades fue hallada cuando Chadwick, ayudante de Rutherford, descubrió en 1932 una nueva partícula elemental, neutrón. Al analizar la trayectoria de las partículas que surgían en el transcurso de ciertas reacciones nucleares y al aplicar a éstas las leyes de la conservación de la cantidad de movimiento y de la energía, Chadwick encontró una trayectoria que pertenecía a una nueva partícula; su masa era casi igual a la del protón, superándola ligeramente, su carga eléctrica era nula.

La nueva partícula recibió el nombre de *neutrón* y al poco de su descubrimiento, en 1934, D. D. Ivanenko emitió la hipótesis de que los *núcleos atómicos sólo constan de protones y neutrones*. Heisenberg también expresó dicha hipótesis.

5. Estas opiniones obtuvieron con rapidez el reconocimiento general y fueron la base para la creación de la teoría moderna del núcleo atómico. De acuerdo con las representaciones modernas, el número másico  $A$  del núcleo indica el número total de partículas, protones y neutrones, ubicadas en el núcleo. La carga  $Z$  del núcleo define el número de protones en él y, por consiguiente, la diferencia  $A - Z =$



$= N$ , nos da el número de neutrones que contiene el núcleo del isótopo dado.

Si observamos la distribución del número de protones  $Z$  y de neutrones  $A - Z$  en los núcleos de diversos elementos del Sistema Periódico, advertimos que para los núcleos de los elementos incluso hasta la mitad del sistema de Mendeléiev, el número de neutrones en el núcleo es igual, aproximadamente, al número de protones, de forma que  $(A - Z)/Z \approx 1$ . A medida que los núcleos se hacen más pesados, con el crecimiento del número másico, la cantidad de neutrones crece en comparación con el número de protones en el núcleo. Al final del Sistema Periódico la razón  $(A - Z)/Z \approx 1,6$ .

En física nuclear se admite que el protón y el neutrón, son dos de los llamados *estados de carga* de una misma partícula que recibe el nombre de partícula nuclear, o sea, *nucleón* (del latín *nucleus*—núcleo). El protón es el estado protónico del nucleón con una carga  $+e$ , el neutrón es su estado neutrónico con carga eléctrica nula. Según los datos modernos, las masas en reposo del protón y el neutrón son respectivamente iguales a:

$$m_p = 1,007276470 \pm 0,000000011 \text{ uma} = \\ = (1836,15152 \pm 0,00070) m_e,$$

$$m_n = 1,008665012 \pm 0,000000037 \text{ uma} = \\ = (1838,6826 \pm 0,0008) m_e.$$

Los números másicos del protón y el neutrón son idénticos e iguales a la unidad.

Los nucleones en los núcleos se encuentran en estados que divergen en alto grado de sus estados libres. Esto está ligado con que todos los núcleos, salvo el de hidrógeno corriente, tienen, por lo menos, dos nucleones entre los que se produce una *interacción nuclear* particular.

6. El modelo protono-neutrónico del núcleo concuerda con los datos acerca de las masas isotópicas de los núcleos y ofrece valores razonables de los momentos magnéticos de los núcleos. En efecto, los momentos magnéticos del protón y el neutrón, por el orden de su valor, son comparables con el magnetón nuclear (§ 80.2). Por esta razón, los núcleos formados por nucleones deben tener momentos magnéticos de la magnitud de ese mismo orden. Esto se confirma por los experimentos.

La aplicación del principio de incertidumbre a los protones y neutrones pesados (en comparación con los electrones), da las estimaciones, en alto grado razonables, para los posibles valores de las energías de estas partículas en el núcleo. Estas apreciaciones concuerdan con los valores de las energías que se refieren a una partícula en el núcleo (§ 80.4).

También fue resuelta la dificultad relacionada con los espines de los núcleos y surgida en el modelo electrón-protónico. Si el núcleo contiene un número par de nucleones (número másico  $A$  par), su espín será un número entero (en unidades  $\hbar$ ). Con número impar de nucleones en el núcleo ( $A$  impar), el espín del núcleo será semientero (en unidades  $\hbar$ ).

#### § 80.4. Energía de enlace del núcleo. Defecto de masa

1. Los núcleos que contienen protones de carga positiva y neutrones sin carga son formaciones *estables*, aunque entre los protones existe la repulsión coulombiana. La estabilidad de los núcleos atómicos quiere decir, que entre los nucleones de los núcleos existen fuerzas de atracción. Para su estudio parecía ser necesario conocer con exactitud como aquéllos dependen de la distancia entre los nucleones. El estudio del enlace (ligadura) entre los nucleones puede realizarse, en limitados márgenes, por métodos energéticos sin introducción de los datos sobre el carácter y las propiedades de las fuerzas nucleares.

Acerca de la solidez de una u otra formación se juzga analizando el grado de facilidad o dificultad de su destrucción: cuanto más difícil sea destruirla, tanto más sólida es. Pero destruir el núcleo significa romper los enlaces entre sus nucleones o con otras palabras, realizar trabajo contra las fuerzas de enlace entre ellos. Semejante concepción, basada en la ley de la conservación de la energía, permite llegar a una serie de importantes deducciones sobre el carácter específico de los enlaces que mantienen los nucleones en el núcleo, unos junto a otros.

Introduzcamos la noción de energía de enlace de un nucleón aislado en el núcleo. Recibe el nombre de *energía específica de enlace de un nucleón* en el núcleo, una magnitud física igual al trabajo que es preciso realizar para sacar

dicho nucleón del núcleo sin que el primero adquiriera energía cinética. La energía de enlace total del núcleo es definida por la magnitud del trabajo que hay que efectuar para la desintegración del núcleo en los nucleones que lo componen. De la ley de la conservación de la energía se deduce que al formarse el núcleo de los nucleones que lo constituyen debe desprenderse la misma cantidad de energía que es necesario consumir para la desintegración del núcleo en los nucleones de los que consta.

2. Apreciemos la energía de enlace de los núcleos atómicos. Al medir las masas de los núcleos se advierte que la masa en reposo del núcleo es menor que la suma de las masas en reposo de los nucleones que lo componen. La cuestión reside en que, al parecer, al formarse el núcleo de los nucleones, al empaquetarse éstos, se produce la «merma», la disminución de sus masas en reposo, la pérdida de una parte de éstas.

La teoría especial de la relatividad explica este fenómeno, que fue examinado en el § 20.1. La disminución de la masa sumaria en reposo de los nucleones al formarse de ellos el núcleo, puede ser explicada por el desprendimiento de la energía de enlace al crearse el núcleo. En el § 20.5 fue estudiado el problema de la variación de la energía interna del cuerpo durante los procesos nucleares. Ahora, este problema va a ser examinado de nuevo con todo detalle.

La energía en reposo del cuerpo  $\mathcal{E}_0$  está relacionada con la masa en reposo  $m_0$  de éste del modo siguiente:

$$\mathcal{E}_0 = m_0 c^2,$$

donde  $c$  es la velocidad de la luz en el vacío. Si con  $\Delta\mathcal{E}_{en}$  designamos el valor de la energía que se desprende durante la formación del núcleo, la masa que le corresponde

$$\Delta m_0 = \Delta\mathcal{E}_{en}/c^2, \quad (80.3)$$

caracteriza la disminución de la masa sumaria en reposo al formarse el núcleo de sus partes componentes. Si el núcleo de masa  $M$  está formado por  $Z$  protones de masa  $m_p$  y de  $A - Z$  neutrones de masa  $m_n$ , la magnitud

$$\Delta m_0 = Zm_p + (A - Z)m_n - M. \quad (80.3')$$

La magnitud  $\Delta m_0$  puede servir de medida de energía de enlace y con frecuencia recibe el nombre de *defecto de masa*

o másico. En efecto, de (80.3) y (80.3') sigue, que

$$\Delta \mathcal{E}_{\text{en}} = \Delta m_0 \cdot c^2 = [Zm_p + (A - Z)m_n - M] c^2. \quad (80.4)$$

3. Para calcular la energía, en física nuclear se utiliza la unidad de energía atómica (uea) que corresponde a una unidad de masa atómica:

$$1 \text{ uea} = c^2 \cdot 1 \text{ uma} = 931,5016 \pm 0,0026 \text{ MeV}.$$

De esta forma, para calcular la energía de enlace del núcleo en megaelectronvoltios, hay que hacer uso de la fórmula

$$\Delta \mathcal{E}_{\text{en}} = [Zm_p + (A - Z)m_n - M] \cdot 931,5, \quad (80.5)$$

donde las masas de las partículas en el núcleo y la masa del núcleo están expresadas en unidades atómicas de masa.

La energía de enlace de los núcleos es muy grande. Por término medio, constituye 8 MeV por nucleón en el núcleo.

4. La energía de enlace puede ser expresada mediante las masas de los átomos neutros, lo que es más cómodo, ya que las en tablas, por regla, se aducen dichas masas. La fórmula (80.5) toma la forma

$$\Delta \mathcal{E}_{\text{en}} = [Zm_{\text{H}} + (A - Z)m_n - M_{\text{átomo}}] \cdot 931,5. \quad (80.6)$$

Esto se desprende de que las masas de los electrones que entran en la composición de los átomos neutros, figuran en el primer sumando o sustrayendo, por lo que ellas no influyen sobre el valor de la energía de enlace.

5. Los experimentos y cálculos teóricos muestran que la energía de enlace del núcleo  $\Delta \mathcal{E}_{\text{en}}$  depende, en lo fundamental, del número total de partículas en el núcleo y, en menor grado, de la correlación de protones y neutrones existente en el núcleo. Estas conclusiones corresponden a los datos experimentales, de acuerdo con los cuales, con la primera aproximación, la energía de enlace crece linealmente al aumentar el número másico. Desde el punto de vista físico, esto significa que cada nucleón introducido en el núcleo provoca el desprendimiento del núcleo de una cantidad aproximadamente igual de energía. La energía específica de enlace exprésase por la fórmula

$$\Delta \mathcal{E}_{\text{en}} = \Delta \mathcal{E}_{\text{en}} / A. \quad (80.7)$$

En la fig. 80.2 se aduce la curva de dependencia entre la energía específica de enlace y el número másico  $A$ . La

curva indica los diversos valores de  $\Delta\mathcal{E}_{en}$  de diferentes núcleos, es decir, la distinta solidez del enlace de los nucleones en el núcleo en función del número másico. De la forma más sólida están ligados los nucleones en los núcleos de la parte media del Sistema Periódico, aproximadamente con  $28 < A < 138$ , o sea, de  ${}^{28}_{14}\text{Si}$  hasta  ${}^{138}_{56}\text{Ba}$ . En estos núcleos la energía específica de enlace es igual a unos 8,7 MeV. A medida que sigue creciendo el número de nucleones en el núcleo la energía específica de enlace disminuye. Para

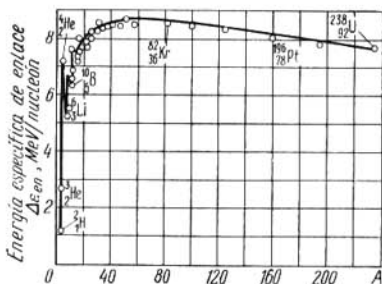


Fig. 80.2.

los núcleos situados al final del Sistema Periódico (por ejemplo, para el uranio),  $\Delta\mathcal{E}_{en}$  es de unos 7,6 MeV.

En las regiones de pequeños números másicos, la energía específica de enlace revela máximos y mínimos característicos. Mínimos de energía específica de enlace para un nucleón se observan en esta región en los núcleos con número impar de protones y neutrones, es decir,  ${}^6_3\text{Li}$ ,  ${}^{10}_5\text{B}$  y  ${}^{14}_7\text{N}$ . Los máximos de energía específica de enlace corresponden a los núcleos con números pares de protones y neutrones, o sea,  ${}^4_2\text{He}$ ,  ${}^{12}_6\text{C}$ ,  ${}^{16}_8\text{O}$ .

Semejante marcha de la curva de energía específica de enlace nos ofrece la clave para comprender el mecanismo de desprendimiento de la energía nuclear. En particular puede ser entendido el por qué de la existencia de sólo dos métodos diferentes para el desprendimiento de la energía nuclear, a saber: la desintegración de núcleos pesados y la fusión de núcleos ligeros en otros más livianos. De las

consideraciones generales, queda claro que la energía se desprenderá con tales reacciones nucleares, para las que la energía específica de enlace de los productos de la reacción superará dicha energía en los núcleos iniciales. Esta condición general puede ser cumplida mediante dos procedimientos: o por la desintegración de los núcleos de elementos pesados en elementos situados en la parte media de la tabla de Mendeléiev, o bien por la fusión de núcleos ligeros, ubicados al principio de dicha tabla, en núcleos aún más livianos. Estos problemas serán tratados con más detalle en el cap. 82.

### § 80.5. Fuerzas nucleares

1. Las fuerzas de atracción que actúan entre los nucleones en el núcleo, reciben el nombre de *nucleares*. De las más generales consideraciones podemos obtener cierta información acerca de estas fuerzas. La estabilidad de los núcleos, el desprendimiento de energía al formarse los núcleos de los nucleones, certifican que las fuerzas nucleares son *de atracción*, incluso hasta cierta distancia entre los nucleones. La atracción nuclear es mucho más fuerte que la repulsión electrostática de los protones y condiciona la gran energía de enlace del núcleo y su estabilidad.

El origen de las fuerzas nucleares no puede ser eléctrico. En efecto, en tal caso sería imposible imaginarse un núcleo estable constituido por un protón y un neutrón. Pero a pesar de todo, semejante núcleo existe en el hidrógeno pesado, deuterio  ${}^2_1\text{D}$ . Este núcleo —deutón (o bien deuterón)— es un sistema estable con energía de enlace de unos 2,2 MeV.

Además, poniendo la masa del protón y su carga en la ley de Coulomb y en la ley de gravitación universal, es fácil cerciorarse que la atracción gravitacional de los protones es  $10^{36}$  veces menor que su repulsión electrostática. Por esta razón, las fuerzas gravitacionales no juegan, prácticamente, en los núcleos ningún papel, a pesar de las pequeñas distancias entre los nucleones en el núcleo.

Queda aún por valorar la interacción magnética de los protones que se mueven en el núcleo. En el § 40.3 fue mostrado que la interacción magnética de las cargas eléctricas en movimiento es menor que la interacción electrostática  $(v/c)^2$  veces, donde  $v$  es la velocidad de cada carga respecto del sistema de referencia elegido,  $c$ , la velocidad de la

luz en el vacío. Para los protones  $v < c$  y su interacción magnética es menor que la electrostática. No obstante, además de esta interacción magnética de los protones, todos los nucleones, tanto protones como neutrones, tienen interacción de los momentos magnéticos propios (§ 80.2). Los cálculos han mostrado que la energía de semejante interacción del protón y el neutrón constituye cerca de  $10^5$  eV, lo que es mucho menor que la energía de enlace del deutón.

De forma que las fuerzas nucleares son fuerzas singulares, que por su naturaleza se distinguen de todas las fuerzas conocidas antes que ellas.

2. El núcleo ocupa en el espacio cierto volumen finito (§ 80.6) y en él, los nucleones se disponen entre sí a ciertas distancias finitas. Esto quiere decir, que a partir de cierta distancia entre los nucleones, la fuerza de atracción entre ellos se sustituye por la de repulsión. En física nuclear se introduce una medida especial de longitud:

$$1 \text{ fermi} = 10^{-16} \text{ m} = 10^{-13} \text{ cm},$$

lo mismo que en física atómica se mide en unidades del primer radio de Bohr en el átomo de hidrógeno (§ 71.5).

Como resultado de los experimentos y los cálculos basados en ellos, se han obtenido una serie de importantes datos acerca de las fuerzas nucleares.

3. Las fuerzas nucleares son *de corto alcance*. Para distancias entre los nucleones de un total de  $2,2 \cdot 10^{-15} \text{ m} = 2,2$  fermi las fuerzas nucleares son ya despreciablemente pequeñas. La longitud de 2,2 fermi se denomina *radio de acción de las fuerzas nucleares*.

4. Las fuerzas nucleares son *independientes de la carga*: la interacción nuclear de dos nucleones no depende en absoluto de si tienen o no carga eléctrica los dos nucleones o sólo uno de ellos. Las fuerzas nucleares de interacción del neutrón con el neutrón, son las mismas que las que actúan entre el neutrón y el protón y el protón con el protón, a iguales condiciones. En el sentido de la interacción nuclear, el protón y el neutrón son partículas iguales. A la conclusión sobre la independencia de la carga de las fuerzas nucleares, se llegó basándose en el minucioso estudio de la dispersión de los protones en los deutones y la dispersión de los neutrones en los protones.

Aquí no podemos profundizar el estudio de este problema. Sin embargo, señalemos que al estudiar la dispersión de

los neutrones en los protones, fue resuelto el importante problema del espín del neutrón (§ 80.2).

Podemos cerciorarnos de la independencia de la carga de las fuerzas nucleares, analizando la diferencia en la energía de enlace de dos de los núcleos más sencillos llamados *especulares*. El núcleo *B* se llama especular respecto del núcleo *A*, si el número de protones en *B* es igual al número de neutrones en *A*, mientras que el número de neutrones en *B* es igual a número de protones en *A*. Con otras palabras, para obtener un núcleo especular hay que sustituir los protones por neutrones y éstos por protones.

Estudiemos los núcleos especulares más sencillos: el núcleo del isótopo «ultrapesado» de hidrógeno, tritio  ${}^3_1\text{H}$  (o bien  ${}^3_1\text{T}$ ) y el núcleo del isótopo ligero de helio  ${}^3_2\text{He}$ . El primero contiene un protón y dos neutrones, el segundo, dos protones y un neutrón. Las energías de enlace de estos núcleos son iguales a 8,49 MeV y 7,72 MeV, respectivamente. En cada uno de los dos núcleos hay tres nucleones, pero en el tritio están ligados con mayor fuerza que en el helio. Si reconocemos la independencia de la carga de las fuerzas nucleares, la diferencia en las energías de enlace, igual a 0,77 MeV, se debe referir a cuenta de la fuerza de repulsión coulombiana de los dos protones en el helio, ya que en el tritio sólo hay un protón. La repulsión mutua de los protones disminuye, por lo visto, la energía de su enlace y, por lo tanto, la de todo el núcleo de helio. Si adoptamos que 0,77 MeV es la energía potencial de la repulsión coulombiana de los protones  $U$ , mediante la fórmula de electrostática  $U = q_1q_2/4\pi\epsilon_0r = e^2/4\pi\epsilon_0r$  podemos hallar la distancia entre los protones, con la cual su energía coulombiana es igual al valor dado. Esta será igual a 1,9 fermi, es decir, del mismo orden que el «radio de acción» de las fuerzas nucleares.

5. Las fuerzas nucleares no son *centrales*. No sólo dependen de la distancia entre las partículas, como tiene lugar en los casos de las fuerzas coulombiana y gravitacional. Las fuerzas nucleares dependen, además de la distancia entre los nucleones, de la orientación de sus espines, es decir, si son paralelos o antiparalelos. Esto se desprende claramente de los experimentos para la dispersión de los neutrones por moléculas de para- y ortohidrógeno. Estos dos tipos de moléculas de hidrógeno se distinguen porque en la molécula de parahidrógeno los espines de los protones son



antiparalelos, mientras que en la molécula de ortohidrógeno, paralelos. Es evidente que si la interacción de los nucleones no depende de la orientación de los espines de los nucleones dispersados y dispersadores, la dispersión de los neutrones transcurriría de igual forma que en el para y ortohidrógeno. No obstante, los experimentos han mostrado que la dispersión de los neutrones en el parahidrógeno y en el ortohidrógeno se diferencia en mucho. Esto certifica la dependencia de las fuerzas nucleares de la orientación de los espines.

6. Para las fuerzas nucleares es característica la  *saturación* , semejante a la saturación de las fuerzas de enlace químico de los electrones de valencia de los átomos en la molécula. La saturación se manifiesta en que el nucleón interactúa no con todos los restantes nucleones del núcleo, sino que sólo con ciertos de sus vecinos más cercanos, pero no con todos, incluso si ellos se encuentran también en los márgenes del radio de acción de las fuerzas nucleares. La saturación de las fuerzas nucleares se desprende del carácter de la dependencia de la energía de enlace de los núcleos del número másico  $A$ . Si no hubiera saturación y cada uno de los  $A$  nucleones interactuara con todos los demás ( $A - 1$ ) nucleones, la energía de enlace del núcleo sería proporcional al número de todos los pares de nucleones en el núcleo, es decir, al número de combinaciones de  $A$  partículas a pares. En algebra se demuestra que este número es igual a  $A(A - 1)/2$ , por consiguiente, la energía de enlace del núcleo debería depender de  $A$  como  $(A^2 - A)/2$ , es decir, como la función cuadrática de  $A$ . Sin embargo, como muestran los datos acerca de las energías de enlace y los defectos de masa en los núcleos, la dependencia de la energía de enlace del número másico  $A$ , es casi lineal. Por consiguiente, las fuerzas nucleares poseen la propiedad de saturación.

Del mismo modo que la saturación de las fuerzas de ligadura química y de valencia provocan la formación de grupos estables de átomos, es decir, moléculas, la saturación de las fuerzas nucleares también condiciona una estabilidad extremadamente alta de determinados grupos de nucleones.

La saturación total de las fuerzas nucleares se alcanza, prácticamente, sólo en las partículas  $\alpha$ , que son la formación estable de dos protones y dos neutrones. La saturación de las fuerzas nucleares puede ser ligada al carácter de corto

alcance de éstas, si suponemos que tras el límite del radio de acción de las fuerzas nucleares de atracción entre los nucleones, actúan fuerzas de repulsión que obstaculizan que penetren en la zona de acción de las fuerzas de atracción demasiados nucleones.

7. El corto alcance de las fuerzas nucleares pudo ser explicado basándose en la suposición acerca del *carácter de intercambio* de dichas fuerzas. La idea de que la interacción entre dos partículas puede realizarse a cuenta del intercambio de una tercera partícula, fue por primera vez expresada en 1934 por I. E. Tamm y D. D. Ivanenko.

En la teoría moderna de los campos físicos, que se estudia en la teoría cuántica de campos, se demuestra que el campo se cuantifica de modo semejante a como se cuantifican las características más importantes de las micropartículas, por ejemplo, su energía. La interacción de intercambio surge como resultado de que las partículas en interacción, parece como si intercambiaran cuantos en el campo correspondiente. Así, la interacción electromagnética se interpreta como el intercambio de cuantos del campo electromagnético, es decir, fotones que se estudiaron en el cap. 68, la gravitación como el intercambio de cuantos del campo gravitatorio, o sea, gravitones.

Hasta la fecha, los gravitones no han sido descubiertos, sin embargo, en la actualidad se realizan trabajos para su hallazgo. Para el descubrimiento de los gravitones, la dificultad experimental más importante con que se tropieza, consiste en la pequeña intensidad de las ondas gravitatorias emitidas por sus posibles fuentes.

En el cuadro de interacciones del campo, hay que considerar que la interacción de las partículas nucleares, los nucleones, también se realiza por medio de un *campo nuclear* especial, mediante el intercambio de cuantos de este campo. Un tiempo relativamente largo se tardó en aclarar qué eran en realidad los cuantos del campo nuclear. Primero consideraban que deberían ser electrones, lo cual parecía ser certificado por la emisión de electrones durante la desintegración  $\beta$ . Aunque no hay electrones en los núcleos (§ 80.4) éstos pueden aparecer durante ciertos procesos que transcurren en el interior de los núcleos y, que como se suponía, podrían ser portadores de interacciones y entre los nucleones. I. E. Tamm demostró que los electrones no pueden ser cuantos del campo nuclear. Esto contradiría los datos

experimentales, es decir, al pequeño radio de acción de las fuerzas nucleares y a la gran fuerza de enlace de los núcleos.

De forma teórica, los cuantos del campo nuclear fueron fundamentados en 1935 por H. Yukawa. Resultaron ser unas partículas con masa en reposo más de 200 veces mayor que la del electrón. Estas partículas recibieron el nombre de *mesones*, ya que su masa en reposo es intermedia entre las masas del electrón y el nucleón (del griego *mesos*, medio, intermedio). De inmediato, los mesones de Yukawa fueron hallados de forma experimental y se les llamó mesones  $\pi$  o bien piones, ya que fueron descubiertos también mesones con otra masa (§ 83.3).

La idea de Yukawa puede ser comprendida, lo mismo que ser valorada con aproximación la masa de este mesón, partiendo de los siguientes razonamientos.

La interacción de dos nucleones puede ser representada con evidencia del modo siguiente. En el entorno de un nucleón surge (nace) un mesón, que se desplaza hacia otro nucleón y es absorbido por él. El tiempo  $\Delta t$  de propagación del mesón de un nucleón a otro es el tiempo de su interacción. En este lapso, las energías de los nucleones que actúan mutuamente, varían: la del nucleón que cede el mesón disminuye, la del nucleón que absorbe el mesón, aumenta. Podemos decir que en el intervalo de tiempo  $\Delta t$  existe incertidumbre en la energía de cada uno de los nucleones en interacción, ya que es imposible decir cuando abandonó el mesón uno de los nucleones y cuando lo absorbía el otro. De acuerdo con el principio de incertidumbre de Heisenberg (§ 70.2), la incertidumbre de la energía  $\Delta \mathcal{E}$  está relacionada con el tiempo de su existencia por la relación  $\Delta \mathcal{E} \cdot \Delta t \approx \hbar$ . Como la incertidumbre de energía está ligada a la pérdida o adquisición de un mesón, ésta no puede ser menor que la energía del mesón. Para simplificar, supongamos que  $\Delta \mathcal{E}$  es igual a la energía en reposo del mesón:

$$\Delta \mathcal{E} = \mathcal{E}_0 = m_\pi c^2,$$

donde  $m_\pi$  es la masa en reposo del mesón  $\pi$ . Por lo tanto,

$$\Delta t \approx \hbar / \Delta \mathcal{E} \approx \hbar / m_\pi c^2.$$

Vamos a considerar que los mesones en el núcleo son partículas relativistas, es decir, se mueven a velocidades  $v$  próximas a la de la luz en el vacío  $c$ . Para mayor sencillez sea  $v = c$ . Ya que por intermedio del mesón se efectúa

la interacción entre los nucleones, la distancia  $R_\pi$  que recorrerá el mesón, será igual al radio de acción de las fuerzas nucleares: hagamos  $R_\pi = 1,5$  fermi. Por consiguiente,

$$R_\pi = v \Delta t = c \Delta t \approx c\hbar/(m_\pi c^2) = \hbar/(m_\pi c), \quad (80.8)$$

de donde

$$m_\pi = \hbar/(R_\pi c). \quad (80.9)$$

Si ponemos los datos numéricos en la anterior relación, podremos calcular la masa del mesón de Yukawa  $m_\pi$ , que será igual a  $m_\pi \approx 250 m_e$ , donde  $m_e$  es la masa en reposo del electrón. De acuerdo con los datos modernos, la masa en reposo del pión es igual a 264 ó 273 masas electrónicas, en función del tipo del pión y, además, de si está cargado o no cargado (§ 83.4).

Como vemos, cálculos muy aproximados nos dan un resultado por completo satisfactorio. La relación (80.8) define el radio de acción de las fuerzas, cuya transmisión se realiza mediante partículas con masa en reposo determinada. De la fórmula (80.8) vemos que este radio es igual a la longitud de onda de Compton (efecto Compton) de una partícula con la correspondiente masa en reposo (§ 68.6).

La relación (80.8) con la masa prefijada del mesón  $\pi$ , determina el radio de acción de las fuerzas nucleares. Esta relación puede ser interpretada de la manera siguiente. Durante el tiempo  $\Delta t = \hbar/m_\pi c^2 \approx 10^{-23}$  s, de forma constante se emiten y absorben mesones  $\pi$  que aquí intervienen como procedimiento para la descripción de la interacción de los nucleones con ayuda del campo de mesones. Estos mesones  $\pi$  son virtuales. Si al nucleón se le comunica energía complementaria al chocar con otros nucleones, en lugar del mesón  $\pi$  virtual, el nucleón emite un mesón  $\pi$  real (pión) (§ 83.4).

Si en calidad de cuantos del campo consideramos los fotones, obtendremos  $R_f = \infty$ , ya que su masa en reposo es igual a cero. Esto significa, que el radio de acción de las fuerzas electromagnéticas es infinitamente grande: al realizar la interacción, los fotones pueden recorrer distancias cuan se quiera grandes. Esto corresponde al conocido concepto de que las fuerzas electromagnéticas (eléctricas y magnéticas) disminuyen con lentitud al aumentar las distancias entre las cargas o corrientes que actúan recíprocamente, reduciéndose a cero en el infinito.

## § 80.6. Dimensiones de los núcleos

1. En relación con los experimentos de Rutherford para la dispersión de las partículas  $\alpha$  mediante núcleos, fue indicado el método de estimación de las dimensiones de los núcleos. Estas dimensiones obtenidas según el método indicado, dependen no sólo de las propiedades del propio núcleo, sino que también de la energía de la partícula  $\alpha$  que lo bombardea. La dimensión del núcleo determinada por este método, está condicionada por las fuerzas coulombianas, que tienen radio de acción mucho mayor que las fuerzas nucleares específicas.

2. Como *dimensión lineal propia del núcleo* hay que entender su dimensión condicionada por las fuerzas nucleares de interacción de sus nucleones. Al determinar las dimensiones del núcleo conviene tomar en consideración que el núcleo es un sistema de partículas que se somete a la mecánica cuántica y, por lo tanto, al principio de incertidumbre de Heisenberg. Por esta causa, las dimensiones de la región en la que se hallan las partículas nucleares, pueden ser prefijadas sólo con la precisión que permite dicho principio. Dicho en otros términos, los límites de la región, llamada dimensiones del núcleo, están «difuminados» por necesidad. Esto también se refiere por completo a la apreciación de la región del espacio ocupada en el átomo por los electrones, es decir, a la definición de las dimensiones del átomo en su conjunto.

3. De manera experimental, la dimensión del núcleo puede ser determinada al estudiar la dispersión de las partículas eléctricamente neutras en los núcleos, cuando aquellas tienen energía suficientemente grande, así como los electrones de energías ultraaltas. Los experimentos para la dispersión de los neutrones en los núcleos ha mostrado que el radio del núcleo aumenta con el crecimiento del número másico, según la ley

$$R = R_0 \sqrt[3]{A}, \text{ donde } R_0 \approx (1,4 \dots 1,5) \text{ fermi.} \quad (80.10)$$

La fórmula (80.10) puede ser interpretada del modo siguiente. El núcleo es un conjunto de partículas de dimensiones aproximadamente iguales, situadas a iguales distancias las unas de las otras, de manera que para cada partícula corresponde un volumen «eficaz» igual. Entonces, el volumen del núcleo será proporcional al número de nucleones

que hay en él, lo que expresa la fórmula (80.10). En efecto, si  $R$  es el radio del núcleo y  $R_0$ , el «radio» de un nucleón, tendremos la igualdad  $(4/3)\pi R^3 = (4/3)\pi R_0^3 A$ , de donde se deduce la fórmula (80.10).

Los núcleos más pesados, por ejemplo los de uranio, tienen secciones «transversales» cerca de  $3 \cdot 10^{-28} \text{ m}^2$ , mientras que sus radios se aproximan por el orden de su valor a  $10^{-14} \text{ m}$ .

4. Haciendo uso de la fórmula (80.10) podemos calcular la densidad media  $\rho$  de la sustancia nuclear. Suponiendo que el núcleo tiene la forma de una esfera de radio  $R$ ,

$$\rho = \frac{M_N}{(4/3)\pi R^3}. \quad (80.11)$$

Aquí  $M_N$  es la masa del núcleo. Si aceptamos la masa del núcleo  $M_N = m_n A$ , donde  $m_n$  es la masa del neutrón,

$$\rho = \frac{1,675 \cdot 10^{-27}}{(4/3)\pi (1,5 \cdot 10^{-15})^3} \approx 1,3 \cdot 10^{17} \text{ kg/m}^3.$$

Señalemos que la densidad de la sustancia nuclear no depende del número  $A$  de nucleones en el núcleo. El resultado muestra que la densidad de la sustancia nuclear es colosal, no puede ser comparada con la densidad de las sustancias corrientes, que constan de átomos de los elementos químicos y sus compuestos.

## § 80.7. Modelo nuclear de la gota líquida

1. En la actualidad no hay aún conocimientos completos sobre las fuerzas nucleares, lo que hace imposible la creación de la teoría completa del núcleo atómico. Por esta razón, en física del núcleo son empleados diversos modelos de éste, que permiten describir y calcular diferentes magnitudes que caracterizan las propiedades de los núcleos y los procesos que en ellos transcurren. Diferentes modelos son como fotografías de un mismo cuadro, pero desde distintas posiciones. Cada una de ellas da la representación sólo de ciertas propiedades de los núcleos atómicos.

Aquí vamos a examinar sólo el modelo más sencillo del núcleo, es decir, de la gota líquida. Se ha elegido este modelo a causa de que es relativamente sencillo. Además, permite describir de forma cuantitativa no sólo ciertas propiedades de los núcleos, sino también el proceso de su desintegración. Este tiene gran importancia para conocer

los fundamentos físicos de la energía nuclear (véase el cap. 82).

2. Desde el punto de vista histórico, el modelo de la gota líquida fue propuesto en 1936 por Ya. I. Frenkel y desarrollado por Bohr y Weizsaecker. En este modelo se hace uso de la analogía entre el núcleo atómico y una gota de agua cargada. Por ejemplo, de modo semejante a las fuerzas nucleares de corto alcance, las fuerzas de interacción entre las moléculas de un líquido tienen pequeño radio de acción. Las fuerzas nucleares, como las que actúan entre las moléculas de un líquido, poseen la propiedad de saturarse. Además, para una gota de líquido es característica la densidad constante de su sustancia (para las condiciones externas prefijadas, o sea, temperatura y presión), que no depende de la cantidad de partículas que constituyen la gota. Como ya sabemos, el núcleo tiene una energía específica de enlace aproximadamente constante y una densidad permanente, que no depende del número de nucleones que hay en el núcleo. Por último, la analogía entre el núcleo y la gota líquida se manifiesta en que en los dos casos se observa una determinada movilidad de las moléculas que forman la gota y los nucleones que constituyen el núcleo.

Sin embargo, hay que remarcar una vez más que el núcleo-gota debe considerarse *cargado* y sometido a las leyes de mecánica cuántica. Por esta causa, el núcleo se distingue en esencia de la gota líquida.

Durante la confección del modelo nuclear de la gota líquida, tuvo considerable importancia el crecimiento gradual de la razón  $(A - Z)/Z$  de la unidad hasta 1,6 al final del sistema, junto con el aumento de  $Z$  y  $A$ . La mayor estabilidad se observa en aquellos núcleos que son caracterizados por la misma «concentración» de protones y neutrones. El crecimiento de la razón  $(A - Z)/Z$ , junto con el aumento de  $A$ , significa que crece la concentración de neutrones en el «líquido nuclear». A cuenta del aumento de la energía coulombiana de repulsión de los protones, que aumenta de forma proporcional a  $Z^2$ , decrece la concentración de protones y, correspondientemente, aumenta la concentración de neutrones en el núcleo-gota.

3. La base teórica del modelo de la gota líquida del núcleo fue la fórmula de Weizsaecker para la energía total del núcleo, que en dicha fórmula está representada como la suma de seis términos:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 + \mathcal{E}_3 + \mathcal{E}_4 + \mathcal{E}_5 + \mathcal{E}_6. \quad (80.12)$$

El primer término  $\mathcal{E}_1$  es la energía en reposo del núcleo, ligada con las masas en reposo de los nucleones que forman el núcleo (§§ 80.3, 80.4):

$$\mathcal{E}_1 = [Zm_p + (A - Z)m_n] c^2.$$

El segundo término  $\mathcal{E}_2$  toma en consideración el desprendimiento de energía al formarse el núcleo de los nucleones, es decir, la energía de enlace del núcleo. Es negativo, ya que la energía de enlace *se desprende* durante la fusión nuclear. Como fue aclarado en el § 80.4, la energía específica de enlace para un nucleón puede ser considerada, con la primera aproximación, igual para todos los núcleos, por lo tanto, la energía total de enlace en el núcleo es proporcional al número  $A$  de nucleones en el núcleo:

$$\mathcal{E}_2 = -\alpha_1 A,$$

con ello, el coeficiente  $\alpha_1$  debe ser hallado a base de datos experimentales.

El tercer término  $\mathcal{E}_3$  tiene en cuenta la llamada *energía superficial del núcleo*, semejante a dicha energía en los líquidos (§ 34.7). Lo mismo que las moléculas que se hallan en la capa superficial del líquido, los nucleones exteriores, situados en los límites del núcleo, sufren atracción unilateral por parte de los nucleones interiores, la que está dirigida al interior del núcleo. Esto condiciona una energía potencial complementaria de los nucleones exteriores y, por lo tanto, de todo el núcleo. Como en el caso de un líquido, la energía superficial del núcleo es proporcional al área de su superficie:

$$\mathcal{E}_3 = \sigma \cdot 4\pi R^2,$$

donde  $\sigma$  es el coeficiente de la tensión superficial del núcleo (§ 34.7). Como de acuerdo con (80.10) el radio del núcleo es proporcional a  $A^{1/3}$ , la expresión para  $\mathcal{E}_3$  se puede escribir así:

$$\mathcal{E}_3 = \alpha_2 A^{2/3},$$

donde  $\alpha_2$  es un nuevo coeficiente de proporcionalidad que también debe ser obtenido en los experimentos.

El cuarto término tiene en cuenta la energía potencial positiva de la repulsión coulombiana de los protones en el núcleo:

$$\mathcal{E}_4 \approx \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 R} \approx \frac{(Ze)^2}{4\pi\epsilon_0 R},$$

donde  $\epsilon_0$  es la constante dieléctrica en unidades del SI. Sustituyendo  $R$  de acuerdo con (80.11), obtenemos

$$\mathcal{E}_4 = \alpha_3 Z^2 A^{-1/3},$$

donde el coeficiente  $\alpha_3$  puede ser calculado de modo teórico.

La magnitud  $\mathcal{E}_5$  tiene en cuenta la diversa estabilidad de los núcleos que contienen diferente número de protones y neutrones. La estabilidad del núcleo está ligada directamente con su energía, con la particularidad de que, como siempre, el estado de un sistema de partículas es tanto más estable, cuanto menor es su energía. Los más estables, por lo que tienen la mayor energía específica de enlace, son los núcleos que contienen igual número de protones y neutrones:



$Z = A - Z$ , es decir,  $A = 2Z$ ;  $A - 2Z = 0$ . La desviación relativa de la igualdad del número de protones y neutrones es igual a  $(A - 2Z)/A$ . Por consiguiente, la energía adicional que corresponde a un nucleón, condicionada por la desigualdad del número de protones y neutrones en el núcleo, será función de dicha razón. Su forma exacta es desconocida. Considerando que ella no depende del signo del argumento  $(A - 2Z)/A$ , es decir, de qué partículas son precisamente mayoría en el núcleo, los protones o neutrones, se supone que esta función es cuadrática:

$$\frac{\mathcal{E}_5}{A} = \alpha_4 \left( \frac{A - 2Z}{A} \right)^2 \text{ o bien } \mathcal{E}_5 = \alpha_4 \frac{(A - 2Z)^2}{2},$$

donde el coeficiente  $\alpha$  se halla en los datos experimentales.

Por fin, el último término en (80.12) toma en consideración el hecho de que la interacción entre los nucleones depende de la orientación de sus espines. Esto lleva a que en los núcleos con número par de protones y neutrones, la energía de enlace es la máxima, mientras que en los núcleos con número impar de protones y neutrones, la mínima. Esta diferencia en la energía de enlace de los núcleos tiene en cuenta la magnitud  $\mathcal{E}_6$ . A causa de las dificultades para la elección unívoca de dicha magnitud en dependencia de  $A$ , con frecuencia se hace uso de la siguiente:

$$\mathcal{E}_6 = \pm \alpha_5 \cdot A^{-3/4},$$

donde  $\alpha_5$  es un coeficiente que se halla de forma empírica. Los signos más y menos se refieren a los núcleos con número par de protones y neutrones y a los núcleos con número impar de unas y otras partículas.

De acuerdo con su definición según la fórmula (80.5), la energía de enlace del núcleo es la diferencia entre la energía en reposo de los nucleones que lo forman y la energía completa del núcleo:

$$\Delta\mathcal{E}_{\text{en}} = \mathcal{E}_1 - \mathcal{E}. \quad (80.13)$$

En la actualidad se toman los siguientes valores numéricos de los coeficientes en la fórmula de Weizsaecker:  $\alpha_1 = 15,75$  MeV;  $\alpha_2 = 17,8$  MeV;  $\alpha_3 = 0,71$  MeV;  $\alpha_4 = 23,7$  MeV;  $\alpha_5 = 34$  MeV. Poniendo estos valores en (80.13), obtenemos la siguiente fórmula para la energía de enlace del núcleo:

$$\Delta\mathcal{E}_{\text{en}} = 15,75A - 17,8A^{2/3} - 0,71 Z^2 A^{-1/3} - 23,7 (A - 2Z)^2 A^{-1} \pm 34A^{-3/4}. \quad (80.14)$$

4. Hasta el momento no hemos introducido criterio alguno para determinar la estabilidad del núcleo atómico. Demos el nombre de estables a tales núcleos atómicos cuya composición no varía con el tiempo.

La fórmula semiempírica (80.14) para la energía de enlace del núcleo permite establecer correlaciones entre la carga  $Z$  del núcleo y su número másico  $A$ , para los que los núcleos resultan ser los más estables. Estudiemos los núcleos que tienen los datos  $A$  ( $A = \text{const}$ ), es decir, isóbaros que

se distinguen por la carga del núcleo  $Z$ . Para semejantes núcleos la energía de enlace  $\Delta\mathcal{E}_{en}$ , definida por la fórmula (80.14), será únicamente función de  $Z$ . Partiendo de consideraciones generales, se puede establecer el criterio de estabilidad de los núcleos. Es evidente, que para el valor de  $A$  dado, los núcleos más estables serán aquellos que tienen los valores de  $Z$  correspondientes al valor mínimo de la energía total  $\mathcal{E}$  del núcleo. Estos valores de  $Z_{est}$  pueden ser hallados de la condición que expresa el mínimo de energía del núcleo. Un cálculo que omitimos, nos lleva a la fórmula

$$Z_{est} = A/(2 + 0,015 A^{2/3}). \quad (80.15)$$

En calidad de  $Z_{est}$  hay que tomar el valor entero más cercano al obtenido por la fórmula (80.15), que concuerda bien con los datos experimentales. De ella, en particular, sigue que para núcleos no muy pesados  $Z_{est} \approx A/2$ , o sea, el número de protones en el núcleo es igual al de neutrones.

## Capítulo 81

### RADIOACTIVIDAD NATURAL

#### § 81.1. Generalidades acerca de las radiaciones radiactivas

1. Recibe el nombre de *radiactividad natural* la transformación espontánea de unos núcleos atómicos en otros. Se acompaña por la emisión de determinadas partículas (rayos  $\alpha$  y  $\sigma$ , antineutrino y neutrino) y de la radiación electromagnética (rayos  $\gamma$ ). Por regla, la radiactividad natural se observa en los núcleos pesados, situados al final del Sistema Periódico de Mendeléiev, tras el plomo. No obstante, también hay núcleos ligeros con radiactividad natural: los isótopos de potasio  $^{40}_{19}\text{K}$ , de carbono  $^{14}_6\text{C}$ , de rubidio  $^{87}_{37}\text{Rb}$ , etc.

La radiactividad natural fue descubierta en 1896 por A. Becquerel. Éste se ocupaba del estudio del problema acerca de si acompaña o no la fluorescencia de cualquier naturaleza la radiación de rayos X. Becquerel realizaba

experimentos con sales de uranio, algunas de las cuales tienen capacidad fluorescente y actúan sobre la placa fotográfica. Becquerel reveló que los compuestos de uranio, que durante muchos años se encontraban en la oscuridad, continuaban actuando sobre la placa fotográfica, con la particularidad de que la acción más fuerte era ejercida por el uranio metálico. Este hecho le hizo llegar a la conclusión de que el uranio emite rayos especiales.

Las investigaciones mostraron que estos rayos penetran a través de finas pantallas metálicas e ionizan los gases por los que pasan. Una particularidad admirable de la radiación descubierta era su *espontaneidad* y *constancia*, completa independencia de la variación de las condiciones externas: iluminación, presión y temperatura.

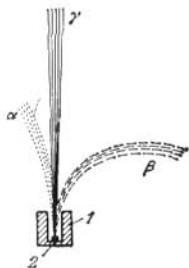


Fig. 81.1.

Pierre y Marie Curie descubrieron que la uraninita es capaz de crear una radiación cuya intensidad supera cuatro veces la de la radiación de uranio. Esto ofreció la base para buscar una fuente de radiación más potente que el uranio. En 1898 Pierre y Marie Curie descubrieron dos nuevos elementos [radiactivos: polonio y radio ( $^{210}_{84}\text{Po}$ ) ( $^{226}_{88}\text{Ra}$ )].

Las sustancias que emitían nuevas radiaciones fueron llamadas *radiactivas*, mientras que la nueva propiedad de la materia, relacionada con la presencia de radiaciones especiales, *radiactividad*.

2. De inmediato después del descubrimiento de polonio y radio fue establecida la heterogeneidad de las radiaciones que emiten. Resultó, que la radiación consta de tres tipos de rayos:  $\alpha$ ,  $\beta$  y  $\gamma$ . El análisis de la composición de la radiación se realizó según la desviación de las radiaciones radiactivas en el campo magnético. En la fig. 81.1 es mostrado el esquema de separación de los rayos  $\alpha$ ,  $\beta$  y  $\gamma$  en el campo magnético, dirigido perpendicularmente al plano de la figura, de arriba abajo: 1—recipiente de plomo de gruesas paredes, 2—elemento radiactivo Ra. El carácter de la desviación de los rayos en el campo magnético nos muestra que los rayos  $\alpha$  portan carga positiva, los rayos  $\beta$ , negativa, los rayos  $\gamma$  no tienen carga.

Posteriores investigaciones han mostrado que los rayos  $\alpha$  son un flujo de núcleos de helio. Para aclarar la naturaleza de los rayos  $\alpha$ , Rutherford efectuó el siguiente experimento. Una ampolla de vidrio con gas radiactivo radón ( ${}^{222}_{86}\text{Rn}$ ) fue ubicado en un recipiente de vidrio en el que se creó vacío profundo. Las partículas  $\alpha$  emitidas por el radón eran absorbidas por las paredes del recipiente y, con esto, se transformaban en átomos de helio, cada uno de los cuales se unía dos electrones. Los átomos de helio formados se desprendían de las paredes del recipiente al calentarlo.

El análisis del espectro del gas en el recipiente, mostró que coincide realmente con el espectro de radiación de helio. De esta forma se confirmó que las partículas  $\alpha$  emitidas por el radón se convertían en helio. El estudio de la desviación de los rayos  $\alpha$  en los campos magnético y eléctrico, permitió medir la carga específica de la partícula  $\alpha$   $q/m_\alpha$  ( $m_\alpha$  es la masa de dicha partícula) y certificó que las representaciones sobre su naturaleza eran correctas. La carga de la partícula  $\alpha$  es igual a  $2e$ , mientras que su masa coincide con la del núcleo del isótopo de helio  ${}^4_2\text{He}$ .

3. Los rayos  $\beta$  son un flujo de electrones en rápido movimiento, cuya velocidad supera la de los rayos catódicos (electrónicos) corrientes. La energía de las partículas  $\beta$  alcanza 10 MeV. Su velocidad se aproxima a la de la luz en el vacío. Las mediciones de la carga específica  $q/m_\beta$ , donde  $m_\beta$  es la masa de la partícula, certificaron las conclusiones acerca de la naturaleza de los rayos  $\beta$ .

4. Los rayos  $\gamma$  son una radiación electromagnética dura, que entre todas las radiaciones radiactivas tienen el mayor poder de penetración. Los rayos  $\gamma$  proporcionan una ionización relativamente débil de la sustancia por la que pasan. La naturaleza electromagnética de los rayos  $\gamma$  y sus propiedades fueron estudiadas mediante los mismos métodos que se utilizaron al estudiar el origen y las propiedades de los rayos X (§ 62.5).

Los datos fundamentales sobre las propiedades de los rayos  $\gamma$  fueron obtenidos al estudiar su absorción y dispersión en la sustancia. Los rayos  $\gamma$  tienen mayor frecuencia que los rayos X y las propiedades cuánticas en los primeros se manifiestan en mayor grado que en los segundos.

5. Por medio de experimentos fue establecido que todas las radiaciones radiactivas ejercen influjo químico, provocan el ennegrecimiento de las placas fotográficas. Las radia-

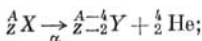
ciones radiactivas llaman la ionización de los gases y, a veces, de los cuerpos condensados por los que ellos pasan, excitan la fluorescencia de una serie de sólidos y líquidos. Estas propiedades sirven de base para los métodos experimentales de descubrimiento e investigación de las propiedades de los rayos radiactivos (§ 81.8)

### § 81.2. Reglas de desplazamiento durante las transformaciones radiactivas

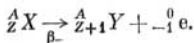
1. Los experimentos de Rutherford, dedicados a la aclaración de la naturaleza de los rayos  $\alpha$ , mostraron que el decrecimiento del radón radiactivo con el tiempo transcurre según la ley  $e^{-bt}$ , donde  $b$  es cierta magnitud constante. Resultó que dicha constante, que caracteriza el transcurso del proceso radiactivo en el tiempo, no depende en absoluto de las condiciones externas, así como de la concentración de los átomos radiactivos. Como fue aclarado, la desintegración del radio en las sales  $\text{RaCl}_2$  y  $\text{RaBr}_2$  sólo depende de la cantidad de átomos de radio en esos compuestos, es decir, la velocidad del proceso no es función de si se desintegra la sustancia en forma de un elemento químicamente puro o de sus compuestos. Todos estos factores nos llevan a la conclusión de que las *transformaciones radiactivas son una propiedad de los núcleos atómicos*, que pueden sufrir de modo espontáneo semejantes transformaciones.

2. Las transformaciones de los núcleos, acompañados por la emisión de rayos  $\alpha$  y  $\beta$  reciben, respectivamente, el nombre de *desintegración  $\alpha$*  y  *$\beta$* . El término «desintegración  $\gamma$ » no existe. El núcleo que se desintegra denomínase *precursor*, mientras que el núcleo, producto de la desintegración, *hijo*. Al analizar los resultados de las desintegraciones radiactivas, por vías experimentales, fueron descubiertas las *reglas de desplazamiento* durante las desintegraciones radiactivas:

durante la desintegración  $\alpha$ :



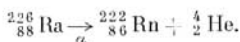
durante la desintegración  $\beta$ :



Aquí X es el símbolo químico de núcleo precursor, Y, del hijo,  ${}^4_2\text{He}$ , el núcleo del isótopo de helio,  ${}^0_{-1}\text{e}$ , designación del electrón: su carga es igual a  $-1$  (en unidades de carga elemental  $e$ ), mientras que el número másico es igual a cero, ya que la masa del electrón es 1836 veces menor que la del protón.

Las reglas de desplazamiento son corolarios de dos leyes de la conservación que se cumplen durante las desintegraciones radiactivas, es decir, de la conservación de la carga eléctrica y del número másico: la suma de cargas (así como de los números másicos) de los productos de desintegración es igual a la carga (número másico) de núcleo inicial.

La desintegración del radio con desprendimiento de radón y una partícula  $\alpha$  ilustra dichas reglas:



La desintegración  $\alpha$  hace disminuir el número másico en 4 y el número de carga nuclear en 2, es decir, desplaza el elemento en dos células a la izquierda en el sistema de Mendeléiev. La desintegración  $\beta$  no hace variar el número másico, mientras que hace aumentar en 1 el número de carga nuclear, es decir, desplaza el elemento a una célula a la derecha en el sistema de Mendeléiev.

3. Por regla el núcleo hijo, obtenido como resultado de la desintegración radiactiva, es también radiactivo. Su núcleo hijo, que ya es «nieto» respecto del inicial, puede asimismo ser radiactivo, etc. Así surge una cadena de transformaciones radiactivas y los núcleos relacionados con esta cadena forman una *serie* o *familia radiactiva*. Los miembros de las series radiactivas son los isótopos radiactivos de los elementos, situados en las células correspondientes del Sistema Periódico.

Los núcleos radiactivos naturales forman tres *familias radiactivas*, que se denominan por el nombre del elemento que encabeza la serie: familia de uranio ( ${}^{238}_{92}\text{U}$ ), de torio ( ${}^{232}_{90}\text{Th}$ ) y de actinio ( ${}^{235}_{89}\text{Ac}$ ). Además, existe una familia radiactiva más, obtenida de forma artificial y que comienza en el elemento transuránico neptunio ( ${}^{237}_{93}\text{Np}$ ). El paso de un miembro a otro de cada una de las familias radiactivas naturales transcurre por una cadena de desintegraciones  $\alpha$  y  $\beta$  y se acaba en los núcleos estables de los isótopos de

plomo. La familia de torio se acaba en el núcleo  ${}_{82}^{208}\text{Pb}$ , de uranio en  ${}_{82}^{206}\text{Pb}$ , de actinio en  ${}_{82}^{207}\text{Pb}$ . La familia de neptunio termina en el núcleo de vismuto  ${}_{83}^{209}\text{Bi}$ .

No conociendo con detalle, cuál miembro de la serie dada sufre desintegración  $\alpha$  o  $\beta$ , con absoluta determinación podemos decir cuántas desintegraciones  $\alpha$  y  $\beta$  deben producirse para que el núcleo inicial dado se convierta en el núcleo final prefijado. Como ejemplo, hallemos cuántas desintegraciones  $\alpha$  y  $\beta$  sufre el núcleo de uranio para transformarse en el de plomo:  ${}_{92}^{238}\text{U} \rightarrow \dots \rightarrow {}_{82}^{206}\text{Pb}$ .

El número de desintegraciones  $\alpha$ ,  $n_\alpha$  se halla de inmediato si dividimos la diferencia de números másicos del núcleo inicial y final por 4, ya que dicho número sólo varía durante la desintegración  $\alpha$ , con la particularidad de que en una desintegración disminuye en 4. Para nuestro ejemplo  $n_\alpha = (A_1 - A_2)/4 = 8$ .

Para hallar el número de desintegraciones  $\beta$   $n_\beta$  nos dirigimos a la variación del número de carga nuclear. Ha disminuido en  $92 - 82 = 10$  unidades. Sin embargo, hay que tener en cuenta que con la desintegración  $\alpha$  el número de carga disminuye en 2, con la desintegración  $\beta$ , en 1. De este modo obtenemos la ecuación para determinar el número de desintegraciones  $\beta$ :  $Z_1 - Z_2 = 2n_\alpha - n_\beta$ ;  $2n_\alpha - n_\beta = 10$ . Como ya conocemos el valor de  $n_\alpha$ , obtenemos  $n_\beta = 6$ . De esta manera resulta que durante la transformación en plomo, el núcleo de uranio sufre ocho desintegraciones  $\alpha$  y seis  $\beta$ .

### § 81.3. Ley fundamental de la desintegración radiactiva

1. Las desintegraciones radiactivas disminuyen con el tiempo el número de núcleos precursores no desintegrados. Hallemos la ley según la que transcurre el decrecimiento del número de núcleos que se desintegran. Sea que en el momento inicial de tiempo  $t = 0$  hay  $N_0$  núcleos del elemento radiactivo X. Aclaremos qué número de núcleos de este elemento quedarán sin desintegrarse en el momento de tiempo  $t$  tomado al azar. A causa del carácter espontáneo del proceso de desintegración, es natural suponer que en transcurso de un intervalo de tiempo mayor se desintegrará un número más grande de núcleos. Además, durante el lapso dado, por ejemplo en el transcurso de un minuto, se desintegran tanto

más núcleos, cuanto más núcleos hay. Estas dos suposiciones son la base para obtener la ley de las transformaciones radiactivas. Si designamos por  $N$  el número de núcleos no desintegrados en el momento de tiempo  $t$ , y el número de núcleos no desintegrados en el momento  $t + dt$  por  $N - dN$ , la variación del número de núcleos no desintegrados, es decir, el número de núcleos desintegrados, será proporcional a  $N$  y  $dt$ , o sea,

$$dN \sim N dt \quad \text{o bien} \quad dN = -\lambda N dt, \quad (81.1)$$

donde el coeficiente positivo de proporcionalidad  $\lambda$  recibe el nombre de *constante de desintegración* o bien constante radiactiva para el tipo dado de núcleos. El signo menos en el segundo miembro de (81.1) quiere decir que  $dN$  debe ser negativo, es decir, se produce la desintegración de los núcleos, la disminución del número de núcleos no desintegrados. Su número final es menor que el inicial. De la relación (81.1) sigue que la constante de desintegración es de por sí el decrecimiento relativo del número de núcleos que sufren desintegración por la unidad de tiempo:

$$\lambda = - \frac{dN/N}{dt}. \quad (81.2)$$

Con otras palabras, la constante de desintegración caracteriza la parte de núcleos que se desintegra por la unidad de tiempo, es decir, determina la *velocidad* de desintegración radiactiva. La constante  $\lambda$  no depende de las condiciones externas y sólo se determina por las propiedades internas del núcleo y tiene la dimensión  $[\lambda] = T^{-1}$ .

2. Con ayuda de la relación (81.1) se puede resolver el problema que fue planteado en el p. 1: hallar la ley de transcurso en el tiempo del proceso de desintegración radiactiva. De forma análoga a como lo hicimos en el § 72.8, dividamos la expresión (81.1) e integremos la ecuación obtenida:

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

Después de la integración tenemos  $\ln(N/N_0) = -\lambda t$ , definitivamente,

$$N = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (81.3)$$



Aquí  $N_0$  es el número inicial de núcleos radiactivos que existía en el momento que aceptamos como comienzo de registro del tiempo, es decir, para  $t = 0$ ,  $N$ , el número de núcleos radiactivos en el momento de tiempo  $t$ . En la fig. 81.2 se muestra la dependencia entre  $\ln(N/N_0)$  y el tiempo  $t$ . Esta nos permite determinar la constante de desintegración  $\lambda$  por la inclinación de la recta. Se puede mostrar que  $\operatorname{tg} \alpha = \lambda K$  (compárese con la pág. 259).

3. Para apreciar la estabilidad de los núcleos radiactivos respecto de la desintegración, para juzgar acerca de

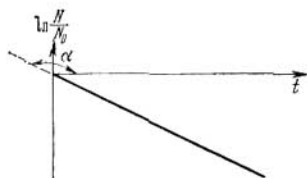


Fig. 81.2.

la velocidad de desintegración, en la práctica se usa con mayor frecuencia no la constante de desintegración  $\lambda$ , sino la magnitud de período de semidesintegración  $T_{1/2}$ . Así se denomina el tiempo durante el cual se desintegra la mitad de la cantidad inicial de núcleos o el tiempo, al pasar el

cual queda no desintegrada la mitad del número inicial de núcleos:  $t = T_{1/2}$  si  $N(T_{1/2}) = N_0/2$ . De esta definición, sobre la base de ley de desintegración (81.3), obtenemos la relación entre  $T_{1/2}$  y  $\lambda$ :  $N_0/2 = N_0 \exp(-\lambda T_{1/2})$ , de donde mediante la reducción de  $N_0$  y la logaritmación, tendremos

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}, \text{ o bien } \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{0,693} T_{1/2} = 1,44 T_{1/2}. \quad (81.4)$$

Los períodos de semidesintegración de diversos elementos radiactivos naturales oscilan en márgenes muy amplios. El período de semidesintegración de uranio constituye 4,5 mil millones de años, de radio 1590 años, de protactinio 32 000 años, de radón 3,825 días y de radio-C (uno de los isótopos de polonio)  $1,5 \cdot 10^{-4}$  s. El período de semidesintegración de ciertos elementos radiactivos producidos de modo artificial, constituye millonésimas y cienmillonésimas partes de segundo.

4. La constancia del período de semidesintegración  $T_{1/2}$  (o bien  $\lambda$ ) para el elemento radiactivo dado significa que estas magnitudes son las características de enormes

conjuntos de núcleos atómicos. La desintegración radiactiva es un proceso estadístico (§ 81.6).

En relación con el concepto de período de semidesintegración, surge a veces la representación falsa de que si el período de semidesintegración es igual a  $T_{1/2}$ , el período total de desintegración es igual a  $2T_{1/2}$ . Esto no es así. Si después de un tiempo igual a  $T_{1/2}$  queda la mitad de la cantidad inicial de núcleos ( $N_0/2$ ), al pasar un tiempo  $2T_{1/2}$  quedará la mitad de la mitad de  $N_0$ , es decir,  $1/4$  de la cantidad inicial, después de  $3T_{1/2}$ , la mitad de  $N_0/4$ , es decir,  $N_0/8$ , etc.

#### § 81.4. Actividad y su medición

1. Es lógico que surja la pregunta: ¿cómo medir un período de semidesintegración muy grande o muy pequeño? La aplicación directa de la ley de desintegración (81.3) no sirve para este fin. Pero viene en nuestra ayuda el hecho de que los productos de la desintegración radiactiva, por regla, también son radiactivos. Por esta causa, la cantidad de núcleos hijo, hablando en general, varía con el tiempo. No obstante, puede llegar el llamado *equilibrio móvil* entre el crecimiento del número de núcleos hijo (a causa de la desintegración de los precursores) y la disminución de su número a consecuencia de la desintegración.

En condiciones de equilibrio, el número de núcleos hijo nacidos por unidad de tiempo, es igual, por un lado, al número de núcleos hijo desintegrados y, por otro lado, al número de núcleos precursores desintegrados. Por lo tanto, con el equilibrio móvil el número de desintegraciones por unidad de tiempo de núcleos precursores e hijo es igual:  $-dN_{pr}/dt = -dN_h/dt$ . Pero de acuerdo con (81.1)

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N; \quad (81.5)$$

por consiguiente, durante el equilibrio es válida la relación siguiente:

$$\lambda_{pr} N_{pr} = \lambda_h N_h, \text{ es decir, } \frac{N_{pr}}{N_h} = \frac{\lambda_h}{\lambda_{pr}} = \frac{T_{pr}}{T_h}. \quad (81.6)$$

*Durante el equilibrio, los números de núcleos precursores e hijo son proporcionales a sus períodos de semidesintegración. Se hace uso de esta relación en aquellos casos, cuando el*

período de semidesintegración de un tipo de núcleos es demasiado pequeño o bien demasiado grande, es decir, cuando, prácticamente, es imposible emplear la ley de desintegración (81.3).

2. Según definición, el número de desintegraciones por unidad de tiempo  $A = -dN/dt$  recibe el nombre de *actividad* de una preparación radiactiva. De (81.5) se desprende que la *actividad de la preparación o preparado es igual al producto de la constante de desintegración por el número de núcleos no desintegrados, que contiene dicha preparación.*

Debido a la constante disminución de los núcleos no desintegrados, la actividad de la preparación restante disminuye de modo constante. Dicha disminución es insignificante si el período de semidesintegración es grande, como para el uranio o radio, pero es preciso tenerla en cuenta si el período de semidesintegración constituye varios años y más aún, días. Por ejemplo, en el caso de los conocidos baños de radón, su actividad disminuye más de dos veces después de dos días, ya que el período de semidesintegración del radón es igual a 3,825 días. Semejante preparación radiactiva debe ser renovada con frecuencia.

3. En el SI sirve de unidad de actividad el segundo a menos la primera potencia ( $s^{-1}$ ). Esta es la actividad de una preparación radiactiva en la que se produce una desintegración por segundo. Esta unidad denomínase *becquerel* (Bq).

De unidad de actividades fuera de sistema sirve el curio (Ci), así llamada en honor de los esposos Pierre y Marie Curie. El curio es la actividad de 1 g de radio, o sea, el número de actos de desintegración que transcurre en 1 s en 1 g de radio. Calculemos este número.

Para ello, expresemos el período de semidesintegración del radio  $T_{1/2} = 1590$  años en segundos y hallemos la constante de desintegración  $\lambda$ . Seguidamente hay que conocer cuantos núcleos contiene 1 g de radio, es decir, el número de átomos de radio en 1 g. Es igual a la constante de Avogadro  $N_A$  dividida por la masa de un kilomol  $M$ :

$$N = \frac{N_A}{M} = \frac{6,023 \cdot 10^{26} \text{ 1/k mol}}{226 \text{ kg/k mol}} = 2,67 \cdot 10^{24} \text{ kg}^{-1} = 2,67 \cdot 10^{21} \text{ g}^{-1}.$$

Después de esto, de inmediato hallamos la actividad de 1 g de radio:

$$A = \lambda N = \frac{0,693}{T_{1/2}} N = \frac{0,693}{1590 \cdot 365 \cdot 24 \cdot 3600} \cdot 2,67 \cdot 10^{21} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}.$$

Como vemos en un gramo de radio cada segundo se desintegran 37 mil millones de núcleos.

En la actualidad se emplea la siguiente definición: un curio es la actividad de tal preparación radiactiva en la que cada segundo se producen  $3,7 \cdot 10^{10}$  desintegraciones.

El curio es una unidad grande, porque de por sí el radio también es un elemento muy activo y la masa igual a 1 g, una magnitud bastante grande para preparaciones reales. Por esta causa, en la práctica se emplean unidades de actividad menores. Se utilizan unidades fraccionales de curio:

$$1 \text{ mCi} = 10^{-3} \text{ Ci}; \quad 1 \mu\text{Ci} = 10^{-6} \text{ Ci}.$$

Además, se hace uso de la unidad llamada rutherford (Rd), es decir, la actividad de la preparación en la cual, por segundo, se producen  $10^6$  actos de desintegración:  $1 \text{ Rd} = 10^6 \text{ s}^{-1}$ . Es lógico que  $1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^4 \text{ Rd}$ .

### § 81.5. Cómo hacer uso de la ley de desintegración radiactiva

1. Las fórmulas (81.1)–(81.5) permiten resolver muchos problemas del estudio de la radiactividad. Por ejemplo, con la fórmula (81.1) puede ser calculada la cantidad de núcleos (o la masa) del elemento radiactivo dado que se desintegra o queda sin desintegrar durante uno u otro intervalo de tiempo. Sin embargo, hay que tener en cuenta que con la fórmula (81.1) puede ser hallado el número de núcleos desintegrados sólo en el caso, cuando dicho intervalo es muchas veces menor que el período de semidesintegración,  $\Delta t \ll T_{1/2}$ . En caso contrario, el resultado tendrá carácter absurdo: el número de núcleos desintegrados resultará ser mayor que su cantidad inicial. Aclaremos esto con un ejemplo. Haciendo uso de (81.1) y (81.5) podemos hallar que en el transcurso de un intervalo infinitamente pequeño  $\Delta t$  se desintegra la siguiente parte de la cantidad inicial de núcleos:

$$\left| \frac{\Delta N}{N} \right| = \lambda \cdot \Delta t = 0,693 \frac{\Delta t}{T_{1/2}}.$$

De aquí vemos, que con  $\frac{\Delta t}{T_{1/2}} > \frac{1}{0,693} = 1,44$ , es decir, para  $\Delta t > 1,44 T_{1/2}$  tenemos  $\Delta N/N > 1$ , o sea, el número de núcleos desintegrados supera el número de los que teníamos! Para los núcleos con pequeño período de semidesintegración esto podría no ser advertido. Por ejemplo, a primera vista parece natural resolver con ayuda de (81.1) el problema siguiente: hallar la parte de radón que se desintegra durante 6 días. Pero con semejante solución resultará que  $\Delta N/N > 1$ , es decir,  $\Delta N > N$ .

2. De modo riguroso tales problemas se resuelven mediante la ley de desintegración (81.3). Primero se halla cuántos núcleos quedan no desintegrados  $N(t)$  en el momento de tiempo  $t$ . En lo que se refiere al número de núcleos que se han desintegrado en el transcurso de tiempo desde  $t = 0$  hasta  $t$ , es evidente que será igual a  $N_0 - N(t)$ . Semejante solución es correcta, aunque requiere cálculos más voluminosos. Hallemos a qué condiciones podemos emplear la fórmula (81.1) en lugar de (81.3) y la posterior substracción. Pongamos en (81.1) la relación entre  $\lambda$  y  $T_{1/2}$ , según la fórmula (81.4):

$$\lambda N(t) \Delta t = -0,693 N(t) \frac{\Delta t}{T_{1/2}}.$$

De la relación hallada vemos que el resultado del cálculo con la fórmula (81.4) será tanto más preciso, cuanto menor es la magnitud  $\Delta t/T_{1/2}$ , es decir, cuanto más considerable sea la desigualdad  $\Delta t \ll T_{1/2}$ .

### § 81.6. Carácter estadístico de la desintegración radiactiva

1. La ley de desintegración radiactiva (81.3) es una consecuencia de la suposición de que la desintegración transcurre de modo espontáneo. Las suposiciones fundamentales, aceptadas al deducir la fórmula (81.1), no nos permiten llegar a la conclusión *de qué núcleo precisamente* sufre la desintegración en el intervalo de tiempo  $dt$  dado. La cuestión radica en que todos los núcleos de los átomos del elemento químico que tratamos son *indistinguibles*. Sólo podemos hablar del número de núcleos que sufren desintegración en el intervalo dado de tiempo desde  $t$  hasta  $t + dt$ . Semejante concepto de la desintegración radiactiva significa que se trata de un proceso estadístico, es decir, que la desintegración del núcleo dado es un acontecimiento aleatorio que puede suceder con más o menos probabilidad.

Introduzcamos la noción de *probabilidad de desintegración* de un núcleo por unidad de tiempo. Si durante el tiempo  $dt$  se han desintegrado  $dN$  núcleos de la cantidad total de éstos  $N$ , el decrecimiento relativo  $-dN/N$  del número de núcleos, que se produce por unidad de tiempo, es decir, la magnitud  $\left(-\frac{dN}{N}\right)dt$ , es la probabilidad de desintegración de un núcleo.

2. Semejante definición de la probabilidad coincide exactamente con el sentido de la constante de desintegración  $\lambda$  (véase (81.2)). O sea, que por definición, dicha magnitud es la probabilidad de desintegración de un núcleo por la unidad de tiempo.

A continuación, supongamos que la constante de desintegración no depende del tiempo. Desde el punto de vista físico esto quiere decir que para la desintegración radiactiva de un núcleo, no tiene importancia cuánto tiempo «ha vivido» dicho núcleo y que  $\lambda$  es una constante que caracteriza todos los núcleos de la clase dada. Podemos mostrar que semejante definición de la constante de desintegración nos lleva a la ley de la desintegración radiactiva (81.3) que, por esta causa, resulta ser una *ley estadística*.

### § 81.7. Empleo del fenómeno de la radiactividad para medir el tiempo en geología y arqueología

1. El decrecimiento del número de núcleos radiactivos según la ley (81.3) puede ser un medio para medir el tiempo pasado desde el momento cuando la cantidad de núcleos radiactivos era igual a  $N_0$ , hasta cierto momento de tiempo cuando su cantidad es igual a  $N$ . Con otras palabras, la desintegración radiactiva puede desempeñar el papel de un reloj. El intervalo de tiempo entre los momentos cuando el número de núcleos radiactivos era  $N_0$  y se convirtió en  $N$ , de acuerdo con (81.3) y (81.4) es igual a

$$t = \frac{1}{\lambda} \ln \frac{N_0}{N} = 1,44 T_{1/2} \ln \frac{N_0}{N}. \quad (81.7)$$

Por regla, como  $N$  se toma la cantidad de núcleos que no se han desintegrado en el momento presente, de forma que la fórmula (81.7) determina la edad del conjunto dado de núcleos radiactivos. En la práctica, para diversos fines son necesarios relojes con diferente «marcha». Para determinar la edad de los minerales que yacen en la corteza terrestre, hay que emplear «un reloj geológico» que marcha con suficiente lentitud, o sea, hay que utilizar procesos de desintegración radiactiva con período de semidesintegración del mismo orden que las épocas geológicas, centenares y miles de millones de años. A este requerimiento satisfacen los períodos de semidesintegración de los isótopos de uranio —uranio-238 y uranio-235. En lo fundamental, su mezcla constituye el uranio natural. Sus períodos de semidesintegración son de 4,5 miles de millones y 900 millones de años, respectivamente.

En la actualidad, el uranio natural químicamente puro, contiene 99,28 % de  ${}_{92}^{238}\text{U}$ , 0,714 % de  ${}_{92}^{235}\text{U}$  y 0,006 % de  ${}_{92}^{234}\text{U}$ , que es producto de la desintegración de  ${}_{92}^{238}\text{U}$ . A causa de la pequeñez de su cantidad, el uranio-234 puede ser despreciado. Los dos isótopos de uranio  ${}_{92}^{238}\text{U}$  y  ${}_{92}^{235}\text{U}$  son los que encabezan las familias radiactivas independientes y que, al fin y a la postre, se convierten en isótopos de plomo (§ 81.2). En fin de cuentas, los núcleos de plomo son núcleos de uranio que se han desintegrado. Por la correlación de las cantidades de plomo y uranio en el uranio natural, podemos calcular el intervalo de tiempo, durante el cual se acumuló la cantidad dada de plomo debido a la desintegración de uranio.

2. La edad de los objetos hallados en las excavaciones arqueológicas se determina con ayuda del fenómeno de radiactividad. Pero el «reloj de uranio» para este fin no sirve por dos causas. La primera consiste en que los objetos, producto de la actividad humana, no contienen uranio y lo segundo, que dicho «reloj» va demasiado despacio en lo que atañe a la historia humana, donde el tiempo se mide por siglos o milenios. Por esta razón, como reloj puede servir la desintegración radiactiva con período de semidesintegración de un orden de varios siglos o milenios. La propia naturaleza ha creado el «reloj» necesario para este fin.

3. Las partículas que constituyen los llamados rayos cósmicos primarios, teniendo una energía colosal, al actuar recíprocamente con los núcleos de los elementos que componen la atmósfera terrestre, destruyen los núcleos de ésta en toda clase de «fragmentos» (§ 83.2). Estos fragmentos también poseen gran energía y forman los rayos cósmicos secundarios. Como resultado de la interacción de los rayos cósmicos con los núcleos del nitrógeno atmosférico, éstos se transforman en núcleos de carbono con número másico 14 en vez de 12 como el carbono corriente. El isótopo de carbono  $^{14}_6\text{C}$  es radiactivo, con la particularidad de que su período de semidesintegración es de unos 5570 años, lo que plenamente satisface a los arqueólogos. Además, la constancia de la intensidad de los rayos cósmicos primarios (§ 83.2), condiciona la cantidad permanente de carbono radiactivo en la atmósfera. Del carbono radiactivo se forma el gas carbónico radiactivo que se asimila por las plantas lo mismo que el corriente  $\text{CO}_2$ . Junto con los alimentos vegetales, el carbono radiactivo penetra en el organismo de los animales y, siendo asimilado, entra en la composición de los tejidos y órganos.

En el vegetal viviente o en el animal el porcentaje de carbono radiactivo, en comparación con el corriente, queda siempre constante con el tiempo, ya que las pérdidas de carbono se cubren por medio de la alimentación. Pero si el organismo muere, cesa la alimentación y ya no se produce el abastecimiento de carbono. Desde el momento de la muerte del organismo, el reloj radiactivo comienza su marcha: el contenido de carbono radiactivo en el organismo o en el artículo de materiales orgánicos comienza a decrecer de acuerdo con la ley de desintegración radiactiva (81.3). De este modo podemos determinar el tiempo pasado desde

el momento de la muerte del organismo o el tiempo del artículo hecho de material orgánico.

4. Con ayuda del contador de radiaciones radiactivas (§ 81.8) (el isótopo  $^{14}_6\text{C}$  posee radiactividad  $\beta$ ) fue hallado que el carbono radiactivo que contiene 1 g de celulosa viva u obtenida poco tiempo atrás (por ejemplo, un árbol recién aserrado) emite, en término medio, 17,5 partículas por minuto. Esto quiere decir que la actividad de nuestro isótopo radiactivo constituye 17,5 desintegraciones por minuto. Transformemos el período  $T_{1/2} = 5570$  años en minutos y hallaremos qué cantidad de núcleos de  $^{14}_6\text{C}$  tiene semejante actividad:

$$N = \frac{1}{\lambda} \frac{dN}{dt} = 1,44 T_{1/2} \frac{dN}{dt} = 1,44 \cdot 5570 \cdot 365 \cdot 24 \cdot 60 \cdot 17,5 \approx \approx 7,5 \cdot 10^{10}.$$

Esto quiere decir, que a 1 g de carbono, contenido en la celulosa fresca, le corresponden 75 mil millones de núcleos de carbono radiactivo. Su cantidad disminuye a cuenta de la desintegración radiactiva. Si su decrecimiento no se compensa (el organismo ha muerto), la cantidad de núcleos radiactivos decrecerá con el tiempo según la ley (81.3). La actividad del carbono radiactivo que queda disminuirá constantemente. Si comparamos la actividad en momento de tiempo  $t$  con la actividad en el momento  $t = 0$ , cuando el árbol acababa de ser cortado, puede ser determinado el intervalo de tiempo entre estas actividades. En efecto, de acuerdo con la definición de actividad (81.5) podemos escribir las siguientes correlaciones que se refieren al momento  $t = 0$  y al momento presente:

$$A_0 = \left| \left( \frac{dN}{dt} \right)_0 \right| = \lambda N_0, \quad A_t = \left| \left( \frac{dN}{dt} \right)_t \right| = \lambda N(t).$$

Pero según la ley de desintegración  $N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$ . Dividiendo miembro por miembro la primera igualdad por la segunda, obtenemos  $A_0/A_t = e^{\lambda t}$ , de donde determinamos el tiempo buscado  $t$ :

$$t = \frac{1}{\lambda} \ln \frac{A_0}{A_t} = 1,44 T_{1/2} \ln \frac{A_0}{A_t}.$$

5. Empleando este método para los artículos de madera, que se encuentran durante las excavaciones arqueológicas,



hablando en rigor, de este modo se puede saber cuándo pereció o fue cortado el árbol del que fue hecho el artículo dado, es decir, será hallada la edad del artículo encontrado.

Examinemos un ejemplo. Sea que en el artículo de madera hallado a 1 g de celulosa corresponden 350 impulsos registrados por el contador en el transcurso de 40 min, es decir, la actividad es igual a  $350/40 = 8,75$  desintegraciones por minuto. Con ayuda de la fórmula hallada definimos de inmediato la edad de dicho artículo:

$$t = 1,44T_{1/2} \ln \frac{17,5}{8,75} = \frac{1}{\ln 2} T_{1/2} \ln 2 = T_{1/2} = 5570 \text{ años.}$$

De esta forma ha sido precisada la edad de muchos artículos hallados durante las excavaciones.

### § 81.8. Métodos experimentales de estudio de las radiaciones y partículas radiactivas

1. Para el estudio de diversas propiedades de las radiaciones radiactivas (partículas  $\alpha$  y  $\beta$ , cuantos  $\gamma$ ), así como para investigar las partículas en la física nuclear moderna, se hace uso de diferentes métodos, basados en la acción ionizante y fotoquímica de las partículas a examinar. Vamos a estudiar algunos de ellos.

Crookes advirtió que al penetrar partículas  $\alpha$  en una sustancia fluorescente (luminiscente), éstos provocan débiles destellos luminosos, llamados centelleo. Fue establecido que cada partícula  $\alpha$  al caer en dicha sustancia provoca un destello luminoso y que esto puede ser empleado para contar las partículas  $\alpha$ . Sin embargo, la cuenta visual directa del número de destellos es difícil y fatigosa. A finales de la década del cuarenta, fueron construidos *contadores de centelleo* de partículas. Semejante contador consta de una sustancia fluorescente en la cual las partículas, que poseen energía suficientemente grande, provocan centelleo. Cada destello actúa sobre el fotocátodo del multiplicador electrónico y desprende de él electrones. Después de pasar  $n$  circuitos del multiplicador, dan en la salida un impulso de corriente que se transmite a la entrada del amplificador y pone en acción el contador electromecánico de impulsos. En un oscilógrafo se puede obtener una curva de registro que muestra la intensidad de impulsos aislados, que es proporcional a la energía de una partícula contada por separado. De este modo,

no sólo se determina el número de partículas, sino que también su distribución según las energías.

En la fig. 81.3 está representado el esquema de un contador de centelleo. Con el fin de que la mayor cantidad de luz, que surge como resultado del destello, llegue hasta el

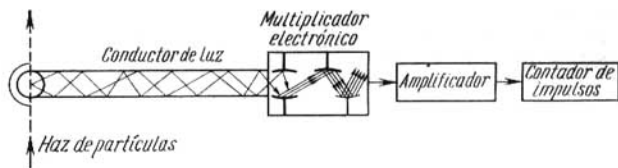


Fig. 81.3.

fotocátodo, entre la sustancia y el multiplicador fotoelectrónico se instala un conductor de luz, barra cilíndrica de vidrio orgánico, lucita, por el interior de la cual pasa la luz sufriendo continuamente reflexión interior completa, prácticamente, sin pérdidas.

2. La radiación de Vavilov — Cherenkov se utiliza para contar partículas y cuantos  $\gamma$  (en el último caso, según los electrones secundarios creados por los cuantos  $\gamma$ ).

Los contadores de Cherenkov se emplean para contar las partículas que se mueven por la sustancia a velocidades que superan la velocidad de fase de la luz en el medio dado. En tal caso, durante el movimiento de cada partícula cargada surge la radiación de Vavilov — Cherenkov (§ 59.7). Si dicha radiación se fija, es posible contar las partículas que pasan. El esquema del contador de Cherenkov se muestra en la fig. 81.4.

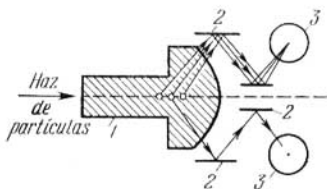


Fig. 81.4.

Las partículas cargadas penetran a lo largo del eje a un bloque de lucita con índice de refracción  $n = 1,5$ . Bajo el ángulo característico para el efecto de Cherenkov

$\left( \cos \theta = \frac{1}{(v/c)n} \right)$  surge una radiación que se enfoca por la

superficie esférica del cuerpo 1 de lucita y se refleja mediante el sistema de espejos 2 en el fotocátodo 3 de dos multiplicadores, ubicados fuera de la trayectoria de las partículas en movimiento. A causa de las condiciones específicas de surgimiento de la radiación de Vavilov — Cherenkov, con semejantes contadores pueden ser contados (con  $n = 1,5$ ) electrones con energía mayor que 0,18 MeV, protones con energías que superan 320 MeV y cuantos  $\gamma$  que crean electrones secundarios de energías suficientemente grandes.

Como el contador de Cherenkov registra la dirección de la radiación, permite determinar la dirección de movimiento de la partícula que provoca la radiación. La observación de la radiación de Vavilov — Cherenkov bajo diversos ángulos permite identificar las partículas por sus velocidades y energías. En la actualidad, los contadores de Cherenkov se instalan en los satélites artificiales de la Tierra y las naves cósmicas para estudiar la radiación cósmica. Dichos contadores han jugado importante papel en el descubrimiento de dos partículas elementales: el antiprotón y el antineutrón (§ 83.7).

3. Las cámaras de ionización, que sirven para observar y registrar partículas (§ 48.2), se basan en la acción ionizante de las partículas con suficiente energía. Si las partículas que pasan por el gas tiene energía que supera la energía de ionización de las moléculas del gas, semejantes partículas son capaces de crear iones primarios y secundarios de los dos signos. Los iones primarios se crean directamente por los rayos  $\alpha$  y  $\beta$ , los secundarios por los rayos X o  $\gamma$ . En el último caso, bajo la acción de la radiación surgen primero los electrones secundarios (fotoionización), provocando éstos después la ionización de las moléculas o átomos de gas. El registro de los neutrones está basado en el estudio de los procesos de su interacción con los núcleos.

El número de pares de iones que se forman en el gas por unidad de tiempo, es la medida de la intensidad del flujo de partículas o de cuantos que provocan la ionización. El número de pares de iones puede ser medido, si los iones formados se dirigen por el campo eléctrico a los electrodos y se mide la corriente. A las determinadas condiciones, la corriente de ionización es proporcional a número de pares de iones surgidos durante 1 s. Hablando de otra manera es proporcional a la intensidad del flujo de partículas que provocan la ionización. Semejante proporcionalidad sólo se observa en el régi-

men de corriente de saturación (§ 48.2), cuando todos los iones alcanzan los electrodos y no desaparecen a cuenta de la recombinación o la difusión hacia las paredes. Los dispositivos que funcionan basándose en este principio en el régimen de corriente de saturación denominanse cámaras de ionización. El esquema de principio de dicha cámara está representado en la fig. 81.5. En función de la forma de los electrodos 1 y 2 se distinguen cámaras planas, cilíndricas y esféricas. Al electrodo 1 se alimenta la tensión  $u$  de un orden de varios centenares de voltios. El electrodo 2, que recibe el nombre de *interno* o *acumulador*, se une al amplificador. La corriente de ionización se mide por la caída de la tensión en la resistencia  $R$  de alto valor óhmico del amplificador.

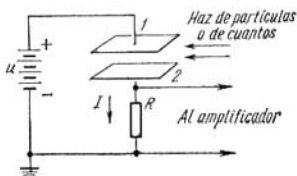


Fig 81.5.

4. Los dispositivos que trabajan en el régimen de amplificación gaseosa reciben el nombre de *contadores* (§ 48.4). Para éstos, tiene la mayor importancia la región de la descarga en gases, llamada región de *impulsos equivalentes* o *meseta de Geiger* (según el apellido de Geiger que en 1928, junto con Müller, hicieron por primera vez uso de esta zona de la descarga en gas para contar los electrones). La meseta de Geiger se caracteriza por una fuerte descarga, surgida por colisiones, por el gran papel que juega la luminiscencia ultravioleta de la descarga, que desprende fotoelectrones de las moléculas y los átomos de gas, así como de las paredes del tubo de descarga. En la meseta de Geiger la corriente de ionización *no depende* del número de iones primarios, formados por cada partícula ionizante que penetró en el contador inicialmente. La estructura del contador (detector) de Geiger—Müller fue estudiado en el § 48.4.

5. Para la investigación de las partículas elementales tuvo mucha importancia la *cámara de Wilson*, que lleva el nombre del científico que la creó en 1911—1912. En principio de funcionamiento y la estructura de la cámara de Wilson fueron estudiados en el § 36.9. Esta cámara se ubica, por regla, en un fuerte campo magnético homogéneo. En dicho campo, las partículas cargadas sufren la acción de la fuerza de Lorentz y sus trayectorias se curvan (§ 41.2). Por el radio

de curvatura de la trayectoria y por la velocidad conocida de la partícula puede ser determinada su carga específica. Y viceversa, conociendo el valor de la carga específica, a base del radio de curvatura, se determina la velocidad y energía de la partícula.

6. También puede hacerse visible la huella de una *partícula ionizante en vuelo en un líquido sobrecalentado* (§ 36.10), que ebulle al disminuir bruscamente su presión. Los iones que se forman a lo largo de la trayectoria de la partícula cargada, son centros de intensa vaporización que lleva a la aparición de una cadena de burbujas de vapor. Este principio fue realizado en la *cámara de burbujas*, propuesta en 1952 por Gleser. En calidad de líquidos de trabajo se usan en ella el hidrógeno líquido, propano  $C_3H_8$  y otros líquidos de fácil ebullición (principalmente freones). La ventaja de la cámara de burbujas, en comparación con la de Wilson, es una densidad considerablemente mayor (unas  $10^3$  veces) de la sustancia que rellena la cámara. Esto permite emplearla para registrar partículas de energías muy grandes, que se frenan en la cámara de burbujas en segmentos miles de veces menores que en la cámara de Wilson. Si en ésta puede ser fotografiado un pequeño sector de la trayectoria de una partícula muy rápida, la huella de la partícula fijada en la cámara de burbujas corresponde a un sector de la trayectoria mil veces mayor que en la cámara de Wilson.

7. El último de los métodos experimentales en el que nos vamos a detener, es el de las *emulsiones fotográficas nucleares* o de *capa gruesa*, elaborado por L.V. Misovski y A.P. Zhdanov. Se basa en la utilización del ennegrecimiento de la capa fotográfica bajo la acción de las partículas cargadas rápidas que pasan por la capa de emulsión fotográfica. Las emulsiones nucleares se emplean en forma de capas de un grosor desde 0,5 hasta 1 mm. Esto permite investigar la trayectoria de partículas de grandes energías. Por ejemplo, una partícula con energía de un orden de 10 MeV forma una huella de longitud de un orden de 0,1 mm y no sale de la capa.

Para estudiar las huellas de las partículas que tienen *una energía muy grande y que crean largas huellas, una gran cantidad de placas fotográficas se apila*. En este caso, los sectores consecutivos de la trayectoria de la partícula pueden ser estudiados por el ennegrecimiento de la emulsión en las placas de la pila que van una tras de otra.

Una importante ventaja del método de emulsión fotográfica, además de la comodidad de su empleo, consiste en que nos da una *huella* de la partícula *que no desaparece*, que después puede ser minuciosamente estudiada. Esto llevó a la extensa aplicación del método de las emulsiones fotográficas nucleares para el estudio de las propiedades de nuevas partículas elementales y la investigación del espacio cósmico (mediante la instalación de placas con emulsión nuclear en los satélites, cohetes y naves cósmicas). Mediante este mismo método, añadiendo a la emulsión compuestos de boro o litio, pueden ser estudiadas las huellas de los neutrones, que como resultado de una reacción con núcleos de boro y litio, crean partículas  $\alpha$  que provoca el ennegrecimiento de la capa de emulsión nuclear. Por las huellas de las partículas  $\alpha$  se determinan las velocidades y las energías de los neutrones, que provocaron la aparición de partículas  $\alpha$ .

### § 81.9. Concepto de la teoría de la desintegración radiactiva

1. Para comprender el mecanismo de la desintegración  $\alpha$  jugaron importante papel los experimentos de Rutherford para la difracción de partículas  $\alpha$  en núcleos de uranio. Fue hallado que las partículas  $\alpha$  con una energía de 8,8 MeV se repelen del núcleo según la ley de Coulomb a cualquier distancia de éste, incluso hasta 30 fermi. Esto significa, que la altura de la barrera potencial coulombiana del núcleo de uranio no es menor que 8,8 MeV. Por otro lado, las partículas  $\alpha$  que emite el propio núcleo de uranio tienen sólo una energía de 4 MeV, es decir, una altura mucho menor de la barrera de potencial. De aquí se desprende que la salida de la partícula  $\alpha$  de un núcleo, al transcurrir su desintegración  $\alpha$ , es de por sí el efecto de paso de la partícula por la barrera potencial, es decir, el *efecto túnel* (§ 70.). Este concepto fundamental permitió explicar una serie de hechos experimentales, que atañen a la desintegración  $\alpha$ . A estos, se refieren, ante todo, la *regla empírica de Geiger—Nuttall*: mientras mayor sea la constante de desintegración radiactiva  $\lambda$ , mayor será el alcance o recorrido de las partículas  $\alpha$  que se emiten. De forma cuantitativa esta regla se expresa:

$$\ln \lambda = A + B \ln R, \quad (81.8)$$

donde  $R$  es el alcance de la partícula  $\alpha$  en el aire a  $0^\circ\text{C}$ ,  $A$  y  $B$ , coeficientes empíricos, iguales para los miembros de una misma familia radiactiva.

2. La teoría de la desintegración  $\alpha$  debería explicar por qué los elementos que están uno junto a otro en la tabla de Mendeléiev, emiten partículas  $\alpha$  cuyas energías poco se diferencian entre sí, pero, al mismo tiempo, sus períodos de semidesintegración son diferentes en alto grado. Por ejemplo, para los isótopos radiactivos de polonio  $^{218}_{84}\text{Po}$  y  $^{214}_{84}\text{Po}$  las velocidades iniciales que las partículas  $\alpha$  que se emiten son iguales a  $1,68 \cdot 10^7$  m/s y  $1,92 \cdot 10^7$  m/s, respectivamente, es

decir, son muy próximas, mientras que sus períodos de semidesintegración, 3,05 min y  $10^{-6}$  s, se diferencian en mucho.

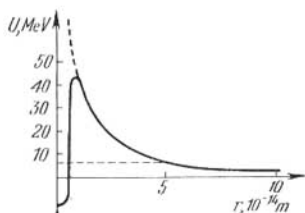


Fig. 81.6.

que de un núcleo radiactivo pueden salir partículas  $\alpha$ , cuya energía es menor que la altura de la barrera y que constituye unidades de MeV. Para el examen cuantitativo del efecto túnel, hay que conocer la forma de la barrera de potencial, es decir, la dependencia entre la energía potencial de la partícula  $\alpha$  y su distancia hasta el centro del núcleo. En la fig. 81.6 está representada la forma aproximada de esta dependencia. La pared exterior de la barrera, condicionada por la repulsión coulombiana de la partícula  $\alpha$  del núcleo, es una hipérbola. La forma de la pared interior del pozo de potencial, se determina por la dependencia entre las fuerzas nucleares y la distancia. Como éstas son de muy corto alcance en comparación con la fuerza coulombiana, la pared interior de la barrera de potencial es mucho más abrupta que la exterior. En la fig. 81.6 está representada por una recta vertical.

Como ya hemos dicho en el § 70.6, la transparencia de la barrera depende en alto grado de su forma. No obstante, incluso para la barrera de forma relativamente sencilla, representada en la fig. 81.6, la solución matemática del problema acerca de la desintegración  $\alpha$  es bastante voluminosa. Por esta razón, para aclarar la esencia del problema, examinaremos una barrera de potencial muy sencilla, con paredes verticales rectangulares (véase la fig. 70.5). La transparencia de semejante barrera se calcula por la fórmula (70.3):

$$D \approx \exp \left( - \frac{2L}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - \mathcal{E})} \right) \quad (81.9)$$

En el p. 3 del § 70.6 fueron explicadas las designaciones empleadas en esta fórmula.

Es fácil ligar la transparencia de la barrera con la constante de desintegración  $\lambda$ . La partícula  $\alpha$ , que se encuentra en el pozo de potencial, al acercarse a la barrera puede reflejarse de ésta y quedarse en el núcleo, pero puede «infiltrarse» a través de la barrera, salir de núcleo. La transparencia de la barrera es la probabilidad de que la partícula  $\alpha$  salga del núcleo con un «choque» de ésta contra la barrera. La constante de desintegración del núcleo  $\lambda$  es, por definición, igual a la probabilidad de desintegración del núcleo por unidad de tiempo (§ 81.3). Por consiguiente, para hallar  $\lambda$  hay que multiplicar la transparencia de la barrera  $D$  por el número  $n$  de colisiones de las partículas  $\alpha$  contra la pared de la barrera:

$$\lambda = Dn. \quad (81.10)$$

La magnitud  $n$  es inversa al tiempo  $\tau$  durante el que la partícula  $\alpha$  vuela de una pared de la barrera a otra, es decir, la distancia  $L$  igual al «diámetro» de núcleo:  $L = 2r_0$ , si  $r_0$  es el radio del núcleo. Designando por  $v$  la velocidad de la partícula  $\alpha$ , obtenemos que  $\tau = 2r_0/v$ ; por consiguiente

$$n = \frac{1}{\tau} = \frac{V}{2r_0} = \sqrt{\frac{\mathcal{E}}{2mr_0^2}}. \quad (81.11)$$

Aquí, la velocidad  $v$  de la partícula  $\alpha$  está expresada por medio de  $\mathcal{E}$  de acuerdo con la fórmula no relativista  $\mathcal{E} = mv^2/2$ , lo que se ha hecho para no complicar los cálculos. Poniendo (81.11) y (81.9) en (81.10), de modo definitivo obtenemos:

$$\lambda = \sqrt{\frac{\mathcal{E}}{2mr_0^2}} \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - \mathcal{E})} 2r_0\right). \quad (81.12)$$

4. La fórmula (81.12) expresa la dependencia entre la constante de desintegración y la energía de las partículas que se desprenden. Ella debe contener la regla de Geiger—Nuttall. Después de realizar la logaritmación de (81.12), obtenemos

$$\ln \lambda = \ln \sqrt{\frac{\mathcal{E}}{2mr_0^2}} - \frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - \mathcal{E})} 2r_0. \quad (81.13)$$

El primer término queda prácticamente constante en los límites de cada familia radiactiva. Por esta razón, (81.13) se puede escribir en forma correspondiente a la regla de Geiger—Nuttall:

$$\ln \lambda = A + Bf(\mathcal{E}). \quad (81.8')$$

El segundo término de (81.8') no es la función logarítmica del alcance, como en la regla de Geiger—Nuttall (81.8), pero semejante falta de correspondencia puede ser explicada. Por un lado, la regla empírica de Geiger—Nuttall no es absolutamente exacta. Por otro lado, la teoría expuesta es también muy aproximada, de forma que no puede ser esperada una concordancia completa entre la teoría y el experimento. Pero concordancia cualitativa existe: de acuerdo con (81.12) ó (81.13) mientras mayor es la energía de las partículas  $\alpha$  que se desprenden y, por consiguiente, su alcance, tanto mayor es la



constante de desintegración. Esto nos lo podemos imaginar de la forma siguiente: cuanto mayor es la energía de las partículas  $\alpha$  en el núcleo radiactivo, más difícil es que éste pueda sujetar la partícula  $\alpha$ , tanto mayor es la probabilidad de la desintegración  $\alpha$  del núcleo.

5. La fórmula (81.12) nos explica por qué al ser pequeña la diferencia de velocidades de las partículas  $\alpha$  emitidas, los períodos de semidesintegración de los núcleos que les emiten pueden considerablemente distinguirse. La causa de este fenómeno consiste en que la energía  $\mathcal{E}$  de las partículas  $\alpha$  se encuentra en el exponente de la fórmula (81.9), pero las funciones exponenciales son muy sensibles a la variación del exponente. Esto lleva a que para pequeñas diferencias de las energías  $\mathcal{E}$ , se obtiene una enorme diferencia en las constantes de desintegración o en los períodos de semidesintegración.

Una teoría más exacta de la desintegración  $\alpha$ , que toma en consideración la forma de la barrera de potencial aducida en la fig. 81.6, permitió obtener una voluminosa fórmula, que enlaza la constante de desintegración con la energía de la partícula  $\alpha$  y con el número de orden del elemento en el Sistema periódico. Dicha fórmula concuerda con los datos experimentales y es una especificación teórica de la regla empírica de Geiger—Nuttall.

6. Los experimentos han mostrado que cada elemento radiactivo emite grupos de partículas  $\alpha$  monoenergéticas, es decir, varios grupos de partículas  $\alpha$ , con la particularidad de que en los límites de un grupo las energías de las partículas  $\alpha$  son casi constantes. Por esta razón, podemos decir que el espectro de energía de las partículas  $\alpha$  que se emiten durante la desintegración  $\alpha$  es lineal. Aquí es útil establecer analogía entre la capa electrónica del átomo y su núcleo. De modo semejante a como el espectro de rayas de los fotones, emitidos por el átomo, es resultado de la discontinuidad, la cuantificación de energía del átomo y también el espectro de rayas de las energías de partículas  $\alpha$  emitidas por los núcleos del elemento dado certifica la cuantización de la energía del núcleo atómico: la energía del núcleo atómico sólo puede tener una serie discreta de valores.

## § 81.10. Rayos $\gamma$

1. Mediante los experimentos se ha establecido que la radiación  $\gamma$  de los núcleos, por regla, no es un tipo independiente de radiactividad. Los rayos  $\gamma$  acompañan los procesos de desintegraciones radiactivas  $\alpha$  y  $\beta$ . Examinemos de qué modo emite el núcleo los rayos  $\gamma$ .

Sea que después de emitir una partícula  $\alpha$ , el núcleo precursor se convierte en núcleo hijo. Por lo general, este último se halla excitado. Al pasar al estado normal o bien menos excitado, el núcleo hijo emite un fotón  $\gamma$  del mismo modo que el átomo al pasar del estado excitado al normal, emite un fotón de radiación óptica o de rayos X. El mecanismo de emisión de los rayos  $\gamma$  por núcleo es igual que el de emisión de fotones por el átomo. Sin embargo, una impor-

tante diferencia consiste en lo siguiente: las energías de los fotones  $\gamma$  resultan ser mucho mayores que las de los fotones ópticos. Este fenómeno está relacionado con las grandes diferencias en los niveles de energía del núcleo, en comparación con la diferencia de niveles de las capas electrónicas del átomo. Los niveles electrónicos de energía en el átomo están separados en una energía del orden de un electrónvoltio. Las mediciones de energía de los fotones  $\gamma$  han mostrado que las energías de los niveles nucleares están separadas, aproximadamente, en 0,1 MeV.

Estas apreciaciones de la energía de transiciones de los electrones y nucleones se obtienen con facilidad haciendo uso de la fórmula  $\Delta\mathcal{E} = \hbar^2/2ma^2$  (véase (16.24)) y si consideramos que el electrón y el nucleón están «cerrados», respectivamente, en el dominio del átomo ( $a \approx 10^{-10}$  m) y de núcleo ( $a \approx 10^{-14}$  m):

$$\Delta\mathcal{E}_{el} \approx \frac{10^{-68}}{2 \cdot 10^{-30} \cdot 10^{-20} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} \approx 3 \text{ eV},$$

$$\Delta\mathcal{E}_n \frac{10^{-68}}{2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-27} \cdot 10^{-28} \cdot 1,6 \cdot 10^{-13}} \approx 0,2 \text{ MeV}.$$

Así pues, los rayos  $\gamma$  son una radiación electromagnética de muy cortas ondas, con longitud de onda que no supera  $10^{-11}$  m, es decir, 0,01 nm.

2. *La radiación  $\gamma$  que acompaña la desintegración  $\alpha$  del núcleo precursor, se emite por un núcleo hijo.*

Para demostrar esta deducción examinemos la desintegración  $\alpha$  del radio, a consecuencia de la cual éste se convierte en radón. Si el núcleo de radio emite una partícula  $\alpha$  con la energía máxima, el núcleo hijo tendrá la energía mínima, es decir, se encontrará en estado normal. Y viceversa, si el núcleo de radio emite una partícula  $\alpha$  de menor energía, el núcleo hijo poseerá no la menor energía y, por consiguiente, se hallará en estado de excitación. La diferencia de energías entre los estados normal y excitado del núcleo hijo, deberá ser igual a la energía del fotón  $\gamma$  emitido. Los datos experimentales confirman por completo estos razonamientos.

3. El estudio del espectro de energía de las partículas  $\alpha$  y las mediciones de la energía de los fotones  $\gamma$  permiten llegar a la conclusión: lo mismo que el espectro de energía de las partículas  $\alpha$ , *el espectro de los rayos  $\gamma$  es de rayas*. El estudio de los espectros de energía de las partículas  $\alpha$  y de

los rayos  $\gamma$  es un importante método de investigación de los niveles de energías de los núcleos atómicos.

4. La gran energía de los fotones  $\gamma$  explica el elevado poder de penetración de los rayos  $\gamma$ . Este supera el de los rayos X de atravesar la sustancia sin notable debilitación.

La *defectoscopia por rayos  $\gamma$*  se basa en el gran poder de penetración de los rayos  $\gamma$ . Este método se emplea para descubrir defectos en los artículos mediante su radiografía mediante rayos  $\gamma$  y encuentra extensa aplicación en la industria y obras de construcción (metalurgia, construcción naval, etc.). Diversos deterioros locales de las costuras de soldadura, de las piezas metálicas de fundición y otros artículos se descubren por la intensidad diferente de los rayos  $\gamma$  que han atravesado los cuerpos que se investigan. En función de la composición, espesor, densidad y otras propiedades del artículo que sufre la radioscopia variará la intensidad de los rayos  $\gamma$ , que llegan al receptor instalado tras el artículo. Por medio de este método se determinan la posición, dimensiones y forma del defecto (grietas, cavidades, costuras de soldadura incompleta, etc.).

5. Las radiaciones de onda corta, los rayos  $\gamma$  y X, se absorben en determinada medida y ejercen influjo en las sustancias en que transcurre la absorción. El influjo de la radiación  $\gamma$ , así como de otros tipos de rayos ionizantes, sobre la sustancia se determina por la llamada *dosis de radiación D*.

Recibe el nombre de *dosis de radiación* la razón entre la energía de radiación y la masa de la sustancia irradiada. La unidad de dosis de radiación es un *julio por kilogramo* (J/kg), es decir, la dosis de radiación con la que a la masa de la sustancia irradiada igual a 1 kg se le transmite una radiación ionizante igual a 1 J. Dicha unidad denomínase *gray* (Gy).

La unidad de dosis fuera de sistema es un *rad* (rd):

$$1 \text{ rd} = 10^{-2} \text{ Gy.}$$

La *potencia de la dosis de radiación N* es una dosis reducida a la unidad de tiempo:

$$N = D/t.$$

La unidad de potencia de la dosis es un *vatio por kilogramo* (W/kg) o un *gray por segundo* (Gy/s).

6. La *dosis de exposición de radiación  $D_e$*  es la característica energética de la radiación que se valora por el efecto de

ionización del aire atmosférico seco. Como unidad de medida se emplea el *culombio por kilogramo* (C/kg), o sea, una dosis de exposición de la radiación fotónica, de rayos X o  $\gamma$ , con la que la suma de las cargas eléctricas de los iones de un mismo signo, creados por los electrones, liberados en el aire irradiado de masa igual a 1 kg, al utilizar por completo el poder ionizante, es igual a 1 C.

Como unidad de dosis de exposición fuera de sistema, se emplea el *röntgen* (R):  $1R = 2,58 \cdot 10^{-4}$  C/kg. El röntgen corresponde a la dosis de exposición, para la que en  $1 \text{ cm}^3$  de aire seco a presión atmosférica normal surge una carga sumaria de iones de un mismo signo, igual a una unidad absoluta de carga electrostática.

La *potencia de la dosis de exposición*  $N_e = D_e/t$  se mide en *amperios por kilogramo* (A/kg), es decir, la potencia de una dosis de exposición de radiación fotónica, con la que por 1 s dicha dosis aumenta 1 C/kg.

Unidades de dosis de exposición fuera de sistema:

$$1 \text{ R/s} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ A/kg};$$

$$1 \text{ R/min} = 4,30 \cdot 10^{-6} \text{ A/kg};$$

$$1 \text{ R/h} = 7,17 \cdot 10^{-8} \text{ A/kg}.$$

### § 81.11. Efecto Mössbauer

1. Cuando decimos que los espectros del átomo y de los rayos  $\gamma$  son de rayas, constan de líneas monocromáticas, conviene tener en cuenta que no existen radiaciones rigurosamente monocromáticas. La causa de este fenómeno reside en que el tiempo, cuando el átomo o el núcleo están excitados, es finito. Sólo en el estado fundamental, cuando la energía es mínima, el átomo o el núcleo pueden hallarse un tiempo cuan se quiera largo. Todos los estados de excitación del núcleo tienen energías que se determinan con una precisión hasta de la magnitud  $\Delta\mathcal{E}$  que se desprende del principio de incertidumbre (§ 70.2):

$$\Delta\mathcal{E} \approx \hbar/\Delta t, \quad (81.14)$$

donde  $\Delta t$  es el tiempo de vida del núcleo en estado de excitación. Sólo para el estado fundamental de un núcleo estable  $\Delta t = \infty$  y  $\Delta\mathcal{E} = 0$ . Mientras menor sea la magnitud  $\Delta t$ , mayor será la incertidumbre  $\Delta\mathcal{E}$  de la magnitud de la energía del estado de excitación.

La incertidumbre en la energía del estado de excitación acondiciona también la incertidumbre en las frecuencias de los fotones  $\gamma$  emitidos por el núcleo excitado durante su desintegración, es decir, el carácter no monocromático de la radiación  $\gamma$  de los núcleos. Valorémosla.

2. Como ejemplo, estudiemos el núcleo de iridio  $^{191}_{77}\text{Ir}$ , cuyo estado de excitación corresponde a una energía  $\mathcal{E} = 129 \text{ keV}$ . La incertidumbre de la energía de este nivel es igual a  $\Delta\mathcal{E} \approx \hbar/\Delta t$ , donde  $\Delta t$  es el tiempo de vida del núcleo en estado de excitación. ¿Cómo se puede valorar? Para los cálculos de valoración tomemos simplemente que  $\Delta t$  es igual al período de semidesintegración del núcleo. Para el isótopo de iridio que se examina este tiempo  $\Delta t = T_{1/2} = 10^{-10} \text{ s}$ . Entonces, a base de (81.14), la incertidumbre en la energía del nivel excitado 129 keV constituye  $5 \cdot 10^{-6} \text{ eV}$ . Esta magnitud denomínase *anchura natural*  $\Gamma$  de nivel energético  $\mathcal{E}$ , mientras que la magnitud  $\Delta\nu = \Gamma/\hbar \approx 1/\Delta t$  recibe el nombre de *anchura natural de la raya espectral de la radiación  $\gamma$*  de frecuencia  $\nu = \mathcal{E}/\hbar$  (compárese con el § 72.8). En el caso dado la anchura relativa (de la raya espectral) es igual a  $\Gamma/\mathcal{E} = 4 \cdot 10^{-11}$ . La razón  $\Gamma/\mathcal{E}$  determina el grado del carácter no monocromático de la radiación  $\gamma$ .

3. Un importante problema de física nuclear consiste en la búsqueda de procedimientos para medir pequeños cambios de energía, comparables con la anchura natural del nivel  $\Gamma$ . Esto daría la posibilidad de medir la energía de los niveles en los núcleos con alta precisión relativa  $\Gamma/\mathcal{E}$ .

Un método de medición de pequeños cambios de energía, es decir, de una magnitud comparable con el ancho del nivel  $\Gamma$ , es el estudio de la *absorción por resonancia* de los rayos  $\gamma$  por los núcleos. Si el núcleo absorbe los rayos  $\gamma$  con una frecuencia  $\nu$ , esto quiere decir que la diferencia de energías de sus niveles energéticos excitado y normal,  $\Delta\mathcal{E} = \hbar\nu$ . Es posible el proceso denominado absorción por resonancia: el núcleo puede absorber rayos sólo de aquellas frecuencias que el mismo puede emitir. Recordemos el § 71.4. Fenómenos análogos transcurren en el dominio de las frecuencias ópticas: el átomo absorbe la luz sólo de las frecuencias que él emite.

Sin embargo, de hasta 1958 la aplicación de este método se veía dificultada por la circunstancia de que la energía de los cuantos  $\gamma$  emitida o absorbida no coincidía con la energía de transición del núcleo entre dos niveles. Esto está condi-

cionado por el retroceso del núcleo, cuando éste emite o absorbe un fotón  $\gamma$ . Al pasar el núcleo del estado de excitación con una energía  $\mathcal{E}$  al estado fundamental, la energía que se desprende se lleva no sólo en forma de un fotón  $\gamma$ , sino que parcialmente se transmite al núcleo debido al retroceso. El núcleo emisor recibe una cantidad de movimiento (impul-

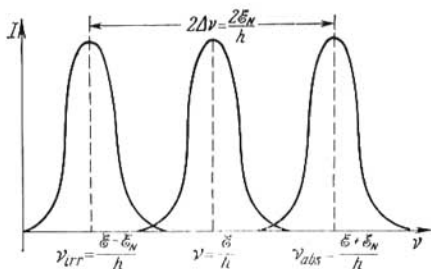


Fig. 81.7.

so) igual en magnitud a la del fotón emitido, pero dirigida en sentido opuesto. Estimemos la energía  $\mathcal{E}_N$  de retroceso del núcleo:

$$\mathcal{E}_N = \frac{p_n^2}{2m_n} = \frac{p_f^2}{2m_n} = \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 \frac{1}{2m_n} = \frac{(h\nu)^2}{2m_n c^2} = \frac{\mathcal{E}^2}{2m_n c^2}. \quad (81.15)$$

En esta fórmula  $p_n$  es el impulso que adquiere el núcleo durante su retroceso, numéricamente igual a la cantidad de movimiento del fotón  $p_f = h\nu/c$  (§ 68.5);  $m_n$  es la masa del núcleo. Poniendo los datos numéricos, hallamos que  $\mathcal{E}_N \approx 0,05$  eV. Esto supera en mucho la anchura natural del nivel. De este modo, el retroceso de núcleo durante la emisión reduce la energía del fotón  $\gamma$  en la magnitud  $\mathcal{E}_N$ , y su frecuencia en  $\Delta\nu = \mathcal{E}_N/h$ . Así, pues,  $h\nu_{em} = \mathcal{E} - \mathcal{E}_N$ .

De manera análoga, para que el núcleo con una energía de excitación  $\mathcal{E}$  pueda absorber un fotón, la energía de éste debe ser mayor que  $\mathcal{E}$  en una magnitud igual a la energía de retroceso del núcleo. La energía de fotón a absorber debe ser suficiente no sólo para la excitación del núcleo, sino que también para asegurar al propio núcleo la energía  $\mathcal{E}_N$  para el retroceso:  $h\nu_{ab} = \mathcal{E} + \mathcal{E}_N$  (fig. 81.7).

Al fin de cuentas, resulta que las frecuencias de los fotones que el núcleo puede emitir y absorber, no son iguales entre sí, sino que están desplazadas en la magnitud  $2\Delta v = 2\mathcal{E}_N/h$ . La absorción de los rayos  $\gamma$  no tiene por completo carácter de resonancia. Esto reduce fuertemente las ventajas de este método: después de registrar el hecho de la absorción de los rayos  $\gamma$  de una frecuencia determinada, sin un análisis complementario no se puede llegar a una deducción unívoca acerca de los niveles energéticos del núcleo.

4. En 1958 Mössbauer confeccionó un método que permitía reducir prácticamente a cero la energía de retroceso del núcleo y crear las condiciones para la absorción por resonancia de los rayos  $\gamma$  por los núcleos. El fenómeno de carencia de retroceso de los núcleos, cuando éstos emiten rayos  $\gamma$ , recibe el nombre de efecto Mössbauer. La idea de Mössbauer puede ser comprendida de la fórmula (81.15): la energía de retroceso del núcleo será tanto menor, cuanto mayor sea su masa. Pero es imposible aumentar la masa en reposo del núcleo. Mössbauer creó tales condiciones, con las que la energía de retroceso de un núcleo que emite un fotón  $\gamma$ , es percibido no sólo por el núcleo dado, sino que por un gran conjunto de núcleos, ligados estrechamente en un todo único. Esto se cumplirá si los núcleos emisores no están libres, sino que ligados y hállanse en un cristal. Ya que la masa de todo el cristal es mucho mayor que la de un núcleo, de forma correspondiente disminuirá también la pérdida de energía para el retroceso. En semejante caso, con alto grado de precisión, podemos considerar que la energía de retroceso es igual a cero y, por lo tanto, la absorción de los rayos  $\gamma$  resulta ser por resonancia. Las rayas de emisión y absorción de los rayos  $\gamma$  tienen una anchura del orden de la natural y, por lo tanto, alcánzase la posibilidad de medir con precisión pequeñas diferencias de energías o de frecuencias que son de un orden de la anchura natural del nivel o de la raya espectral. Así, por ejemplo, las mediciones para la transición  $\gamma$  en los núcleos de  $^{57}\text{Fe}$  con energía de transición  $\mathcal{E} = 14,4$  keV, permitieron determinar la variación de energía con una precisión hasta la magnitud  $\Gamma/\mathcal{E}$ , igual a  $3 \cdot 10^{-13}$ ; para la transición  $\gamma$  en  $^{87}\text{Zn}$  con energía de transición  $\mathcal{E} = 93$  keV,  $\Gamma/\mathcal{E}$  resultó ser igual a  $5 \cdot 10^{-16}$ .

5. La posibilidad de medir muy pequeñas variaciones de energía y la elevada precisión de estas mediciones, permitieron aplicar con éxito el efecto Mössbauer para observar

en física moderna efectos muy finos e importantes. Por ejemplo, en 1960, por medio de este procedimiento fue medido en un laboratorio el corrimiento de las rayas espectrales en un campo gravitacional (el llamado «corrimiento al rojo»). En el § 24.6, donde fue tratada la teoría de gravitación de Einstein, ya conocimos este fenómeno. Examinémoslo con mayor detalle.

Si un fotón se mueve por un campo gravitacional, al pasar del punto con potencial gravitacional  $\varphi_1$  al punto con el potencial  $\varphi_2$ , su energía varía en la magnitud  $\Delta\mathcal{E} = -m(\varphi_2 - \varphi_1) = -m\Delta\varphi$ , en el campo de gravedad homogéneo, en la magnitud  $\Delta\mathcal{E} = -mg\Delta h$  (§ 18.4). Del mismo modo como durante el movimiento de un cuerpo en el campo de gravedad el aumento de la energía potencial provoca una misma disminución de su energía cinética, el aumento de la energía gravitacional del fotón transcurre a cuenta de la disminución de su «propia» energía  $\mathcal{E} = h\nu$ . Esto explica la presencia del signo menos en la relación

$$\Delta\mathcal{E} = -m\Delta\varphi \quad \text{o bien} \quad h\Delta\nu = -m\Delta\varphi. \quad (81.16)$$

La masa del fotón está ligada a su energía y frecuencia con la relación  $m = \mathcal{E}/c^2 = h\nu/c^2$ . La variación relativa de la frecuencia al pasar el fotón por diferencia gravitacional de potencial  $\Delta\varphi$ , es igual a

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = -\frac{\Delta\varphi}{c^2} \quad (81.17)$$

Esta relación se manifiesta del modo siguiente. Sea que en la Tierra se ha registrado cierta frecuencia de radiación del Sol. El potencial del campo de gravedad del Sol en la superficie de la Tierra es mayor que en la superficie del Sol ( $\Delta\varphi > 0$ ) y, de acuerdo con (81.17),  $\Delta\nu/\nu$  será negativa. Por lo tanto, todas las frecuencias espectrales del Sol y las estrellas, registradas en la Tierra, resultarán disminuidas, desplazadas hacia el extremo rojo del espectro. Por esta causa, este efecto recibe el nombre de corrimiento gravitacional al rojo. Para la radiación solar, dicho corrimiento constituye

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = -\frac{\Delta\varphi}{c^2} \approx 10^{-6}.$$

Para apreciar si esto es mucho o poco, pasemos de la frecuencia a la longitud de onda. Como fue mostrado en el § 61.4, la variación relativa de la longitud de onda es igual



a la variación relativa de la frecuencia,  $\Delta\nu/\nu = -\Delta\lambda/\lambda$ . El signo menos refleja el aumento de  $\lambda$  con la disminución de la frecuencia. Para la longitud media de onda del espectro solar  $\lambda = 500$  nm y su «enrojecimiento» gravitacional constituirá  $\Delta\lambda = 10^{-6}\lambda = 5 \cdot 10^{-4}$  nm, es decir, será notable en la cuarta cifra después de la coma. Si en el Sol esta raya espectral tiene la longitud de onda de 500 nm, en la Tierra, esta misma raya tendrá una longitud de onda de 500,0005 nm. Incluso para la espectroscopia óptica moderna, este efecto es bastante fino, aunque el campo gravitacional del Sol es muy fuerte en comparación con el campo de gravedad de la Tierra.

6. El efecto de Mössbauer ha permitido medir el corrimiento gravitacional al rojo, pasando un fotón pequeñas distancias por el campo de gravedad de la Tierra. La idea del experimento es muy sencilla. Si un fotón  $\gamma$  de frecuencia  $\nu$  se lanza hacia arriba desde el suelo del laboratorio, en el techo de éste su frecuencia, a cuenta del corrimiento gravitacional al rojo, será menor que en el suelo. Si se consigue medir con precisión el corrimiento de frecuencia y se compara con el teórico, puede ser comprobada la predicción de la teoría de la relatividad acerca del corrimiento al rojo. Apreciemos qué requisitos deben satisfacer los aparatos para realizar este experimento. Al ascender verticalmente por el campo de gravedad de la Tierra a una altura de 10 mm, el corrimiento gravitacional al rojo, será igual a

$$\left| \frac{\Delta\nu}{\nu} \right| = \frac{\Delta\varphi}{c^2} = \frac{g\Delta h}{c^2} \approx \frac{10 \cdot 10}{10 \cdot 10^{16}} = 10^{-15}.$$

Este corrimiento de la frecuencia será registrado si se efectúa la absorción por resonancia de los fotones  $\gamma$  de forma que la anchura relativa de la raya de absorción sea menor que este valor de  $\Delta\nu/\nu$ . Es necesario que con una absorción por resonancia intensa, no haya por completo absorción de los fotones  $\gamma$ , cuya frecuencia difiera de la resonancia en una magnitud igual a  $\Delta\nu = 10^{-15} \nu$ . Con otras palabras, hay que tener fuentes y receptores de rayos  $\gamma$ , con una anchura relativa de las rayas que fuese menor o igual que la extremadamente pequeña magnitud  $10^{-15}$ .

El efecto Mössbauer permitió resolver este problema. Se tomaron dos fuentes cristalinas de rayos  $\gamma$ , situadas a una distancia de 20 m el uno del otro. Si el receptor se encontraba a una misma altura que la fuente de fotones  $\gamma$ , se produ-

ciría la absorción por resonancia. Pero al elevar el receptor a una altura de 20 m, la absorción cesa, ya que la frecuencia del fotón, que incide en el núcleo, es menor a causa del corrimiento gravitacional al rojo. Para restaurar la absorción hubo que hacer uso del efecto Doppler (§ 59.8). Al acercarse el receptor a la fuente la frecuencia que éste percibe aumenta. Con una velocidad determinada de acercamiento, el aumento Doppler de la frecuencia compensa la disminución gravitacional de ésta y la absorción por resonancia se restablece. Los cálculos han mostrado que la velocidad necesaria de acercamiento es fácil de alcanzar. Semejante experimento fue realizado en 1960 (§ 24.6) y en condiciones terrestres confirmó de forma muy precisa una de las predicciones de la teoría general de la relatividad.

El efecto Mössbauer se utiliza ampliamente en la llamada espectroscopia nuclear para investigaciones de precisión de los niveles energéticos de los núcleos atómicos y para el estudio de muy finos efectos en física moderna de los sólidos. Aquí no podemos realizar su análisis.

#### § 81.12. Noción acerca de las regularidades de la desintegración $\beta$

1. A primera vista, la estructura protono-neutrónica de núcleo excluye la posibilidad de la salida de electrones de éste, ya que en él no los hay. Por este motivo, la interpretación teórica de transformaciones radiactivas  $\beta_-$  de los núcleos fue un difícil problema de la física nuclear. El propio término «desintegración» debe ser aquí utilizado en sentido convencional. El signo menos en la designación  $\beta_-$  para el proceso radiactivo  $\beta$  natural, está relacionado con que es posible el proceso  $\beta_+$  de la radiactividad  $\beta$  artificial (§ 82.2).

La actividad  $\beta$  del núcleo es resultado de la transformación mutua de los protones y neutrones que entran en el núcleo. La emisión de las partículas  $\beta$  es análoga a la del fotón por el átomo. Del mismo modo que en el átomo excitado no hay fotones «preparados», éstos sólo surgen en el proceso de fotión del átomo de un estado a otro, el núcleo tampoco contiene ni electrones ni positrones. Estos nacen en el proceso de transición del nucleón dado de un estado cuántico a otro, por ejemplo, del neutrónico al protónico con la emisión de un electrón. Esta es una de las fundamentaciones de los conceptos modernos sobre los protones y neu-

trones, como diversos estados cuánticos de una misma partícula, es decir, los nucleones (§ 80.3).

2. Una seria dificultad en la comprensión del mecanismo de desintegración  $\beta$ , surgió al investigar las energías de los electrones que emiten las fuentes radiactivas  $\beta$ . La emisión de partículas  $\beta$  es resultado de la transición del núcleo de un estado energético discreto a otro. Los núcleos atómicos tienen niveles energéticos cuantificados. Esto se certifica por las energías discretas de los rayos  $\alpha$  y  $\gamma$ . Parecía que el espectro de las energías de las partículas  $\beta$  también debe ser discreto, es decir, representar de por sí un conjunto de

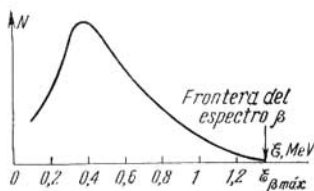


Fig. 81.8.

los valores determinados posibles de las energías de los electrones. Pero en realidad no se observó nada semejante. Durante la desintegración  $\beta$  los espectros energéticos de los electrones son siempre continuos.

En la fig. 81.8 se aduce el espectro energético de los electrones emitidos por el potasio  ${}^{40}_{19}\text{K}$  de radiactividad natural. Por el eje de abscisas se ha trazado la energía de las partículas  $\beta$ , por el de ordenadas, el número de partículas  $\beta$  que tienen dicha energía. En la curva vemos que el espectro de los electrones  $\beta$  es continuo. Iguales núcleos emiten electrones con las energías más diferentes, desde cero hasta cierto límite superior. La presencia de este límite superior es muy importante. La gráfica tiende a cero de modo no asintótico, sino que bruscamente cruza el eje de abscisas siendo límites los valores de energía  $\epsilon_{\beta \text{ máx}}$ . El límite superior es la característica de la fuente de rayos  $\beta$ . Para la fuente dada son imposibles las energías de electrones que superan  $\epsilon_{\beta \text{ máx}}$ .

La investigación de las energías máximas de las partículas  $\beta$  de diversas fuentes ha mostrado que en todos los casos la energía máxima de las partículas  $\beta$  es igual a la diferencia de niveles energéticos de los núcleos que emiten partículas  $\beta$ .

Este hecho dificultó aún más la explicación del espectro continuo de las energías de los electrones durante la desintegración  $\beta$ . En efecto, de lo que hemos expuesto en los

párrafos anteriores se desprende que los núcleos atómicos pueden sólo hallarse en estados energéticos determinados. En tal caso, ¿por qué los núcleos con actividad  $\beta$ , que antes y después de la desintegración  $\beta$  tenían energías determinadas, pueden emitir electrones con energías de los más diferentes valores? Se crea la impresión de que todos los electrones salen del núcleo con idénticas energías, iguales a la diferencia de niveles energéticos del núcleo, pero que antes de salir de la muestra radiactiva pierden la energía parcialmente y de diferente manera, al chocar con los átomos de la muestra. Si esta suposición es justa, la preparación con actividad  $\beta$  se debe calentar por sí sola. Sin embargo, las mediciones calorimétricas más minuciosas no permitieron revelar el esperado calentamiento. La energía desaparecía sin dejar huellas. Sobre la física surgió la amenaza de que la ley de la conservación de la energía fuera violada.

Algunos físicos y entre ellos Bohr, incluso intentaron fundamentar de forma teórica la posibilidad de alteración de la ley de la conservación de la energía en ciertos procesos elementales que transcurren en el micromundo y también en los fenómenos intranucleares. De acuerdo con dichas ideas de Bohr, la justeza de la ley de la conservación de la energía debe manifestarse en el micromundo sólo de forma estadística, es decir, para una gran cantidad de procesos elementales. No obstante, todos los logros de la teoría cuántica en el dominio de física atómica y nuclear no contradecían a ninguna de las leyes de la conservación. En particular, con asombrosa precisión, la ley de la conservación de la energía se confirmaba para los procesos elementales. En aquellos difíciles años para la física, cuando transcurría el proceso de formación de la mecánica cuántica y la física nuclear, la situación con la teoría de la desintegración  $\beta$  resultó ser muy difícil.

3. Las dificultades con la energía de las partículas  $\beta$  se profundizaban a causa de haberlas también con el espín de núcleo. Como vimos en el (§ 80.2) el carácter del espín del núcleo, sea el de número entero o medio (en unidades  $\hbar$ ), se determina por el número másico del núcleo. En los núcleos con número másico par el espín es entero, con número impar, medio. Durante la desintegración  $\beta$  el número másico no varía. Por otro lado, la experiencia muestra que para dicha desintegración, tampoco cambia el carácter del espín. El espín del núcleo hijo queda entero al desintegrarse un núcleo con espín de dicho tipo y medio, si el espín del núcleo

precursor también es medio. Pero el electrón emitido por el núcleo tiene asimismo espín medio. Por consiguiente, durante la desintegración  $\beta$  debe variar el carácter del espín del núcleo. Con el espín entero del núcleo precursor, el del núcleo hijo debe convertirse en medio y viceversa. Pero como han mostrado las mediciones de los espines de los núcleos con radiactividad  $\beta$  y otros datos, no ocurre nada semejante.

4. Estas dos serias dificultades para explicar la desintegración  $\beta$  fueron vencidas por Pauli en 1931. Supuso que durante cada acto de desintegración  $\beta$ , el núcleo emite no una sino dos partículas. Además del electrón se emite una partícula más sin carga eléctrica y de pequeñísima masa y cuyo espín es igual a  $\hbar/2$ , como el electrón.

Basándose en esta hipótesis Fermi confeccionó los principios de la teoría moderna de desintegración  $\beta$ . Propuso llamar *neutrino* la nueva partícula introducida por Pauli, lo que significa «pequeño neutrón». Se ha aceptado designar el neutrino con el símbolo  $\nu_e$ . De acuerdo con los datos modernos, la partícula que se emite durante la desintegración  $\beta$  electrónica no es un neutrino  $\nu_e$  electrónico, sino el llamado *antineutrino* electrónico, designado por  $\bar{\nu}_e$  y que, como el neutrino electrónico, tiene un espín  $\hbar/2$ , carga nula, masa nula y momento magnético que no supera  $10^{-9}$  del magnéton de Bohr (§ 42.2).

La hipótesis de neutrino resolvió de inmediato todas las dificultades de la teoría de la desintegración  $\beta$ . La energía que faltaba, la diferencia entre la energía máxima de los electrones  $\mathcal{E}_{\beta\text{máx}}$  y la real, es llevada por el antineutrino electrónico. La energía total que pierde el núcleo al emitir el electrón, es en realidad igual a  $\mathcal{E}_{\beta\text{máx}}$ , es decir, al límite superior del espectro  $\beta$ . Pero ésta puede ser distribuida de diferente modo entre el electrón y el antineutrino, de acuerdo con la curva en la fig. 81.8. En particular, el valor nulo de la energía del electrón quiere decir que toda la energía de la desintegración  $\beta$  se lleva por el antineutrino. En el punto límite de la curva en la fig. 81.8, donde la energía del electrón es igual a  $\mathcal{E}_{\beta\text{máx}}$ , toda la energía de desintegración es llevada por el electrón, mientras que la del antineutrino es igual a cero. En todos los puntos medios de la curva, la energía de desintegración se distribuye entre el electrón y el antineutrino de forma que la suma de las energías de estas partículas es siempre igual a  $\mathcal{E}_{\beta\text{máx}}$ .

El hecho de que estas partículas tengan espín igual a  $\hbar/2$ , también resolvió la dificultad relacionada con el espín del núcleo. Ya que durante la emisión del electrón se emite además un antineutrino, que como el electrón tiene un espín  $\hbar/2$ , el espín sumario de las dos partículas, con orientación mutuamente inversa de sus espines, puede ser igual a cero.

5. Para confirmar la hipótesis del neutrino (y antineutrino), fue necesario demostrar su existencia de modo experimental. Aquí surgieron grandes dificultades. La falta de carga eléctrica y la diminuta masa condicionan una debilísima interacción del neutrino con la sustancia. Por ejemplo, la capacidad ionizante del neutrino es tan pequeña que un acto de ionización del aire por el neutrino corresponde a 500 km de recorrido. El gigantesco poder de penetración del neutrino ha permitido crear la llamada astronomía del neutrino. El grosor de globo terráqueo no es obstáculo para el neutrino, lo mismo que el espesor del propio Sol. Por esta razón, en astrofísica, con ayuda de los neutrinos emitidos por núcleos que se encuentran en las regiones internas del Sol, se obtiene información acerca de las regiones de nuestra estrella que son, por ahora, de difícil acceso para las investigaciones.

El enorme poder de penetración del neutrino dificulta su fijación en los instrumentos. Para el descubrimiento experimental del antineutrino fue empleada la ley de la conservación de la cantidad de movimiento (como vemos, esta ley se utiliza extensamente en la física moderna). La idea de uno de dichos experimentos consiste en lo siguiente\*). Si durante la desintegración  $\beta$  el núcleo emitiera un solo electrón, aquél sufriría retroceso en una dirección en absoluto opuesta a la de emisión del electrón, con la particularidad de que su cantidad de movimiento sería numéricamente igual a la del electrón. Si, por lo contrario, el núcleo emite, además de electrón, el antineutrino, según la ley de la conservación de la cantidad de movimiento, la suma vectorial de tres cantidades de movimiento —del electrón, antineutrino y del núcleo de retroceso— debe ser igual a cero, lo mismo que antes de la desintegración (fig. 81.9). Consideramos que antes de la desintegración el núcleo estaba inmóvil. De este modo, si el antineutrino en realidad se emite, el retro-

---

\*) Véase también el § 83.7.

ceso del núcleo transcurrirá no en el sentido de la recta por la que vuela el electrón, es decir, no en dirección rigurosamente opuesta al electrón. Esto ha sido confirmado plenamente en los experimentos.

6. Para resolver el problema de surgimiento de electrones durante la desintegración  $\beta$  es preciso recordar, una vez más, que en el transcurso de dicha desintegración de acuerdo con la regla de corrimiento, el número de nucleones en el núcleo no varía, mientras que la carga de ésta crece en la unidad. La única posibilidad de realización simultánea de dichas condiciones es la transformación en el núcleo del

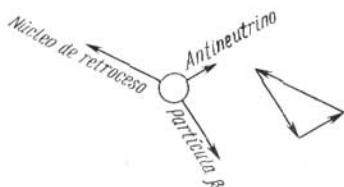


Fig. 81.9.

neutrón  ${}^1_0\text{n}$  en el protón  ${}^1_1\text{p}$  con la creación, al mismo tiempo, de un electrón  ${}^0_{-1}\text{e}$  y la salida de un antineutrino  ${}^0_0\tilde{\nu}_e$ :



Para esta transformación satisface la ley de la conservación de la carga eléctrica y, como hemos visto en la idea encarnada en los experimentos estudiados más arriba, la ley de la conservación de la cantidad de movimiento. También se conserva el balance de los números másicos. Queda por aclarar las posibilidades energéticas de semejante transformación. Esta debe ser acompañada por el desprendimiento de energía, necesaria para la creación del electrón y el antineutrino durante el transcurso espontáneo del proceso de radiactividad  $\beta$  natural. La masa en reposo del neutrón es mayor que la suma de las masas en reposo del protón y el electrón, es decir, que la masa del átomo de hidrógeno en  $0,840 \cdot 10^{-3}$  uma. Según la ley de Einstein, a esta masa  $\Delta m$  corresponde la energía  $\Delta \mathcal{E} = \Delta m \cdot c^2 = 782$  keV. Por lo tanto, esta energía

puede distribuirse entre el electrón y antineutrino que salen del núcleo, o sea, la reacción (81.18) desde el punto de vista energético, es posible.

7. Los razonamientos expuestos nos sugieren que la reacción (81.18) puede transcurrir no sólo en el núcleo, donde los neutrones están ligados, sino que también *con los neutrones libres*. Realmente, en 1959 esta reacción fue revelada con los neutrones libres. En el experimento fue mostrado que el *neutrón libre es una partícula radiactiva  $\beta$* , cuyo período de semidesintegración es igual a  $0,93 \cdot 10^3$  s. Los electrones emitidos por los neutrones libres tenían espectro energético continuo, del tipo que se muestra en la fig. 81.8, con ello la energía máxima de los electrones, de acuerdo con los cálculos aducidos más arriba, era igual a 782 keV.

El período de semidesintegración de los núcleos con radiactividad  $\beta$  diverge del período de semidesintegración de los neutrones libres. La causa de este fenómeno reside en que los neutrones ligados en el núcleo encuentranse en otros estados, diferentes de los neutrones libres. Esto también se refiere a los protones, que en los núcleos pueden pasar al estado neutrónico. Como veremos más adelante, en esto consiste el proceso de radiactividad  $\beta_+$  de ciertos núcleos con radiactividad artificial (§ 82.2).

## Capítulo 82

### TRANSFORMACIONES ARTIFICIALES DE LOS NÚCLEOS ATÓMICOS

#### § 82.1. Transformación del nitrógeno en oxígeno. *Descubrimiento del neutrón*

1. El estudio de la radiactividad natural ha desempeñado un importante papel en la investigación de la estructura y las propiedades de los núcleos atómicos. Apareció la posibilidad de *sondear el núcleo con ayuda de partículas  $\alpha$* , que poseen energías suficientemente grandes y son capaces de penetrar en el interior del núcleo. De esta forma comenzó el estudio de las *reacciones nucleares*, es decir, de las transfor-



maciones artificiales de los núcleos atómicos, proporcionadas por la interacción con partículas o entre ellos mismos.

La primera reacción nuclear fue realizada en 1919 por Ernesto Rutherford mediante partículas  $\alpha$  emitidas por polonio  ${}^{214}_{84}\text{Po}$  y que tienen una energía de unos 7,5 MeV. El esquema del experimento se aduce en la fig. 82.1. En la cámara  $C$ , que se rellenaba de diferentes gases, era ubicada la fuente radiactiva de polonio  $A$ . El centelleo provocado por la incidencia de cualquiera partículas en la pantalla  $S$

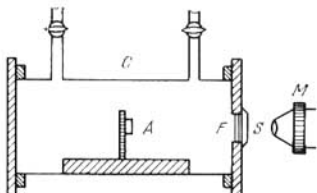


Fig. 82.1.

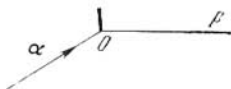


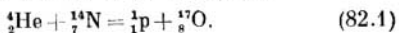
Fig. 82.2.

se observaba mediante el microscopio  $M$ . Con las presiones de los gases que se creaban en la cámara, las partículas  $\alpha$  tenían tales alcances que la hoja de aluminio  $F$ , antepuesta a la pantalla  $S$ , absorbía por completo todas las partículas  $\alpha$  emitidas por el polonio. De este modo, en el microscopio no se debería observar el centelleo provocado por las partículas  $\alpha$ . El experimento mostró que al rellenar la cámara de nitrógeno se observaba el centelleo, pero al llenarla de oxígeno o  $\text{CO}_2$ , éste no surgía.

2. El minucioso estudio de este fenómeno en una cámara de Wilson automatizada, permitió obtener fotos estereoscópicas de las trazas de las partículas y medir el alcance de su recorrido. Las fotos de las huellas mostraron que raramente la huella de la partícula  $\alpha$  acababa en la horquilla representada en la fig. 82.2. En el punto  $O$  desaparece la huella de la partícula absorbida por el núcleo de nitrógeno y, en su lugar, se forman dos huellas: la huella corta y gruesa del núcleo de oxígeno  ${}^{16}_8\text{O}$ , que sufre retroceso, y la huella larga y fina que con evidencia no pertenecía a la partícula  $\alpha$ . La investigación de las partículas que crean una huella larga y fina con ayuda de un campo magnético, per-

mitió hallar su carga específica  $q/m$ . Esta resultó ser igual a la del núcleo de hidrógeno, es decir, del protón.

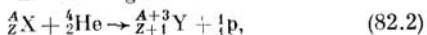
Esto hizo que Rutherford llegara a la siguiente interpretación de los resultados del experimento. En el punto  $O$  se produce el choque de una partícula  $\alpha$  con el núcleo de nitrógeno, por lo que se forman dos partículas cargadas, una de las cuales era el protón. El carácter de la segunda podría ser determinado si aceptamos que en el proceso que se estudia se cumplen las leyes de la conservación del número másico y de la carga eléctrica, lo mismo que durante la desintegración radiactiva natural. Esto ofrece para la segunda partícula un número másico igual a  $4 + 14 - 1 = 17$  y para carga del núcleo,  $2 + 7 - 1 = 8$ . Por consiguiente, la segunda partícula es el núcleo del isótopo de oxígeno  ${}^{17}_8\text{O}$  y la reacción nuclear debería tener el aspecto



Semejante esquema de la reacción fue confirmado por otra vía, es decir, aplicando las leyes de la conservación de la energía y de la cantidad de movimiento a los productos de la reacción. Como resultado, fue hallado que la razón entre las masas de las partículas formadas era igual a 17:1, lo que corresponde a la reacción nuclear correspondiente a la fórmula (82.1).

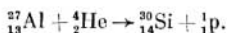
Con el fin de que transcurra la reacción (82.1) es preciso el «impacto directo» de la partícula  $\alpha$  contra el núcleo. Esto sucede muy rara vez, ya que el núcleo atómico tiene muy pequeñas dimensiones (§ 80.6) y la concentración de núcleos-blancos es también muy pequeña en el nitrógeno. Por esta causa, las fotografías de las horquillas se observan pocas veces. La reacción nuclear (82.1) fue la primera transformación artificial de un elemento químico en otro.

3. Después de realizar la primera reacción nuclear artificial, comenzaron amplias investigaciones de las transformaciones de los núcleos de los átomos de boro, aluminio, flúor, potasio y otros elementos bajo la acción de las partículas  $\alpha$ . En forma general, todas estas reacciones pueden ser escritas de la manera siguiente:



donde  ${}^A_Z\text{X}$  es el núcleo inicial irradiado con partículas  $\alpha$ ,  ${}^{A+3}_{Z+1}\text{Y}$ , el núcleo obtenido como resultado de la reacción. Puede servir de ejemplo de una reacción nuclear la de trans-

formación del núcleo de aluminio  ${}_{13}^{27}\text{Al}$  en el núcleo de silicio  ${}_{14}^{30}\text{Si}$ :



Durante esta reacción fueron descubiertos protones con un alcance de unos 0,9 m. Un alcance tan grande del protón es explicado porque en esta reacción se desprende una energía igual a 2,26 MeV.

4. Las reacciones nucleares bajo la acción de las partículas  $\alpha$ , fueron la causa del descubrimiento de los neutrones que entran en la composición de los núcleos atómicos. En 1930, al irradiar el núcleo de berilio  ${}_{4}^9\text{Be}$  con partículas  $\alpha$ , fue descubierto el surgimiento de una radiación con muy alto poder de penetración. Se supuso que el núcleo de berilio  ${}_{4}^9\text{Be}$ , al unirse con una partícula  $\alpha$ , se transforma en un núcleo excitado de carbono  ${}_{6}^{13}\text{C}$ , cuya transición al estado normal se acompaña de la emisión de cuantos de rayos  $\gamma$  duros. Las valoraciones de la energía de los supuestos rayos  $\gamma$  según su absorción, llevaron a la conclusión de que el cuanto  $\gamma$  debe tener una energía próxima a 7 MeV.

En 1931 Irene Curie y Federico Joliot descubrieron que la «radiación de berilio», al pasar por compuestos que contienen hidrógeno, por ejemplo la parafina, arranca con intensidad protones que tienen un alcance hasta de 26 cm. Para obtener protones con semejantes alcances, los cuantos  $\gamma$  deberían tener una energía igual a 55 MeV y no a 7 MeV. Las posteriores investigaciones mostraron que la radiación a la que en un principio se le atribuía carácter electromagnético, provoca la aparición de núcleos de retroceso en tales gases como el nitrógeno, argón e incluso en el relativamente pesado criptón. Con esto, para los alcances de los núcleos de retroceso que se observan en el argón, los cuantos  $\gamma$  deberían tener una energía casi en un orden de magnitud mayor que la que en realidad tenían las partículas de la radiación penetrante que irradiaba el berilio.

Esta dificultad fue resuelta en 1932 por J. Chadwick. Éste demostró que los alcances y velocidades de los núcleos de retroceso observados en diversos gases, pueden surgir al chocar estos núcleos no con los cuantos  $\gamma$ , sino con partículas cuya masa es próxima a la del protón. Dichas partículas recibieron el nombre de *neutrones* ( ${}_0^1\text{n}$ ). En efecto, un neutrón con masa en reposo  $m_n$  y velocidades  $v_0$  y  $v_1$ , antes y después del choque elástico central con el núcleo inmóvil de masa  $M$ ,

comunicará a éste durante la colisión una velocidad  $v$  que puede ser hallada mediante las leyes de la conservación de la cantidad de movimiento y de la energía:

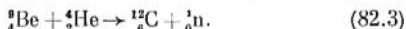
$$v = \frac{2m_n}{m_n + M} v_0.$$

Para los casos cuando los neutrones pasan por el nitrógeno ( $M = 14$ ) e hidrógeno ( $M = 1$ ), la razón de las velocidades de los núcleos de retroceso, es igual a

$$\frac{v_N}{v_H} = \frac{m_n + 1}{m_n + 14}.$$

De los datos experimentales acerca de las velocidades de los núcleos de retroceso, la razón  $v_N/v_H$  resultó ser aproximadamente igual a 0,13. Esto proporciona para  $m_n$  un valor cercano a la unidad. El gran poder de penetración de los neutrones se explica por no tener éstos carga eléctrica. Como no sufren la interacción coulombiana con los electrones y núcleos de los átomos, los neutrones actúan de modo recíproco con los núcleos gracias a las fuerzas nucleares y por tener momento magnético los núcleos y los neutrones. Esta interacción es precisamente lo que lleva a la aparición de los núcleos de retroceso que se observan en los experimentos.

De este modo, la reacción nuclear en la que los neutrones fueron obtenidos por primera vez, tiene el siguiente aspecto:



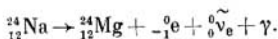
Más adelante, los neutrones han jugado un importantísimo papel, como partículas que provocan las reacciones nucleares.

## § 82.2. Fenómenos de la radiactividad artificial

1. Como se indica en el (§ 80.7), un núcleo estable se caracteriza por contener número determinado de protones y neutrones: con ayuda del modelo de gota líquida del núcleo, fue obtenida la fórmula (80.15) por medio de la cual se determina el número de protones en el núcleo estable y también el de neutrones en él. Si de forma artificial, mediante la irradiación del núcleo con cualesquiera partículas, se viola el equilibrio entre los protones y neutrones en él, el núcleo resultará ser *radiactivo artificial*. Si en un núcleo ligero se encuentra un neutrón excesivo, aquí se producirá

la conversión del neutrón en protón según la fórmula (81.18) lo que se acompaña con el desprendimiento de un electrón.

2. Los núcleos ligeros, en los que artificialmente se crea un número excesivo de neutrones en comparación con los protones, es decir, tales núcleos en donde se ha violado la condición de su estabilidad (80.15) son, por regla, radiactivos  $\beta_-$ . Un ejemplo típico es la transformación del isótopo estable de sodio  ${}^{23}_{11}\text{Na}$ , bajo la acción de los neutrones, en el isótopo radiactivo  ${}^{24}_{11}\text{Na}$ , que posee radiactividad  $\beta_-$  y se convierte en el isótopo estable de magnesio  ${}^{24}_{12}\text{Mg}$ , con la particularidad de que el proceso es acompañado de la emisión de un electrón, un antineutrino electrónico  ${}^0_0\tilde{\nu}_e$  (§ 81.12) y un cuanto  $\gamma$ :

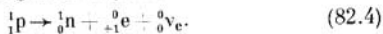


El isótopo radiactivo de carbono  ${}^{14}_6\text{C}$ , surgido del núcleo estable de nitrógeno  ${}^{14}_7\text{N}$  bajo la acción de los neutrones (con desprendimiento de protones), al desintegrarse de nuevo se convierte en un isótopo estable de nitrógeno:



El isótopo radiactivo de cobalto  ${}^{60}_{27}\text{Co}$ , emite electrones y se transforma en un isótopo estable de níquel  ${}^{60}_{28}\text{Ni}$ .

3. La condición (80.15) de estabilidad de los núcleos puede ser también alterada introduciendo en ellos protones excesivos. Esto llevará al crecimiento de la energía del núcleo en comparación con su valor mínimo, correspondiente a la condición (80.15) y a que el núcleo adquiera propiedades radiactivas. Semejantes núcleos pueden sufrir desintegración radiactiva que corresponde a la conversión del protón excesivo en un neutrón según el esquema

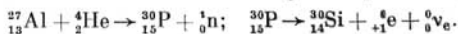


La partícula con carga unitaria positiva  ${}^0_{+1}\text{e}$  que en tal caso aparece, tiene masa igual a la del electrón y espín  $\hbar/2$ ; recibió el nombre de *positrón*. La reacción es acompañada del desprendimiento de un neutrino electrónico  ${}^0_0\nu_e$ , partícula sin carga con masa en reposo igual a cero, lo que se deduce de los mismos razonamientos que fueron expuestos en el § 81.12 al estudiar la desintegración  $\beta_+$ .

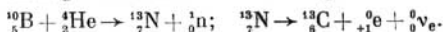
4. El fenómeno de la radiactividad artificial fue descubierto en 1934 por Irene y Federico Joliot-Curie. Irradiando

con partículas  $\alpha$  los núcleos de aluminio, boro y otros elementos ligeros e investigando los productos de la reacción mediante la cámara de Wilson ubicada en un campo magnético, los científicos revelaron la emisión de positrones.

Al mismo tiempo dicha emisión *no cesaba* al terminar la irradiación con partículas  $\alpha$ , sino que continuaba después del cese de la irradiación, decreciendo con el tiempo por la ley exponencial  $N = N_0 e^{-\lambda t}$ , característica para la desintegración radiactiva. Las reacciones que proporcionan la radiactividad artificial transcurrían por el siguiente esquema:



El isótopo de fósforo  ${}_{15}^{30}\text{P}$  (radiofósforo) es radiactivo  $\beta_+$ : su período de semidesintegración  $T_{1/2} = 2,5$  min. De manera análoga se forma el radionitrógeno:



El período de semidesintegración de nitrógeno radiactivo es igual a 14 min.

Para la radiactividad  $\beta_+$  positrónica, junto con el positrón se emite un neutrino electrónico.

El análisis químico confirmó que las reacciones escritas eran correctas. El fenómeno de la radiactividad artificial «marca» los átomos de los isótopos radiactivos. La salida de las partículas  $\beta$  puede ser registrada por medio de cualquier contador (detector) (§ 81.6). Los períodos de semidesintegración cómodos para fines de investigación, condicionaron la extensa aplicación del método de los átomos «marcados» en la ciencia y la técnica.

### § 82.3. Surgimiento y destrucción de los pares electrón-positrón

1. En 1932, dos años antes de que los esposos Joliot-Curie descubrieran la radiactividad artificial, C.D. Anderson advirtió los positrones entre las partículas constituyentes de los rayos cósmicos (§ 83.2). De inmediato fue aclarado que los positrones surgen durante la *formación de pares*. Así se denomina el proceso de *transformación de un cuanto  $\gamma$  de gran energía en un par de partículas*, es decir, *el electrón y el positrón*. Este proceso, que transcurre según el esquema  $\gamma \rightarrow {}_{-1}^0\text{e} + {}_{+1}^0\text{e}$ , se provoca por el choque del cuanto  $\gamma$  con cualquiera partícula cargada, por ejemplo, con el núcleo

atómico, en el campo del cual se forma el par electrón-positrón.

De forma experimental este fenómeno puede ser descubierto, por ejemplo, en la cámara de Wilson ubicada en un campo magnético. Por la influencia de la fuerza de Lorentz que actúa sobre la carga en movimiento por el campo magnético, la carga se desvía. El electrón y el positrón que tienen cargas de signos contrarios, se desvían en direcciones opuestas. En la fig. 82.3 se aduce la fotografía de un par formado

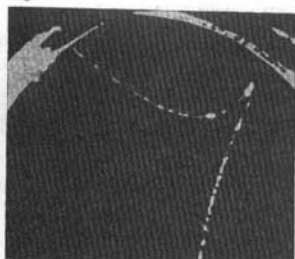


Fig. 82.3.

en el gas que rellena la cámara de Wilson por la acción de cuantos  $\gamma$  duros.

2. La formación del par «electrón + positrón» debe transcurrir en correspondencia con las leyes de la conservación de la energía y de la cantidad de movimiento. De la primera ley se desprende que para la creación del par, el fotón  $\gamma$  debe tener una energía que no sea menor que  $2m_0c^2$ , es decir,  $h\nu \geq 2m_0c^2 = 1,022 \text{ MeV}$ , donde  $m_0c^2 = 0,511 \text{ MeV}$  es

la energía en reposo de cada una de las partículas formadas. La ley de la conservación de la cantidad de movimiento impone limitaciones adicionales al proceso de formación del par. La cuestión radica en que al formarse del fotón dos partículas con masa en reposo  $m_0 \neq 0$ , la cantidad de movimiento sumaria de las dos partículas es menor que la del fotón ( $h\nu/c^*$ ). Por esta razón, en el sistema «fotón—par electrón—positrón» la ley de la conservación de la cantidad de movimiento resulta ser violada.

Esto significa que para la formación del par es necesario la participación de una partícula más, la tercera, que adquiera parte de la cantidad de movimiento del fotón. Por regla, dicha partícula es un núcleo atómico, pero puede también ser uno de los electrones de la corteza electrónica del átomo de la sustancia en la que transcurre el frenado de los rayos  $\gamma$  duros. En este último caso, el electrón de retroceso

\*) Proponemos al lector que lo demuestre.

recibe una cantidad de movimiento que puede ser descubierta por la huella de dicho electrón en la cámara de Wilson. Durante la formación del par, la cantidad de movimiento del núcleo de retroceso también puede ser registrada de modo experimental.

El surgimiento de un par de partículas (electrón y positrón), cada una de las cuales posee un espín igual a  $\hbar/2$ , de un fotón  $\gamma$  requiere, además del cumplimiento de las leyes de la conservación de la energía y la cantidad de movimiento, que el fotón tenga espín entero (en unidades  $\hbar$ ), igual a 0 ó 1. Una serie de importantes consideraciones, que nosotros no vamos a examinar, llevó a la conclusión de que el fotón no puede ser una partícula sin espín y que, por lo tanto, éste es igual a  $\hbar$ .

3. Además del proceso de surgimiento del par electrón-positrón, es posible el *proceso inverso de unión* de dichas partículas, debido al cual el par *se destruye* y, en la mayoría aplastante de los casos, surgen dos cuantos  $\gamma$ . Este proceso puede ser descrito de la forma siguiente:



La aparición durante este proceso de dos cuantos  $\gamma$  se desprende de la ley de conservación de la cantidad de movimiento. En efecto, si hasta la unión de las partículas  $-{}_1^0e$  y  ${}_1^0e$ , la cantidad de movimiento sumario de las dos partículas en el sistema de coordenadas ligado con el centro de masas del sistema «electrón-positrón» era igual a cero, para que la cantidad de movimiento quede invariable después de la destrucción del par deben formarse dos cuantos cuyas cantidades de movimiento estén dirigidas a lados opuestos. Cada uno de los cuantos  $\gamma$  se lleva una energía igual a  $h\nu = mc^2 \geq 0,511$  MeV.

La demostración experimental directa de la existencia de la destrucción del par son los experimentos de A.A. Artsimovich, A.I. Alijanov y A.I. Alijanian. Estos científicos hicieron uso del hecho que en estado libre la existencia del positrón es muy corta. Al pasar por la sustancia, se une con uno de los electrones del átomo de ésta y, por ello, surgen dos cuantos  $\gamma$ . En los experimentos que describimos, la fuente de positrones se situaba en el interior de una cubierta de plomo que, a su vez, se instalaba entre dos contadores. El espesor de la cubierta se elegía de tal manera, que en su interior todos los positrones se unieran con los electrones y



los cuantos  $\gamma$  formados salieran al exterior y fuesen registrados por los contadores. Los experimentos mostraron que en cada acto de unión del positrón con el electrón surgían dos cuantos  $\gamma$  que se dirigían hacia lados opuestos. La medición de la intensidad de los rayos  $\gamma$  permitió medir la energía  $h\nu$  de los cuantos que resultó ser próxima a 0,5 MeV.

4. Los fenómenos de formación y destrucción de los pares electrón-positrón tienen interés como ejemplo de la ligazón mutua entre diversas formas de materia. Tropezamos aquí con la transformación de la materia en forma de sustancia en materia en forma de campo electromagnético y con la transformación inversa. Claro está, que durante estas transformaciones se observan todas las leyes de la conservación. Así la masa del cuanto  $\gamma$ , del que se forma el par, es absolutamente igual a la masa de las partículas formadas. Por lo tanto, no se puede ni hablar de cualesquiera «destrucción» o «nacimiento» de la masa y mucho menos de la materia durante estos procesos. Por esta razón se debe evitar el término «aniquilación» («transformación en la nada») del par. Este término se encuentra a veces en la literatura al describir el proceso de transformación del par en cuantos  $\gamma$ .

#### § 82.4. Núcleo compuesto. Característica general de las reacciones nucleares

1. En cualquier reacción nuclear, salvo la fusión espontánea de los núcleos (§ 82.8), los núcleos atómicos chocan con partículas (neutrones, partículas  $\alpha$ , protones) o entre sí. No obstante, estas colisiones se distinguen de los choques entre cuerpos y partículas que se estudian en la mecánica clásica (§ 17.1), así como de los choques entre las partículas con la corteza electrónica de los átomos y moléculas. En los choques no nucleares sólo se considera la transmisión de la cantidad de movimiento y energía de la partícula que choca a una cualquiera partícula del blanco con la que se produce la colisión. Por ejemplo, cuando un átomo se excita o ioniza mediante su colisión con un ion, transcurre la transmisión de la energía del ion a uno de los electrones del átomo. Como resultado, este electrón o traspasa al estado energético excitado, o bien, en el caso de la ionización, se expulsa del átomo.

2. Durante los choques nucleares tropezamos con una situación diferente en principio. El núcleo es de por sí una

formación muy densa y cuando en él incide la partícula que choca, ésta no actúa mutuamente con uno cualquiera de los nucleones. Al penetrar en el núcleo, la partícula «se atranca» en él, con la particularidad de que la energía de aquella se transmite *no a uno, sino a muchos nucleones*. La captura por el núcleo de la partícula que incide lleva a la creación de un *núcleo* intermedio llamado *compuesto*. En esto consiste la primera etapa de la reacción nuclear.

3. N. Bohr, L.D. Landau y Ya.I. Frenkel, que desarrollaron la teoría del núcleo compuesto, mostraron que la energía que trae consigo la partícula, en un corto intervalo de tiempo, se distribuye *uniformemente* entre todas las partículas del núcleo compuesto. De acuerdo con la teoría de dicho núcleo, éste, lo mismo que todo núcleo pesado excitado (con gran número másico), puede ser considerado como un sistema estadístico de partículas que realizan movimientos desordenados, semejantes a los de las partículas en una gota líquida. Por sus propiedades, el núcleo compuesto debe ser análogo a la *gota líquida* (§ 80.7), ya que la rápida redistribución de la energía entre las partículas en el núcleo es sólo posible para frecuentes choques de partículas, lo que es característico para la redistribución de la energía entre las partículas de un líquido. Si a un núcleo compuesto con número másico  $A$  se ha comunicado una energía  $\mathcal{E}$ , a la energía media de excitación  $\mathcal{E}/A$  para una partícula debe corresponder cierta «temperatura nuclear»  $T$  determinada de la condición

$$\frac{\mathcal{E}}{A} = \frac{3}{2} kT,$$

donde  $k$  es la constante de Boltzmann (§ 26.9). La medida de la «temperatura nuclear» es la energía cinética media, que corresponde a una partícula de núcleo compuesto. Por ejemplo, para  $A = 100$  y  $\mathcal{E} = 10$  MeV, la «temperatura nuclear» es por su orden de magnitud igual a  $10^9$  K. Muestra el carácter convencional de este concepto el enorme valor de  $T$ .

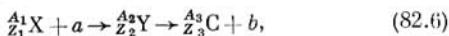
4. El examen estadístico del núcleo-gota compuesto fue muy fructífero para la descripción de las regularidades generales del transcurso de las reacciones nucleares, en particular para comprender la segunda etapa de la reacción nuclear, es decir, la salida del núcleo compuesto de unas u otras partículas. Como resultado de discrepancias aleatorias de la distribución uniforme de la energía de excitación entre las

partículas del núcleo compuesto, en una de ellas puede concentrarse una energía suficiente para la salida de esta partícula del núcleo. Este proceso puede considerarse como la «evaporación» de una partícula del núcleo-gota compuesto.

Entre la primera etapa de la reacción nuclear y la salida del núcleo compuesto de unas u otras partículas pasa, por regla, un intervalo de tiempo mucho mayor que el llamado *tiempo nuclear*. Por tiempo nuclear tomamos el tiempo necesario para que una partícula con energía de un orden de 1 MeV y velocidad  $10^7 \dots 10^8$  m/s cubra una distancia que por su orden de magnitud sea igual al diámetro del núcleo  $10^{-15}$  m, es decir, un tiempo

$$\tau_N = \frac{10^{-15}m}{10^7 m/s} = 10^{-22} s.$$

En la actualidad el intervalo  $10^{-22} \dots 10^{-23}$  s es el menor tiempo que existe en la naturaleza. Por el momento no han sido observados intervalos de tiempo menores. El tiempo  $10^{-22} \dots 10^{-23}$  s caracteriza la transmisión de las interacciones nucleares más fuertes (§ 83.5). El tiempo de vida de un núcleo compuesto alcanza a  $(10^6 \dots 10^7) \cdot \tau_N$ . Esto significa, que la transformación del núcleo compuesto, o sea de la segunda etapa de la reacción nuclear, transcurre, por regla, *independientemente* de la captura de la partícula incidente por el núcleo-blanco, es decir, de la primera etapa de la reacción. Las dos etapas de la reacción nuclear pueden ser representadas por el siguiente esquema:



donde  ${}_{Z_1}^{A_1}X$  es el núcleo-blanco inicial,  $a$ , la partícula incidente,  ${}_{Z_2}^{A_2}Y$ , el núcleo compuesto,  ${}_{Z_3}^{A_3}C$ , el núcleo resultado de la reacción nuclear,  $b$ , la partícula que emerge del núcleo como resultado de la reacción.

En el caso, cuando la partícula emitida por el núcleo es idéntica a la incidente, la fórmula (82.6) describe la dispersión de la partícula (inelástica o elástica en función de si son o no iguales las energías de las partículas  $a = b$ , antes y después de la dispersión). Si la partícula  $b$  no es idéntica a  $a$ , la *reacción nuclear* transcurre en el sentido usual de una palabra.

5. Las reacciones nucleares pueden ser clasificadas por diversos rasgos: por las energías de las partículas que las

provocan, según el tipo de las partículas que en ellas toman parte y por el carácter de las transformaciones nucleares que transcurren. Son distinguidas reacciones nucleares con energías pequeñas, medias y grandes. Las reacciones con pequeñas energías (de un orden de un electrónvoltio) se producen, fundamentalmente, con participación de los neutrones. Las reacciones con energías medias (hasta de varios MeV) son provocadas, además, por partículas cargadas (protones, partículas  $\alpha$ ) y cuantos  $\gamma$ . Cuando las energías son grandes (centenares y miles de MeV), las reacciones llevan al nacimiento de partículas elementales que no existen en estado libre. Éstas tienen gran importancia para el estudio de las propiedades y la estructura de dichas partículas (véase el cap. 83).

6. Según el tipo de las partículas que participan en las reacciones nucleares se distinguen las reacciones bajo la acción de los neutrones, reacciones provocadas por partículas cargadas (además de las enumeradas más arriba, éstas pueden ser los deuterones (deutones) y iones de múltiples cargas de los elementos químicos pesados). Además de los elementos químicos pesados, los aceleradores también (§§ 41.4, 41.6) son fuentes de partículas cargadas.

Para la designación breve de la reacción nuclear se han aceptado los siguientes símbolos:  $(a, b)$ , donde  $a$  es la designación simbólica de la partícula que provoca la reacción;  $b$ , designa la partícula que surge debido a la reacción. Por ejemplo, las reacciones  $(\alpha, p)$  y  $(\alpha, n)$  transcurren por la acción de las partículas  $\alpha$  y causan la salida del núcleo de protones y neutrones, respectivamente.

### § 82.5. Concepto de interacción de los neutrones con la sustancia

1. Como los neutrones no tienen carga eléctrica, cuando éstos pasan por una sustancia no interactúan, prácticamente, con las cortezas electrónicas de los átomos y las moléculas. La interacción de los neutrones sólo transcurre con los núcleos, por lo que se explica el gran poder de penetración de los neutrones (en comparación con las partículas cargadas). El carácter de la interacción entre los neutrones y los núcleos es diferente para los casos cuando se trata de partículas rápidas y lentas. Los neutrones se llaman *rápidos* si su velocidad  $v$  es tan alta que la longitud de la onda de

De Broglie (onda de materia) que a ella corresponde  $\lambda = \hbar/mv$  es mucho menor que el radio  $R$  del núcleo, es decir,  $\hbar/mv \ll \ll R$  o bien  $v \gg \hbar/mR$ . Las energías de los neutrones rápidos se encuentran en los márgenes de 0,1 a 50 MeV. Si  $\lambda \geq R$ , es decir,  $v \leq \hbar/mR$ , se dice que los neutrones son *lentos*. Sus energías no pasan de los 100 keV.

2. En el caso de los neutrones rápidos podemos considerar que el núcleo es para el neutrón una especie de blanco, con el que choca. El área del blanco se considera igual a la sección geométrica del núcleo, es decir, el área de la sección de un núcleo esférico por el círculo máximo.

Para los neutrones lentos con energías hasta de 0,5 eV (también se denominan neutrones *térmicos*) «la sección transversal eficaz» de su interacción con los núcleos resulta ser  $10^2 \dots 10^3$  veces mayor que la sección geométrica del núcleo. Aquí es oportuno aducir la siguiente analogía óptica. Si las dimensiones lineales de un centro que dispersa la luz superan considerablemente la longitud de la onda luminosa  $\lambda$ , la dispersión de la luz transcurre de acuerdo con las leyes de óptica geométrica. Esto corresponde al caso de los neutrones rápidos. La dispersión de la luz en objetos con dimensiones lineales  $d \approx \lambda$  se produce según las leyes de la óptica ondulatoria, lo que corresponde al caso de los neutrones lentos.

3. Los experimentos han mostrado que como resultado de la interacción de los neutrones con los núcleos, puede producirse tanto la dispersión de los neutrones en los núcleos, como la captura de los neutrones por los núcleos. En las sustancias llamadas *moderadores* la interacción de los neutrones con los núcleos se reduce, principalmente, a la dispersión, mientras que los procesos de captura no juegan importante papel.

En calidad de moderadores de neutrones se utiliza el grafito, el agua pesada ( $D_2O$ , HDO) y compuestos de berilio. Al pasar por semejantes sustancias, los neutrones rápidos sufren dispersión en los núcleos y se moderan hasta que su energía  $\mathcal{E}$  se haga igual a la del movimiento térmico de los átomos de la sustancia moderadora, es decir,  $\mathcal{E} \approx kT$ , donde  $T$  es la temperatura absoluta. La energía de estos neutrones térmicos se convierte, fundamentalmente, en la energía de retroceso de los núcleos. A la temperatura ambiente, la energía de los neutrones térmicos es igual a 0,025 eV. Las posteriores colisiones de los neutrones térmicos con los nú-

cleos de la sustancia-moderadora no pueden proporcionar el decrecimiento de la energía de los neutrones, ya que se alcanza el equilibrio térmico entre los neutrones y el medio ambiente: con la misma probabilidad los neutrones pueden perder o adquirir una energía de un orden de  $kT$ . Las siguientes colisiones de los neutrones térmicos con los núcleos sólo pueden provocar la difusión de los neutrones en la sustancia sin que éstos pierdan energía, hasta que el neutrón salga de los límites del moderador.

4. En 1934, Enrique Fermi, al investigar el fenómeno de la radiactividad artificial, advirtió que las sustancias que adquieren radiactividad artificial al actuar los neutrones sobre sus núcleos, muestran una actividad mucho mayor si los neutrones pasan previamente por un moderador, por una sustancia que contiene hidrógeno, del tipo de la parafina. Resultó que en ciertos casos los neutrones lentos, al pasar por la sustancia, sufren no sólo dispersión, sino también *captura*.

La captura de los neutrones lleva a la radiactividad artificial de los núcleos de la sustancia. Los experimentos han mostrado que con determinadas energías de los neutrones lentos, su captura por los núcleos transcurre con la mayor intensidad. Este fenómeno, llamado *absorción por resonancia de los neutrones*, tiene lugar al coincidir la energía del neutrón con la diferencia de niveles energéticos del núcleo compuesto.

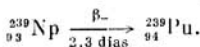
## § 82.6. Elementos transuránicos

1. Las reacciones nucleares de uranio con neutrones, han desempeñado un particular papel en física nuclear. Gracias a estas reacciones fue descubierta la fisión nuclear, sobre la que hablaremos en el párrafo siguiente, así como fue revelada la posibilidad de crear elementos químicos, cuyos átomos tienen una carga del núcleo que sobrepasa a 92. Estos elementos han recibido el nombre de *transuránicos*. Con brevedad vamos a detenernos en la obtención de algunos de ellos.

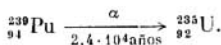
La captura por resonancia de los neutrones lentos por el más difundido isótopo de uranio  ${}_{92}^{238}\text{U}$ , provoca la formación de isótopo radiactivo  ${}_{92}^{239}\text{U}$ , que al sufrir una transformación radiactiva  $\beta_-$ , con período de semidesintegración igual a 23 min, se convierte en el isótopo del elemento transuránico neptunio  ${}_{93}^{239}\text{Np}$ :



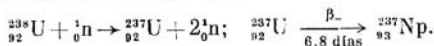
2. A su vez, el núcleo del isótopo de neptunio  ${}_{93}^{239}\text{Np}$ , que posee radiactividad  $\beta_-$  con período de semidesintegración 2,3 días, se transforma en plutonio  ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ :



Plutonio  ${}_{94}^{239}\text{Pu}$  es un elemento transuránico importantísimo. Gracias a su eficaz fisión bajo la acción de los neutrones térmicos (§ 82.7), juega un notorio papel en la producción de energía nuclear. Plutonio  ${}_{94}^{239}\text{Pu}$  es radiactivo  $\alpha$  con un gran período de semidesintegración (24 000 años). Se transforma en el isótopo estable de uranio  ${}_{92}^{235}\text{U}$ :



3. La reacción nuclear del tipo  $(n, 2n)$  transforma el isótopo de uranio  ${}_{92}^{238}\text{U}$  en el isótopo radiactivo artificial  ${}_{92}^{237}\text{U}$ , que siendo radiactivo  $\beta_-$  se convierte en el isótopo de neptunio  ${}_{93}^{237}\text{Np}$  que es radiactivo  $\alpha$ , con el enorme período de semidesintegración  $2,2 \cdot 10^6$  años:



El isótopo de neptunio  ${}_{93}^{237}\text{Np}$  da comienzo a una de las familias radiactivas de transformaciones nucleares (§ 81.2).

Además de los elementos transuránicos examinados más arriba, también existen otros, obtenidos mediante el bombardeo de los isótopos estables de los elementos pesados  ${}_{92}^{238}\text{U}$  y  ${}_{94}^{239}\text{Pu}$  con haces de núcleos acelerados de neón (§ 82.8).

## § 82.7. Fisión nuclear

1. Entre las transformaciones nucleares ocupa particular puesto la fisión de los núcleos pesados en fragmentos de masa aproximadamente igual, lo que tiene enorme importancia en las ciencias y la técnica modernas. En 1934, Fermi investigando la radiactividad artificial, descubrió que el uranio irradiado por neutrones, da productos radiactivos que poseen varios períodos de semidesintegración. Al principio se supuso que transcurre la formación de elementos transuránicos: el núcleo de uranio, que capturó un neutrón, forma un isótopo más pesado de éste, que a su vez, siendo radiactivo  $\beta_-$ , se transforma en un elemento químico con

$Z = 93$ . El núcleo de átomo de este elemento, mediante la desintegración  $\beta_-$  se transforma en el núcleo del átomo de un elemento con  $Z = 94$ . De este modo surgió por primera vez la suposición de la existencia de elementos químicos *transuránicos*, estudiados en el párrafo anterior.

Para comprobar esta suposición, durante el período de los años 1936—1938 fueron llevados a cabo enérgicas investigaciones de las reacciones nucleares que se producen al irradiar el uranio con neutrones de diversas energías. Gran fue el asombro de los científicos, cuando la investigación de las propiedades químicas de los productos de dichas reacciones mostró que recuerdan las propiedades de los elementos situados en la parte media del Sistema Periódico. Por ejemplo, en 1938, O. Hahn y F. Strassmann, por medio de un preciso análisis radioquímico, demostraron que la irradiación del uranio con neutrones lleva al surgimiento de un elemento químico de la parte media de la tabla periódica, es decir, bario  $_{56}\text{Ba}$ , que es el análogo químico del radio  $_{88}\text{Ra}$ . Idéntico resultado fue obtenido por ellos al bombardear con neutrones el isótopo de torio  $^{232}_{90}\text{Th}$ .

2. Estos asombrosos resultados fueron explicados por primera vez por Frish y Meitner, que supusieron que los núcleos pesados *no son estables*. Al excitarse durante la captura de un neutrón, el núcleo pesado (por ejemplo, de uranio) puede escindirse en dos partes aproximadamente iguales, llamados *fragmentos de fisión*. Con esto, los nucleones del núcleo compuesto inicial deben distribuirse entre los fragmentos de fisión, cumpliendo las leyes de la conservación de las cargas y de los números másicos:

$$Z_U = Z_1 + Z_2; \quad A_U + 1 \approx A_U = A_1 + A_2,$$

donde los índices 1 y 2 se refieren a los fragmentos de fisión  $Z_U$  y  $A_U$ , la carga y el número másico de núcleo inicial de uranio. El experimento confirmó esta suposición: entre los productos de irradiación del uranio con neutrones fueron descubiertos, además del bario, los isótopos radiactivos de estroncio  $_{38}\text{Sr}$  y de itrio  $_{39}\text{Y}$  y, además, el isótopo radiactivo de un gas químicamente neutro (criptón o xenón).

3. Sencillas consideraciones nos muestran que la  *fisión de núcleo del uranio en dos fragmentos debe acompañarse por el desprendimiento de una gigantesca energía*. En efecto, como hemos conocido en el § 80.4, la energía específica de enlace, es decir, la energía de enlace que corresponde a un



nucleón, en los núcleos de los átomos de los elementos que se encuentran en la parte media del Sistema Periódico, constituye unos 8,7 MeV, mientras que para los núcleos pesados es igual a 7,6 MeV. Este hecho adquiere ahora importancia primordial: durante la fisión del núcleo inestable, «mullido», de uranio en dos fragmentos estables, «empaquetados», debe liberarse una energía igual a 1,1 MeV por nucleón. En total, para el núcleo de uranio  ${}_{92}^{238}\text{U}$ , que contiene 238 nucleones, debe desprenderse una energía del orden de 200 MeV. Durante la fisión de núcleos contenidos en 1 g de uranio  ${}_{92}^{235}\text{U}$  se desprende una energía igual a  $8 \cdot 10^{10}$  J o bien 22 MW·h.

4. La parte fundamental de la energía  $\xi$  de fisión debe liberarse en forma de energía cinética de los fragmentos de fisión. En efecto, el acto de fisión ha ocurrido y los fragmentos se hallan a una distancia  $r$  entre sí. Cuando las fuerzas nucleares de atracción ya no actúan, se manifiesta la energía electrostática coulombiana de repulsión de los núcleos cargados, es decir, de los fragmentos de fisión. La energía potencial de interacción de las cargas  $Z_1e$  y  $Z_2e$  es igual a

$$U = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r},$$

La distancia  $r$  entre los fragmentos al acabar la escisión será, por lo visto,  $r = R_1 + R_2$ , donde  $R_1$  y  $R_2$  son los radios de los núcleos fragmentos de fisión, que pueden ser calculados por la fórmula (§ 80.6)

$$R = 1,4 \cdot 10^{-15} \cdot A^{1/3}$$

Considerando que  $Z_1 = Z_2 = 92/2 = 46$ ,  $R_1 = R_2$  y  $A_1 = A_2 = 238/2 = 119$ , de la fórmula para  $U$  obtenemos un valor próximo a 200 MeV. Es evidente que la energía potencial  $U$  de repulsión de núcleos-fragmentos debe convertirse en su energía cinética  $K$  y los fragmentos de fisión han de volar hacia todos lados a grandes velocidades. Los experimentos han confirmado estas consideraciones y apreciaciones.

5. Resultó que la escisión del uranio puede producirse tanto al bombardearlo con neutrones rápidos, como con lentos (térmicos), pero además la acción de los últimos es más eficaz. Mediciones espectrométricas de masas permitieron establecer que los neutrones térmicos realizan la fisión de los núcleos del isótopo  ${}_{92}^{235}\text{U}$ , mientras que la energía de

activación, o sea, la energía mínima necesaria para que transcurra la reacción de fisión del núcleo del isótopo  $^{235}_{92}\text{U}$ , así como de los núcleos de los isótopos de torio y protactinio, que existen en la naturaleza, constituye, aproximadamente, 1 MeV.

La presencia de los fragmentos de fisión de los núcleos fue registrada en la cámara de Wilson, en la que fue introducido el óxido de uranio aplicado en una fina película. Fotografías estereoscópicas revelaron con evidencia las huellas de fragmentos pesados, que durante la escisión volaron en direcciones opuestas. Este mismo resultado fue obtenido mediante el método de las emulsiones fotográficas de capa gruesa (véase t. I, fig. 15.1).

6. Los fragmentos que se forman durante la fisión de los núcleos pesados deben ser radiactivos  $\beta_-$  y pueden emitir neutrones. Esta deducción se desprende directamente al examinar la composición del núcleo pesado inicial y los núcleos, fragmentos de la fisión. En los núcleos de los átomos de los elementos químicos, situados en la parte media de la tabla de Mendeléiev, el número de neutrones  $N$  es aproximadamente igual al número de protones, de forma que  $N/Z \approx 1$ . Para los núcleos pesados, recargados de neutrones, la razón  $N/Z$  crece hasta 1,6. De este hecho se desprenden dos deducciones. Primero: en el momento de su formación los fragmentos de fisión deben tener exceso de neutrones en comparación con los protones y, además, debe observarse radiactividad  $\beta_-$ . La gran recarga de los fragmentos nucleares de neutrones debe llevar a que los productos de la desintegración  $\beta_-$  de los núcleos-fragmentos también serán radiactivos  $\beta_-$ . Segundo: es de mucha importancia, el que parte de los neutrones excesivos, que de por sí son la diferencia entre el número de neutrones en el núcleo inicial y su número en los núcleos-fragmentos, será emitida por los fragmentos de fisión en forma de los llamados *neutrones de fisión*.

El número de neutrones formados en los actos de fisión puede ser en cierto grado diferente. Por esta razón, se introduce la noción del *número medio*  $\bar{\nu}$  de neutrones surgidos, que corresponde a un acto de fisión. De este modo, para los núcleos de plutonio  $^{239}_{94}\text{Pu}$  y uranio  $^{235}_{92}\text{U}$ , que se escinden bajo la acción de los neutrones térmicos, el número  $\bar{\nu}$  es igual a 3,0 y 2,5, respectivamente. Esto quiere decir, que el proceso de fisión nuclear está acompañado de la *multiplicación de los neutrones*.

7. La teoría de fisión de núcleos pesados fue confeccionada en 1939 por Ya.I. Frenkel, así como por N. Bohr y J. Willer, basándose en la hipótesis de la inestabilidad de los núcleos pesados. Esta teoría tenía como base el modelo de gota líquida del núcleo (§ 80.7). Examinemos con brevedad los fundamentos de esta teoría, limitándonos al cálculo del balance energético del proceso de fisión y algunos otros problemas relacionados con esto. En el margen de nuestros intereses se encontrará sólo la primera etapa de la fisión, es decir, la formación de los núcleos-fragmentos y no examinaremos sus transformaciones radiactivas.

Como sabemos del § 80.7 el modelo de gota líquida del núcleo nos permite obtener una fórmula semiempírica para la energía de enlace del núcleo-gota. Esta fórmula contiene una serie de términos, dos de los cuales representan gran interés para examinar la primera etapa de la fisión del núcleo. En primer lugar, esto se refiere a la energía superficial  $\mathcal{E}_3$  de núcleo-gota:

$$\mathcal{E}_3 = 4\pi R^2\sigma,$$

donde  $\sigma$  es la «tensión superficial». En segundo lugar, la energía electrostática  $\mathcal{E}_4$  de interacción de los protones:

$$\mathcal{E}_4 = \frac{3 \cdot Z^2 e^2}{5 \cdot 4\pi\epsilon_0 R},$$

donde  $Ze$  es la carga del núcleo,  $R$ , su radio. El resto de los términos que reflejan diversas propiedades de las fuerzas nucleares, dependen del número total  $A$  de nucleones en el núcleo. Para calcular el balance energético de la fisión del núcleo, todos esos términos no tendrán importancia, ya que el número total de partículas queda invariable.

8. Calculemos la energía que se libera durante la fisión del núcleo inicial con una carga  $Ze$  y número másico  $A$ , en dos núcleos-fragmentos hijos iguales, de forma que  $A_1 = A_2 = A/2$  y  $Z_1 = Z_2 = Z/2$ . La fórmula para la energía de enlace en el núcleo antes de la escisión, la volvemos a escribir, dejando sólo los términos de gran importancia:

$$\mathcal{E} = 4\pi R^2\sigma + \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{4\pi\epsilon_0 R}. \quad (82.7)$$

Para la fisión del núcleo se debe cumplir la condición de invariabilidad del volumen de la gota, es decir,  $\frac{4}{3}\pi R^3 = 2 \cdot \frac{4}{3}\pi R_1^3$ , donde  $R_1$  es el radio del núcleo-fragmento. De aquí  $R_1 = R/\sqrt[3]{2}$ .

La energía de enlace en los dos núcleos-fragmentos según la fórmula (82.7) será escrita de la forma siguiente:

$$\mathcal{E}' = 2 \left( 4\pi R_1^2\sigma + \frac{3}{5} \frac{Z_1^2 e^2}{4\pi\epsilon_0 R_1} \right),$$

Poniendo en lugar de  $R_1$  su expresión y teniendo además en cuenta que  $Z_1 = Z/2$ , obtenemos:

$$\mathcal{E}' = 2 \left( 4\pi\sigma \frac{R^2}{\sqrt[3]{4}} + \frac{3}{5} \sqrt[3]{2} \frac{Z^2 e^2}{16\pi\epsilon_0 R} \right). \quad (82.8)$$

La diferencia  $\Delta\mathcal{E}$  de las expresiones (82.7) y (82.8) es la energía que se libera durante la fisión simétrica de un núcleo pesado en forma de la energía cinética de sus fragmentos:

$$\Delta\mathcal{E} = \mathcal{E} - \mathcal{E}' = 4\pi R^2\sigma \left(1 - \frac{2}{\sqrt[3]{4}}\right) + \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{4\pi\epsilon_0 R} \left(1 - \frac{\sqrt[3]{2}}{2}\right). \quad (82.9)$$

El primer término de la fórmula (82.9) tiene signo negativo, ya que  $1 - (2/\sqrt[3]{4}) = 1 - \sqrt[3]{2} \approx -0,26$ . Esto corresponde a que si se conserva el volumen, la fisión de núcleo-gota proporciona el aumento de la superficie sumaria de las gotas-fragmentos de fisión \*). Desde el punto de vista físico, esto quiere decir que el balance de una sola energía superficial lleva a que el proceso de fisión sea infructuoso energéticamente, es decir, que a la inversa, sea conveniente, en lo que atañe a la energía, la fusión de diminutas gotas con la reducción de la superficie libre. El segundo término de la expresión (82.9) es positivo, ya que la energía electrostática de interacción de los protones decrece. El balance energético total de la fisión se determina por el signo de  $\Delta\mathcal{E}$ . Con  $\Delta\mathcal{E} > 0$  la energía se desprenderá, con  $\Delta\mathcal{E} < 0$ , se absorberá. Todo depende de la correlación entre la energía superficial, que deberá ser consumida durante la escisión de la gota, y la energía electrostática que se libera durante la fisión.

9. Existen ciertos parámetros críticos  $Z$ ,  $R$  y  $\sigma$  del núcleo-gota, para los que el proceso de escisión transcurre de forma isoenergética, sin variación de la energía del sistema ( $\Delta\mathcal{E} = 0$ ) o bien es energéticamente ventajoso ( $\Delta\mathcal{E} > 0$ ). Escribamos esta condición en la forma  $\Delta\mathcal{E} \geq 0$ . Entonces según la fórmula (82.9), obtenemos

$$\frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{4\pi\epsilon_0 R} : 4\pi R^2\sigma \geq 2 \frac{\sqrt[3]{2}-1}{2-\sqrt[3]{3}} \geq 0,70. \quad (82.10)$$

El primer miembro de la desigualdad (82.10) es la razón entre la energía de la repulsión coulombiana de los protones, que intenta destruir el núcleo-gota y la energía superficial que tiende a contrarrestar la destrucción de la gota. Suponiendo que, según (80.10),  $R = r_0 A^{1/3}$ , donde  $r_0 = 1,4 \cdot 10^{-15}$  m, podemos reescribir (82.10) del modo siguiente con el signo de igualdad:

$$\frac{3}{5} \frac{e^2}{(4\pi)^2 \epsilon_0 r_0^3 \sigma} \frac{Z^2}{A} = 0,70. \quad (82.10')$$

La única magnitud variable en la igualdad (82.10') es el llamado *parámetro de fisión*  $Z^2/A$ . Con el fin de determinar para qué valores del parámetro de fisión el proceso de escisión es ventajoso desde el punto de vista energético, es decir, será cumplida la condición  $\Delta\mathcal{E} > 0$ , pongamos en la expresión (82.10') los valores numéricos de todas las constantes. Obtendremos la siguiente desigualdad que determina los parámetros de fisión necesarios:

$$Z^2/A > 17. \quad (82.11)$$

\*) Es fácil calcular que  $2 \cdot 4\pi R_1^2 - 4\pi R^2 = 0,26\pi R^2$ .

Esta condición satisface para todos los núcleos, empezando por la plata  $^{108}_{47}\text{Ag}$ , para la que el parámetro de fisión es  $\approx 20$ . Mientras mayor es dicho parámetro, el núcleo deberá escindirse con mayor facilidad.

## § 82.8. Energía de activación de la fisión. Fisión espontánea de los núcleos

1. Parece como si el resultado del párrafo anterior indicara que todos los núcleos de los átomos de los elementos químicos de la segunda mitad del Sistema Periódico (para  $Z \geq 47$ ) deben ser inestables en lo que se refiere al proceso de fisión. La experiencia muestra que la mayoría aplastante de los isótopos con números másicos  $A$  mayores que 108, son estables, salvo los más pesados que pueden sufrir la llamada fisión espontánea, sobre lo que hablaremos más adelante. Esta aparente contradicción es explicada porque el cumplimiento de la condición  $\Delta\mathcal{E} \geq 0$  es insuficiente para que se produzca la reacción de fisión. Con este fin, es necesario el consumo de cierta cantidad mínima de energía, llamada *energía de activación de la fisión del núcleo* (o *umbral de la fisión*)  $\mathcal{E}_f$ . Si la suma de las energías superficial y electrostática de núcleo-gota esférico es la mínima, el núcleo-gota será el más estable. Sea, con ello, que el núcleo tenga radio  $R$ . La discrepancia de la forma esférica del núcleo provocará el aumento de su superficie y el correspondiente crecimiento de la energía superficial  $\mathcal{E}_3$  (véase (80.12)). Al mismo tiempo, la energía electrostática  $\mathcal{E}_4$  disminuirá, ya que con la forma esférica del núcleo los protones se acercan entre sí el máximo y su energía de repulsión será la mayor.

2. Siendo pequeñas las deformaciones del núcleo-gota, la condición de su estabilidad se alterará. No obstante, incluso para la más pequeña deformación del núcleo hay que consumir determinada energía. Al principio, con deformación nula, el núcleo se halla en estado estable. Con pequeñas deformaciones el núcleo, o sea una gota cargada, empieza a oscilar: alternativamente se alarga y contrae. Cuando la deformación de núcleo alcanza cierto valor crítico, las oscilaciones del núcleo-gota provocan su escisión. Las etapas consecutivas de la escisión de la gota nuclear se muestran en la fig. 82.4. Los estados intermedios están relacionados con la formación y alargamiento de los «puentes» en la gota (fig. 82.4, c). Si la energía de excitación de núcleo resulta ser menor que la de activación, la deformación de núcleo-

gota excitado no llegará hasta la crítica, el núcleo no se escindirá y volverá al estado fundamental, emitiendo un cuanto  $\gamma$ .

3. Frenkel, lo mismo que Bohr y Willer, estudiaron de manera teórica el problema de la ligazón de la energía de activación de fisión del núcleo con el parámetro de fisión  $Z^2/A$ . Se manifestó, que con un valor determinado, llamado *crítico*, del parámetro  $(Z^2/A)_{\text{crit}}$  el núcleo se hace inestable y se escinde de modo espontáneo y que

$$(Z^2/A)_{\text{crit}} \approx 49. \quad (82.12)$$

Para  $Z^2/A < (Z^2/A)_{\text{crit}}$  es preciso consumir una energía de activación  $\mathcal{E}_f$ , con la que se alcance la deformación crítica del núcleo-gota que provoque la escisión. Para los núcleos



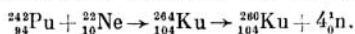
Fig. 82.4.

pesados  $\mathcal{E}_f$  constituye 5 . . . 7 MeV, es decir, tiene el mismo orden de magnitud que la energía de enlace del neutrón en un núcleo pesado o la energía de enlace correspondiente a un nucleón, lo que es lo mismo.

Si  $Z^2/A > (Z^2/A)_{\text{crit}}$ , la existencia del núcleo es imposible. La fisión de semejante núcleo ultrapesado debe transcurrir de modo espontáneo durante un intervalo de tiempo comparable con el tiempo nuclear  $10^{-22}$  s. La condición (82.12) limita la posibilidad de la existencia estable de los núcleos ultrapesados. Los más pesados son los núcleos transuránicos, obtenidos de forma artificial. Ellos tienen los mayores valores del parámetro de fisión. Si para el isótopo de uranio  ${}^{238}_{92}\text{U}$  el parámetro de fisión es igual a 35,6, para el americio  ${}^{242}_{95}\text{Am}$ , constituye 37,3.

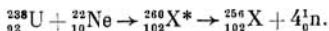
En 1964 en el laboratorio de reacciones nucleares del Instituto unificado de investigaciones nucleares en la ciudad de Dubná, bajo la dirección de G.N. Fliórov, fue obtenido el isótopo de kurchatovio, nuevo elemento transuránico con  $Z = 104$  y número másico 260. Para obtener este elemento el isótopo de plutonio  ${}^{242}_{94}\text{Pu}$  fue irradiado con núcleos de neón  ${}^{22}_{10}\text{Ne}$ . Después de la captura del núcleo de neón se formó el núcleo compuesto de  ${}^{264}_{104}\text{Ku}$ , y en un caso para

10 mil millones de núcleos, después de la emisión de cuatro neutrones, se formaba un núcleo del elemento  ${}_{104}^{260}\text{Ku}^*$ ):



En los haces más potentes de núcleos acelerados de neón, un núcleo de kurchatovio nace en el transcurso de varias horas.

En Dubná, mediante las reacciones de fusión de los núcleos de uranio con los núcleos de neón fueron obtenidos los primeros átomos de un elemento con carga del núcleo  $Z = 102$ . La reacción transcurría con la formación de un núcleo compuesto excitado  ${}_{102}^{260}\text{X}^*$  saliendo posteriormente de él cuatro neutrones:



De 100 millones de núcleos compuestos nace sólo un núcleo del isótopo  ${}_{102}^{256}\text{X}$ . En el resto de los casos, los núcleos compuestos se escinden en núcleos-fragmentos y neutrones. En las reacciones de fusión fueron por primera vez obtenidos los isótopos de los elementos transuránicos curio  ${}_{96}\text{Cm}$ , berkelio  ${}_{97}\text{Bk}$ , californio  ${}_{98}\text{Cf}$ , mendelevio  ${}_{101}\text{Md}$ , kurchatovio  ${}_{104}\text{Ku}$ , así como los isótopos de elementos con cargas de los núcleos 102, 103 y 105. En la actualidad el Sistema Periódico Mendeléiev ha «avanzado» hasta el elemento  $Z = 107$ .

4. Para los valores de  $Z^2/A < (Z^2/A)_{\text{crit}}$  es posible la fisión espontánea de los núcleos, que transcurre de forma análoga a la desintegración  $\alpha$  (§ 81.9), es decir, por medio del efecto túnel. En los años 1939—1940, G.N. Fliórov y K.A. Petrzhak observaron por primera vez la fisión espontánea del uranio  ${}_{92}^{238}\text{U}$ . Mediante métodos sensibles en extremo, descubrieron en una cámara de ionización impulsos creados por fragmentos de fisión de uranio que no había sufrido la acción de los neutrones, que provocan la fisión. El período de semidesintegración de la fisión espontánea es de  $10^{16} \dots 10^{17}$  años, según las apreciaciones de Fliórov y Petrzhak. Recordemos que para el uranio  ${}_{92}^{238}\text{U}$  de radiactividad  $\alpha$  natural, el período de semidesintegración constituye 10 años, es decir, siete órdenes menor.

5. En el experimento se ha revelado la notoria diferencia en la fisión de los núcleos de dos isótopos de uranio:  ${}_{92}^{235}\text{U}$  y  ${}_{92}^{238}\text{U}$ . Como ya hemos señalado en el § 82.7, los núcleos de uranio  ${}_{92}^{235}\text{U}$  se escinden bajo la acción de los neutrones con una energía cinética no menos de 1 MeV,

\*) Los demás núcleos sufrían procesos de escisión.

mientras que la escisión de los núcleos de uranio  ${}_{92}^{235}\text{U}$  se produce al capturar los neutrones más lentos, térmicos. La explicación de esta diferencia consiste en lo siguiente. El núcleo compuesto  ${}_{92}^{236}\text{U}$ , surgido al capturar un neutrón el núcleo  ${}_{92}^{235}\text{U}$ , tiene un parámetro de fisión  $Z^2/A$  igual a 35,46 y una energía de activación de la fisión  $\mathcal{E}_f = 7,0$  MeV. La energía de enlace del neutrón capturado por el núcleo  ${}_{92}^{235}\text{U}$ , constituye unos 6 MeV. Esto quiere decir, que la escisión de los núcleos  ${}_{92}^{235}\text{U}$  puede ser provocada por neutrones con energía cinética no menos de 1 MeV. Para el núcleo compuesto  ${}_{92}^{238}\text{U}$ , obtenido al capturar un neutrón el núcleo  ${}_{92}^{237}\text{U}$ , el parámetro de fisión y la energía de activación de fisión son iguales a 35,9 y 6,6 MeV, respectivamente. Estos valores indican que las condiciones de escisión de los núcleos  ${}_{92}^{235}\text{U}$  bajo la acción de los neutrones son más favorables que para los núcleos  ${}_{92}^{238}\text{U}$ . Además, la energía de excitación que se comunica al núcleo  ${}_{92}^{235}\text{U}$  al capturar un neutrón es de unos 6,8 MeV.

Los neutrones térmicos provocan la escisión de los núcleos del isótopo de uranio  ${}_{92}^{235}\text{U}$  y del elemento transuránico plutonio  ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ .

## § 82.9. Reacción de fisión en cadena

1. Para la aplicación práctica de la fisión de los núcleos pesados tiene la mayor importancia la liberación de una gran energía durante cada acto de fisión y la aparición en este caso de varios (dos, tres) neutrones. Si cada uno de estos neutrones al actuar de modo recíproco con los núcleos vecinos de la sustancia fisionable provoca a su vez en ellos la reacción de fisión, se produce el crecimiento *en avalancha* del número de los actos de fisión. Semejante reacción de fisión recibe el nombre de reacción *en cadena*. Esta ha recibido su denominación por analogía con las reacciones químicas en cadena, es decir, aquellas cuyos productos pueden de nuevo unirse con los materiales iniciales.

En 1939, Ya.B. Zeldovich y Yu.B. Yariton indicaron por primera vez la posibilidad de que existiera la reacción de fisión nuclear en cadena. Cada uno de los neutrones formados durante un acto de fisión, si es capturado por el núcleo, provocará la aparición de nuevos neutrones de fisión que, a su vez, son capaces de provocar la reacción de fisión, etc.

2. Examinemos con mayor detalle la posibilidad de la reacción en cadena. La suposición de que cada uno de los neutrones es capturado por los núcleos vecinos no se realiza en realidad. Parte de los núcleos de los átomos de aquellas sustancias que obligatoriamente están presentes en la región donde transcurre la reacción en cadena, pero no son escindibles, es decir, moderadores de neutrones, agentes de transferencia de calor que retiran éste de la zona de la reacción, etc.



Parte de los neutrones puede simplemente salir tras los límites de la *zona activa*, o sea, del espacio donde se produce la reacción en cadena.

Está claro, que la condición indispensable para el surgimiento de la reacción en cadena es la presencia de neutrones que se multiplican. Introduzcamos la noción de coeficiente  $k$  de multiplicación de los neutrones. Recibe el nombre de *coeficiente de multiplicación de los neutrones* la razón entre el número de neutrones en cierto eslabón de la reacción y el número de tales neutrones en el eslabón precedente. Para el desarrollo de la reacción en cadena es condición necesaria que  $k \geq 1$ . La magnitud  $k$  se determina, primeramente, por el valor del número medio de neutrones surgidos durante un acto de fisión (§ 82.7), segundo, por las probabilidades de *diversos procesos de interacción de los neutrones con los núcleos de la sustancia fisionable* y las impurezas que hay en ella, así como de las dimensiones del sistema.

El papel de este último factor es importante a causa de que con la disminución de las dimensiones de la zona activa aumenta la parte de neutrones que salen de sus límites y disminuye la posibilidad del posterior desarrollo de la *reacción en cadena*. *Las pérdidas de neutrones son proporcionales al área de la superficie*, mientras que la generación de neutrones es proporcional a la masa y, por lo tanto, al volumen de la sustancia fisionable. Por ejemplo, para una sustancia fisionable de forma esférica (volumen  $V \sim R^3$ , superficie  $S \sim R^2$ ,  $S/V \sim 1/R$ ), con la disminución de  $R$ , es decir, del volumen y de la masa de la sustancia fisionable, crecerá la parte de *pérdidas de neutrones que salen de la zona activa*. Llamamos *dimensiones críticas* de la zona activa, las dimensiones mínimas de dicha zona con las que es posible la existencia de la reacción en cadena.

La masa mínima de las sustancias fisionables que se encuentran en el sistema de las dimensiones críticas, recibe el nombre de *masa crítica*.

Con el fin de reducir las pérdidas de neutrones y disminuir los *parámetros críticos* de la sustancia fisionable, ésta se rodea con un *reflector*, capa de una sustancia no fisionable con *pequeña sección transversal eficaz para la captura de los neutrones* y *gran sección para su dispersión*. El reflector retorna a la zona activa la mayor parte de los neutrones que de ella sale. Como reflectores se utilizan las mismas sustancias que se usan en calidad de moderadores de neutrones

(§ 82.5), es decir, el agua pesada ( $D_2O$  y  $HDO$ ), grafito, compuestos de berilio.

3. Una de las más importantes características de la reacción en cadena es la velocidad de su desarrollo, que no sólo depende del coeficiente  $k$  de multiplicación de los neutrones, sino también del tiempo medio  $\tau$  entre dos actos de fisión consecutivos. Por lo visto,  $\tau$  determina el tiempo medio de vida de una «generación» de neutrones, es decir, del tiempo medio desde el momento de fisión hasta la captura de un neutrón por el núcleo del átomo de la sustancia fisiónable. Con mayor precisión, el tiempo  $\tau$  está compuesto por el tiempo de escisión del núcleo, el tiempo de retraso de la salida del neutrón del núcleo respecto del momento de la fisión y el tiempo que transcurre hasta la siguiente captura.

4. En el caso de una reacción en cadena en desarrollo, para la disminución brusca del tiempo  $\tau$ , es decir, para obtener una reacción en cadena muy rápida de tipo explosivo, hay que efectuar el proceso de multiplicación con neutrones rápidos; para conseguir una reacción en cadena controlable, hay que aumentar el tiempo  $\tau$ , o sea, tender a que el tiempo de retraso de la salida de los neutrones con relación al momento de fisión y el tiempo de desplazamiento de los neutrones hasta la siguiente captura, sean los mayores posibles. Lo primero depende del mecanismo de surgimiento de los neutrones secundarios y su control es dificultoso, lo segundo es función de la interacción de los neutrones salidos del núcleo con los núcleos que los rodean, es decir, del moderador de neutrones, de su movimiento en la sustancia y, por fin, de su captura. El control de la reacción en cadena, en lo fundamental, se reduce a influir sobre estos procesos.

## § 82.10. Reactores nucleares

1. Las reacciones nucleares controladas transcurren en los *reactores*, *pilas* o *calderas nucleares*.

Como sustancias primas o fisionables, en los reactores se utilizan  ${}_{92}^{235}U$ ,  ${}_{94}^{239}Pu$ ,  ${}_{92}^{238}U$ , así como  ${}_{90}^{232}Th$ . La mezcla natural de los isótopos de uranio contiene una cantidad del isótopo  ${}_{92}^{238}U$  140 veces mayor que la del isótopo  ${}_{92}^{235}U$ . Para comprender los procesos que pueden transcurrir en el reactor con la mezcla natural de isótopos, hay que tener en cuenta la diversidad de las condiciones con las que se produce la fisión de los núcleos de los isótopos de uranio. El estudio del espectro energético de los neutrones emitidos durante la fisión, muestra que su energía constituye, fundamentalmente, unos 0,7 MeV. Estos neutrones sólo pueden provocar la escisión de los núcleos de  ${}_{92}^{235}U$ . Aquella pequeña cantidad de neutrones, cuya energía supera la de activación de fisión

del núcleo  ${}_{92}^{238}\text{U}$ , con alto grado de probabilidad sufren dispersión inelástica y su energía, por regla, resulta ser menor que el umbral de fisión del núcleo  ${}_{92}^{235}\text{U}$ . A causa de una serie de choques con los núcleos de uranio, los neutrones pierden su energía a *pequeñas* porciones, se moderan y son capturados por los núcleos de  ${}_{92}^{238}\text{U}$ . La absorción de los neutrones por los núcleos de  ${}_{92}^{238}\text{U}$  favorece el desarrollo de la reacción en cadena, mientras que su absorción por los núcleos  ${}_{92}^{235}\text{U}$ , hace que los neutrones abandonen la reacción en cadena, lo que lleva a la interrupción de ésta. Los cálculos muestran que con la *mezcla natural* de los isótopos de uranio la probabilidad de la interrupción de la reacción en cadena *supera* la probabilidad de desarrollo de dicha reacción y que ni con los neutrones rápidos, ni con los lentos, la reacción en cadena *no puede desarrollarse*.

2. La condición que asegura el desarrollo de la reacción en cadena en los reactores nucleares de neutrones lentos es el empleo de moderadores para reducir la captura de los neutrones por los núcleos de  ${}_{92}^{238}\text{U}$ . Después de cada uno de los choques con los núcleos del moderador el neutrón pierde su energía a *grandes porciones*, lo que favorece que la energía del neutrón «pase» por aquella zona de energías, con las que se produce su captura por los núcleos de  ${}_{92}^{238}\text{U}$ . Como moderadores se utilizan el carbono (en forma de grafito), deuterio (en forma de agua pesada  $\text{D}_2\text{O}$  y  $\text{HDO}$ ), berilio y óxido de berilio, cuyos núcleos en menor grado que los de otras sustancias capturan los neutrones térmicos.

3. Distinguimos dos tipos de reactores de neutrones lentos: *homogéneos* y *heterogéneos*. En los primeros, la sustancia fisionable se distribuye uniformemente por el volumen del moderador (por ejemplo, se diluye en el agua). En los segundos, el uranio se sitúa por bloques aislados en el volumen del moderador, es decir, el agua pesada o el grafito. En los reactores homogéneos, durante el transcurso de la moderación los neutrones siempre se encuentran en las proximidades de los núcleos de los átomos de uranio, distribuidos por todo el volumen. Esto lleva a una mayor probabilidad de la absorción de los neutrones por los núcleos de uranio y no por los del moderador, pero al mismo tiempo este hecho reduce la probabilidad de evitar la captura de los neutrones por los núcleos de  ${}_{92}^{238}\text{U}$ . A la inversa, en los reactores heterogéneos la probabilidad de absorción de los neutrones térmicos por los núcleos de uranio es relativamente pequeña, pero crece la probabilidad de evitar su captura por los núcleos de  ${}_{92}^{238}\text{U}$ , ya que los neutrones que se moderan con energías «peligrosas» para la captura, pasan la mayor parte del tiempo tras los límites de los bloques de uranio fisionable. También favorece el funcionamiento del reactor la reducción de la fuga de los neutrones, lo que se alcanza a cuenta del aumento de las dimensiones críticas y el empleo de reflectores de neutrones.

4. El rápido desarrollo de la reacción en cadena se acompaña por la liberación de una gran cantidad de energía, lo que puede provocar un *sobrecalentamiento* excesivo del reactor. Cuando el reactor alcanza la potencia requerida, es preciso reducir el régimen de la reacción en desarrollo al régimen crítico con valor de  $k = 1$  y, a continuación, mantener este régimen. Para disminuir el coeficiente de multiplicación de los neutrones, en la zona activa del reactor se introducen barras de materiales que en alto grado absorben los neutrones térmicos, por ejemplo, de boro o cadmio. Semejantes *barras de regulación* (o de control) disminuyen el valor de  $k$  y evitan el crecimiento de la veloci-

dad de la reacción en cadena, manteniéndola en el régimen estacionario.

5. La escisión de los núcleos de uranio, realizada en los reactores, es acompañada por la formación de una gran cantidad de fragmentos radiactivos. Como muestran los cálculos, para 22 000 kW·h de energía se forma cerca de 1 g de fragmentos. Con ello se emiten rayos  $\beta$  y radiación  $\gamma$ . Además, los reactores que trabajan con moderadores emiten potentes flujos de neutrones térmicos, que se utilizan para obtener diversos isótopos radiactivos artificiales. Estos isótopos se emplean para realizar investigaciones en diversas ramas de la economía nacional.

Los flujos de neutrones y de rayos  $\gamma$  que surgen en los reactores, son de alta intensidad, tienen gran poder de penetración y actúan de modo funesto en el organismo humano. Por esta causa, para la protección del personal que trabaja en los reactores nucleares se hace uso de medidas especiales. Una de las más eficaces es la automatización de los procesos de control del reactor.

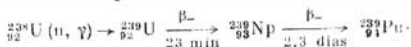
6. Un ejemplo de reactor nuclear heterogéneo de neutrones lentos es el de la central atomoeléctrica soviética, primera en el mundo, puesta en explotación el 27 de junio de 1954. La potencia del reactor alcanza 5 MW, siendo el moderador de neutrones de grafito. La zona activa del reactor es un cilindro de grafito de 1,5 m de diámetro y 1,7 m de altura, rodeado de un reflector de grafito. En la zona activa están situados 128 canales verticales de trabajo para ubicar en ellos la sustancia fisionable, la mezcla natural de uranio enriquecida por el isótopo  $^{235}\text{U}$ . Los canales de trabajo se realizan en forma de tubos de acero en los que se asientan casquillos de una aleación de uranio. Por los tubos fluye el agua para la refrigeración del uranio. En la zona activa también hay 22 canales para las barras de regulación, fabricadas de carburo de boro, que absorbe fuertemente los neutrones térmicos. La potencia del reactor se mantiene en el nivel necesario prefijado por medio de las barras de regulación. El agua que enfría el reactor, se hace radiactiva. El agua caliente se alimenta al generador de vapor y en él transmite el calor al agua que circula por el segundo contorno cerrado, en el que se crea vapor a una presión de 12,5 atm y temperatura de 260°C. Este vapor se alimenta a la turbina. El control de las unidades de la central atomoeléctrica está automatizado y se realiza a distancia.

7. La primera central atomoeléctrica soviética (CAE) fue el prototipo de la CAE Beloyarskaya I.V. Kurchatov, la más grande en la URSS. El primer bloque de esta central de 100 MW de potencia fue puesto en funcionamiento en 1964. El empleo de parámetros ultracríticos del vapor (presión 250 atm, temperatura 535—565°C) permitió elevar el rendimiento de esta central.

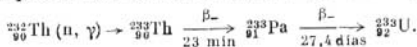
Los reactores de uranio de neutrones térmicos pueden resolver el problema del abastecimiento energético en escala limitada, determinada por la cantidad de uranio  $^{235}\text{U}$ . Al utilizar toda la reserva natural de  $^{235}\text{U}$ , puede ser obtenida una cantidad de energía equivalente, aproximadamente, a las reservas en la Tierra de combustible corriente.

8. Para aumentar los recursos nucleares energéticos se hace uso de los procesos que transcurren durante la captura de los neutrones por los núcleos de  $^{238}\text{U}$  y de torio  $^{232}\text{Th}$ . Esto lleva a la aparición de plutonio  $^{239}\text{Pu}$  y del isótopo de uranio  $^{233}\text{U}$ , fisionables con gran eficacia. El

esquema de obtención de plutonio se examinó en el § 82.6:



La reacción para el torio transcurre según el siguiente esquema:



La captura de los neutrones por los núcleos de  ${}_{92}^{238}\text{U}$  se acompaña por la creación de combustible nuclear, que por los métodos químicos puede ser separado de  ${}_{92}^{238}\text{U}$ . Este proceso denominase *reproducción del combustible nuclear*. Durante la escisión de un núcleo de  ${}_{92}^{235}\text{U}$  se forma, en término medio, 2,5 neutrones, de los cuales sólo uno es necesario para la manutención de la reacción en cadena. Los restantes 1,5 neutrones pueden ser capturados por los núcleos de  ${}_{92}^{238}\text{U}$  y de ellos se pueden formar 1,5 núcleos de  ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ . En *reactores especiales de reproducción* el coeficiente de reproducción del combustible nuclear supera la unidad. En los reactores nucleares de neutrones lentos esto no puede realizarse. En efecto, en semejantes reactores la escisión se produce en 84,5 casos de 100 absorciones por los núcleos de  ${}_{92}^{235}\text{U}$  de los neutrones térmicos. Teóricamente, el coeficiente máximo posible de reproducción del combustible nuclear constituye  $2,5 \cdot 0,845 - 1 = 1,11$  en lugar de 1,5. Como resultado de la absorción de los neutrones por el moderador y por su escape tras los límites del reactor, dicho coeficiente disminuye aún más. En los reactores con moderador, el coeficiente de reproducción del combustible nuclear es, por regla, menor que uno. Por ejemplo, en el reactor de la primera CAE era sólo igual a 0,32.

Los reactores de reproducción son de neutrones rápidos. La zona activa de éstos es una aleación de uranio, enriquecido con el isótopo  ${}_{92}^{235}\text{U}$ , con un metal pesado (bismuto, plomo), que poco absorbe los neutrones. En los reactores de reproducción no hay moderador. El control de semejante reactor se realiza desplazando el reflector o variando la masa de la sustancia fisionable.

9. En la URSS se han creado reactores de neutrones rápidos (reactores rápidos) que crean flujos de neutrones de enorme intensidad. En la Unión Soviética, pionero de la energética nuclear, se llevan a cabo grandes trabajos en el ámbito de la construcción de reactores nucleares y de la utilización para fines pacíficos de la energía de los núcleos fisionables.

La lucha consecutiva de la Unión Soviética por la utilización pacífica de la energía intranuclear se ha reflejado en el convenio concluido en 1964 entre la URSS y los EE.UU. acerca de la acumulación de gran cantidad de materiales fisionables para su empleo en fines pacíficos y, entre ellos, para *potabilizar el agua marítima*. Los cálculos muestran que un reactor rápido de 2,2 GW puede asegurar el funcionamiento de una central eléctrica de 0,5 GW y una potabilizadora de un rendimiento de 180 mil m<sup>3</sup> de agua dulce al día, siendo el coste del agua de 2 . . . 3 kopecs por 1 m<sup>3</sup>. Cuando los reactores alcancen una potencia de 10 . . . 20 GW, el coste del agua potabilizada será tan bajo que se creará la posibilidad de su empleo para el regadío de las tierras de secano.

Al mismo tiempo que se resuelve el problema de la gran energética nuclear y del aumento de la potencia de los reactores, en la URSS se

resuelven también exitosamente los problemas de la energética nuclear menor. La disminución de las dimensiones de los reactores es en extremo importante para el empleo del combustible nuclear en los motores, donde está limitado el peso del combustible. Tales motores se instalan en los submarinos y en los rompehielos para la navegación de altura.

### § 82.11. Bomba atómica

1. Un reactor rápido especial, en el que se produce una reacción nuclear no controlable de tipo explosivo, es la *bomba atómica*. La sustancia nuclear explosiva que en ella se emplea son los materiales fisionables puros  $^{235}_{92}\text{U}$ ,  $^{239}_{94}\text{Pu}$  y  $^{233}_{92}\text{U}$ . Antes de la explosión, el desarrollo de la reacción en cadena se obstaculiza por la salida de los neutrones tras los márgenes de la sustancia fisionable. La reacción rápida en cadena de tipo explosivo es posible siendo determinados parámetros críticos (dimensión y masa) del dispositivo. La carencia de moderador lleva a la considerable reducción de las dimensiones críticas del sistema. Para los isótopos  $^{235}_{92}\text{U}$ ,  $^{239}_{94}\text{Pu}$  y  $^{233}_{92}\text{U}$  la masa crítica constituye, por regla, 10 . . . 20 kg. Para una densidad de la sustancia  $\rho = 18,7 \text{ g/cm}^3$ , su masa crítica ocupa el volumen de una bola de 4 . . . 6 cm de radio. A cuenta de la ubicación de la carga en una cubierta de metales de gran densidad y que poco absorben los neutrones, se puede alcanzar cierta disminución de la masa crítica de la sustancia explosiva.

2. Para la realización de la reacción explosiva es preciso que la sustancia explosiva se encuentre primero en un estado con el que el desarrollo rápido de la reacción en cadena no sea posible. La transición de la sustancia de la bomba a condiciones con las que puede transcurrir la reacción nuclear no controlable debe realizarse con la mayor rapidez. Para este fin, primeramente, la carga nuclear de la bomba se divide, por ejemplo, en dos partes, cada una de las cuales se encuentra en las condiciones con las que la reacción es imposible.

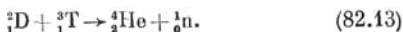
En el momento cuando hay que efectuar la explosión, una de las mitades de la carga se dispara hacia la otra y al unirse las dos, casi instantáneamente, se produce la reacción en cadena explosiva.

3. La reacción explosiva proporciona la liberación de una energía colosal, alcanzando al mismo tiempo una temperatura de  $10^7$  grados. La fuerza destructiva de la bomba lanzada en Hiroshima fue equivalente a la explosión de 20 000 toneladas de trinitrotolueno. En los modelos posteriores de las armas atómicas, la fuerza destructiva ha alcanzado un equivalente de centenares de miles de toneladas mayor. Si a esto añadimos que durante la explosión atómica surge una gigantesca cantidad de fragmentos radiactivos de fisión, entre los que hay de larga vida, con toda evidencia podemos representarnos la terrible catástrofe que significa una explosión atómica. Por esta causa, adquiere enorme importancia la lucha que consecutivamente lleva la Unión Soviética, dirigida a la prohibición de las armas nucleares.

### § 82.12. Reacciones termonucleares

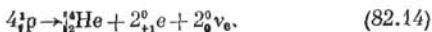
1. Además de la reacción de fisión de los núcleos pesados, hay otra vía para obtener energía nuclear: la fusión de los núcleos de helio de los núcleos de los isótopos de hidrógeno.

Este tiene tres isótopos: el hidrógeno ligero o protio con masa atómica relativa 1,008, el hidrógeno pesado o deuterio con masa atómica 2,015 y el hidrógeno ultrapesado o tritio con masa atómica 3,017. Los núcleos de dichos isótopos reciben el nombre de protón, deutón (o deuterón) y tritón que se designan por:  ${}^1_1\text{H}$  ó  ${}^1_1\text{p}$ ,  ${}^2_1\text{H}$  ó  ${}^2_1\text{D}$ ,  ${}^3_1\text{H}$  ó  ${}^3_1\text{T}$ . La energía específica de enlace del núcleo de helio (§ 80.4) supera considerablemente la de los núcleos de los isótopos de hidrógeno. Por esta razón, durante la fusión de los núcleos de helio de los de hidrógeno se libera energía. Desde el punto de vista del desprendimiento de energía es muy eficaz la siguiente reacción:



Como fue descubierto, en el transcurso de dicha reacción se libera una energía igual a 17,6 MeV.

2. La liberación de energía por nucleón en las reacciones de fusión es varias veces mayor que durante la fisión de los núcleos pesados. Como ya dijimos, al escindirse los núcleos de uranio se libera una energía de cerca de 200 MeV, lo que por nucleón constituye  $200/238 \approx 0,85$  MeV. En lo que se refiere a la reacción (82.13), por nucleón se desprende  $17,6/5 \approx 3,5$  MeV, es decir, cuatro veces más. Energía aún mayor se libera durante la fusión del núcleo de helio de cuatro protones:



Con esta reacción se libera una energía igual a 26,8 MeV, es decir, por partícula se desprende una energía igual a  $26,8/4 \approx 6,7$  MeV.

3. Para realizar la reacción de fusión, para la unión de núcleos ligeros, hay que vencer una barrera de potencial (barrera de Coulomb) condicionada por las fuerzas de la repulsión coulombiana de los núcleos de cargas del mismo signo. Estimemos de forma cualitativa la altura de dicha barrera.

Para la unión de los núcleos de deutón hay que acercarlos entre sí por completo, es decir, a una distancia entre sus centros igual al radio doble del núcleo de hidrógeno,  $r \approx \approx 3 \cdot 10^{-15}$  m. Con este fin, es necesario efectuar trabajo igual a la energía potencial electrostática de los núcleos que se encuentran a dicha distancia entre sí:  $U = e^2/4\pi\epsilon_0 r$ .

Sustituyendo los valores numéricos hallaremos que la altura de la barrera de potencial será, aproximadamente, 0,1 MeV. Los núcleos de deutón podrán vencer esta barrera si al chocar poseyeran la energía cinética correspondiente. La energía cinética media del movimiento térmico de los deuterones ( $3/2 kT$ ) es igual a 0,1 MeV y es suficiente para vencer la barrera de potencial a  $T = 2 \cdot 10^9$  K, es decir, a una temperatura de miles de millones de grados, lo que es mucho mayor que la temperatura en las regiones interiores del Sol, que se considera de unos  $10^7$  K.

Como vemos de los datos aducidos, la reacción de fusión de los núcleos requiere el calentamiento a altas temperaturas. Por este motivo dicha reacción recibe el nombre de *termonuclear*.

4. No obstante, las reacciones termonucleares de fusión pueden también transcurrir a temperaturas menores que  $10^9$  K. La cuestión radica en que las velocidades de los núcleos están distribuidas según la ley de Maxwell y, por lo tanto, a una temperatura inferior a  $10^9$  K, por ejemplo  $T \approx 10^7$  K, hay cierta parte de núcleos cuya energía supera la altura de la barrera de potencial y que, por consiguiente, pueden comenzar la reacción de fusión.

Las partículas que se encuentran en la «cola» de la distribución de Maxwell tienen a  $T \approx 10^7$  K una energía de un orden de decenas de kiloelectronvoltios, lo que, a pesar de todo, es mucho menor que la barrera de Coulomb. En las reacciones nucleares de partículas cargadas, la probabilidad de la penetración en túnel a través de la barrera de Coulomb a temperaturas corrientes es muy pequeña durante la colisión de los núcleos. Sin embargo, dicha probabilidad aumenta con rapidez al crecer la energía de las partículas que chocan. Por ejemplo, para dos núcleos de deuterio con una energía media de las partículas de 1,7 keV (que corresponde a la temperatura de  $2 \cdot 10^7$  K) esta probabilidad supera  $10^{47}$  veces la de la fusión en túnel de dos núcleos de deuterio que posean una energía media de 17 eV ( $T = 2 \cdot 10^5$  K). La temperatura de  $10^7$  K resulta suficiente para que comience a transcurrir la reacción termonuclear a cuenta de la unión en túnel de los núcleos que se encuentran en la «cola» de la distribución de Maxwell. Además, un papel favorable desempeña para el transcurso de las reacciones termonucleares, la circunstancia de que al aumentar la temperatura se produce con mayor intensidad el choque de los núcleos que se encuen-



tran en la «cola» de la distribución de Maxwell, lo que ayuda a la penetración de los núcleos unos en otros a través de la barrera coulombiana de potencial.

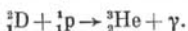
5. La temperatura de un orden de  $10^7$  K es característica para la parte central del Sol. De otro lado, el análisis espectral de la radiación solar permite establecer que en la composición del Sol, como en la de otras estrellas, hay una considerable parte de hidrógeno (cerca del 80%) y de helio (hasta el 20%). El carbono, nitrógeno y oxígeno constituyen no más del 1% de la masa de nuestra estrella. Por cierto, que como la masa del Sol es colosal ( $1,99 \cdot 10^{30}$  kg), podemos decir que la cantidad de dichos gases en el Sol es considerable. La comparación de todos estos datos con las condiciones en que transcurren las reacciones termonucleares, ha llevado a la conclusión de que *dichas reacciones deben producirse en el Sol y las estrellas* y que ellas son la fuente de energía que compensa su radiación. Cada segundo el Sol irradia una energía de  $3,8 \cdot 10^{26}$  J, lo que corresponde a la disminución de su masa en 4,3 millones de toneladas. Es de utilidad señalar que la *liberación específica* de energía solar, o sea, el desprendimiento que corresponde a la unidad de masa por segundo, es en tal caso muy pequeña, un total de  $1,9 \times 10^{-4}$  W/kg. Constituye sólo el 1% de la liberación específica de energía en el organismo viviente durante el metabolismo.

La pequeña liberación específica de energía solar por 1 s explica por qué razón la potencia de radiación de nuestro astro, prácticamente, no ha variado durante los miles de millones de años de existencia del Sistema Solar.

6. En 1938 se emitió la hipótesis de la posibilidad del transcurso de reacciones nucleares en el Sol, en forma del llamado *ciclo protón-protón*. Se considera que según una de las variantes, en dicho ciclo se producen las siguientes reacciones. El ciclo comienza con la unión de dos protones, formándose un deutón y emitiéndose un positrón y un neutrino electrónico:

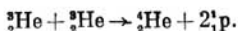


Más adelante, el deutón reacciona con el protón, formando un núcleo del isótopo ligero de helio  ${}^3_2\text{He}$ , mientras que el exceso de energía se desprende en forma de radiación  $\gamma$ :



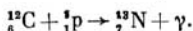
Señalemos que el positrón formado en la primera etapa del ciclo, al unirse con el electrón del plasma, también emite radiación  $\gamma$ .

Desde 1951 se considera que la más probable continuación del ciclo es la unión de los núcleos de helio  ${}^3_2\text{He}$ , formando núcleos  ${}^4_2\text{He}$  (partículas  $\alpha$ ) y dos protones:

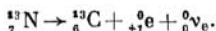


El resultado del ciclo es la fusión de los núcleos de hidrógeno en un núcleo de helio, lo que se acompaña de la liberación de energía.

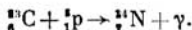
7. En 1939, H. Bethe examinó el ciclo de las reacciones termonucleares, llamado *ciclo del carbono y del nitrógeno* o bien *ciclo de Bethe* \*). En éste, la unión de los núcleos de hidrógeno en un núcleo de helio se facilita por la presencia de los núcleos de carbono  ${}^{12}_6\text{C}$ , como catalizadores de la reacción nuclear. El ciclo comienza por la penetración de un positrón rápido en el núcleo de carbono  ${}^{12}_6\text{C}$ , formándose así un núcleo del isótopo inestable de nitrógeno  ${}^{13}_7\text{N}$  radiactivo con la emisión de un cuanto  $\gamma$ :



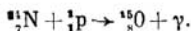
Con un período de semidesintegración de 14 min, en el núcleo  ${}^{13}_7\text{N}$  se produce la transformación (82.4):  ${}^1_1\text{p} \rightarrow {}^1_0\text{n} + {}^0_{-1}\text{e} + {}^0_0\nu_e$  y se forma un núcleo del isótopo de carbono  ${}^{13}_6\text{C}$ :



Aproximadamente después de cada 2,7 millones de años el núcleo de  ${}^{13}_6\text{C}$ , captura un núcleo del isótopo estable de nitrógeno  ${}^{14}_7\text{N}$ :



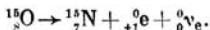
Al pasar, por término medio, 32 millones de años el núcleo de  ${}^{14}_7\text{N}$  captura un protón y se transforma en núcleo de oxígeno  ${}^{15}_8\text{O}$ :



El núcleo inestable de  ${}^{15}_8\text{O}$ , con un período de desintegración de 3 min, emite un positrón y un neutrino y se convierte en

\*) Denominado también ciclo de Bethe — Weizsäcker o ciclo CN. (N. del T.)

un núcleo de  $^{15}_7\text{N}$ :



El ciclo de la reacción termina con la absorción por el núcleo de  $^{15}_7\text{N}$  de un protón y por su desintegración en un núcleo de carbono  $^{12}_6\text{C}$  y una partícula  $\alpha$ , lo que sucede después de unos 100 mil años:



Un nuevo ciclo comienza otra vez con la absorción de un protón por el carbono  $^{12}_6\text{C}$ , lo que produce, por término medio, cada 13 millones de años. Las reacciones aisladas del ciclo están distanciadas entre sí por intervalos de tiempo que desde un punto de vista de las escalas terrestres de tiempo, son desmesuradamente grandes. Sin embargo, hay que tomar en consideración que este ciclo es *cerrado y transcurre de forma permanente*. Por esta razón, diversas reacciones del ciclo transcurren en el Sol simultáneamente, aunque comenzaron en diferentes momentos de tiempo.

El resultado de *un* ciclo es la transformación de cuatro protones en un núcleo de helio, con la aparición de dos positrones y radiación  $\gamma$ , a la que hay que añadir la radiación que surge al unirse los positrones con los electrones del plasma. La cantidad de energía que se libera por núcleo de helio constituye 26,8 MeV. Si realizamos de nuevo el cálculo por mol de helio, dicha energía constituirá 700 MW·h. Esta cantidad de energía es suficiente para compensar la energía irradiada por el Sol. Aunque las reacciones termonucleares en el Sol provocan la disminución del hidrógeno que en él se contiene, los cálculos muestran que la cantidad de éste en nuestro astro es suficiente para la manutención de las reacciones termonucleares y la radiación del Sol durante miles de millones de años.

8. De lo dicho anteriormente queda claro qué importancia tienen para la obtención de energía, la realización en la Tierra de las reacciones termonucleares. Es suficiente indicar que al utilizar el deuterio que contiene un litro de agua normal, durante la reacción termonuclear de fusión se desprende tanta energía como la que obtendríamos al quemar 350 l de gasolina.

Condiciones cercanas a las que se crean en las entrañas del Sol, fueron por primera vez realizadas en la URSS y, algo más tarde en los EE.UU., en la *bomba de hidrógeno* en la

que transcurre una reacción termonuclear de carácter explosivo. La sustancia explosiva en la que se producía la reacción termonuclear era una mezcla de deuterio  ${}^2_1\text{D}$  y tritio  ${}^3_1\text{H}$ . La alta temperatura necesaria para el transcurso de la reacción fue obtenida a cuenta de la explosión de una bomba atómica corriente.

9. La base teórica para obtener reacciones termonucleares controladas, son las reacciones que transcurren en el plasma de deuterio de alta temperatura. Sin embargo, el problema consistía no sólo en la creación de las condiciones necesarias para la liberación intensa de energía en los procesos termonucleares, sino que, de modo principal, para la manutención de dichas condiciones. Para realizar la reacción termonuclear automantenida es preciso que la velocidad de liberación de energía en el sistema, donde transcurre la reacción, sea no menor que la velocidad con la que la energía se retira (extrae) del sistema.

Como muestran los cálculos, para asegurar una reacción termonuclear automantenida controlada, hay que elevar la temperatura del plasma de deuterio hasta varios centenares de millones de grados. A temperaturas de un orden de  $10^8$  K, las reacciones termonucleares poseen notoria intensidad y se distinguen por la liberación de gran cantidad de energía. Por ejemplo, a una temperatura de un orden de  $10^8$  K la potencia que se desprende por unidad de volumen del plasma, al unirse los núcleos de deuterio, constituye unos  $3 \text{ kW/m}^3$ , mientras que a una temperatura de  $\sim 10^6$  K, la potencia es sólo igual a  $10^{-17} \text{ W/m}^3$ .

La causa principal que condiciona las pérdidas de energía por el plasma de alta temperatura reside en su enorme conductividad térmica, que crece con rapidez (de modo proporcional a  $T^{5/2}$ ) a las altas temperaturas que consideramos. La extracción de energía del plasma puede ser realizada gracias a la difusión de las partículas calientes de la región, donde transcurre la reacción, por las paredes del aparato en que el plasma se encuentra. Si el plasma no tiene aislamiento térmico contra el contacto con cualesquiera sustancias que lo rodean, él no puede ser calentado incluso hasta varios centenares de grados, ya que toda la energía que se libera, como resultado de la reacción de fusión, se transmite a las paredes. Con otras palabras, hay que mantener el plasma en el volumen prefijado, sin tolerar que éste se dilate.

### § 82.13. Contracción y confinamiento del plasma

1. La realización de la fusión termonuclear controlada es uno de los más importantes problemas que pueden ser resueltos con ayuda del plasma. Las reacciones termonucleares pueden iniciarse a temperaturas de no menos de cien millones de grados. Claro está, que el plasma de alta temperatura que en dicho caso surge, no puede ser confinado en ningún recipiente. El plasma o quemará la pared o cederá su energía y se enfriará. El plasma sólo puede ser confinado mediante un campo magnético. En efecto, si la presión magnética  $p_m = B^2/2\mu_0$  resulta ser mayor que la presión del gas  $p = nkT$ , el campo magnético «sujetará» el plasma. La condición de confinamiento:

$$B^2/2\mu_0 \geq nkT. \quad (82.15)$$

La concentración de las partículas en el plasma termonuclear es  $n \approx 10^{22} \text{ m}^{-3}$ . De aquí, obtenemos para inducir el campo magnético de confinamiento:

$$B \geq \sqrt{2\mu_0 nkT} \approx \sqrt{2 \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 10^{22} \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 10^8} \approx 6\text{T}.$$

Por el momento no es posible crear semejante campo estacionario, pero por impulsos se crean campos aún mayores.

El campo magnético de contracción puede ser obtenido bien a cuenta de las corrientes internas en el propio plasma, o bien mediante un campo magnético externo que surge al pasar la corriente por cables.

2. En la URSS, en 1950 fue propuesta la idea del termoaislamiento magnético eficaz del plasma, de cara al problema de la fusión termonuclear controlada. Si por el plasma en forma de columna se hace pasar a lo largo de su eje una fuerte corriente eléctrica, el campo magnético de dicha corriente, que tiene la forma normal para un conductor rectilíneo, crea fuerzas electrodinámicas que tenderán a contraer la columna de plasma. De este modo, el plasma quedará separado de las paredes y se alargará en forma de la *columna de plasma*. Como es lógico, la contracción del plasma se producirá hasta que la presión provocada por las fuerzas electrodinámicas se equilibre por la presión gasocinética de las partículas en el propio plasma. En la fig. 82.5 la columna 2 está aislada de las paredes 1 por el campo magnético  $H$ . La corriente eléctrica  $I$  que se hace pasar por el gas desempeña varias funciones: a) en la etapa inicial crea el plasma gracias a la elevada ionización; b) tensa el plasma

para que éste forme la columna; c) a cuenta del desprendimiento de calor de la corriente y la contracción calienta el plasma hasta altas temperaturas.

En los primeros experimentos que efectuó en la URSS L. A. Artsimóvich y sus colaboradores, en el deuterio a una presión de  $1 \dots 10$  Pa se creaba una potente descarga impulsiva con ayuda de una pila de condensadores. La máxima intensidad de corriente en el momento de la descarga impulsiva alcanzó  $10^5 \dots 10^6$  A, con una duración del crecimiento

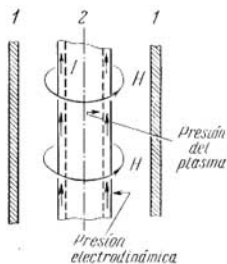


Fig. 82.5.

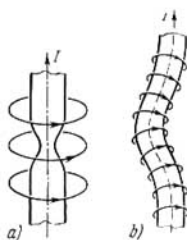


Fig. 82.6.

de la corriente de cerro al máximo igual a  $5 \dots 10$   $\mu$ s. El plasma creado se alargó con rapidez formando la columna por el eje del tubo de descarga. Al final de la contracción la temperatura de la columna creció hasta  $10^6$  K e incluso varios millones de grados.

3. No obstante, confinar la columna de plasma en semejante estado no se consigue: surgen sus rápidas oscilaciones radiales, es decir, el plasma se dilata y de nuevo se contrae. A causa de la *inestabilidad* del plasma, en la columna de éste se crean deformaciones que hacen variar la forma geométrica de la columna. El resultado de todo esto es la alteración del aislamiento térmico, la interacción intensa del plasma con las paredes, lo que provoca la contaminación del deuterio con la sustancia de las paredes y el rápido enfriamiento del plasma. Todos los fenómenos indicados se producen en el transcurso de varios microsegundos, tiempo que es comparable con el impulso de descarga. En el momento cuando se alcanza el máximo de corriente, la temperatura del plasma ya se reduce en comparación con la que tenía al acabarse la primera contracción de la columna.

La fig. 82.6 muestra dos de las más sencillas deformaciones de la columna del plasma: su estrechamiento local y su flexión. Para producir las reacciones termonucleares controladas hay que aclarar las condiciones con las que el plasma de alta temperatura, situado en un campo magnético de la configuración necesaria, puede conservar la *estabilidad*. La solución de este problema, junto con las búsquedas de procedimientos para elevar la temperatura del plasma hasta la necesaria para la reacción de fusión termonuclear, es la fundamental tendencia en la que se desarrollan las investigaciones sobre las reacciones termonucleares controladas.

El problema de la estabilidad del plasma ha requerido, ante todo, el estudio minucioso de las deformaciones que pueden surgir en la columna del plasma. Sin entrar en detalles, indicaremos que con la deformación representada en la fig. 82.6, *a*, en la región del estrechamiento del plasma crece la intensidad del campo magnético y junto con esto, crecen las fuerzas electrodinámicas que en esta zona contraen la columna. No obstante, la presión en el propio plasma es igual por todas sus secciones y él puede fluir libremente a lo largo de la columna. Por consiguiente, en el lugar de estrechamiento la presión electrodinámica creciente no se equilibrará por la presión en el plasma y el estrechamiento continuará hasta la «rotura» de la columna en la zona del estrechamiento inicial. De modo análogo puede ser mostrado que la deformación por flexión, surgida en la columna del plasma, se desarrollará y provocará la posterior flexión de la columna (fig. 82.6, *b*).

En la actualidad han sido estudiados los posibles tipos de plasma inestable. Para estabilizarlo se utilizan diversas variantes de utilización de campos magnéticos externos adicionales, no ligados con la corriente que pasa por el plasma.

4. En la fig. 82.7 está representada una instalación para la contracción de la columna del plasma mediante un campo magnético creciente con rapidez. Este fenómeno recibe el nombre de *teta-pinch*. El gas que se encuentra en el tubo de cuarzo *1* se ioniza por medio del generador de alta frecuencia *2* auxiliar, creando en el gas una descarga luminiscente. Después de que en el tubo aparece el plasma, el dispositivo de descarga *3* provoca una chispa en el espacio de descarga *4*, debido a lo que la espira *5* se conecta a la pila

de condensadores 6. Durante la descarga de los condensadores por la espira pasan enormes corrientes, de un orden de un millón de amperios. Como consecuencia de esto, en el interior de la espira se crea un campo magnético prácticamente homogéneo, cuyas líneas de fuerza están dirigidas a lo largo del tubo (campo longitudinal). La inducción de dicho campo puede ser estimada con ayuda de la expresión  $B \approx \mu_0 i / 2a$ , obtenida de (40.21) a condición de que  $r_0 = a$  sea el radio de la espira. Haciendo  $a \approx 0,1$  m,  $i \approx 10^6$  A, tendremos  $B \approx 4\pi \cdot 10^9 / (2 \cdot 10^7 \cdot 0,1) \approx 6$  T.

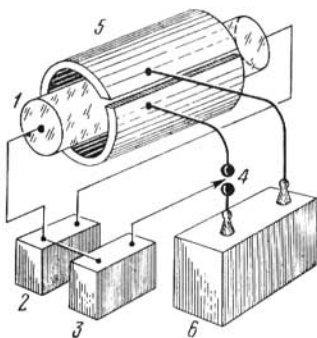


Fig. 82.7.

El campo magnético, creciente con rapidez, contrae el plasma en forma de una columna muy fina. El proceso de contracción del plasma transcurre tan deprisa que la onda de choque, que en tal caso se forma, calienta el plasma a una temperatura de más de 10 millones de grados, es decir, a la más alta temperatura que se ha podido obtener en un laboratorio.

Una de las insuficiencias del método teta-pinch es la fuga del plasma por las caras del tubo, con las que se lucha mediante los llamados *espejos magnéticos*. Así se denominan sectores con elevada inducción del campo magnético, es decir, con gran concentración de las líneas de fuerza, creados en los extremos del tubo. Los iones y electrones, de los que consta el plasma, se mueven por el campo magnético por líneas helicoidales (§ 41.7) que se enrollan en las líneas de fuerza. Junto al espejo magnético, la velocidad del movimiento longitudinal disminuye, la velocidad de rotación crece y, reflejándose en el espejo magnético, el ion retorna a la parte central de la cámara. Los espejos magnéticos se emplean en la instalación soviética «Ogra», una de las mayores de este tipo en el mundo.

5. Contra el escape del plasma también se puede luchar



fabricando un tubo en forma de un *anillo cerrado*, o sea, de un *toroide* sin caras. Sin embargo, éste tiene una insuficiencia que consiste en que el plasma se empuja por su propio campo magnético a la pared exterior del tubo. A pesar de todo, en la actualidad se supone que será precisamente en las instalaciones toroidales donde se obtendrá el plasma de alta temperatura, con el que podrá ser realizada la reacción termonuclear controlada.

La instalación «Tokamak», creada por primera vez en la Unión Soviética, es la más acertada. Esta palabra está

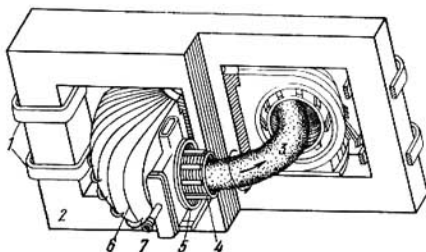


Fig. 82.8.

compuesta de las primeras sílabas de las denominaciones (en ruso) de los elementos fundamentales de la instalación: corriente, cámara, bobinas magnéticas.

6. Como vemos en el esquema de la instalación mostrado en la fig. 82.8, tokamak es en esencia un transformador con el arrollamiento primario 1 y el núcleo 2, ensamblado de chapas de acero. El arrollamiento secundario es la espira de plasma 3 que se encuentra en la cámara 4 en forma de toro de acero inoxidable de poco grosor, cubierta con la envoltura 5 de cobre grueso; estas dos cubiertas están entre sí aisladas eléctricamente y en la holgura entre ellas se mantiene enrarecimiento.

Los impulsos de corriente en el arrollamiento primario inducen en el interior del toro un campo eléctrico rotacional de una intensidad suficiente para la ionización por choque del gas enrarecido en el interior de la cámara. La corriente que en tal caso surge es de un orden de  $10^6$  A y con su campo magnético confina el plasma, no permitiendo que éste

haga contacto con las paredes del toro. Un importante papel en el confinamiento del plasma es también desempeñado por el campo magnético de las corrientes de Foucault, que el plasma induce en la cubierta 5.

Para estabilizar el plasma y extinguir las inestabilidades que surgen en él, es utilizado el campo magnético longitudinal adicional, creado por las bobinas 6 enrolladas en el toro. El plasma se observa por la tubuladura de inspección 7.

Las instalaciones de este tipo más grandes del mundo son «Tokamak-10», construida en 1975 en el Instituto de Energía Atómica I. V. Kurchatov y la instalación PLT en Princeton (EE.UU.), creada en 1976.

7. Otro tipo de instalaciones toroidales son los llamados *stellarator*. Su estructura poco se diferencia de la del Tokamak. Su fundamental distinción consiste en que el plasma se confina no por su propio campo magnético, sino por un campo magnético exterior creado por un arrollamiento helicoidal enrollado en la envoltura. Una de las instalaciones de este tipo más grandes del mundo es el stellarator «Liven-2», construido en 1975 en el Instituto Físico P. N. Lebedev de la Academia de Ciencias de la URSS.

8. Los índices fundamentales del plasma, que caracterizan la posibilidad de que en él transcurran las reacciones termonucleares, son la temperatura  $T$  del plasma, la concentración de átomos  $n$  y el tiempo de confinamiento  $\tau$ . Hablando con mayor precisión, son de importancia no los valores aislados de los dos últimos parámetros, sino su producto, es decir, el *parámetro de confinamiento*  $n\tau$ .

Por ejemplo, la reacción automantenida en el plasma de deuterio surge para  $n\tau > 3 \cdot 10^{20}$  s/m<sup>3</sup> y  $T > 10^8$  K; en deuterio puro, si  $n\tau > 10^{22}$  s/m<sup>3</sup> y  $T > 5 \cdot 10^8$  K (criterio de Lawson).

Semejantes parámetros aún no han sido obtenidos, aunque en los últimos tiempos los científicos han conseguido aproximarse a ellos casi por completo. Existen todos los motivos para esperar que en las próximas décadas será posible obtener el plasma con los parámetros necesarios y, por lo tanto, realizar la reacción termonuclear controlada.

## PARTÍCULAS ELEMENTALES

### § 83.1. Dos enfoques de la estructura de las partículas elementales

1. Reciben el nombre de «elementales» aquellas partículas que para el nivel moderno de física no pueden ser consideradas como la unión de partículas aún más sencillas. La partícula elemental se debe comportar como un todo único al actuar recíprocamente con otras partículas o campos.

En física moderna del micromundo se examina el problema de la naturaleza, propiedades y transformaciones mutuas de las partículas. La estructura de las partículas elementales se examina en la física moderna desde dos puntos de vista. En ocasiones, estas partículas son consideradas como *puntos materiales sin estructura*, que poseen masa. Por ejemplo, si nos interesa el campo eléctrico creado por el electrón lejos de sí, la estructura del propio electrón puede no ser tomada en consideración. La representación de una partícula elemental puntiforme concuerda con la teoría de la relatividad.

2. Si la partícula elemental tiene dimensiones finitas, es decir, es extendida, como ella es un todo único no debe deformarse, ya que según el sentido de esta noción, la deformación está relacionada con la posibilidad de que partes aisladas del total único realicen movimientos independientes. Aplicado a la partícula elemental esto significa que la acción externa sobre ella debería transmitirse *instantáneamente* de unas a otras de sus partes. Esto contradice el concepto fundamental de la teoría de la relatividad acerca de la carencia en la naturaleza de velocidades de transmisión de las interacciones mayores que la de la luz en el vacío. De esta forma, desde el punto de vista de la teoría de la relatividad, la partícula elemental debe ser puntual.

Sin embargo, la representación de una partícula puntual no extendida, nos lleva a la deducción evidentemente no satisfactoria de que una sustancia que ocupa cierto volumen consta de partículas no extendidas! Si la partícula tiene *cierta extensión* en el espacio, esto quiere decir que ella también tendrá determinada *estructura*.

3. Como sabemos de electrodinámica, una partícula cargada con carga  $e$  crea un campo electrostático de potencial  $\varphi$ , igual a  $e/4\pi\epsilon_0 r$ , donde  $r$  es la distancia desde la partícula. Para una partícula puntual sin estructura, esto quiere decir que el campo creado por ella en el punto donde se encuentra (para  $r \rightarrow 0$ ) tiene potencial infinito y, por consiguiente, posee también energía potencial infinita  $U$ . Pero, en tal caso, la masa del campo creado por la partícula, de acuerdo con la fórmula  $m = U/c^2$  será asimismo infinita. Así se introdujeron en la física de las partículas sin estructura los «infinitos». El desarrollo de la mecánica cuántica, en lo que atañe a las partículas elementales, era de por sí la creación constante de diversos métodos para liquidar los «infinitos», la introducción de una estructura determinada de las partículas elementales que no contradijera la teoría de la relatividad.

4. Para aclarar la estructura de las partículas del micro-mundo hay que tratar partículas de muy grandes energías. Es fácil mostrar que aumentando la energía de las partículas que chocan, se puede obtener información acerca de fenómenos que se producen a más pequeñas distancias en las partículas. En efecto, supongamos que se necesita aclarar lo que sucede al chocar dos partículas elementales a una distancia  $\delta$  muy pequeña entre ellas. Si la coordenada de la partícula se determina con una precisión hasta  $\delta$ , la incertidumbre en su cantidad de movimiento será  $\Delta p \geq \hbar/\delta$ , por lo tanto la incertidumbre en la energía de la partícula será no menor que  $\Delta \mathcal{E} = \hbar c/\delta$  (véase (16.25)). Mientras menores sean las distancias  $\delta$ , relacionadas con la estructura de las partículas elementales, mayor deberá ser la energía  $\mathcal{E}$  de las partículas, ya que ella no puede ser menor que  $\Delta \mathcal{E}$  (§ 16.7).

5. Como todo ámbito de los conocimientos en impetuoso desarrollo, la ciencia sobre las partículas elementales no se halla, por ahora, en un estado hasta tal extremo acabado que sea posible su exposición sistemática, en particular en los márgenes de un curso más o menos elemental. Por esta razón, en el capítulo conclusivo del presente manual, nos limitaremos a una corta exposición de los datos experimentales fundamentales y en menor grado trataremos su interpretación teórica.

## § 83.2. Nociones de los rayos cósmicos y sus propiedades

1. Desde el espacio universal a la Tierra se transmiten flujos de partículas, es decir, núcleos atómicos de altas energías, así como otras partículas creadas por dichos núcleos en la atmósfera terrestre. Todas estas partículas recibieron el nombre de *rayos cósmicos*.

2. El descubrimiento de estos rayos asciende al comienzo del siglo veinte, cuando se estudiaba la ionización del

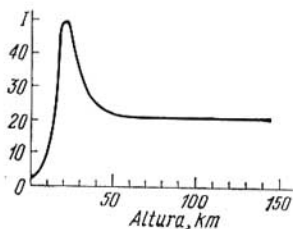


Fig. 83.1.

aire seco contenido en un recipiente cerrado. Los experimentos mostraron que un electroscoipo ubicado dentro de una gruesa cubierta de plomo, también pierde su carga. El estudio de las causas de este fenómeno llevó al descubrimiento de una radiación de origen extraterrestre con elevado poder de penetración. El hecho de que la radiación descubierta llega a la Tierra del espacio universal se confirmó del modo siguiente. Al ascender por la atmósfera hasta una altura de 1000 m la intensidad de la ionización disminuye insignificanemente, lo que después se sustituye por su rápido crecimiento, que no puede ser explicado si consideramos que la fuente de ionización se encuentra en las entrañas de la Tierra. Las investigaciones han mostrado que la radiación cósmica llega a la Tierra desde todo el espacio universal, lo que se certifica por la independencia entre la intensidad de ionización del aire por los rayos cósmicos y la rotación diaria de la Tierra.

La intensidad de los rayos cósmicos se determina por la densidad del flujo de partículas, es decir, del número de éstas que pasan por segundo a través de la unidad del área de una superficie. La variación de la intensidad de los rayos cósmicos en función de la altura se muestra en la fig. 83.1 (la intensidad  $I$  se aduce en unidades relativas).

3. Los rayos cósmicos son desviados por el campo magnético de la Tierra, debido a lo que su intensidad depende de

la latitud del lugar en el globo terrestre. El campo magnético de la Tierra ejerce la mayor desviación en la región ecuatorial. Aquí la mayor cantidad de partículas sufre una fuerte desviación y no puede pasar a las capas bajas de la atmósfera. Este fenómeno recibe el nombre de *efecto latitud*. A la altura de 10 km dicho efecto alcanza el 36%. El estudio de la acción desviadora del campo magnético terrestre sobre los rayos cósmicos, ha mostrado que las partículas positivas que entran en su composición se desvían hacia el este, mientras que las negativas, hacia el oeste (*efecto este oeste*).

4. Los rayos cósmicos tras los límites de la atmósfera terrestre denominanse *rayos cósmicos primarios*. Su composición se estudia con ayuda de cámaras de ionización, contadores, paquetes de emulsiones fotográficas nucleares que se elevan con globos o cohetes, así como instalados en naves cósmicas. Como han mostrado las investigaciones, en la composición de la radiación cósmica primaria hay núcleos atómicos con diversos números másicos y energías por nucleón que oscilan en los límites de  $10^9 \text{ eV} \leq \mathcal{E} \leq 10^{20} \text{ eV}$ . La radiación cósmica primaria con energías menores que  $10^{13} \text{ eV}$  consta hasta del 90% de protones, de unos 9% de núcleos de helio. El restante 1% corresponde a los núcleos de elementos más pesados. La energía total que aportan a la Tierra los rayos cósmicos por 1 s no es grande ( $\sim 1,5 \text{ GW}$ ) y es comparable con la energía de la luz visible de las estrellas. No obstante, algunas de las partículas de los rayos cósmicos primarios poseen una enorme energía de un orden de  $10^{19} \dots 10^{20} \text{ eV}$ .

5. Los experimentos han mostrado que a alturas de más de 50 . . . 60 km sobre el nivel de la Tierra se observa una intensidad constante de los rayos cósmicos (fig. 83.1). Pero al acercarse a la Tierra se observa una variación brusca de dicha intensidad. De aquí se desprende que, además de los primarios, existen *rayos cósmicos secundarios*. Las partículas de los rayos cósmicos primarios consumen, principalmente, su gigantesca energía durante los choques inelásticos con los núcleos de los átomos de nitrógeno y oxígeno del aire en las capas superiores de la atmósfera. Los rayos cósmicos secundarios, que alcanzan la superficie terrestre, son el resultado de dichos choques y de los procesos ligados con ellos. Las estimaciones del alcance de los protones y los núcleos pesados de los rayos cósmicos, muestran que a alturas menores de 20 km toda la radiación cósmica es secundaria.

Los rayos cósmicos secundarios poseen cierto poder de penetración. Para estudiarlo se mide la intensidad  $I$  de los rayos cósmicos secundarios después de que éstos atraviesan una capa de plomo de diverso espesor  $d$ . En la fig. 83.2 se aducen los resultados de las mediciones, en las que por unidad se ha tomado la intensidad de los rayos cósmicos con  $d = 0$ . Con espesores  $d$  desde 0 hasta 10 . . . . . 13 cm se produce la rápida debilitación de la intensidad de los rayos, mientras que durante el aumento posterior

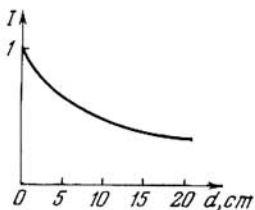


Fig. 83.2.

del espesor su intensidad queda prácticamente constante.

Por esta causa, en la composición de los rayos cósmicos secundarios se distinguen las *componentes blanda y dura*. La componente blanda se absorbe fuertemente por el plomo, en tanto que la componente dura alcanza en el plomo mayor poder de penetración. Esta última está formada por partículas

cargadas más pesadas y rápidas que, en lo fundamental, pierden su energía para la ionización de los átomos con los que chocan durante su movimiento. En la composición de la componente blanda hay partículas cargadas ligeras, es decir, electrones y positrones, así como fotones.

6. Fuera de la atmósfera terrestre han sido descubiertos *cinturones de radiación circun terrestres* (llamados también *cinturones de van Allen*) que de por sí son dos zonas delimitadas con intensidad muy alta de los rayos cósmicos (en comparación con la que se observa a alturas relativamente pequeñas). Como han mostrado las investigaciones de los últimos años, la formación de estos cinturones está ligada con la captura y retención de partículas cargadas por el campo magnético de la Tierra. La zona interior está alejada de la Tierra a distancias de 600 . . . 6000 km. En algunos lugares, por ejemplo en la zona de las anomalías magnéticas de la región meridional del Atlántico, desciende hasta 300 km. El cinturón exterior se distancia de la Tierra a  $2 \cdot 10^4$  . . .  $6 \cdot 10^4$  km; en ciertos lugares (latitudes 55—70°) desciende hacia la Tierra hasta 300 . . . 1500 km. La zona interior contiene, principalmente, protones de altas

energías de 10 . . . 20 MeV a 700 . . . 800 MeV. En la zona exterior, las partículas principales son los electrones con energía menor que 100 keV. Los cinturones de radiación deben ser característicos para todos los cuerpos celestes que tienen campo magnético. Los datos acerca de las zonas de radiación cósmica elevada tienen gran importancia para los vuelos del hombre al espacio cósmico.

7. Las hipótesis sobre el origen de la radiación cósmica primaria se basan en los datos de la energía de las partículas primarias y en la información radioastronómica. Se considera que en los rayos cósmicos primarios las partículas cargadas adquieren grandes energías gracias a la aceleración que ellas reciben en los campos electromagnéticos de las estrellas y el Sol. Es de importancia que la aceleración de las partículas cargadas debe transcurrir *gradualmente*. En caso contrario, si la energía de  $10^{13}$  eV y mayor que tienen los núcleos pesados y ultrapesados, que forman la radiación primaria, fuese recibida por ellos de golpe, a causa de ciertos procesos ultrarrápidos, los núcleos se «evaporarían» de inmediato en los nucleones que los componen. Al comunicar al núcleo con rapidez una energía, incluso mucho más pequeña que  $10^{13}$  eV, la energía de enlace de éste sería insuficiente para retener en él los nucleones, unos juntos a otros. Durante la rotación de las estrellas que tienen campo magnético, se crean campos eléctricos rotacionales. Actuando sobre los protones y núcleos, los campos magnéticos de las estrellas los retienen en trayectorias cerradas. Al moverse por dichas trayectorias los protones y núcleos adquieren en los campos eléctricos aceleraciones colosales.

De acuerdo con los cálculos de Fermi, en las nubes de materia interestelar surgen movimientos de las partículas cargadas, que son los que crean los campos electromagnéticos alternativos. En ellos, las partículas cargadas de la radiación cósmica primaria pueden acelerarse hasta las más altas energías que en ella se observan. Se supone que la energía inicial de las partículas primarias (*umbral de inyección*) tiene su origen en las ondas de choque (§ 30.8) que surgen como resultado del choque de masas de gas durante las explosiones de las llamadas *estrellas supernovas*. La energía de estas explosiones es de naturaleza internuclear.



### § 83.3. Muones y sus propiedades. Leptón

1. La interacción de los rayos cósmicos con la sustancia fue tiempo muy prolongado el único método para estudiar las partículas elementales. Sólo después de la creación de los aceleradores modernos (§§ 41.4, 41.6) se hizo posible estudiar en los laboratorios la naturaleza, las transformaciones mutuas y la estructura de las partículas elementales. En el potente acelerador construido en la ciudad de Siéripujov, cerca de Moscú, la energía de las partículas que se aceleran alcanza 76 GeV ( $1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV}$ ). No obstante, en los rayos cósmicos primarios se registran partículas con energía de un orden de  $10^{20} \text{ eV}$ . Por esta razón, la investigación de los rayos cósmicos no ha dejado de desempeñar su papel en el método de estudio de las partículas elementales y sus transformaciones con altas energías.

2. La posibilidad del nacimiento de nuevas partículas al chocar una partícula cargada rápida de los rayos primarios (por ejemplo, un protón) con el núcleo de un átomo de nitrógeno u oxígeno de la atmósfera, se desprende de la correlación entre la masa y la energía. Para una energía del protón igual a  $10^4 \text{ GeV}$ , que supera su masa en reposo más de  $10^4$  veces, al chocar éste con un núcleo provoca no sólo la desintegración de este último en sus partes componentes, es decir, en los nucleones. A cuenta del gigantesco exceso de energía y de masa de la partícula primaria, en comparación con la energía y la masa en reposo del núcleo, la energía del protón no sólo es suficiente para comunicar energía cinética a los productos de la desintegración, sino que también basta para crear nuevas partículas tanto con masa en reposo, como aquellas que tienen sólo masa ligada con los campos (fotones).

3. En 1937, Anderson y Neddermeyer al estudiar la absorción de los rayos cósmicos en filtros de plomo, según el método de la cámara de Wilson ubicada en un campo magnético, descubrieron nuevas partículas. Obtuvieron la traza de una partícula cargada y por el carácter de la curvatura de la traza en el campo magnético, establecieron que aquella tenía signo positivo. La masa en reposo de la partícula fue valorada por la acción ionizante que producía y por las pérdidas de energía. Dicha masa constituye  $200 m_e$ , donde  $m_e$  es la masa en reposo del electrón. Más adelante fueron descubiertas partículas negativas de esa

misma masa. Posteriormente, para distinguir estas partículas con masa en reposo intermedia entre la del electrón y el protón, las partículas con masa  $\approx 200 m_e$  recibieron el nombre de *muones*.

4. El estudio de la variación de la intensidad de la componente dura de los rayos cósmicos en función de la altura, mostró que al nivel del mar la intensidad de los muones es notoriamente menor que en una alta montaña. La causa del decrecimiento de la intensidad de los muones durante el intervalo de tiempo necesario para que éstos recorran una distancia  $H$ , igual a la altura de la montaña, es la *desintegración espontánea de muón en otras partículas*. Estimemos el tiempo de desintegración. El tiempo de vuelo  $t$  puede determinarse del modo siguiente:  $t = H/v \approx H/c$ . Con esto, suponemos que los muones se mueven a una velocidad próxima a la de la luz en vacío. Seguidamente, hagamos uso de la fórmula (81.3) para la desintegración radiactiva:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (83.1)$$

Según el número de muones en la montaña ( $N_0$ ) y al nivel del mar ( $N$ ), que son conocidos por las mediciones, podemos determinar la constante de desintegración  $\lambda$  y con ayuda de ésta, el tiempo medio de vida del muón  $\tau_\mu$ . Por definición, llamaremos tiempo medio de vida, el tiempo durante el cual el número inicial de muones decrece  $e$  veces, es decir,  $N = N_0/e$ . Entonces, según la fórmula (83.1)

$$N_0/e = N_0 \exp(-\lambda \tau_\mu),$$

de donde  $\tau_\mu = 1/\lambda$ . Con otras palabras, la fórmula (83.1) puede ser escrita de otro modo:

$$N = N_0 \exp(-t/\tau_\mu). \quad (83.2)$$

De la fórmula (83.2), después de la logaritmación, es fácil obtener

$$\tau_\mu = \frac{t}{\ln(N_0/N)}. \quad (83.2')$$

Con ayuda de la fórmula (83.2), las estimaciones de  $\tau_\mu$  proporcionan  $\tau_\mu \approx 10^{-6}$  s. Experimentos más precisos para determinar  $\tau_\mu$  que fueron realizados por el método de absorción de la componente dura de los rayos cósmicos en filtros de plomo y haciendo uso de muy exactos métodos

de registro de los mesones  $\mu$ , permitieron hallar el valor de  $\tau_\mu = 2,2 \cdot 10^{-6}$  s.

5. Los muones pueden desintegrarse por los esquemas:

$$\begin{aligned} \mu^+ &\rightarrow +_1^0e + {}_0^0\nu_e + {}_0^0\tilde{\nu}_\mu; \\ \mu^- &\rightarrow -_1^0e + {}_0^0\tilde{\nu}_e + {}_0^0\nu_\mu. \end{aligned} \quad (83.3)$$

donde  ${}_0^0\nu_e$  y  ${}_0^0\nu_\mu$  son neutrinos electrónico y muónico (y respectivamente, antineutrino). En la actualidad está establecido que el neutrino  ${}_0^0\nu_e$  y el antineutrino  ${}_0^0\tilde{\nu}_e$ , emitidos junto con los electrones, se diferencian del neutrino  ${}_0^0\nu_\mu$  y antineutrino  ${}_0^0\tilde{\nu}_\mu$  emitidos con los muones. Por esta razón, ahora se ha adoptado diferenciar los neutrinos electrónicos y muónicos (así como los antineutrinos).

Durante la desintegración de los muones fueron con claridad descubiertos los electrones  ${}_0^0e$  y los positrones  $+_1^0e$ , con ayuda de las sensibles emulsiones fotográficas nucleares. La energía del electrón (o positrón) surgido en la reacción (83.3) no supera 50 MeV y es mucho menor que la energía de los muones. Esto significa que durante la desintegración de los muones, el electrón (positrón) no puede ser la única partícula. El análisis del proceso de desintegración según las leyes de la conservación llevó a los esquemas (83.3). De ellos se deduce que el espín del muón, como el del electrón, debe ser igual a  $\hbar/2$ , ya que el espín del neutrino y el antineutrino es igual a  $\pm\hbar/2$  cada uno y dichos espines se compensan (al no haber orientaciones destacadas de forma rigurosa de cada uno de los espines).

6. Como han mostrado las investigaciones, los muones actúan de manera recíproca y muy débil con los núcleos de los átomos, es decir, son *partículas nucleares inactivas*. En particular, esto fue descubierto al estudiar la absorción de los muones por los núcleos de plomo. Quedó aclarado que la interacción de los muones con los núcleos de plomo se caracteriza por el tiempo  $10^{-8}$  s, que es  $10^{14}$  veces mayor que el tiempo nuclear ( $10^{-22}$  s) que caracteriza las interacciones internucleares de los nucleones (§ 82.4). De aquí se desprende que la interacción entre los muones y los núcleos es  $10^{14}$  veces más débil de lo necesario para asegurar el carácter de corto alcance de las fuerzas nucleares. Este resultado permitió llegar a la conclusión de que los muones no pueden ser los cuantos del campo nuclear que aseguran

la interacción de intercambio de los nucleones en el núcleo (§ 80.5).

7. La débil interacción de los muones con los núcleos es análoga a igual interacción débil de los electrones y positrones, así como del neutrino y antineutrino, con los núcleos. De acuerdo con este rasgo, todas las partículas indicadas más arriba, se unen en la actualidad en una clase particular de partículas elementales, llamadas *leptones* (véase la tabla 83.2 en la pag. 564). En física moderna, la interacción débil es considerada como un tipo singular de interacción, que en la naturaleza es observada junto con la electromagnética (§ 83.5).

Para distinguir las partículas elementales que entran en el grupo de los leptones, a ellas se adjudica una característica que recibe el nombre de *carga leptónica*. Se considera que todos los leptones (electrones, muones negativos y neutrinos) tienen carga leptónica igual a  $+1$ , todos los antileptones (positrones, muones positivos y antineutrinos) poseen carga leptónica igual a  $-1$ , mientras que las demás partículas no tienen carga leptónica. Los procesos que transcurren con participación de los leptones son caracterizados por su transcurso relativamente lento y se producen de forma que el valor sumario de la carga leptónica se conserva invariable (ley de la conservación de la carga leptónica).

De la inactividad nuclear de los muones se desprende que ellos no pueden ser aquellas partículas que en los rayos cósmicos primarios actúan de modo recíproco con los núcleos de los átomos de los gases atmosféricos. Hacia 1946 en física de los rayos cósmicos fueron acumuladas suficientes cantidades de información acerca de que en la composición de los rayos cósmicos deberían existir *partículas nucleares activas*, que actuaran fuertemente con los núcleos y que tuvieran masas intermedias entre las del muón  $\mu^\pm$  y del protón.

8. En 1975 fue descubierto un nuevo leptón, llamado leptón  $\tau$ . La existencia de esta partícula fue confirmada en 1978, cuando se consiguió componer la estadística de nacimiento de decenas de miles de pares  $\tau^- - \tau^+$ . De modo paralelo descubrióse también un neutrino específico  $\nu_\tau$ , distinto del electrónico y muónico.

El leptón  $\tau$  es una partícula maciza, cuya masa es igual a 1782 MeV, lo que es casi dos veces mayor que la del pro-

tón. Por lo visto, la masa del neutrino  $\tau$  no sobrepasa de 30 MeV; es posible que sea igual a cero. El espín de estas partículas es semientero, como los de otros leptones. La carga eléctrica del leptón  $\tau$  es igual a la del electrón. El neutrino  $\tau$  no tiene carga eléctrica.

A causa de su gran masa, el leptón  $\tau$  es inestable; el tiempo de vida no ha sido aún medido, pero, por lo visto, no es mayor de  $2,8 \cdot 10^{-13}$  s. Es posible que el neutrino  $\tau$  sea estable.

Existen diversos procedimientos de desintegración del leptón  $\tau$ . De forma experimental han sido descubiertas algunas de las más probables desintegraciones:

$$\begin{aligned} \tau^- &\rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\tau, & \tau^- &\rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu + \nu_\tau, & \tau^- &\rightarrow \pi^- + \nu_\tau; \\ \tau^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\tau, & \tau^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \tilde{\nu}_\tau, & \tau^+ &\rightarrow \pi^+ + \tilde{\nu}_\tau. \end{aligned}$$

### § 83.4. Piones (mesones $\pi$ ) y sus propiedades

1. En 1947 S. Powell y sus colaboradores descubrieron en las emulsiones fotográficas nucleares partículas más pesadas que los muones, con masa en reposo próxima a  $300 m_e$ .

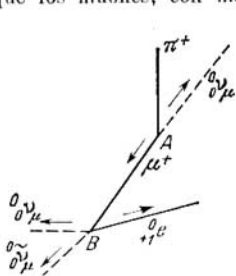


Fig. 83.3.

La fig. 83.3 muestra el esquema del proceso revelado en la emulsión fotográfica. En el punto A se detuvo una partícula con masa en reposo  $\approx 300 m_e$  y surgió una partícula con masa en reposo  $\approx 200 m_e$ , que se mueve hasta B donde ella se para. La partícula a la que pertenece la traza AB resultó ser un muón con la correspondiente desintegración en el punto B. La partícula primaria, cuya desintegración provocó en el punto A el nacimiento de un

muón, recibió el nombre de *pión* o bien mesón  $\pi$ . En la fig. 83.4 está representada de modo esquemático la sucesividad de la desintegración ( $\pi - \mu - e$ ).

Del análisis de los recorridos fueron halladas las energías de las dos partículas, mientras que de las leyes de la conservación de la energía y la cantidad de movimiento fue estable-

cido que junto con el pión positivo debe nacer una partícula más que se lleva una energía mucho mayor que el muón. Como sigue de las leyes de la conservación, su masa debería ser mucho menor que la masa en reposo del mesón y el electrón. La falta de pares electrón-positrón en la emulsión fotográfica por el recorrido de la segunda partícula (§ 82.3),



Fig. 83.4.

nacida junto con el muón, excluía la posibilidad de que ésta fuera un fotón  $\gamma$ . Las investigaciones han mostrado que durante la desintegración del mesón  $\pi^+$  además de un muón positivo nace un neutrino muónico  ${}^0_0\nu_\mu$  de acuerdo con la reacción



2. El estudio de la interacción de los piones con los núcleos ligeros, mostró que puede producirse la captura del pión por el núcleo, lo que lleva a la desintegración de los núcleos y se ve en forma de una estrella en la emulsión fotográfica nuclear. En la fig. 83.5 se muestra el punto  $A$  en el que se produjo la formación de la estrella. El análisis de las huellas en la emulsión nuclear, que fue realizado a base de las leyes de la conservación de la energía y la cantidad de movimiento y tomando en consideración la energía de enlace y la energía cinética de las partículas, mostró que la energía en reposo del mesón  $\pi$  es alrededor de 140 MeV, lo que corresponde a una masa en reposo  $\approx 270 m_e$ .

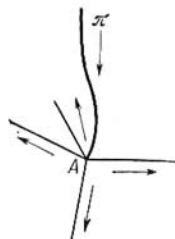


Fig. 83.5.

3. El estudio de las transformaciones nucleares del tipo de estrella provocadas por los piones, indicó que además de los *piones positivos* ( $\pi^+$ ) existen *piones negativos* ( $\pi^-$ ) que con mayor facilidad se absorben por los núcleos de los átomos. Este fenómeno es fácil de comprender. El pión positivo debe poseer una energía cinética considerablemente

mayor que el negativo, necesaria para vencer la repulsión coulombiana del núcleo positivo, penetrar en él y provocar la transformación nuclear del tipo estrella. Con mayor frecuencia, los piones positivos se desintegran en las inmediaciones del núcleo según la fórmula (83.4).

Los piones se forman en los rayos cósmicos al destruirse los núcleos de los átomos de los gases de la atmósfera por las partículas cósmicas rápidas (protones, partículas  $\alpha$ ). Durante la destrucción de los núcleos, además de las partículas pesadas también se forman piones.

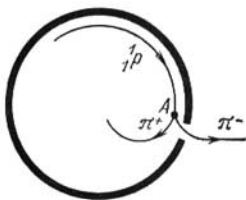


Fig. 83.6.

4. Inmediatamente después de descubrir los piones en los rayos cósmicos, éstos fueron obtenidos de forma artificial en el laboratorio. Para la aparición de los piones eran necesarias partículas cargadas muy rápidas, que deberían mutuamente actuar con los núcleos de los átomos del blanco, donde

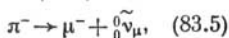
se iban a obtener los piones. Por ejemplo, la energía de los protones tenía que ser del orden de 300 MeV.

La fig. 83.6 nos ofrece el esquema de obtención de los piones. Al bombardear con protones rápidos  $\textsuperscript{1}p$  (así como también con partículas  $\alpha$ ) el blanco A de berilio o carbono, aparecían piones que salían del blanco bajo ángulos arbitrarios. El campo magnético del acelerador enrollaba los piones por trayectorias circulares, cuyos radios eran determinados por sus velocidades. Los piones que se desprendían del blanco hacia adelante se dividían: los piones negativos salían de la cámara del acelerador, en tanto que los positivos se desviaban en el interior de la cámara. Para los piones que se desprendían del blanco hacia atrás, el cuadro de su desviación era el inverso. En la fig. 83.6 esta variante no se muestra.

Las investigaciones de los piones que salieron de la cámara se llevaron a cabo en lo que atañe a sus energías, cantidades de movimiento y masas por el método de desviación en campos magnéticos y eléctricos. El estudio de haces de piones permitió establecer el tiempo  $\tau$  de vida de los mesones  $\pi$ . Las mediciones por medio de contadores de centelleo (§ 81.8) fijan el intervalo de tiempo entre el momento

cuando nace el pión y el momento de su desintegración en un muón y un neutrino (o antineutrino).

Fue establecido que el tiempo de vida es *igual* para los piones positivos ( $\pi^+$ ) y negativos ( $\pi^-$ ) y es dos órdenes menor que para los muones. Esto concuerda con que en los rayos cósmicos, junto a la superficie de la Tierra, el número de piones es menor que el de muones. El pión negativo se desintegra por un esquema análogo a (83.4):



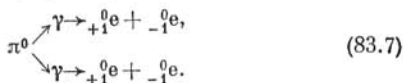
donde  $\pi^-$  es un muón negativo,  $\tilde{\nu}_\mu$ , un antineutrino muónico.

Los experimentos con piones artificiales permitieron hallar el valor preciso de la masa en reposo de los piones.

5. Los experimentos han mostrado, que además de los piones cargados (mesones  $\pi^\pm$ ) existen piones neutros (mesones  $\pi^0$ ). Poseen muy pequeño tiempo de vida y se desintegran en dos fotones  $\gamma$ :



La apreciación del tiempo de vida del pión neutro está basada en el análisis de la formación posterior de pares electrón-positrón por fotones  $\gamma$  (§ 82.3):



Como ni el mesón  $\pi^0$  ni el fotón  $\gamma$  no dejan huellas en las emulsiones fotográficas nucleares, el tiempo de vida del mesón  $\pi^0$  se determina midiendo la distancia  $l$  en la emulsión fotográfica desde el punto  $O$ , donde se forma el mesón  $\pi^0$  a causa de la acción sobre el núcleo de partículas cargadas rápidas hasta el punto  $A$  más cercano donde nace el par  $+_1^0e - -_1^0e$ . (fig. 83.7). Semejante análisis permitió establecer que el tiempo de vida del mesón  $\pi^0$  constituye  $\approx 5 \cdot 10^{-15}$  s. Mediciones de mayor precisión proporcionaron el siguiente

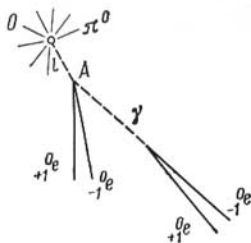


Fig. 83.7.

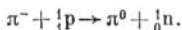


valor:

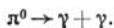
$$\tau_{\pi^0} = 0,80 \cdot 10^{-16} \text{s.}$$

Como muestran las cifras aducidas más arriba, durante el estudio de las partículas elementales, en la física nuclear moderna sus características se miden con gran precisión.

6. Para medir la masa del pión neutro o de otras partículas de este tipo, no se puede hacer uso del análisis de su trayectoria en un campo magnético, como lo hacíamos para las partículas cargadas. En tales casos, se emplean las leyes de la conservación de la energía y la cantidad de movimiento, así como las reacciones de interacción de la partícula dada con otras partículas. Por ejemplo, durante la interacción del pión negativo con el protón se produce la transformación del mesón  $\pi^-$  en un pión neutro, mientras que el protón, en un neutrón:



El pión neutro se desintegra en dos fotones:



En estas transformaciones la masa y la energía del protón, neutrón y mesón  $\pi^-$  son conocidas, mientras que las energías de los fotones  $\gamma$  pueden ser medidas. Además, deben ser utilizados los datos acerca de las cantidades de movimiento de las partículas en el transcurso de las transformaciones. Entonces, la masa en reposo del pión neutro puede ser hallada.

7. El espín del pión neutro puede ser determinado con ayuda de la reacción de desintegración de dicha partícula (83.6). De esa reacción se desprende que el espín del mesón  $\pi^0$  no es igual a la unidad, ya que en caso contrario el pión no podría desintegrarse en dos fotones, cada uno de los cuales, tiene un espín igual a  $\hbar$ . En la actualidad está establecido que el espín del mesón  $\pi^0$  es igual a cero. Esto corresponde a que en la reacción (83.6) los espines de cada uno de los fotones parece como si se compensaran entre sí. Los espines de los mesones  $\pi^\pm$  cargados también son iguales a cero, como sigue de una serie de datos.

### § 83.5. Clasificación de las interacciones en la física nuclear

1. La diversidad de las masas en reposo de los piones cargados ( $\pi^\pm$ ) y neutro ( $\pi^0$ ), así como la diferencia entre las masas en reposo de los dos estados del nucleón en el núcleo protónico y neutrónico, en la etapa contemporánea de la física nuclear se examina respecto de la representación de la *independencia de la carga de las fuerzas nucleares* y de los corolarios que de esto se deducen. Como ya fue indicado en el (§ 80.5), las fuerzas nucleares que actúan entre los nucleones no dependen de si tiene la partícula carga o no. La diferencia entre el protón y el neutrón, en lo que atañe a la carga, sólo se manifiesta en las interacciones electromagnéticas y no nucleares entre las partículas. La exigencia de independencia de la carga de las fuerzas nucleares provoca determinadas limitaciones en la interacción de los piones con los nucleones. El carácter de corto alcance de las fuerzas nucleares puede ser explicado por el «intercambio» de los nucleones con los piones (§ 80.5).

2. Como muestran los cálculos, para asegurar la independencia de la carga de las fuerzas nucleares, es preciso que la interacción entre los nucleones y los piones cargados sea también independiente del signo de la carga del pión. Si en el núcleo no hubiera interacción electromagnética y la única fuese la *interacción nuclear* tipo *mesón  $\pi$* , la independencia de la carga de las fuerzas nucleares llevaría a iguales valores de las masas de los nucleones (protón y neutrón) y a iguales valores de las masas de todos los piones. La diferencia en las masas de los nucleones y, respectivamente, de los piones, surge a cuenta de la presencia, además de la interacción nuclear, de la electromagnética condicionada por la carga de las partículas. Las energías de las partículas en interacción se distinguen de las de las partículas neutras, por lo que las masas en reposo de unas y otras son diferentes. Del mismo modo que el registro de la influencia del espín sobre la energía de los electrones en el átomo provoca el desdoblamiento de los niveles energéticos de los electrones (§ 72.6), el registro de las adiciones de interacción electromagnética a la nuclear lleva a que el estado doble del núcleo (protónico-neutrónico) se divida en dos estados diferentes por sus masas en reposo, es decir, las masas de las partículas  ${}^1_0n$  y  ${}^1_1p$  resultan ser diferentes. Por estas mismas

causas, en lugar de una masa en reposo de los piones surgen dos masas en reposo cercanas, la de los piones cargados y la del neutro.

En la fig. 83.8 están convencionalmente representados los valores de las masas sin tomar en consideración la interacción electromagnética (a) y teniéndola en cuenta (b).

3. La independencia de la carga de las fuerzas nucleares y la presencia de interacciones electromagnéticas adicionales de las partículas en el núcleo lleva a que las masas de las partículas neutras y cargadas se distingan. Esta diversidad tiene origen electromagnético. Parece como si la masa de

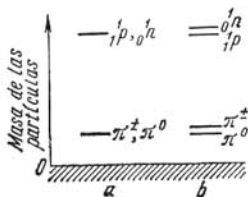


Fig. 83.8.

las partículas se forma de una parte fundamental, de origen nuclear tipo muónico y de cierta masa adicional, de naturaleza electromagnética. Se considera que esta masa complementaria puede ser tanto positiva, o sea, ligada con el aumento de energía, como negativa, si la energía disminuye como resultado de la interacción electromagnética. Por

ejemplo, en el nucleón, en el que la masa  $m_n$  es 2,53  $m_e$  veces mayor que la masa del protón, la adición electromagnética es negativa. Para los piones, donde la masa del pión  $\pi^0$  neutro es 8,98  $m_e$  veces menor que la masa de los piones  $\pi^\pm$ , la adición electromagnética a la masa es positiva. La adición electromagnética a las masas en los piones  $\pi^\pm$  cargados se toma igual y estos piones tienen idéntica masa en reposo.

4. La independencia de la carga de las fuerzas nucleares y los corolarios que de ella se deducen, son los rasgos característicos de las llamadas *interacciones fuertes*. Además de las fuerzas nucleares entre los nucleones, los procesos de formación de los mesones en las interacciones nucleares con altas energías son ejemplos de las interacciones fuertes. Todos los procesos en los que se manifiestan dichas interacciones, transcurren en el tiempo con gran rapidez. El tiempo característico para las interacciones fuertes es el nuclear, igual a  $10^{-22}$  s, aproximadamente (tabla 83.1).

5. Además de las fuertes, existen *interacciones débiles* y *electromagnéticas*. De las primeras ya hablamos al examinar

la interacción de los muones con los núcleos. Son débiles aquellas interacciones que provocan los procesos de desintegraciones  $\beta_{\pm}$  de los núcleos. La presencia en las partículas elementales de cargas eléctricas, condiciona las interacciones *electromagnéticas*. Con estas interacciones se explica la repulsión coulombiana de los protones en los núcleos, así como los procesos de nacimiento y destrucción de los pares electrón-positrón. Para las interacciones electromagnéticas y débiles entre las partículas no existe independencia de la carga, las fuerzas de interacción de estos tipos *dependen* de la presencia de carga eléctrica en las partículas.

En la tabla 83.1 se ofrece una característica comparativa de los tipos de interacciones entre las partículas elementales.

Tabla 83.1

Tipo de Interacción	Valor comparativo de las interacciones	Tiempo característico de transcurso, s
Fuerte	1	$10^{-23} \dots 10^{-22}$
Electromagnética	$1/137$	$10^{-20} \dots 10^{-18}$
Débil	$10^{-14}$	$10^{-10} \dots 10^{-8}$

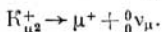
### § 83.6. Kaones (mesones K) e hiperones

1. En 1949 fueron descubiertas partículas con masas en reposo cercanas a  $1000 m_e$ . Recibieron el nombre de *kaones* o *mesones* K. Fue aclarado que estas partículas provocan transformaciones nucleares en forma de estrella en las emulsiones fotográficas nucleares. En dichas transformaciones, los muones y piones, así como los electrones y positrones, son partículas secundarias. Existen kaones cargados, positivos ( $K^+$ ) y negativos ( $K^-$ ), asimismo que neutros ( $K^0$ ) y antikaones neutros ( $\bar{K}^0$ ) (las antipartículas se examinan con mayor detalle en el § 83.7). Más adelante, fue descubierto que existen dos tipos de kaones neutros:  $K_S^0$  y  $K_L^0$ , que tienen diferente tiempo de vida (tabla 83.2).

2. El estudio detallado de las desintegraciones según el método de las emulsiones fotográficas nucleares mostró que todos los kaones por sus masas en reposo, cargas y espines se refieren a distintas diversidades de partículas que mucho

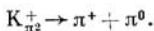
se parecen entre sí. Los kaones, como los piones, no tienen espín, es decir, para todos los kaones el espín es igual a cero.

3. Toda la información acerca de las diversidades de kaones ha sido obtenida estudiando sus desintegraciones, así como los mecanismos de su nacimiento. Como ejemplo, examinemos la desintegración del kaón positivo ( $K^+$ ). Con la mayor frecuencia este kaón se desintegra en un muón positivo y en un neutrino muónico  ${}^0_0\nu_\mu$ :

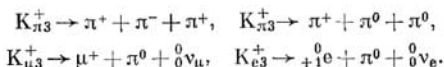


Mediante los índices inferiores se designan en el kaón  $K^+$  las partículas que surgen como resultado de la desintegración, así como el número total de partículas que nacen durante ésta. Más adelante, se hace lo mismo en otras reacciones de desintegración.

Consuficiente frecuencia se produce la desintegración en dos piones:



Además de las indicadas, se observan cuatro tipos más de desintegraciones del kaón positivo:



Semejantes tipos de desintegraciones fueron observados tanto en los rayos cósmicos, como en el caso de kaones positivos artificiales, obtenidos en los aceleradores.

4. En las emulsiones fotográficas nucleares fue también descubierto un gran grupo de partículas llamadas *hiperones*. Estos son partículas con masas en reposo mayores que las de los nucleones. Todos los hiperones tienen espines iguales a  $\hbar/2$ . El hiperón  $\Omega^-$  es una excepción, ya que su espín es igual a  $3/2\hbar$ .

Los nucleones (protones y neutrones) y los hiperones son partículas afines y se refieren a una misma clase de partículas pesadas, denominadas *bariones* (véase la tabla 83.2).

En lo que se refiere a todas las partículas elementales, puede ser introducido el concepto de *carga bariónica o nuclear (nucleónica)*. Si se establece que para los bariones esta carga es igual a la unidad y para los antibariones a menos uno, mientras que para las partículas que no pertenecen a la

Tabla 83.2

Denominación de la partícula y antipartícula	Designación	Carga eléctrica, e	Masa, MeV	Tiempo de vida, s	Espín, $\hbar$
Fotón	$\gamma$	0	0	Estable	1
<b>Leptones</b>					
<i>Neutrinos:</i> neutrino electrónico, antineutrino	$\nu_e \quad \bar{\nu}_e$	0 0	0	Estables	1/2
neutrino muónico, antineutrino	$\nu_\mu \quad \bar{\nu}_\mu$	0 0	0	Estables	1/2
<i>Electrones:</i> electrón, positrón	$e^- \quad e^+$	-1 +1	0,511	Estables	1/2
<i>Muones:</i> muón negativo, muón positivo	$\mu^- \quad \mu^+$	-1 +1	106	$2,2 \cdot 10^{-6}$	1/2
<i>Leptones <math>\tau</math>:</i> leptón $\tau$ negativo, leptón $\tau$ positivo	$\tau^- \quad \tau^+$	-1 +1	1782	$2,8 \cdot 10^{-13}$	1/2
<b>Mesones</b>					
<i>Piones:</i> mesón $\pi^+$ , mesón $\pi^-$ mesón $\pi^0$	$\pi^+ \quad \pi^- \quad \pi^0$	+1 -1 0	140 135	$2,6 \cdot 10^{-8}$ $0,8 \cdot 10^{-10}$	0 0
<i>Kaones:</i> mesón $K^+$ , mesón $K^-$ mesón $K^0$ , antimésón $K^0$	$K^+ \quad K^- \quad K^0 \quad \bar{K}^0$	+1 -1 0 0	494 498	$1,2 \cdot 10^{-8}$ $K_S^0: 0,86 \cdot 10^{-10}$ $K_L^0: 5,38 \cdot 10^{-8}$	0 0 0
mesón $\eta^0$	$\eta^0$	0	549	$2,4 \cdot 10^{-19}$ (?)	0
<b>Bariones</b>					
<i>Nucleones</i> protón, antiprotón	$p \quad \bar{p}$	+1 -1	938,2	Estables	1/2
neutrón, antineutrón	$n \quad \bar{n}$	0 0	939,6	$0,93 \cdot 10^3$	1/2
<i>Hiperones:</i> hiperón $\Lambda^0$ , antihiperón $\Lambda^0$	$\Lambda^0 \quad \bar{\Lambda}^0$	0 0	1116	$2,5 \cdot 10^{-10}$	1/2
hiperón $\Sigma^+$ , antihiperón $\Sigma^+$	$\Sigma^+ \quad \bar{\Sigma}^+$	+1 -1	1189	$0,8 \cdot 10^{-10}$	1/2
hiperón $\Sigma^-$ , antihiperón $\Sigma^-$	$\Sigma^- \quad \bar{\Sigma}^-$	-1 +1	1197	$1,5 \cdot 10^{-10}$	1/2
hiperón $\Sigma^0$ , antihiperón $\Sigma^0$	$\Sigma^0 \quad \bar{\Sigma}^0$	0 0	1192	$< 10^{-14}$	1/2
hiperón $\Xi^-$ , antihiperón $\Xi^-$	$\Xi^- \quad \bar{\Xi}^-$	-1 +1	1321	$1,7 \cdot 10^{-10}$	1/2
hiperón $\Xi^0$ , antihiperón $\Xi^0$	$\Xi^0 \quad \bar{\Xi}^0$	0 0	1315	$3 \cdot 10^{-10}$	1/2
hiperón $\Omega^-$ , antihiperón $\Omega^-$	$\Omega^- \quad \bar{\Omega}^-$	-1 +1	1672	$1,3 \cdot 10^{-10}$	3/2 (?)

clase de los bariones, es igual a cero, podemos formular la *ley de la conservación de la carga bariónica (nuclear)*: durante todas las transformaciones nucleares en un sistema aislado, la carga bariónica queda invariable.

La ley de la conservación de la carga bariónica, como la de la conservación de la carga eléctrica, es válida tanto para las interacciones fuertes (nucleares), como para las electromagnéticas. Por ejemplo, si antes de la transformación había un barión, es decir, un neutrón con carga bariónica igual a la unidad, después de la transformación debe existir un barión, neutrón, protón o bien uno de los hiperones, para los que la carga nuclear es también igual a la unidad.

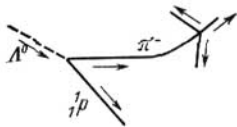


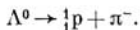
Fig. 83.9.

5. Los hiperones son muy inestables y tienen un tiempo de vida que varía en los márgenes de  $10^{-11}$  a  $10^{-10}$  s. En la

tabla 83.2 están aducidos todos los datos que caracterizan los hiperones y otras partículas elementales.

El estudio de las propiedades de los hiperones en las cámaras de burbujas ubicadas en un campo magnético, permitió establecer que hay hiperones neutros, así como cargados, positivos y negativos.

Como ejemplo, en la fig. 83.9 se ofrece el esquema de la desintegración de un hiperón neutro ( $\Lambda^0$ ), que acaba en la desintegración en forma de estrella de un pión  $\pi^-$ , que se formó del hiperón  $\Lambda^0$ :



El estudio de las huellas de las partículas representadas en la fig. 83.9 permitió determinar la energía del protón  ${}^1p$  y del pión  $\pi^-$  y la masa del hiperón  $\Lambda^0$  con ayuda del balance de energía durante la desintegración. La determinación con alta precisión en las cámaras del momento de nacimiento del hiperón  $\Lambda^0$  y el momento de su desintegración, dio la posibilidad de medir el tiempo de vida de esta partícula (véase la tabla 83.2). Como ahora ha sido aceptado, en dicha tabla las masas de las partículas se aducen en unidades energéticas (MeV). Con anterioridad, por unidad de masa de las partículas elementales se tomaba la masa del electrón. Como la masa de éste es, aproximadamente, igual

a 0,5 MeV, para conocer a cuantas masas electrónicas es igual la masa de la partícula dada, hay que multiplicar por dos su masa en MeV.

6. Durante el estudio de los kaones e hiperones, fue advertido que sus propiedades son singulares y se distinguen de las de otras partículas. Por este motivo, los kaones e hiperones reciben el nombre de *partículas extrañas*.

El nacimiento de las partículas extrañas se provoca, sin duda alguna, por una interacción fuerte, es decir, el tiempo de nacimiento de estas partículas corresponde al tiempo de las interacciones fuertes ( $10^{-23} \dots 10^{-22}$  s). Además, al desintegrarse en piones, que son partículas *nucleares activas*, según los esquemas mostrados más arriba, o sea, en partículas que caracterizan las interacciones fuertes, los kaones tienen tiempo de vida ( $10^{-10} \dots 10^{-8}$  s) mucho mayor que el que se observa para los muones, que son partículas nucleares inactivas, o sea para la interacción débil. Más adelante fue establecido que los kaones e hiperones siempre nacen a pares y no en cualesquiera combinaciones.

Por fin, se descubrió una considerable diferencia en las condiciones de formación y en las reacciones de interacción de los kaones con otras partículas. Por ejemplo, a energías de varios GeV el número de kaones  $K^+$  que surgen supera  $10^2$  veces el número de kaones  $K^-$ ; el kaón  $K^+$  surge emparejado tanto con el kaón  $K^-$  como con los hiperones, mientras que el kaón  $K^-$  aparece *sólo junto con el kaón  $K^+$* .

7. En la física moderna de las partículas elementales se explican las singulares propiedades de las partículas *extrañas*. Esta explicación se basa en la idea de la *independencia de la carga*, propia no sólo de la interacción piónica de los nucleones en el núcleo. Se considera que durante la interacción de los kaones y de los hiperones también se manifiesta la independencia de la carga. Aquí no podemos entrar en los detalles de esta cuestión. También omitimos otros muchos problemas de física de las partículas elementales, cuyo examen requiere la introducción de ciertas características especiales de las partículas elementales.

### § 83.7. Antipartículas

1. En la física moderna de las partículas elementales se ha descubierto que, *salvo raras exclusiones, a cada una de las partículas elementales corresponde una antipartícula.*



En la actualidad, sólo se conocen varias partículas que carecen de su antipartícula o hablando con mayor precisión, se conocen algunas partículas y antipartículas que son entre sí *idénticas*: el fotón, mesón  $\pi^0$ , así como los kaones neutros. Semejantes partículas reciben el nombre de *absolutamente* o *realmente neutras*. El concepto de neutralidad absoluta no debe confundirse con la neutralidad eléctrica de la partícula, ya que la partícula neutra puede tener su antipartícula. La falta de carga eléctrica es aún condición insuficiente para la neutralidad absoluta de la partícula.

Como ejemplos de partículas y antipartículas mencionaremos el electrón y el positrón, los muones  $\mu^+$  y  $\mu^-$ , los piones  $\pi^+$  y  $\pi^-$ , los neutrinos electrónicos y muónicos  ${}^0_0\nu_e$  y  ${}^0_0\nu_\mu$  y los antineutrinos  ${}^0_0\bar{\nu}_e$  y  ${}^0_0\bar{\nu}_\mu$ , los kaones  $K^+$  y  $K^-$ .

Las masas en reposo, los espines y el tiempo de vida de las partículas y antipartículas son iguales. Los valores de las cargas eléctricas, así como de las nucleares de las partículas y antipartículas son iguales en magnitud, pero de signos opuestos. Los momentos magnéticos de las partículas y antipartículas también tienen signos contrarios. La carga eléctrica no es la condición indispensable de existencia del par partícula — antipartícula.

2. La representación de una antipartícula surgió por primera vez en 1927—1928, cuando Dirac, basándose en la mecánica cuántica, mostró que el electrón debe tener espín y que para el electrón libre hay dos regiones de valores de la energía total  $\mathcal{E}$ : uno de  $m_e c^2$  a  $+\infty$  y otro de  $-m_e c^2$  a  $-\infty$ , donde  $m_e$  es la masa en reposo del electrón. Los valores negativos de la energía total del electrón libre significaban la existencia de masa *negativa*, lo que proporcionaba serias dificultades. Por ejemplo, en los estados con masa negativa el electrón, al sufrir la acción de una fuerza externa, debería adquirir aceleración en sentido *opuesto* a la fuerza que actúa. Los intentos de considerar que la acción de la fuerza externa, que altera el movimiento libre, podía significar el incumplimiento de las deducciones de Dirac, resultaron ser infundados. El problema reside en que la presencia de energía negativa se desprende de la teoría de la relatividad. De acuerdo con ella, entre la energía  $\mathcal{E}$ , la cantidad de movimiento  $p$  y la masa en reposo  $m_e$  del electrón existe la relación (§ 16.3):

$$\mathcal{E}^2 = p^2 c^2 + m_e^2 c^4,$$

de donde para  $p = 0$  tenemos que  $\mathcal{E} = \pm m_e c^2$ . En la fig. 83.10 se muestran dos regiones de los valores permitidos de la energía, divididas por el intervalo  $2m_e c^2$ . En dicho intervalo no hay niveles permitidos de energía para el electrón. Como mostró Dirac, en la mecánica cuántica la probabilidad de la transición de un estado con energía positiva a la región del estado con energía total negativa *diverge de cero*. En la física clásica la presencia de energías negativas no se tomaba en consideración. Como la transición de las energías positivas (el punto  $A$  en la fig. 83.10) a la región de las energías negativas (el punto  $B$ ) requiere un «salto» de un valor igual a  $2m_e c^2$ , semejante transición se consideraba imposible. Para comprender la interpretación que dio Dirac al resultado obtenido por él, indiquemos que para el electrón ( $-e$ ) con masa negativa ( $-m_e$ ) la carga específica  $\frac{-e}{-m_e}$  es igual a la carga específica del electrón positivo ( $+e$ ) con masa positiva:

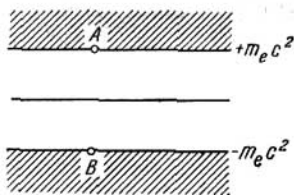


Fig. 83.10

$$\frac{-e}{-m_e} = \frac{+e}{+m_e}.$$

3. Dirac expresó la hipótesis de que la región con energías negativas en la fig. 83.10 contiene niveles cuantificados de la energía negativa. Todos estos niveles están llenos de electrones que se disponen en ellos en correspondencia con el principio de Pauli. Los electrones que se encuentran en los niveles negativos crean cierto fondo que por sí sólo no se revela si todos los niveles están llenos por completo. En los niveles negativos los electrones no pueden manifestar actividad alguna. Los niveles situados en la región de las energías positivas (más arriba del punto  $A$  en la fig. 83.10) están llenos de electrones sólo parcialmente. Si el electrón situado en un nivel con energía negativa recibe una cantidad de energía igual a  $\mathcal{E} \geq 2m_e c^2$ , éste pasará a la región con energía positiva, donde se manifestará como un electrón «corriente». En el lugar que ha quedado libre en

el fondo de las energías negativas aparece, en tal caso, un «hueco» que se manifiesta como un *electrón positivo*, es decir, un *positrón*.

La hipótesis de Dirac fue confirmada en 1932, cuando en los rayos cósmicos fue descubierto el positrón.

El proceso examinado por Dirac es precisamente el de formación del par electrón-positrón (§ 82.3). En el esquema de Dirac, el acto de destrucción del indicado par significa la transición de un electrón del nivel con energía positiva al lugar vacante, «vacío» en el fondo de energías negativas, lo que se acompaña de la transición de la energía y la masa de las partículas que se unieron a la energía y la masa del campo electromagnético (nacimiento de dos fotones  $\gamma$ ).

4. El descubrimiento del par partícula—antipartícula (electrón—positrón) mostró la *simetría* de las partículas elementales en lo que se refiere a sus cargas, lo que recibió el nombre de *principio de conjugación de la carga*. De acuerdo con él, las *partículas elementales cargadas existen a pares*. Cada partícula cargada debe tener su antipartícula, con signo opuesto de la carga eléctrica. Por esta razón, el protón debe tener su antipartícula, es decir, el antiprotón  ${}_{-1}^1\tilde{p}$ .

Más adelante, el principio de conjugación de la carga fue difundido no sólo a las cargas, sino que también a semejantes características de las partículas elementales como las cargas bariónicas y leptónicas, etc. De particular importancia resultó ser la generalización del principio de la conjugación de la carga para las partículas neutras: neutrón y neutrino. De dicha generalización era de esperar que debían existir el *antineutrón*  ${}_{0}^1\tilde{n}$ , el *antineutrino electrónico*  ${}_{0}^0\tilde{\nu}_e$  y el *antineutrino muónico*  ${}_{0}^0\tilde{\nu}_\mu$ .

5. Durante la unión de la partícula y la antipartícula se produce una liberación de energía no menor que el doble de la energía en reposo de cada una de ellas. El nacimiento del par partícula y antipartícula requiere un consumo de energía que *supera* la energía en reposo doble del par. Ésto está relacionado con la necesidad de comunicar al par recién nacido cierta cantidad de movimiento y de energía cinética.

Como muestran los cálculos, la energía mínima necesaria para el nacimiento del par protón—antiprotón constituye en sistema de coordenadas, donde un nucleón está en reposo,  $6m_p c^2$  ( $m_p$  es la masa en reposo del protón) o bien 5,6 GeV

(§ 21.7). Sin embargo, a cuenta de una serie de efectos durante la obtención práctica del par  ${}^1_1\text{p} - {}^1_{-1}\tilde{\text{p}}$  (movimiento interno de los nucleones en los núcleos del blanco, etc.), la energía mínima para el nacimiento de este par se reduce hasta 4,3 GeV.

6. La singularidad de las antipartículas consiste en su capacidad de unirse con rapidez con sus partículas: el positrón con el electrón, el antiprotón con el protón, el antineutrón con el neutrón. Este fenómeno está ligado con que la sustancia, que constituye la naturaleza que nos rodea, consta de partículas, es decir, electrones, protones y neutrones. Las antipartículas, o sea, los positrones, antiprotones y antineutrones, tropezando en la sustancia con sus «compañeros en la pareja» de los que hay en exceso, se unen con ellos y dejan de existir, provocando el nacimiento de nuevas partículas y campos, como lo requieren las leyes de la conservación.

Es fácil imaginarse que en la llamada «antisustancia» los «antiátomos» contendrían en sus núcleos antiprotones y antineutrones, mientras que en su periferia se hallarían los positrones. En la «antisustancia», los electrones, protones y neutrones sufrirían también dicha rápida fusión al tropezar con los positrones, antiprotones y antineutrones. De este modo, la estabilidad de las partículas «corrientes» y la inestabilidad de sus antipartículas es convencional: en el vacío las antipartículas —positrones, antiprotones y antineutrones— son tan estables como sus partículas —electrones, protones y neutrones.

7. La década del cincuenta de nuestro siglo se ha destacado por el descubrimiento en los experimentos de antipartículas pesadas.

De forma experimental el antiprotón  ${}^1_{-1}\tilde{\text{p}}$  se descubrió a fines de 1955 por O. Chamberlain, E. Segré, C. Wihand y T. Ispilantis, al bombardear un blanco de cobre con protones acelerados en la cámara de un bevatrón —acelerador de protones (Berkeley, EE.UU.), hasta una energía del orden de 6 GeV. El esquema del experimento se muestra en la fig. 83.11. El haz de protones acelerados bombardeaba el blanco de cobre  $T$ . Las partículas negativas que surgían se desviaban por el campo magnético del bevatrón y se hacían pasar por el campo magnético adicional de las lentes magnéticas  $M_1$ , que dejaban pasar las partículas con una determinada cantidad de movimiento igual a 1,19 GeV·s/cm.

Junto con los supuestos antiprotones  $\bar{p}$ , por el campo magnético también pasaban piones  $\pi^-$ . Por ejemplo, con una energía de los protones de 6,2 GeV a cada antiprotón correspondían 62 000 piones  $\pi^-$ .

La fundamental dificultad del experimento para la identificación de los antiprotones consistía en la separación de éstos de los piones  $\pi^-$  y la medición de sus masas que se determinaban por los resultados de las mediciones de sus

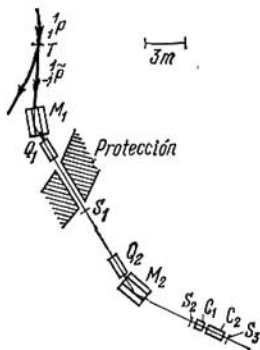


Fig. 83.11.

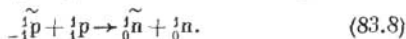
cantidades de movimiento (según el método de desviación en campos magnéticos) y sus velocidades. Estas últimas se medían mediante dos procedimientos independientes: por el tiempo de su vuelo y con ayuda del contador de Cherenkov. El haz de partículas negativas pasaba por el campo magnético de enfoque  $Q_1$  y penetraba en el contador de centelleo  $S_1$ . A continuación, después de atravesar consecutivamente la lente magnética  $Q_2$ , el campo magnético de desviación  $M_2$ , el segundo contador de centelleo  $S_2$  y los contadores de Cherenkov  $C_1$  y  $C_2$ , las partículas se registraban en el contador de centelleo  $S_3$ . El contador de Cherenkov  $C_1$  dejaba pasar las partículas para las que  $v/c > 0,79$ . El contador de Cherenkov  $C_2$  filtraba los piones  $\pi^-$ , dejando sólo pasar partículas para las que  $v/c$  se encuentra en los márgenes de  $0,75 < v/c < 0,78$ . Esta condición satisfacían los antiprotones  $\bar{p}$  para los que con una cantidad de movimiento 1,19 GeV·s/cm, la razón  $v/c = 0,78$ ; para los piones  $\pi^-$  con esa misma cantidad de movimiento, la razón  $v/c = 0,99$ . Además, se medía el tiempo  $t$  que las partículas consumían al pasar entre los contadores  $S_1$  y  $S_2$ , que resultó ser igual a  $5,1 \cdot 10^{-8}$  s para los antiprotones  $\bar{p}$  y  $4 \cdot 10^{-8}$  s para los piones  $\pi^-$ .

La seguridad del método de descubrimiento de los antiprotones y la identidad de las masas del antiprotón

y protón se comprobaron mediante un original procedimiento. Si después de cambiar la dirección de todos los campos magnéticos por la opuesta, se envía a la instalación protones con una cantidad de movimiento  $1,19 \text{ GeV}\cdot\text{s}/\text{cm}$ , la respuesta de todos los contadores debe transcurrir de igual manera que al pasar por la instalación antiprotones. El experimento certificó este hecho, con lo que la existencia del antiprotón quedó demostrada unívocamente.

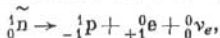
La medición del momento magnético del antiprotón confirmó que esta partícula tiene signo de la carga opuesto a él del protón. En los primeros experimentos, con insuficiente precisión, el momento magnético determinóse igual a  $-1,8 \mu_N$  resultando ser menor que el valor teórico esperado,  $-2,79 \mu_N$ .

8. En 1956, durante los experimentos de B. Corck, G. Lamberston, O. Picconi y W. Wenssel, fue descubierto el antineutrón  ${}^1_0\bar{n}$ . Para obtener esta partícula se hizo uso de la recarga de los antiprotones  ${}^{-1}_1\bar{p}$ , que transcurre al transformarse el antiprotón y el protón en antineutrón y neutrón:



El hecho de la formación del antineutrón se descubría por la unión de éste con el neutrón. Con esto, debería liberarse una energía  $\mathcal{E} = 2m_n c^2 = 1900 \text{ MeV}$ , donde  $m_n$  es la masa en reposo del neutrón (y del antineutrón). Esta energía se consume en lo fundamental para la creación de mesones  $\pi^-$  y  $K^\pm$  en una correlación aproximada del 95 al 5%. La observación de las estrellas en las emulsiones fotográficas nucleares durante la unión del neutrón y el antineutrón, mostró que en tal caso se forman, por término medio, tres piones cargados, cada uno de los cuales extrae una energía  $\approx 250 \text{ MeV}$ . Además de los piones cargados, surgen las partículas neutras piones  $\pi^0$  y kaones  $K^0$ , a las que corresponde el resto de la energía de unión.

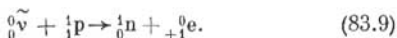
Lo mismo que el neutrón libre, el antineutrón libre sufre desintegración radiactiva con período de semidesintegración  $(1,01 \pm 0,03) \cdot 10^3 \text{ s}$  (§ 81.12). La reacción de desintegración del antineutrón tiene el aspecto



donde  ${}^0_0\nu_e$  es un neutrino electrónico.

9. Provocaba enorme interés y proporcionaba enormes dificultades la demostración experimental de la existencia del neutrino, así como la solución del problema acerca de si el neutrino ( ${}^0_0\nu_e$ ) y el antineutrino ( ${}^0_0\tilde{\nu}_e$ ) son partículas idénticas o diferentes, es decir, si es o no el neutrino una partícula absolutamente neutra.

Con motivo del desarrollo de la física y la técnica de los reactores nucleares, se crearon las posibilidades de descubrir el antineutrino. Como sabemos, los fragmentos de la escisión de los núcleos pesados poseen exceso de neutrones y sufren la desintegración radiactiva  $\beta_-$ , durante la cual se emiten antineutrinos electrónicos  ${}^0_0\tilde{\nu}_e$ . Mediante flujos de antineutrinos de suficiente potencia fueron realizados experimentos para el estudio de la interacción del antineutrino  ${}^0_0\tilde{\nu}_e$  con los protones  ${}^1_1p$ . La idea de los experimentos residía en el descubrimiento de la reacción de captura del antineutrino electrónico  ${}^0_0\tilde{\nu}_e$  por el protón  ${}^1_1p$ . Esta reacción transcurre del modo siguiente:



Una reacción análoga para la captura del neutrino electrónico  ${}^0_0\nu_e$  por el neutrón  ${}^1_0n$  se desarrolla así:



Puede ser mostrado que los procesos del tipo indicado son admisibles, si las transformaciones del neutrón en protón y del protón en neutrón transcurren según los esquemas (§§ 81.12 y 82.2):

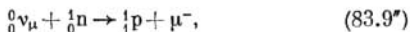


10. Un experimento para detectar el antineutrino que provoca la transformación del protón en neutrón y positrón de acuerdo con la ecuación (83.9), fue realizado en los años 1953—1954 por F. Reines y C. Cowan con haces de antineutrino obtenidos en un reactor. Como blanco y detector de los procesos se hizo uso de una cámara con volumen de cerca de  $1 \text{ m}^3$ , llena de un líquido centelleante, que en su composición tenía hidrógeno y cadmio. Gran cantidad de fotomultiplicadores fijaba la reacción que se desarrollaba según la fórmula (83.9). Los positrones que surgían durante

la reacción, tropezando con los electrones de los átomos del líquido, se unían con ellos y cada uno formaba dos cuantos  $\gamma$ , cuya aparición se registraba por un destello en el líquido. Los neutrones surgidos se moderaban con el hidrógeno y se capturaban por el cadmio (captura radiante o radiactiva). La cascada de cuantos  $\gamma$ , creada durante la captura radiante, emitía el segundo destello. Las observaciones de estos destellos permitieron con seguridad establecer el desarrollo de la reacción (83.9) y confirmaron la existencia del antineutrino electrónico.

Experimentos realizados en 1956, que por sus resultados son considerados fiables, permitieron establecer que el neutrino reacciona con la sustancia de forma diferente que el antineutrino, por lo que éstos pueden ser considerados como dos partículas distintas. Las reacciones (83.9) y (83.9') fueron de modo unívoco reconocidas y confirmaron la diversidad de las partículas  ${}^0_0\nu_e$  y  ${}^0_0\bar{\nu}_e$ . El neutrino se diferencia del antineutrino por la carga leptónica y también por otras propiedades características que aquí no vamos a examinar.

11. El problema de la diferencia entre los neutrinos y antineutrinos electrónicos y muónicos, fue planteado al estudiar la desintegración de los piones  $\pi^\pm$  cargados según las ecuaciones (83.4) y (83.5). Resultó que si se separan el neutrino y antineutrino formados y, a continuación, se efectúan las reacciones de captura de estas partículas, el neutrino por neutrones, por ejemplo, la reacción (83.9') no se realiza, mientras que en su lugar, la captura es efectuada de acuerdo con la reacción



lo que certifica la diferencia entre las partículas  ${}^0_0\nu_e$  y  ${}^0_0\nu_\mu$ .

12. En conclusión indiquemos que entre los hiperones también fueron descubiertas antipartículas. Los antihiperones se someten a los requisitos generales para todas las antipartículas.

Para crear un par hiperón—antihiperón se necesita una cantidad considerablemente mayor de energía que para la formación de un par de nucleones. Por ejemplo, el más ligero de los antihiperones, el antihiperón neutro  $\bar{\Lambda}^0$  puede ser creado con energías 1 . . . 1,5 GeV mayores que las necesarias para el surgimiento de los antinucleones. Esto está



ligado con la masa en reposo relativamente mayor de los hiperones.

13. En los últimos años ha sido descubierta una gran cantidad de nuevas *partículas* que recibieron el nombre de *resonancias*. De este modo se denominan partículas de vida sumamente corta (tiempo de vida  $\approx 10^{-22}$  s).

El fundamento que permite considerar que las resonancias son partículas, es que en una serie de casos durante su formación, así como al desintegrarse, ellas se comportan como una partícula con características determinadas: espín, cargas eléctrica y bariónica y otras que no hemos examinado. Las resonancias también tienen cantidad de movimiento y energía determinadas.

El término *resonancia*, aplicado a las partículas, surgió ya en los años cincuenta, cuando al investigar la dispersión en los protones de los piones con energías cerca de 200 MeV, se advirtió el brusco aumento de la dispersión, fenómeno que se denominó resonancia. Los estados de resonancia, análogos a la resonancia pión-protón, se caracterizaron por tener propiedades propias de las partículas y dicha denominación quedó en uso: se descubrió que para cada una de las partículas pesadas, que ejercen interacción fuerte, existen resonancias propias de ellas que se distinguen por su gran masa. También fueron reveladas resonancias asociadas a los mesones.

En la actualidad, es tan grande el número de partículas y resonancias descubiertas, que en los últimos años se han emprendido en la física de las partículas elementales serios y exitosos intentos de su clasificación. No obstante, la solución de este problema se halla en tal etapa que hemos considerado posible no examinarlo en el presente libro.

14. A causa de que es tan considerable el número de partículas y resonancias, la propia representación del carácter elemental de éstas ha sido puesta en duda. Por esta razón, la definición de la partícula elemental es insuficiente y parece ser imposible ofrecer en la actualidad una definición completa de la partícula elemental.

Mientras mayor es la profundidad a la que penetra la física en los conocimientos de las propiedades de las partículas «elementales», en mayor grado se justifica la genial previsión leninista de que el electrón es tan inexhausto como el átomo.

## § 83.8. Concepto de la estructura de los nucleones

1. En el § 83.1 hemos visto que la teoría de la relatividad exige que las partículas elementales no tengan estructura, que sean *puntiformes*. Cualesquiera extensión de la partícula en el espacio, el que ésta tenga cierta estructura, contradice la teoría de la relatividad. Pero, al mismo tiempo, la falta de estructura de las partículas elementales, las partículas no extendidas, desde el punto de vista filosófico y físico, no nos puede satisfacer. Como se indicó en el § 72.5, la expresión para el radio clásico del electrón prevé que éste tiene determinadas dimensiones y, por lo tanto, cierta estructura. En física moderna, en lugar de los modelos clásicos de las partículas elementales, se hacen intentos de hallar tales estructuras de éstas, que no contradigan la teoría de la relatividad. En la actualidad, hay demostraciones experimentales directas de la presencia de estructura en las partículas elementales y se han confeccionado procedimientos para su estudio.

2. Uno de los métodos para estudiar el nucleón es la investigación de la dispersión elástica en los protones de los piones con energía de un orden de 7 GeV. Otro método consiste en la investigación de la dispersión elástica en los protones y neutrones de los electrones. Estos métodos permitieron llegar a determinadas deducciones en lo que concierne a la estructura del nucleón. Como han mostrado los experimentos, la dispersión elástica de los piones en los protones se produce de modo que el pión poco se desvía de la dirección inicial de vuelo, mientras que el protón recibe insignificante retroceso, es decir, la cantidad de movimiento  $\Delta p$  transmitida al protón es pequeña. Como sigue del principio de incertidumbre, el proceso descrito debe transcurrir en cierta región del espacio, caracterizada por las dimensiones lineales  $a \geq h/\Delta p$ . El estudio detallado de la dispersión elástica de los piones en los protones ha mostrado que debemos imaginarnos este proceso como el resultado de la difracción de los piones sobre cierta región que absorbe éstos y que determina las *dimensiones de los nucleones*.

3. La dispersión de los electrones rápidos en los protones ha permitido estudiar la distribución de la carga eléctrica del protón en función de la distancia  $r$  hasta su centro. Con esto, hay que tener en cuenta que la carga del protón es indivisible y que se manifiesta siempre como un todo

único. Por esta razón, la distribución de la carga eléctrica en el protón no significa que es posible destacar de modo experimental parte determinada de dicha carga. En la fig. 83.12 está representada la dependencia entre  $r$  (medido en fermi) y la carga  $q$  contenida en una capa esférica ubicada entre los radios  $r$  y  $r + dr$ . El máximo de la curva corresponde a la distancia  $R_e = 0,77 \cdot 10^{-15}$  m, llamada «radio eléctrico» del protón. El área bajo la curva es igual a la carga del protón  $e$ .

Los resultados de experimentos análogos para la dispersión de los electrones rápidos en los neutrones se muestran en

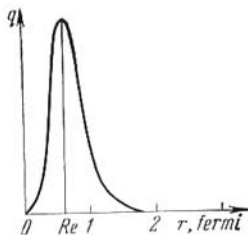


Fig. 83.12.

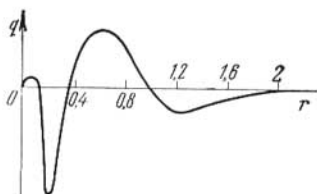
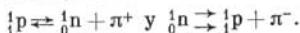


Fig. 83.13.

la fig. 83.13. La dispersión se produce como si el «radio eléctrico» del neutrón fuera igual a cero. En las regiones interna y externa del neutrón la carga eléctrica es negativa, en la parte media, positiva. La carga total del neutrón, igual al área bajo la curva, se reduce a cero.

4. La estructura del nucleón que hemos estudiado permite explicar la presencia en éste de un momento magnético negativo  $p_{m_n}$  y el valor anomal del momento magnético del protón  $p_{m_p}$  (§ 80.2). Centremos la atención en el hecho de que el momento magnético del protón, igual a  $2,79\mu_N$ , supera en  $1,79\mu_N$  el valor  $1\mu_N$ , que era de esperar por analogía a que el momento magnético del electrón es igual a un magnetón de Bohr  $\mu_B$ . El momento magnético del neutrón  $p_{m_n}$  es negativo:  $p_{m_n} = -1,9\mu_N$ , aunque su carga es igual a cero y, al parecer, su momento magnético también debería ser nulo. La complicada estructura del nucleón es la causa de que el momento magnético del protón

sea anómalo y que el del neutrón sea negativo. Se considera que es posible el proceso de la disociación virtual del nucleón, según los esquemas



Los cálculos teóricos en los que se hace uso de los valores experimentales de los momentos magnéticos del protón y el neutrón, muestran que cerca del 20% del tiempo cada una de dichas partículas se encuentra en estado disociado y el 80% del tiempo, en «puro» estado protónico o neutrónico. En lo que se refiere al protón, una nube *positiva* de piones crea un momento magnético *adicional* al de la región central del nucleón y *del mismo signo*, lo que lleva al momento anómalo magnético del protón. En lo que atañe al neutrón, la nube *negativa* de piones crea un momento magnético negativo.

Durante la investigación de la estructura del nucleón fueron descubiertos mesones pesados, en particular el mesón neutro ( $\eta^0$ ), indicado en la tabla 83.2.

La representación de la estructura del nucleón es muy fructífera y permite, por ejemplo, explicar la diferencia entre las masas del neutrón y el protón por la existencia de energías de interacción electrostática y magnética de la parte central del nucleón con las nubes de piones cargados.

En conclusión, señalemos que la física de las partículas elementales está en la actualidad en estado de impetuoso desarrollo de la teoría y el perfeccionamiento de los métodos experimentales.

## CONCLUSIÓN

En este libro se han examinado las más importantes partes de la física clásica y moderna. Al exponer las fundamentales ideas, métodos y resultados físicos hemos tendido a mostrar que entre la física clásica y la moderna no existe un profundo abismo y que ésta es una ciencia en constante desarrollo.

Habiendo empezado por el estudio de la mecánica newtoniana y la teoría de la relatividad, hemos examinado consecutivamente los fundamentos de termodinámica y física molecular, de electrodinámica, procesos vibratorios y ondulatorios, incluyendo el estudio de las ondas electromagnéticas y óptica. En todos los casos hemos tratado de mostrar que las ideas de la teoría especial de la relatividad se observan por toda la física moderna y permiten interpretar de nuevas formas muchas de las partes de la física clásica. Desde el propio comienzo del curso hemos intentado mostrar que en el mundo del átomo existen determinadas limitaciones para la descripción puramente clásica de los objetos microscópicos. Considerable lugar se ha destinado a la física moderna del átomo y a los fundamentos de física nuclear y física de las partículas elementales.

Toda la construcción del curso moderno de física es la profundización consecutiva y constante de la información acerca de los fenómenos de la naturaleza, de las leyes que controlan los procesos que transcurren en el mundo.

La física moderna se encuentra entre las ciencias que se desarrollan con mayor rapidez. Su carácter dinámico se manifiesta en mayor grado en tales partes como la física del núcleo atómico y de las partículas elementales, la física del sólido, etc., así como en una serie de ciencias afines a la física (biofísica, etc.). El fomento de la física ultramoderna provoca la aparición de otras muchas asignaturas. Hace varias decenas de años nadie podía pensar que surgiría la mecánica del plasma, la hidrodinámica magnética, que aparecería la radiotécnica cuántica y otras partes ultramodernas de la física.

Como esperan los autores, estas observaciones conclusivas, como todo el contenido de los «Fundamentos de física» y de otros libros, muestran qué importancia tiene el estudio de física para la enseñanza contemporánea.

## INDICE ALFABÉTICO DE MATERIAS

- Aberración, 211**  
 — cromática, 212  
 — esférica, 211  
**Absorción de la luz, 176**  
 — — — —, negativa, 347  
 — — neutrones por resonancia, 531  
**Acomodación, 224**  
**Actividad de una preparación radiactiva, 488**  
 — óptica, 193  
 — — en la naturaleza viva, 194  
**Afinidad electrónica, 369**  
**Altavoz dinámico, 106**  
**Amplificador termiónico, 132**  
**Amplitud de la f.e.m., 57**  
 — — — oscilación, 16  
**Análisis por luminiscencia, 440**  
**Analizador, 185, 192**  
**Anastigmáticos, sistemas ópticos, 213**  
**Angulo de apertura, 233**  
 — — convergencia, 225  
 — — rotación del plano de polarización, 193  
 — — visión, 225  
 — límite, 199  
 — sólido, 217  
**Anillos de Newton, 144**  
**Antihiperón, 589**  
**Antineutrino, 514, 588**  
**Antineutrino electrónico, 514, 568**  
 — mesónico, 568  
**Antineutrón, 587**  
**Antipartícula, 581**  
**Antiprotón, 585**  
**Armónicos, 28, 29**  
**Astigmatismo, 212**  
**Átomo aceptor, 421**  
 — donador, 419  
 —, estado excitado, 323  
 —, — no excitado, 323  
 — marcado, 523  
 —, modelo nuclear, 312  
**Autoionización, 309**  
**Autooscilaciones, 42**  
 —, autoexcitación, 46  
  
**Banda de conducción, 412**  
 — — energía, 405  
 — — — permitida, 406  
 — — — prohibida, 409  
 — — valencia, 412  
 — prohibida, 409  
**Bariones, 578**  
**Barrera de potencial, 307**  
  
**Bevatrón, 585**  
**Bombeo del medio amplificador, 445**  
  
**Cámara de burbujas, 498**  
 — — ionización, 497  
**Cámara de Wilson, 497**  
 — fotográfica, 235  
**Campo nuclear, 471**  
**Capa de barrera, 423**  
 — — semiabsorción, 74  
 — electrónica, 352  
**Capacidad calorífica del gas electrónico degenerado, 393**  
**Capacitancia, 61**  
**Carga bariónica, 578**  
 — leptónica, 569  
**Catodoluminiscencia, 437**  
**Células fotorresistentes (con efecto fotoeléctrico interno), 432**  
**Ciclo carbono-nitrógeno, 551**  
 — protón-protón, 550  
**Cinturones de radiación circunferenciales (o de van Allen), 564**  
**Circuito de corriente alterna, 58**  
 — oscilante, 37  
**Coefficiente de absorción, 176, 443**  
 — — negativa, 449  
 — — Einstein para la emisión espontánea, 344  
 — — multiplicación de los neutrones, 542  
 — — reflexión, 83, 169  
 — — — de una partícula en una barrera, 307  
 — — transparencia, 84, 169  
 — — — de una barrera de potencial, 307, 501  
**Coherencia, 146, 242, 450**  
**Combustible nuclear, 546**  
**Condición de continuidad, 81**  
 — — estabilidad de los núcleos, 478  
 — — tasa, 450-451  
**Condición de homogeneidad óptica de un cristal, 164**  
 — — Wulff-Bragg, 162  
**Conductibilidad eléctrica, defectos de la teoría clásica, 377**  
 — —, teoría cuántica, 395  
 — por electrones de los semiconductores, 416  
 — — —, extrínseca, 420  
 — — —, intrínseca, 416  
 — — — huecos, extrínseca, 421  
 — — —, intrínseca, 417

- Conductor de luz, 495  
 Constante de apantallamiento, 364  
 — — desintegración radiactiva, 485  
 — — Planck, 250  
 — — Ridberg, 317  
 — — Stefan, 248  
 — — Cherenkov, 495  
 Contador de Geiger-Müller, 497  
 — — centelleo, 494  
 Corriente alterna, 58  
 — —, potencia, 65  
 — —, valor eficaz, 61  
 — — fotoeléctrica, 253  
 Corrimiento al rojo gravitacional, medición, 509  
 Criotrópico, 403  
 Criterio de aplicabilidad de la óptica geométrica, 197  
 — — Lawson, 559  
 — — Rayleigh, 158  
 Cuantización de la energía del electrón, 329  
 — — del momento de impulso, 332  
 — — espacial, 334  
 Cuanto de energía, 250  
 Cuerpo negro, 247  
 Curva de resonancia, 50  
 — — —, semifanchura, 52
- Choques elásticos, 327  
 — inelásticos, 327
- Defecto de masa, 464  
 Defectoscopía por rayos gamma, 504  
 Degeneración, del gas electrónico, 386  
 — — — fotónico, 387  
 Desarrollo en serie de Fourier, 30  
 Descomposición espectral, 30  
 Desdoblamiento de los niveles de energía, 405  
 Desintegración  $\beta$ , 511  
 — radiactiva, 482  
 — —, probabilidad, 490  
 Desmodulación, 134  
 Detector, 134  
 Diafragma, 196  
 Dicroísmo, 190  
 Diferencia de marcha, 93  
 Diferencia de potencial de contacto externa, 425  
 — — — — interna, 426  
 Difracción, 97  
 — de la luz por un orificio, 153  
 — — — — una red tridimensional, 160  
 — — — — rendija rectangular, 98  
 — — — — en los medios ópticamente no homogéneos, 165  
 Difracción de rayos X, 159  
 Difusión de la luz, molecular, 165  
 Diodo semiconductor, 429  
 Dispersión, 169  
 — anómala, 175  
 — de combinación de la luz, 435  
 — — Raman, 435  
 — normal, 175  
 —, teoría electrónica, 172
- Distancia de visión óptima, 225  
 Distorsión, 213  
 Doble refracción, 186  
 Dosis de exposición, 504  
 — — — a la radiación, 504
- Ecuación de Einstein para el efecto fotoeléctrico externo, 257  
 — — la onda esférica, 78  
 — — — — plana, 76  
 — — — — Schrödinger, 287  
 Efecto binaural, 112  
 — Compton, 266  
 — de electrostricción, 107  
 — — magnetostricción, 109  
 — — Doppler en acústica, 79  
 — — — las ondas electromagnéticas, 126  
 — — transversal, 128  
 — — fotoeléctrico externo, 253  
 — — interno, 432  
 — —, umbral rojo, 255  
 — — Meissner, 400  
 Efecto Mössbauer, 508  
 — túnel, 307, 499  
 Eje óptico, 186  
 Electroluminiscencia, 438  
 Electrón luminoso, 123  
 Electronografía, 278  
 Elementos transuránicos, 531  
 Elongación, 16  
 Emisión espontánea, 343  
 Energía de activación, 261  
 — — — de la conductibilidad intrínseca, 416  
 — — — — fisión de los núcleos, 538  
 — — — — disociación de la molécula, 368  
 — — — — enlace del electrón en el átomo, 323  
 — — — — núcleo, 463, 477  
 — — — — de los nucleones, específica, 463, 464  
 — — — — Fermi, 386, 393  
 — — del núcleo, en reposo, 477  
 — — —, superficial, 477  
 — — potencial de interacción, 367  
 Enlace covalente, 390  
 — iónico, 368  
 —, energía, 368  
 —, longitud, 368  
 Enlaces químicos, 366  
 Escala de las ondas electromagnéticas, 136  
 Escalera de Michelson, 202  
 Espacio de impulsos, 383  
 — — —, celdilla elemental, 384  
 Espectro continuo, 239  
 Espectro de una oscilación no sinusoidal, 30  
 — — radiación de laser, 452  
 — — raras, 239  
 — — energético de las partículas  $\beta$ , 512  
 — — molecular de absorción, 375  
 — — (de bandas), 373  
 — — de vibración-rotación, 376  
 — — electrónico, 376  
 — — electrónico-vibracional, 377  
 Espectrógrafo, 239

- Espectroscopio**, 238  
**Espejo esférico**, 213  
**Espín del electrón**, 337  
 — — núcleo, 456  
**Estados inversos**, 445  
**Estator**, 56  
**Experimento de Davisson—Germer**, 274  
 — — difracción de los electrones, 276  
 — — — — neutrones, 279  
 — — Franck—Hertz, 326  
 — — Lébedev, 119  
 — — Michelson, 150  
 — — Rutherford, 310  
 — — Stern, 281  
 — — Stoliétov, 252  
 — — Vavilov—Cherenkov, 125  
 — — Young, 144, 147
- Factor de calidad**, 33  
 — — potencia, 65  
**Figura de interferencia**, 90  
**Filtro óptico**, 177  
**Fisión espontánea**, 539  
 — nuclear, 532  
**Flujo luminoso**, 218  
**Fluorescencia**, 438  
**Fórmula de Balmer—Ridberg**, 317  
 — — De Broglie, 274  
 — — Planck, 251  
 — — Weizsaecker, 356  
**Fosforescencia**, 439  
**Fotoconductibilidad**, 432  
**Fotoelectrones**, 253  
**Fotoluminiscencia**, 439  
**Fotón**, 256  
 —, energía, 261  
 —, impulso, 263  
 —, masa, 262  
**Fotorresistencias**, 432  
**Fototransistor**, 434  
**Frecuencia**, 17  
 — angular, 17  
 — — propia, 18, 39  
 — de modulación, 27  
 — — las pulsaciones, 26  
 — portadora, 27  
 — propia, 88  
**Frecuencímetro de "lengüetas"**, 51  
**Fuerza cuasielástica**, 16  
 — excitatriz sinusoidal, 48  
**Fuerzas nucleares**, 467  
 — —, carácter de intercambio, 471  
 — —, independencia de la carga, 575  
 — —, radio de acción, 469  
 — —, saturación, 470  
**Función de onda**, 287
- Generador de corriente alterna**, 56  
 — — tubo termiónico, 45
- Haz electrónico**, 215  
 — luminoso, 197  
 — paraxial, 206, 215  
**Hiperones**, 578  
**Hipersonido**, 103  
**Holograma**, 240  
 — acústico, 244  
 — en colores, 242  
**Huecos**, 417
- Iluminación**, 220  
**Imagen real**, 211  
 — virtual, 216  
**Impedancia acústica**, 72  
 — de un circuito de corriente alterna, 64  
**Índice de refracción**, 148, 166  
 — — — absoluto, 167  
 — — — relativo, 198  
**Inductancia**, 63  
**Infrasonido**, 103  
**Intensidad crítica**, 400  
**Intensidad de la luz**, 219  
**Interacción débil**, 569, 576  
 — de intercambio, 372  
 — electromagnética, 576  
 — espín-órbita, 341  
 — fuerte, 576  
 — nuclear, 462  
**Interferencia**, 90  
 — de la luz, 144  
 — — — de dos fuentes, 90  
 — — — — varias fuentes, 93  
**Interferómetro de Michelson**, 150  
**Ion**, 368  
**Isóbaros**, 456  
**Isótopos**, 455
- Kaones (mesones K)**, 577
- Lámparas de luz solar**, 441  
**Láser**, 442  
**Lente**, 204  
 — acromática, 212  
 —, centro, 208  
 — cóncava, 206  
 —, construcción de la imagen, 808  
 — convexa, 206  
 — delgada, fórmula, 206  
 —, distancia focal, 206  
 —, eje óptico principal, 204  
 —, — secundario, 209  
 — electrostática, 216  
**Lente, foco principal**, 206  
 — magnética, 215  
 —, plano principal, 208  
 —, potencia óptica, 206  
**Leptones**, 569  
**Ley de amortiguamiento de las ondas planas (de Bouguer)**, 74  
 — — Bouguer, 74, 176, 443  
 — — Bunsen—Roscoe, 261  
 — — desplazamiento de Wien, 249  
 — — Kirchhoff, 247  
 — — la desintegración radiactiva, 484, 489, 490  
 — — — dispersión, 174  
 — — — iluminación, 220  
 — — — reflexión de las ondas, 82  
 — — — refracción de la luz (de Snellius), 167  
 — — — — las ondas, 82  
 — — Lambert, 221  
 — — Malus, 186  
 — — Moseley, 363  
 — — Ohm para los circuitos de corriente alterna, 64  
 — — Rayleigh para la difusión de la luz, 165  
 — — Stefan—Boltzmann, 248  
**Límite del espectro continuo**, 360  
**Líquido de inmersión**, 233  
**Longitud de enlace**, 368  
**Luminancia**, 221



Luminescencia, 437  
Luminosidad, 221  
Lupa, 226  
Luz natural, 184  
— polarizada, 183  
— visible, 136

**Magnetón de Bohr, 337**

— nuclear, 458  
Masas isotópicas, 455  
Máser, 441  
Medio turbio, 165  
Mesones, 570, 577  
— pesados, 593  
Método de Debye-Scherrer, 162  
— — las emulsiones de capa gruesa, 498  
— — Laue, 161  
— — los diagramas vectoriales, 23  
— del cristal oscilante, 162  
Microfono, 109  
Miscoscopio, 227, 233, 236  
— electrónico, 233  
Modelo electrono-protónico, 459  
— nuclear de la gota líquida, 475  
— — del átomo, 312  
— — protono-neutrónico, 461-462  
Moderadores de neutrones, 530  
Moléculas covalentes, 390  
— iónicas, 368  
Momento magnético del núcleo, 458  
Monocromaticidad, 141  
Movimiento de una partícula en un pozo de potencial, 297  
— — — libre, 294  
Muones, 566

**Neutrino, 514, 588**

— electrónico, 588  
— muónico, 588  
Neutrón, 461, 520, 587  
— libre, 517  
— térmico, 530  
Neutrones, captura, 531  
—, multiplicación, 535  
Neutronografía, 280  
Nivel de Fermi para los electrones en el metal, 382, 393  
— — intensidad, 105  
Niveles colectores (aceptores), 421  
— de energía, 298  
— — —, anchura natural, 346  
— — —, de las impurezas, 419  
— — —, dobles, 341  
— donadores, 419  
Núcleo, 312  
—, carga, 454  
—, composición, 459  
— compuesto, 527  
—, dimensión lineal, 474  
—, espín, 456  
— hijo, 482  
—, masa, 455  
—, momento magnético, 458  
— precursor, 482  
Nucleón, 462  
Nucleón, estructura, 591  
Núcleos especulares, 469  
Número atómico, 454  
— cuántico, 298

— — de espín, 337  
— — magnético, 336  
— — orbital, 332  
— — principal, 323  
— de onda, 77, 317  
— orden del elemento, 354  
— másico, 456

**Oído, 110**

Ojo humano, 222  
— —, agudeza visual, 226  
— —, ángulo de visión mínimo, 226  
— —, poder separador, 226  
— —, sensibilidad espectral, 217  
— —, visión de los colores, 223

**Onda, 69**

— de amplitud, 178  
— — choque, 70  
— — De Broglie, 274, 282  
— — elástica, 69  
— —, energía, 72  
— —, intensidad, 72  
— —, longitud, 76  
— electromagnética, 69  
— esférica, 70  
— —, ecuación, 78  
— estacionaria, 85, 86  
Onda estacionaria, nodo, 85  
— —, vientre, 86  
— longitudinal, 71  
— plana, 70  
— —, ecuación, 76  
— — sinusoidal, 77, 116  
— polarizada rectilíneamente, 183  
— sonora, 70  
— transversal, 70  
Óptica geométrica, 196  
— no lineal, 85  
Órbitas de Bohr, 334  
Oscilaciones armónicas, 16  
— —, fase, 16  
— —, — inicial, 16  
— —, período, 17  
— forzadas, 48  
— libres, 31  
— moduladas, 26  
— no armónicas, 22, 28, 29  
Oscilador armónico, 16  
— — en mecánica cuántica, 301  
— de Hertz, 123  
Oscilógrafo, 20  
Oscilograma, 19

**Parámetro de fisión, 537**

— —, valor crítico, 539  
Par electrón-positrón, aniquilación, 525, 584  
— —, formación, 523, 584  
Partículas absolutamente neutras, 582  
— alfa, 310, 359, 502  
— elementales, 560  
— extrañas, 581  
— nucleares activas, 569  
— — inactivas, 568  
— resonancias, 590  
Péndulo de resorte, 31  
— físico, 36  
— —, longitud reducida, 37  
— matemático, 34

- Período de pulsación, 26  
 — — semidesintegración, 486  
 Piones (mesones  $\pi$ ), 570  
 Plano de oscilaciones, 183  
 — — polarización, 183  
 — — —, rotación, 192  
 — — principal de un cristal, 187  
 Plasma, 553  
 — — termonuclear, 554  
 — —, condición de confinamiento, 554  
 Poder emisor, 246  
 — — separador de un instrumento óptico, 231  
 Polarizador, 191  
 Positrón, 522  
 Postulados de Bohr, 320  
 — — —, sentido mecanocuántico, 342  
 Potencia de una corriente alterna, 65  
 Pozo de potencial, 297  
 Presión de la luz, 118, 265  
 Principio de conjugación de carga, 584  
 — — correspondencia, 301  
 — — Huygens-Fresnel, 97  
 — — Pauli, 350, 381  
 — — superposición, 84  
 Prisma, 200  
 Protón, 459, 461, 462  
 Proyector, 236  
 — — iónico, 236  
 Pulsación, 26
- Quimioluminiscencia, 438**
- Radiación de una carga oscilante, 121**  
 — — un dipolo, 122  
 — — Vavilov—Cherenkov, 125  
 — — gama, 502  
 — — inducida, 347  
 — — sincrotrónica, 123  
 — — térmica, 245  
 Radiactividad artificial, 521  
 — — natural, 479  
 Raya espectral, anchura, 142, 346  
 — —, estructura fina, 340  
 — —, — hipertina, 456  
 Rayo, 70, 196  
 — — extraordinario, 187  
 — — luminoso, 197  
 — — ordinario, 187  
 Rayos beta, 481  
 — — cósmicos, 562  
 — — gamma, absorción por resonancia, 506  
 Rayos gamma, anchura natural de la raya espectral, 506  
 — —, espectro, 503  
 — — X, 359  
 — — blancos, 360  
 — — característicos, 361  
 Reacción, 43  
 — — de fisión en cadena, 541  
 — — termonuclear, 549  
 — — controlada, 554  
 Reacciones fotoquímicas, 260  
 — —, umbral rojo, 261  
 — — nucleares, 517, 528
- Reactor — véase *Reactor nuclear*  
 Reactor nuclear, 543  
 — — de reproducción, 546  
 — — heterogéneo, 544  
 — — homogéneo, 544  
 Rectificación en el límite de una unión electrón-hueco, 428  
 — — — — metal-semiconductor, 426  
 Red de difracción, 155  
 — — —, anchura angular del máximo principal, 158  
 — — —, poder resolutor, 157  
 Reflector (telescopio), 230  
 Reflexión total, 199  
 Refractor (telescopio), 229  
 Regla de cuantización de las órbitas, 321  
 — — Geiger—Nuttall, 499  
 — — las frecuencias, 321  
 — — Stokes, 439  
 Reglas del desplazamiento durante las desintegraciones radiactivas, 482  
 Relación de indeterminación para la coordenada y el número de onda, 141  
 — — — — energía y el tiempo, 291  
 — — — — frecuencia y el tiempo, 55  
 — — transformación, 67  
 — — fotoquímica de Einstein, 261  
 — — giro magnética de espín, 339  
 — — nuclear, 458  
 — — orbital, 335  
 Relaciones de indeterminación de Heisenberg, 289  
 Reloj, 44  
 — — de uranio, 492  
 Resistencia óhmica, 59  
 Resonancia, 49  
 — —, estabilización de las oscilaciones, 54  
 Resonadores, 51  
 Rotor, 56  
 Ruido, 103
- Satélites rojas, 435**  
 — — violetas, 435  
 Saturación, en un láser, 450  
 Selectividad, 52  
 Semiconductores, 414  
 — — tipo  $n$ , 420  
 — —  $p$ , 422  
 Serie de Balmer, 317  
 — — Brackett, 318  
 — — Humphreys, 318  
 — — Lyman, 318  
 — — Paschen, 318  
 — — Pfund, 318  
 — — (familia) radiactiva, 483  
 Sistema autooscilante, 43  
 — — periódico de Mendeléiev, 353  
 Sistemas hidrogenoides, 320  
 Sonido, 103  
 Stellarator, 559  
 Superconductibilidad, 399  
 Superficie de Fermi, 384  
 — — onda, 70