

## 22

DIFRACCIÓN DE LOS RAYOS X POR  
UN CRISTAL \*)§ 143. *El cristal como red de difracción*

Como ya hemos dicho, en general, se da el nombre de red de difracción a un trozo de vidrio en el que, a distancias iguales, se han arañado unas rayas. Para obtener la típica figura de difracción que hemos estudiado antes, ¿qué es lo fundamental?, ¿el vidrio, la forma de las rayas arañadas, el espesor de aquél o la anchura de las «rendijas»? Reflexionando lo expuesto en el § 141, vemos que lo esencial es la periodicidad con que se repiten las heterogeneidades de la sustancia dispersora. En efecto, cualquiera que sea la causa de la dispersión y el carácter que tenga la heterogeneidad de la sustancia, si esta heterogeneidad se repite regularmente al cabo de un período  $a$ , los máximos de dispersión se producirán bajo los ángulos  $\varphi$  que satisfacen la ecuación  $a \sin \varphi = n \lambda$ . Esta figura la dan rayas de cualquier forma trazadas en cualquier vidrio y rendijas cualesquiera practicadas en cualquier pantalla. Lo esencial es sólo una cosa: que la distribución de la sustancia se repita con un período  $a$ .

Claro que pueden existir ciertas diferencias entre las figuras. Las intensidades de los rayos difractados en distintos órdenes pueden ser diferentes, dependiendo de la forma de las rendijas. La distribución de la sustancia dentro de las heterogeneidades que se repiten influye en la intensidad de la dispersión  $f^2$ , que para órdenes distintos puede tener valores diferentes.

Una vez recordadas las conclusiones del § 141, pasemos a los cristales.

La principal peculiaridad del cristal, la que lo destaca entre los demás cuerpos, es la distribución periódica de la sustancia. A lo largo de cualquier dirección dentro del cristal, la densidad media de los electrones, con respecto al tiempo, se repite periódicamente. En el caso más simple, la distribución de la densidad electrónica tendrá la forma que reproduce la fig. 163. Esta es la densidad electrónica (número de electrones por angstrom cúbico) en una recta paralela a la arista de un cubo de sal gema. El máximo de la densidad electrónica corresponde al centro del átomo. El máximo grande es el del átomo de cloro, el pequeño, el del átomo de sodio. Cada

\*) Antes de leer los caps. 22 y 23 se recomienda hojear el cap. 32.

dos átomos se repite el cuadro, el período de la densidad electrónica a lo largo de esta recta es igual a 5,6 Å. Esta representación da una idea acerca de la distribución de la densidad electrónica a lo largo de una recta. A lo largo de una línea que esté un poco desplazada paralelamente a la anterior, la densidad será otra.

Pero un cristal es una formación tridimensional, y el elemento que se repite en él es una celda unidad tridimensional. Nosotros no podemos representar gráficamente la densidad electrónica de una celda unidad. Baste saber que las celdas se repiten en el espacio.

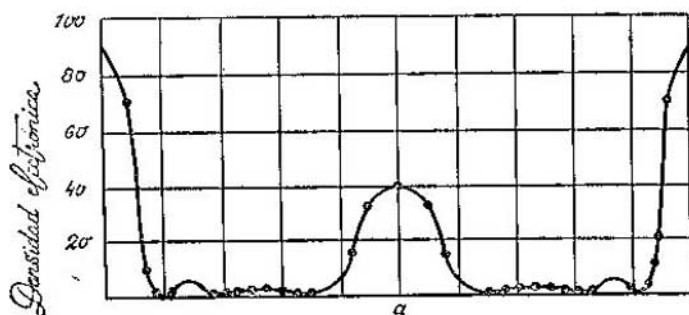


FIG. 163.

La semejanza y la diferencia entre un cristal y una red de difracción son evidentes. Un cristal es una red de difracción tridimensional en la cual un elemento heterogéneo se repite regularmente, no a lo largo de una línea, sino en las tres dimensiones. El papel de «rendija», es decir, de heterogeneidad que se repite, lo desempeña la celda unidad del cristal.

A nosotros nos interesa conocer las leyes de la figura de difracción que crea el cristal.

Los rayos X son dispersados por los electrones. Las heterogeneidades en la densidad electrónica son tales, que una onda del orden de 1—2 Å da una difracción clara. Para hallar las direcciones en que aparecen las rayas difractadas hay que componer las ondas elementales provenientes de todas las celdas. Las amplitudes de estas ondas en una dirección dada serán, claro está, iguales. La dificultad del problema consiste en que hay que tener en cuenta la diferencia de fase entre las ondas dispersadas por las distintas celdas. Estas ondas deben sumarse en cada dirección y destacar aquellas direcciones en las que se fortalecen más unas a otras.

El problema se puede resolver por distintos procedimientos, ya que pueden idearse distintas maneras sucesivas de sumar las celdas. Por ejemplo, se pueden sumar primero las ondas de las celdas que se suceden a lo largo de la arista  $\alpha$ , después las ondas de

todas las celdas del plano  $ab$  y así sucesivamente. Eligiéremos, sin embargo, otro camino más fácil, propuesto por los científicos ingleses, fundadores del análisis por difracción de rayos X, W. H. y W. L. Bragg (padre e hijo); esta misma idea fue propuesta independientemente por el cristalógrafo ruso G. V. Wulf. Existe una cantidad innumerable de procedimientos para trazar un plano por un cristal de manera que pase por los nudos de la red. Entre dos planos vecinos queda comprendida una capa con cuya repetición a lo largo de la normal se construye el cristal. Tracemos una normal a esta cara y proyectemos mentalmente la densidad electrónica sobre dicha normal. Está claro que a lo largo de la normal aparecerá la distribución periódica de la densidad electrónica. Al período  $d$  conviene llamarle distancia entre planos.

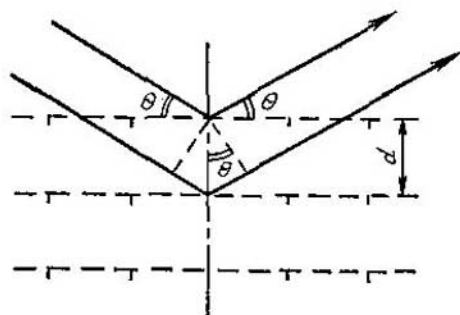


FIG. 164.

Condición de reforzamiento máximo de las ondas dispersadas por las celdas que constituyen una capa: el ángulo de incidencia debe ser igual al ángulo de reflexión. Llegamos a esta conclusión basándonos en el principio de Huygens; sólo si se cumple esta condición las ondas dispersadas se propagarán en la misma fase y se sumarán. Las ondas de las capas siguientes se reforzarán unas a otras si se cumplen ciertas condiciones adicionales. En la fig. 164 puede verse que la diferencia de marcha de los rayos «reflejados» en dos elementos correspondientes de capas vecinas es igual a  $2d \sin \theta$ . Por lo tanto, se producirán rayos difractados si se satisface la condición

$$2d \sin \theta = n\lambda.$$

El rayo difractado aparece cuando entre los innumerables sistemas de planos en que puede dividirse el cristal, hay uno que satisface la ecuación  $2d \sin \theta = n\lambda$ . Está claro que puede darse el caso en que varios sistemas de planos satisfacen simultáneamente esta condición. Pero lo más probable es, que, si un rayo monocromático se dirige arbitrariamente al cristal, no se produzca la difracción, y si se quiere observar ésta, habrá que hacer girar el cristal y buscar el ángulo  $\theta$  conveniente.

*Ejemplo.* En un cristal de calcita la distancia entre planos es igual a  $3,029 \text{ \AA}$ . Para hacer el análisis por difracción de rayos X suele utilizarse la radiación pro-

cedente de un ánodo de cobre cuya longitud de onda es de  $1,54 \text{ \AA}$ . Esto significa que el máximo de difracción de primer orden corresponderá al ángulo  $\theta = \text{arc sen } \frac{\lambda}{2d} \approx 14^\circ 40'$ .

#### § 144. Determinación de los parámetros de la celda unidad de un cristal

Determinando experimentalmente los ángulos  $2\theta$  que forman los rayos difractados por un cristal, pueden hallarse (conociendo  $\lambda$ ) las distancias entre planos que existen en dicho cristal y, de este modo, definir los períodos de repetición de la estructura en cualquier dirección.

Si la red es cúbica se caracterizará por un solo parámetro, la arista del cubo. La red rómbica viene dada por tres períodos,  $a$ ,  $b$ ,  $c$ , perpendiculares entre sí.

Colocando el cristal debidamente con respecto al rayo, se puede conseguir que refleje cualquier sistema de planos, incluso los paralelos a las caras principales ( $ab$ ,  $bc$ ,  $ac$ ) de la red. Una serie de mediciones de este tipo da siempre la posibilidad de «palpar» con seguridad la red, medir la longitud de las aristas y (en el caso de que la simetría sea inferior) los ángulos entre las aristas de la celda unidad.

Estas mediciones tienen gran importancia. Si se mide el volumen  $V$  de la celda de un cristal y se conoce la densidad  $\delta$  de la sustancia, puede hallarse inmediatamente la masa  $M = V \delta$  de la sustancia que hay en dicha celda. Y dividiéndola por la masa del átomo de hidrógeno  $m_H = 1,67 \cdot 10^{-24} \text{ g}$ , hallamos el peso molecular del contenido de la celda. Pero, como es lógico, el número de moléculas que hay en una celda no puede ser fraccionario. Además, en muchos casos, hay motivos de simetría que limitan el número de moléculas posible. Por ejemplo, en una celda rómbica el número de moléculas no puede ser menor de cuatro. De este modo, la medición de las celdas permite hacer apreciaciones importantes acerca del peso molecular de la sustancia.

En los casos más simples, la determinación de una celda unidad resuelve el problema de la definición de la estructura.

En la fig. 165 se representa una celda unidad de hierro indicando las distancias entre sus átomos. Estos datos se obtienen inmediatamente midiendo las distancias entre los planos. El investigador razona del modo siguiente. El cristal de hierro es cúbico; medimos la distancia principal entre planos del sistema de planos paralelos a las caras del cubo. La experiencia da la cifra de  $1,4 \text{ \AA}$ . Calculamos cuántos átomos de hierro entran en un cubo de arista  $1,4 \text{ \AA}$ . La masa del átomo de hierro  $m_{Fe} = 92,6 \cdot 10^{-24} \text{ g}$ , y la densidad del hierro  $\delta_{Fe} = 7,88 \text{ g/cm}^3$ . A un cubo de volumen  $(1,4)^3 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^3$  le

corresponde tener una masa de  $(1,4)^3 \cdot 10^{-24} \cdot 7,88 = 21,7 \cdot 10^{-24}$  g. Pero esta cifra es igual a la cuarta parte de la masa del átomo de hierro. Por consiguiente, la arista de la celda unidad del hierro es

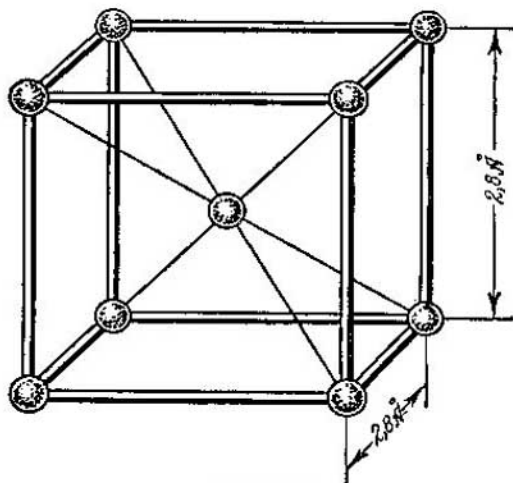


FIG. 165.

mayor que  $1,4 \text{ \AA}$ . Supongamos que es el doble. En este caso la arista del cubo tendrá  $2,8 \text{ \AA}$  y en cada celda habrá dos átomos.

Como el cristal es cúbico y tiene un eje de simetría de cuarto orden (véase la pág. 656), este segundo átomo sólo puede encontrarse en el centro del cubo elemental. Comprobemos si es correcta la suposición de que la celda tiene dos átomos. Si es correcta, la distancia diagonal entre los planos, que muestra la fig. 166, deberá ser igual a  $1,4 \sqrt{2} \text{ \AA}$ . La experiencia confirma esta cifra, con lo que queda demostrado el modelo de la estructura.

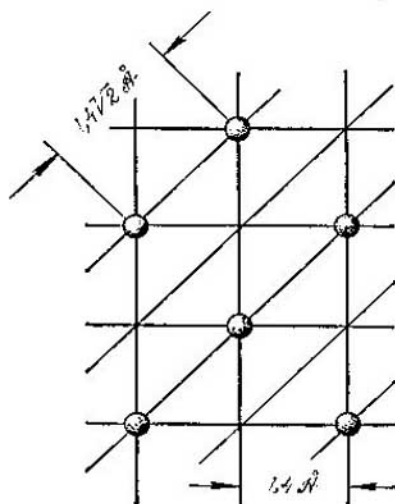


FIG. 166.

Para muchos metales, aleaciones y sales simples con fórmula del tipo  $AB$ , estos razonamientos elementales resultan suficientes en muchos casos para determinar la disposición mutua de los átomos. Pero si la celda tiene muchos

átomos y no es cúbica, el problema de la determinación de la estructura puede resolverse únicamente utilizando, no sólo los datos acerca de la forma de la figura de difracción, sino también los relativos a las intensidades de los rayos.

### § 145. Intensidad de los rayos difractados

Análogamente a como esto ocurre en la red lineal, la intensidad del rayo difractado por un cristal es igual a  $N^2 F^2$ , es decir, es proporcional al cuadrado de la amplitud  $F^2$  de la onda dispersada por una celda unidad del cristal en la dirección dada y al cuadrado del número de celda unidad que hay en el volumen atravesado por la luz.

La magnitud  $F^2$  está relacionada uniformemente con la estructura del cristal, es decir, con el carácter de la distribución de la densidad electrónica en la celda.

Como ya dijimos antes, la magnitud  $F^2$  de un rayo difractado determinado (producida por un sistema de planos «reflectores» determinado) depende de la proyección de la densidad electrónica sobre la dirección de la normal. Dividamos una capa del cristal, por medio de planos paralelos, en capas infinitamente delgadas  $dz$ . Si  $\rho$  es la densidad electrónica de una celda,  $\rho dz$  será el número de electrones de la celda que se encuentran en la capa  $dz$ . Todos los electrones de una capa delgada dispersan en la misma fase y producen una onda  $\rho dz \cos(\omega t + \varphi)$ . La amplitud de la onda de una celda es

$$F = \int_0^d \rho \cos(\omega t + \varphi) dz.$$

La integral se toma a lo largo de un período (distancia entre los planos); los valores de  $\rho$  y  $\varphi$  son distintos para cada  $z$ .

Aquí no vamos a explicar cómo se resuelve el problema de la determinación de la densidad electrónica de un cristal en todos los puntos de una celda unitaria. La igualdad que hemos escrito sirve de base para resolverlo en todos los casos. Esta ecuación permite calcular la amplitud de cualquier rayo difractado si se conoce la densidad electrónica de los cristales. Pero el más necesario es el problema inverso: el de hallar la distribución de los electrones en el cristal, partiendo de las intensidades de los rayos difractados determinadas experimentalmente. Este problema se resuelve eficazmente para cristales bastante complejos que contienen hasta centenares de átomos en la celda unidad.

En un cristal de antraceno se midió la intensidad de cerca de 600 rayos difractados. Valiéndose de estos datos se hallaron los

valores de la densidad electrónica en todos los puntos de la celda. La fig. 167 representa la sección de la densidad electrónica que pasa por los centros de los átomos de una de las moléculas de antraceno. (Para representar la densidad electrónica se ha empleado el procedimiento a que suelen recurrir los geógrafos para levantar los planos

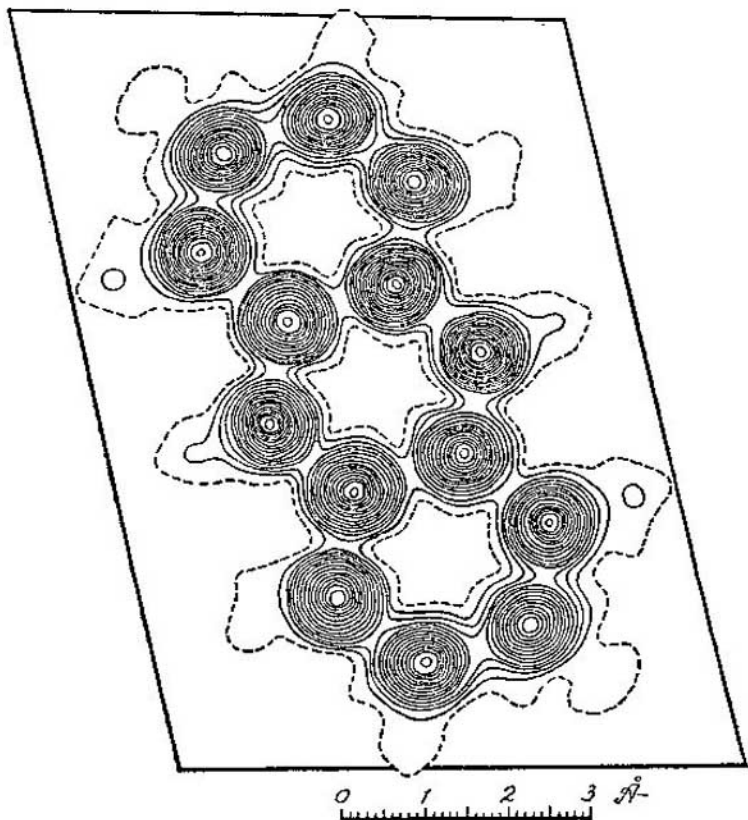


FIG. 167.

de los lugares montañosos. Las líneas de nivel en el plano de la densidad electrónica representan contornos de igual densidad de electrones). Las catorce cumbres que se ven claramente son catorce átomos, que, como demuestra la investigación, se encuentran  $1,4 \text{ Å}$  de distancia uno de otro. La altura del máximo de la densidad electrónica es proporcional al número de electrones que hay en el átomo. Los átomos de carbono contienen seis electrones cada uno, al átomo de hidrógeno sólo le pertenece un electrón. Diez picos, de los cuales

algunos sólo se insinúan, corresponden a los centros de los diez átomos de hidrógeno que entran en la molécula de antraceno, cuya fórmula química es  $C_{14}H_{10}$ .

### § 146. Métodos de análisis por difracción de rayos X

Los ángulos  $2\theta$  que forman los rayos difractados con el rayo que incide sobre el cristal, así como sus intensidades se pueden medir tanto valiéndose de la cámara de ionización (véase la pág. 589) como por un procedimiento fotográfico. Las películas fotográficas que registran simultáneamente las huellas de muchos rayos difractados se llaman diagramas, espectrogramas o roentgenogramas.

Pero si, como dijimos antes, cuando se fija la posición del cristal con respecto al rayo, lo más probable es que no se cumpla la condición  $n\lambda = 2d \sin \theta$ , ¿por qué procedimiento se pueden obtener las huellas de varios rayos sobre una película? Existen tres posibilidades de conseguir esto:

1) haciendo girar el cristal y poniendo distintas familias de planos en posición de reflejar;

2) irradiando el cristal con un espectro continuo de longitudes de onda, que se encuentren en una gama suficientemente ancha, desde  $\lambda_1$  hasta  $\lambda_2$ , para que casi cada familia de planos encuentre en el espectro una longitud de onda «favorable»;

3) obteniendo el diagrama de polvo cristalino, en el cual la condición de difracción, para cualquier  $d$ , será cumplida siempre por ciertos cristales.

El primer procedimiento se llama método del cristal rotatorio, el segundo lleva el nombre de Laue, físico alemán descubridor de la difracción de los rayos X, y el tercero es el método del polvo o de Debye (inventor del procedimiento). El método de Laue es de aplicación muy limitada. En la práctica se utilizan: el método de rotación, para estudiar la estructura de los cristales, es decir, para determinar la disposición mutua de los átomos, y el método de Debye, para los problemas específicos que plantea la investigación de las sustancias en cristales pequeños.

El fin de los diagramas de rotación es recoger en una película los datos acerca de las distancias entre planos que existen y de las intensidades de los rayos correspondientes. Pero hay que conocer además cómo es orientado el sistema de planos con respecto a los ejes del cristal. Para esto no sólo hay que conocer dónde se encuentra la mancha en la película, sino también en qué posición instantánea del cristal se produjo. Para conseguir que el diagrama dé estos datos, la película se mueve durante la exposición. Estos métodos de sacar las fotografías se llaman difractogramas.



Los análisis estructurales de sustancias en polvo por difracción de rayos X se utilizan con mucha más frecuencia que los de monocristales. El origen del diagrama de Debye se muestra en la fig. 168.

Prestemos atención a un sistema determinado de planos entre los cuales la distancia es  $d$  y cuya normal es  $n$ . Supongamos que

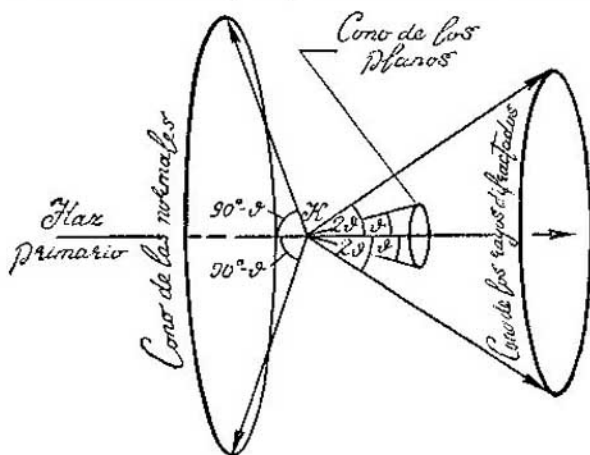


FIG. 168.

en el objeto (muestra) existen cristalitas orientados en todas las direcciones  $n$  posibles. El rayo «reflejado» en el plano no será creado por todos los cristalitas, sino únicamente por aquellos cuyos planos forman con el rayo un ángulo  $\vartheta$  que satisface la condición  $2d \sin \vartheta = n\lambda$ . Respectivamente, las normales a estos planos forman con el rayo primario un ángulo de  $90^\circ - \vartheta$ . En la posición reflectante de los planos  $d$  se hallarán todos los cristalitas que tengan sus normales en la superficie del cono cuyo ángulo de apertura es  $2(90^\circ - \vartheta)$ . A su vez, los rayos «reflejados» forman la superficie de un cono de ángulo de apertura  $4\vartheta$ . La intersección de estas superficies cónicas con la película o placa fotográfica produce anillos.

Si nos interesan ángulos  $\vartheta$  no mayores de  $20-25^\circ$ , el diagrama se puede sacar en una placa; la figura tiene la forma de un sistema de anillos concéntricos. Pero si se requiere información acerca de todas las distancias entre planos posibles y queremos analizar la dispersión en todo el intervalo de ángulos posible, se usan cámaras con película cilíndrica. La altura de la película es pequeña, por lo que los anillos se ven parcialmente.

Si para un problema determinado tiene importancia determinar más exactamente la distancia entre los planos, se recurre a la fotografía trasera, es decir, a un experimento en el cual se registran en la

película los conos de difracción más anchos, con ángulo de abertura de cerca de  $360^\circ$ .

En la película se miden los ángulos de dispersión  $\vartheta$  con cierto error inevitable  $\Delta\vartheta$ . Veamos como influye la magnitud de este error en la determinación de la distancia entre los planos. Derivando la condición de difracción  $2d \sin \vartheta = n\lambda$ , obtenemos:

$$\left| \frac{\Delta d}{d} \right| = \operatorname{ctg} \vartheta \Delta\vartheta.$$

Como puede verse, la exactitud en la medida de la distancia entre los planos aumenta rápidamente cuando el ángulo  $\vartheta$  se aproxima a  $90^\circ$ . Medir el ángulo de difracción con una exactitud del orden de  $0,1^\circ$  no ofrece dificultad. De la última ecuación se deduce que, por las rayas cuyos ángulos  $\vartheta$  sean iguales a  $65^\circ$ ,  $75^\circ$  y  $85^\circ$ , la distancia entre los planos se medirá respectivamente con una exactitud del 0,13%, 0,08% y 0,05%. Hay cámaras especiales en que el método de la fotografía trasera da resultados muy buenos: permite determinar las distancias entre planos con una precisión de hasta  $0,00001 \text{ \AA}$ . Para obtener la mayor efectividad se elige la longitud de onda de la radiación de manera que el ángulo de dispersión se aproxime a  $90^\circ$ .

Las tres formas de registro de Debye se utilizan mucho en el estudio de los materiales y de la estructura de la sustancia. Cada sustancia posee un sistema de rayas característico que sólo es típico para él. Toda transformación de fase lleva consigo la desaparición de un sistema de rayas y la aparición de otro. La aparición de una fase nueva también se nota en el diagrama de rayos X. El análisis de las fases es una de las aplicaciones más importantes de estos diagramas.

Supongamos ahora que en una sustancia los cristales tienen una orientación predominante. Entonces las normales  $n$  a un sistema cualquiera de planos no toman ya todas las direcciones posibles en el espacio y no llenan uniformemente el cono de las normales que representamos en la fig. 168. Pero si este cono no se llena de una forma continua, lo mismo pasará con el cono de los rayos refractados. Por esta razón no veremos en la película anillos continuos, sino anillos intermitentes. Estos anillos son indicio de la orientación preponderante de los cristalitas, es decir, lo que se llama textura. Valiéndose del método de Debye se puede estudiar detalladamente el carácter de la orientación preponderante de los cristalitas, que se produce generalmente como consecuencia de deformaciones plásticas de diversos tipos.

Las dimensiones de los cristalitas también influye en la forma de las figuras. Si los cristales son muy grandes, el anillo del espectrograma no es continuo: se desintegra en puntos, siendo cada uno

de ellos la huella de la «reflexión» en un cristalito independiente. En cambio, cuando los cristalitos son muy pequeños (del orden de  $10^{-5} \sim 10^{-6}$  cm), las rayas del diagrama de Debye, como demuestra la teoría, comienzan a perder nitidez. Partiendo de estos datos se han elaborado métodos para valorar la dimensión media de los cristalitos.

En una serie de casos se plantea con fines analíticos otro problema: construir los aparatos de tal modo que pueda estudiarse el espectro de rayos X que emite la sustancia. Como explicaremos más adelante (véase la pág. 549), cada sustancia es capaz de crear un espectro de rayos X característico. Los espectros de átomos de distinta clase se diferencian considerablemente entre sí. Esta circunstancia puede aprovecharse para hacer el análisis cualitativo y cuantitativo. Para resolver este problema se utilizan los espectrógrafos de rayos X, que son dispositivos en los que un cristal grande se coloca en la posición «reflectante» de una de sus caras, con respecto a la cual es bien conocida la distancia entre los planos. Haciendo girar este cristal y midiendo la intensidad de la difracción para cada ángulo, puede hallarse (por los valores del ángulo  $\theta$ ) cuáles son las longitudes de onda que están presentes en el espectro de la sustancia analizada y cuál es su intensidad.

## 23

### DOBLE REFRACCIÓN

#### § 147. Anisotropía de polarizabilidad

Si una sustancia se halla en un campo eléctrico, las cargas ligadas (las envolturas electrónicas de las moléculas) se desplazan de sus posiciones de equilibrio y forman dipolos eléctricos. Cuando en la pág. 267 consideramos el fenómeno de la polarización de un dieléctrico nos referimos al desplazamiento de las cargas eléctricas a lo largo de las líneas de fuerza. Pero no es difícil comprender que en las moléculas reales las cosas pueden ocurrir de un modo muy distinto. Si un átomo posee una nube electrónica con simetría esférica, ésta se desplazará en realidad en cualquier dirección, en el mismo grado. De este átomo diremos que su polarizabilidad es isotrópica. Está claro que incluso en una molécula diatómica no puede darse esta isotropía: el carácter de las ligaduras de los electrones en dirección longitudinal y transversal a la línea que une estos dos átomos es diferente y, por lo tanto, la polarizabilidad tendrá valores

distintos. En dependencia de la dirección que tenga el vector eléctrico con respecto al eje de la molécula, la magnitud de la polarizabilidad  $y$ , por consiguiente, del desplazamiento (momento de dipolo) será diferente.

También tiene importancia el hecho de que la dirección del desplazamiento no coincidirá, en general, con la dirección de la fuerza eléctrica. Esto puede ilustrarse con el modelo mecánico de una bola sujeta por dos muelles perpendiculares de distinta rigidez. Supongamos, por ejemplo, que la fuerza actúa formando un ángulo de  $45^\circ$  con las ligaduras. A lo largo de estas últimas actuarán en este caso fuerzas iguales. Pero la rigidez del muelle horizontal es, por ejemplo, tres veces mayor que la del otro muelle. Entonces el desplazamiento vertical será tres veces mayor que el horizontal y el vector desplazamiento formará un ángulo considerable con el vector fuerza eléctrica. De un modo exactamente igual el momento de dipolo inducido forma ángulo con la dirección de la intensidad  $E$ .

Casi todas las moléculas poseen polarizabilidad anisótropa, pero ésta no se manifiesta en todos los casos. Si se trata de un líquido, de un cuerpo amorfo o de un gas, la anisotropía de la polarizabilidad inducida no se manifiesta. Efectivamente, para cada molécula con momento de dipolo desviado «a la izquierda» se puede encontrar otra, que forme pareja con ella, con desviación «a la derecha». El momento dipolar total de un par de moléculas de este tipo y, por lo tanto, el momento de dipolo de la unidad de volumen (es decir, el vector polarización  $P$ ) señalará a lo largo del vector  $E$ .

Sin embargo, tampoco cuando las moléculas están dispuestas ordenadamente en un cristal se manifiesta necesariamente la anisotropía de la polarizabilidad de las moléculas. Los cristales cúbicos poseen isotropía de polarizabilidad. Para ellos la igualdad  $P = \alpha E$  continúa en vigor lo mismo que en los cuerpos isotrópicos. Para que esto quede claro, consideremos unas moléculas en las cuales los electrones pueden desplazarse únicamente en una sola dirección. La simetría del cristal cúbico es tal, que en él siempre se pueden encontrar moléculas cuyos ejes de polarización forman  $90^\circ$ . Consideremos tres moléculas de este tipo cuyos ejes de polarización vayan respectivamente a lo largo de los ejes  $x$ ,  $y$ ,  $z$  de un sistema de coordenadas cartesianas. Si se aplica un campo  $E$  de dirección arbitraria, estas moléculas se polarizan y dan dipolos con momentos  $\beta E \cos \varphi_1$ ,  $\beta E \cos \varphi_2$  y  $\beta E \cos \varphi_3$ , puesto que el momento es proporcional a la proyección de  $E$  sobre la dirección de polarización. El momento dipolar total de estos tres dipolos lo obtenemos sumándolos vectorialmente. Pero  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$ ,  $\varphi_3$  son los ángulos que forma el vector  $E$  con los ejes de coordenadas. Por lo tanto, el momento total

de estas moléculas tendrá la longitud

$$E \sqrt{\beta^2 (\cos^2 \varphi_1 + \cos^2 \varphi_2 + \cos^2 \varphi_3)} = \beta E$$

y tendrá la dirección de  $E$ . Extendiendo la suma a todas las moléculas llegaremos a las mismas conclusiones con respecto al vector polarización  $P$  y a la polarizabilidad  $\alpha$  de la unidad de volumen.

Consideremos ahora cristales con un eje peculiar, es decir, los cristales pertenecientes a los sistemas tetragonal y hexagonal. Para concretar nos referiremos al primero de ellos, es decir, supondremos que cada molécula posee aún tres equivalentes ligadas a ella por un eje de simetría cuaternario. Admitamos, para simplificar los razonamientos, que la molécula sólo puede polarizarse a lo largo de un eje. Prestemos atención a un conjunto de cuatro moléculas cuyos ejes de polarización formen ángulos  $\varepsilon$  con el eje peculiar (fig. 169). Estudiemos el comportamiento de estas moléculas en campos eléctricos de distintas direcciones. Si el vector  $E$  tiene la dirección del eje

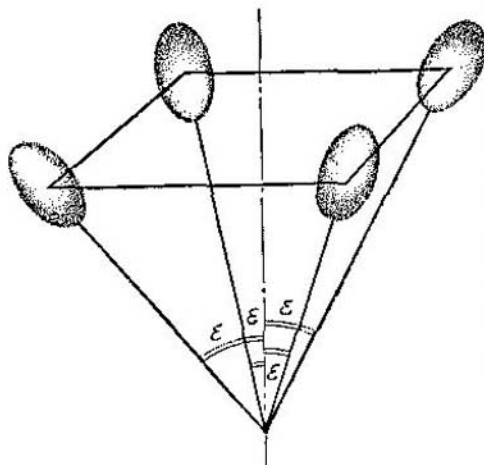


FIG. 169.

peculiar, la polarización será proporcional al  $\cos \varepsilon$ . En este caso, en virtud de la simetría de la disposición, el momento dipolar total de estas moléculas será paralelo a  $E$  y, por lo tanto, el vector polarización también será paralelo a  $E$ :

$$P = \alpha_{\parallel} E,$$

donde  $\alpha_{\parallel}$  es la polarizabilidad para esta dirección del campo, creada ya por todas las moléculas.

Las proyecciones, sobre un plano perpendicular al eje principal, de los ejes de polarización forman entre sí ángulos rectos. Por esta razón serán correctas aquí las conclusiones que sacamos al estudiar el cristal cúbico. A saber, la polarizabilidad será la misma para todas las direcciones de  $E$  en el plano perpendicular al eje principal. Si  $E$  es perpendicular al eje principal, el vector de polarización  $P$  también es en este caso paralelo a  $E$ :

$$P = \alpha_{\perp} E.$$

Mientras que la polarizabilidad de las moléculas a lo largo del eje es proporcional al  $\cos \epsilon$ , la polarizabilidad de las moléculas en dirección perpendicular a dicho eje es proporcional a  $\sin \epsilon$ . Esto conduce a que  $\alpha_{||}$  sea distinta de  $\alpha_{\perp}$ .

¿Qué ocurrirá si el campo  $E$  es inclinado con respecto al eje principal del cristal? En virtud de la diferencia entre las polarizabilidades  $\alpha_{||}$  y  $\alpha_{\perp}$ , el vector  $P$  no puede ya coincidir en dirección

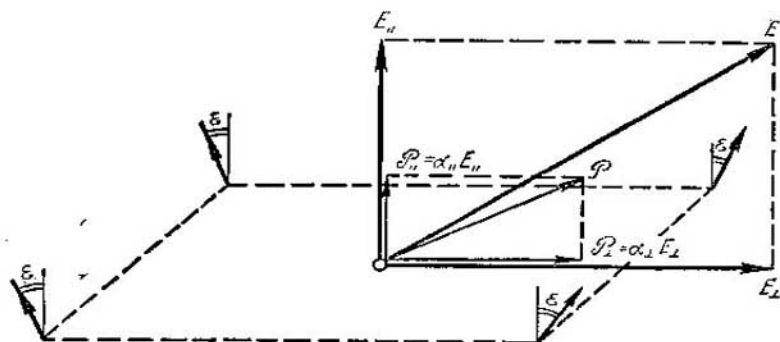


FIG. 170.

con el campo; los valores de  $\alpha$  también serán otros. Conociendo  $\alpha_{||}$  y  $\alpha_{\perp}$  puede calcularse  $\alpha$  para una dirección arbitraria. No nos detendremos en explicar como se hace esto en el caso general, pero sí daremos un ejemplo numérico.

Para un cristal de espato de Islandia (calcita)  $\alpha_{\perp} = 0,139$ ,  $\alpha_{||} = 0,095$ . Supongamos que el vector  $E$  forma con el plano perpendicular con el eje peculiar un ángulo de  $30^{\circ}$  y que tiene la dirección que muestra la fig. 170. En este caso, el vector polarización en dicho plano

$$P_{\perp} = \alpha_{\perp} E_{\perp} = 0,139 \cdot E \cos 30^{\circ} = 0,120E.$$

Calculemos el vector polarización perpendicular a él y dirigido según el eje peculiar:

$$P_{||} = \alpha_{||} E_{||} = 0,095 \cdot E \sin 30^{\circ} = 0,0475E.$$

Por consiguiente, el vector total de polarización  $P$  forma con el plano un ángulo de  $\text{arc tg } \frac{0,0475}{0,120} \approx 21^{\circ}40'$ . Esto quiere decir que entre  $P$  y  $E$  se ha formado un ángulo igual a  $\sim 8^{\circ}20'$ . La magnitud del vector polarización  $P = \sqrt{P_{\perp}^2 + P_{||}^2} = 0,129 E$ , es decir, en este caso la polarizabilidad  $\alpha = 0,129$ .

Si  $E$  estuviera dirigido formando un ángulo de  $45^\circ$  con el eje peculiar, la polarizabilidad  $\alpha$  disminuiría aún más en comparación con  $\alpha_\perp$  y se haría igual a  $\alpha=0,120$ , y el ángulo entre  $E$  y  $P$  sería

$$45^\circ - \operatorname{arctg} \frac{0,095}{0,139} \approx 10^\circ 30'.$$

Cuando el vector  $E$  tiene la dirección elegida en la fig. 170, los ángulos formados por este vector con los ejes de polarizabilidad de las moléculas serán diferentes: para el par de moléculas situadas a la izquierda serán mayores. Por esto, el par de moléculas de la derecha se polarizan con mayor intensidad.

El hecho de que la polarizabilidad del cristal posee la simetría del eje cuaternario no significa que son simétricas las aportaciones de las distintas moléculas a la magnitud de la polarizabilidad cuando la dirección del campo es arbitraria.

Así, pues, las magnitudes de las polarizabilidades serán diferentes en distintas direcciones. Esto lleva consigo consecuencias importantes: la polarizabilidad está ligada uniformemente con la constante dieléctrica, y  $\epsilon$  define al índice de refracción (véase el § 125;  $\epsilon=n^2$ ), es decir, la velocidad de propagación de la onda en el cristal; por consiguiente, la onda electromagnética se propaga en el cristal con diferente velocidad en distintas direcciones.

Los cristales tetragonales y hexagonales (en óptica se les da el nombre común de uniaxiales o uniaxiales) tienen la particularidad siguiente: todas las direcciones que surgen unas de otras por rotación alrededor del eje principal son ópticamente equivalentes. Los cristales de simetría más inferior carecen de esta peculiaridad.

En los cristales uniaxiales existe una dirección singular y perpendicular a ella, un plano singular. Si el vector  $E$  se encuentra en esta dirección o en este plano,  $E \parallel P$  (y, por consiguiente,  $D \parallel E$ ). En los demás cristales, como demuestra su análisis, sólo se pueden destacar tres direcciones singulares, perpendiculares entre sí, en las cuales  $P \parallel E$ .

#### § 148. Propagación de la luz en los cristales uniaxiales

DESINTEGRACIÓN DEL CAMPO LUMINOSO EN DOS ONDAS. Nos limitaremos a estudiar los fenómenos que ocurren cuando la luz incide sobre la cara de un cristal tallado de dos maneras: perpendicularmente al eje principal, y paralelamente a este eje.

Cuando la luz se propaga a lo largo del eje principal no descubrimos particularidad alguna que la diferencia de la propagación de la onda en los cuerpos isótropos. El vector eléctrico crea oscilaciones de polarización de los dipolos en dirección perpendicular al eje prin-

principal. Por lo tanto, la onda se propagará con la velocidad  $v_o = c/n_o$ , donde  $n_o = \sqrt{\epsilon_{\perp}}$ , y  $\epsilon_{\perp}$  es la constante dieléctrica en dirección perpendicular al eje. El índice de refracción  $n_o$  y la velocidad de la luz  $v_o$  se llaman *ordinarios*.

Teniendo en cuenta que  $\epsilon = 1 + 4\pi\alpha$ , para el espato de Islandia obtenemos:  $n_o = \sqrt{1 + 4\pi\alpha_{\perp}} = 1,658$ . Esto quiere decir que  $v_o = 1,81 \cdot 10^{10}$  cm/s.

El paso de la luz a través del cristal en la dirección del eje principal no cambia su estado de polarización. La luz natural sigue siendo natural. La dirección de las oscilaciones del vector eléctrico en una onda polarizada no varía.

La simplicidad de este caso es característica del cristal uniaxial. En él, cualquier estado de polarización de la onda incidente excita oscilaciones en el plano perpendicular al eje principal. Pero en el cristal uniaxial a todas estas oscilaciones les corresponde una misma polarizabilidad de las moléculas y, por lo tanto, un sólo valor de  $\epsilon$  y  $n$ .

Detengámonos ahora en el caso de la incidencia normal del rayo sobre una cara paralela al eje principal.

Las ondas de distinta polarización se comportan de diferente manera. Veamos cómo se comporta un rayo polarizado linealmente.

Si el vector eléctrico es perpendicular al eje, la luz se propagará con la misma velocidad  $v_o$  que en el caso anterior. Pero si el vector eléctrico es paralelo al eje, la polarización de los dipolos se producirá a lo largo del eje, para el que la constante dieléctrica tiene otro valor,  $\epsilon_{\parallel}$ . Por consiguiente, a esta dirección de propagación le corresponde otro valor de la velocidad,  $v_e = c/n_e$ , y otro valor del índice de refracción  $n_e = \sqrt{\epsilon_{\parallel}}$ . Esta velocidad y este índice de refracción se llaman *extraordinarios*. La causa de estas denominaciones se aclararán más adelante.

Los cristales en que  $v_e < v_o$  se dice que son ópticamente positivos; y, al contrario, cuando  $v_e > v_o$  se usa la denominación de «cristal negativo».

Para el espato de Islandia  $n_e = \sqrt{1 + 4\pi\alpha_{\parallel}} = 1,486$ ,  $v_e = 2,02 \cdot 10^{10}$  cm/s. El espato de Islandia es un cristal negativo, puesto que  $v_e > v_o$ .

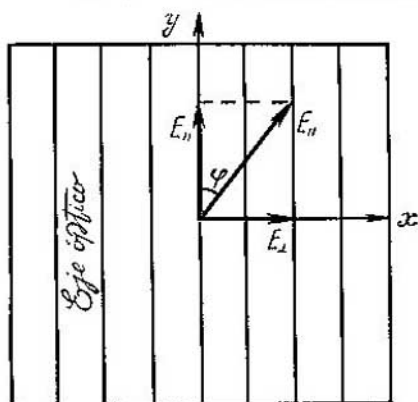


FIG. 171.



POLARIZACIÓN ELÍPTICA. ¿Qué ocurrirá si sobre la cara incide una onda cuyo vector eléctrico  $\mathbf{E}$  forma un ángulo  $\varphi$  con la dirección del eje principal (fig. 171)? La experiencia demuestra (y esto puede predecirse por las ecuaciones de Maxwell) que la onda electromagnética se desintegra en dos. El vector  $\mathbf{E}$  debe descomponerse en los  $E \sin \varphi$  y  $E \cos \varphi$ . El primero corresponderá a una onda que avance con la velocidad  $v_o$ , y el segundo, a una onda de velocidad  $v_e$ . Esto se pone de manifiesto por la diferencia de marcha entre las dos ondas que se producen al desintegrarse la incidente. Si el espesor del cristal es  $l$ , se producirá la diferencia de fases  $\delta = \frac{2\pi}{\lambda} l \times (n_e - n_o)$ .

De este modo, a la salida del cristal habrá cambiado considerablemente el estado de polarización de la onda: sobre el cristal incidió luz polarizada linealmente, mientras que la luz transmitida es una combinación de dos ondas cuyas direcciones de oscilación son perpendiculares y entre las cuales existe el desplazamiento  $\delta$ . ¿Qué estado particular de polarización es éste? Esta luz se dice que está *polarizada elípticamente*, porque el extremo del vector eléctrico describe una espiral elíptica. En efecto, si el vector eléctrico de una de las ondas se escribe como

$$E_x = E \sin \varphi \cos \omega t,$$

para la segunda onda la oscilación electromagnética en el plano perpendicular al rayo tendrá la forma

$$E_y = E \cos \varphi \cos (\omega t + \delta).$$

El problema de la composición de oscilaciones de este tipo fue resuelto por nosotros (véase la pág. 114). El punto que participa en dos de estas oscilaciones describe una elipse. Lo mismo puede decirse del extremo del vector eléctrico, pero como la onda avanza, el extremo del vector  $\mathbf{E}$  describe la elipse en la proyección sobre el plano perpendicular al rayo. En el espacio, el extremo del vector  $\mathbf{E}$  describe una espiral elíptica que se enrolla sobre la dirección del rayo.

Para obtener por este procedimiento luz polarizada circularmente se utilizan «láminas de cuarto de onda». Se llama así la lámina que produce una diferencia de marcha de  $\lambda/4$  en las ondas cuyas velocidades son  $v_o$  y  $v_e$ . El espesor de esta lámina debe satisfacer la igualdad

$$\frac{2\pi}{\lambda} l (n_o - n_e) = \frac{\pi}{2} + m\pi.$$

Si sobre una lámina de este tipo incide un rayo polarizado linealmente y su vector  $\mathbf{E}$  forma un ángulo de  $45^\circ$  con la dirección del

eje principal del cristal, la descomposición de dicho vector da:

$$E_x = \frac{E}{\sqrt{2}} \cos \omega t, \quad E_y = \frac{E}{\sqrt{2}} \sin \omega t,$$

es decir,

$$E_x^2 + E_y^2 = \frac{1}{2} E^2.$$

Pero ésta es la ecuación de la circunferencia. Por consiguiente, las condiciones experimentales que hemos descrito transforman la luz polarizada linealmente en luz polarizada circularmente.

**DOBLE REFRACCIÓN.** El fenómeno, conocido desde hace mucho tiempo, del desdoblamiento de los objetos que se miran a través de un cristal transparente demuestra que la desintegración en dos puede producirse no sólo con respecto a las velocidades de propagación, sino también con relación a las direcciones de los rayos en el espacio. La doble refracción o birrefringencia se observa cuando la luz incide normalmente sobre la cara de un cristal (pulimentado o de formación natural) formando ángulo con el eje óptico. El fenómeno se puede estudiar también valiéndose de una lámina tallada paralelamente al eje, pero haciendo que la luz incida formando ángulo con la normal. Nos detendremos precisamente en este segundo caso. Introduciremos además otra limitación: dirigiremos el rayo de tal modo, que el plano de incidencia de la luz sea perpendicular al eje óptico.

Supongamos que un rayo polarizado incide sobre la lámina formando el ángulo  $i$ . Vamos a girar el rayo alrededor de su eje, variando de este modo la posición del vector eléctrico con respecto al plano de incidencia.

Cuando el vector eléctrico coincide con el plano de incidencia (fig. 172, *a*) no notamos ningún fenómeno particular. Se produce la refracción según la ley para los cuerpos isótropos,  $\frac{\sin i}{\sin r_o} = n_o$ .

El índice de refracción resulta ser  $n_o$ ; así debía ser, ya que el vector eléctrico es perpendicular al eje principal del cristal. Haciendo girar el rayo  $90^\circ$  alrededor de su eje (fig. 172, *b*) observaremos también la refracción ordinaria. Pero ahora  $\frac{\sin i}{\sin r_e} = n_e$ , es decir, el ángulo de refracción es otro, hay que tomar el índice para el rayo extraordinario. Y esto es natural, puesto que el vector  $\mathbf{E}$  coincide en este caso con la dirección del eje principal.

Lo más notable consiste en que en las posiciones intermedias o se observa un rayo con ángulo de refracción intermedio, sino dos rayos, el ordinario y el extraordinario, con sus respectivos índices de refracción  $n_o$  y  $n_e$ . El vector intensidad se descompone como antes en dos vectores que se encuentran, uno, a lo largo del eje principal,

y el otro, perpendicular a él. Cada componente crea su campo, su onda. Al girar el rayo de luz alrededor de su eje, la intensidad de estos dos rayos varía durante todo el tiempo; cuando un rayo se debilita, se refuerza el otro.

Como los rayos se refractan dos veces, una a la entrada y otra a la salida de la lámina, el rayo ordinario sale paralelo al extraordinario.

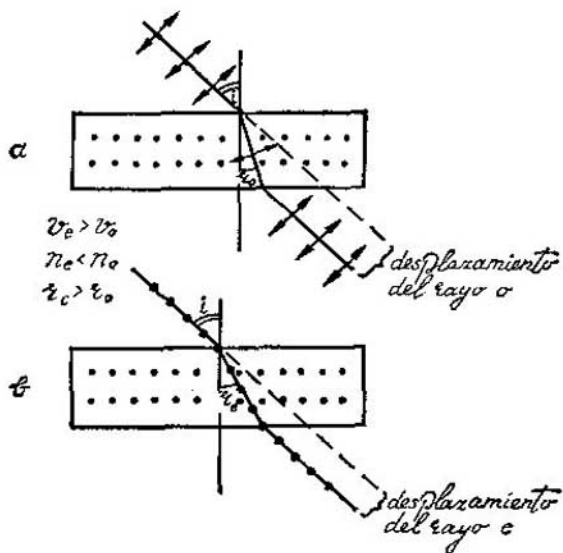


FIG. 172.

Cuanto más gruesa es la placa más se separan los rayos. Si el haz de luz incidente es estrecho, se puede medir la diferencia de índices de refracción determinando el desplazamiento de los haces.

Ahora podemos explicar el origen de las denominaciones «ordinario» y «extraordinario» de los rayos. Hagamos girar una lámina de cristal, cuyo eje óptico sea paralelo a las caras, alrededor de la normal a la cara reflectante. Si se tratara de un cuerpo isótropo, esta rotación no podría introducir cambio alguno en los fenómenos de reflexión y refracción. Girando, como hemos indicado, la lámina de cristal, veremos que con uno de los rayos no ocurre nada: su posición en el espacio y su intensidad permanecen invariables. Así se comporta el rayo ordinario. Por el contrario, la componente de  $E$  perpendicular al plano de incidencia, al girar el cristal, forma un ángulo variable con el eje principal de este último. Durante esta rotación variará, no sólo la intensidad del rayo extraordinario, sino también su posición en el espacio. Se pone de manifiesto que el

rayo extraordinario no cumple las leyes de los medios isotrópicos. En el caso general, el rayo refractado puede no encontrarse en el plano de incidencia.

No nos detendremos en dar la explicación, bastante complicada, de estos fenómenos, diremos únicamente que se subordinan perfectamente a la teoría del campo electromagnético de Maxwell.

§ 149. *Polarizadores. Análisis del estado de polarización de la luz*

En la pág. 352 dijimos que como polarizadores pueden usarse las superficies planas de un dieléctrico colocadas de manera que formen un ángulo  $\varphi_B$  con el rayo incidente. El rayo reflejado en estas condiciones estará totalmente polarizado; el rayo refractado se polariza al máximo. No obstante, el empleo de una lámina reflectora en calidad de polarizador resulta incómodo, debido a que el rayo

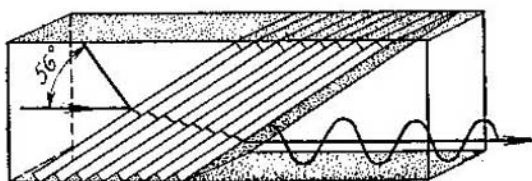


FIG. 173.

polarizado forma ángulo con el incidente. Se puede proceder de otro modo y utilizar una pila de láminas de vidrio. A costa de la refracción múltiple, se puede conseguir en este caso que la polarización sea bastante completa. Pero un dispositivo de este tipo absorbe una parte considerable de la luz (fig. 173).

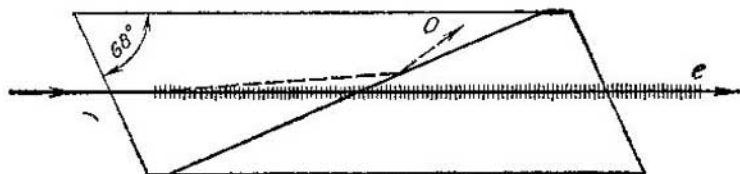


FIG. 174.

El polarizador más perfecto es un cristal en el cual, en virtud de la birrefringencia, puede separarse el rayo ordinario (o el extraordinario) polarizado linealmente. Estos polarizadores se conocen con el nombre generalizado de nicoles.

El polarizador propuesto por el científico inglés Willian Nicol consta de dos prismas rectos de espató de Islandia (fig. 174). Estos prismas se pegan con bálsamo del Canadá, sustancia cuyo índice de refracción  $n=1,550$  se encuentra entre el  $n_o$  y el  $n_e$  del espató de Islandia. Cuando un rayo de luz no polarizado se encuentra con el prisma se descompone en dos. El rayo ordinario se refleja en el límite entre los dos prismas, donde se dan las condiciones para su reflexión total, y sale por un lado. El rayo extraordinario pasa a través de ambos prismas. De este modo el nicol actúa como una rendija que sólo dejara pasar las oscilaciones del vector eléctrico dirigidas de un modo determinado.

Tiene gran importancia práctica la aplicación en los polarizadores del efecto de pleocroísmo o tricoísmo (multicolor). Se da este nombre al fenómeno de la absorción desigual de los rayos ordinario y extraordinario, así como a la dependencia del coeficiente de absorción del rayo extraordinario con respecto a la dirección del eje óptico. Un cristal pleocroico da diferente coloración, absorbe la luz desigualmente si se hace girar con respecto al rayo.

Un ejemplo clásico de cristal pleocroico es la turmalina. El coeficiente de absorción para el rayo ordinario, casi en todo el espectro visible, es tan grande, que una lámina de turmalina de 1 mm de espesor, tallada paralelamente al eje óptico, transmite casi únicamente el rayo extraordinario y, por consiguiente, puede servir de polarizador. No obstante, el colorido amarillo-verdoso de la luz transmitida dificulta la aplicación práctica de turmalina como polarizador.

Se emplean mucho unas películas pleocroicas artificiales conocidas con el nombre de *polaroides*. En su fabricación se utiliza una sustancia fuertemente pleocroica, el sulfato de iodoquímica cristalizado (herapatita). El polaroide consiste en una película de plástico transparente que contiene cristallitos aciculares submicroscópicos de herapatita orientados en una dirección. Para orientar los cristallitos se somete la masa viscosa que los contiene a un movimiento alternativo de frotación entre dos vidrios. Está claro que la herapatita no es la única sustancia apta para fabricar polaroides.

Para las propiedades pleocroicas tienen mucha importancia los átomos de yodo que entran en la composición de la herapatita. También pueden hacerse polaroides iónicos puros impregnando en yodo películas estiradas de polialcohol vinílico.

El análisis del estado de polarización de la luz se efectúa valiéndose de dos nicoles u otros dispositivos polarizadores y de «láminas de cuarto de onda». En calidad de estas últimas se puede usar una hojita de mica de 0,038 mm de espesor. Consideremos el paso de la luz a través de dos nicoles. Para distinguirlas entre sí,

al primer nicol que atraviesa el rayo se le llama polarizador, y al segundo, analizador (fig. 175). Si sobre el polarizador incide luz natural de intensidad  $I_0$ , de este nicol saldrá luz polarizada linealmente cuya intensidad será  $\frac{1}{2} I_0$ . La rotación del polarizador alrededor de su eje, como es natural, no variará en absoluto la intensidad del rayo transmitido. El nicol ha dejado pasar un rayo polarizado linealmente. Para comprobar esto se utiliza el analizador. Si ambos

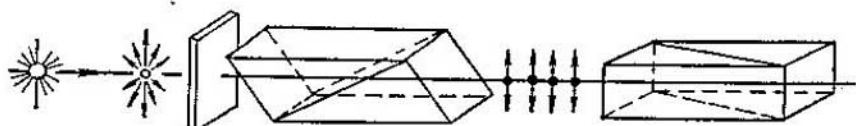


FIG. 175.

nicols están situados de manera que sus «rendijas» sean paralelas entre sí, la luz, sin cambiar de intensidad (aquí no tenemos en cuenta la absorción de la luz por la sustancia del dispositivo polarizador), pasará a través del analizador. Cuando los nicols están cruzados (así se llama la posición mutua en que las «rendijas» de los dispositivos forman un ángulo de  $90^\circ$ ), la luz no pasa (fig. 175). Si el ángulo que forman las «rendijas» es  $\alpha$ , la intensidad de la luz será  $I = \frac{1}{2} I_0 \cos^2 \alpha$ . En efecto, el vector eléctrico de la onda que llega al analizador puede descomponerse en dos: uno longitudinal a la «rendija» y otro transversal a ella. Pasa la componente de la amplitud  $E \cos \alpha$  (fig. 176), por lo tanto, la intensidad será proporcional a  $\cos^2 \alpha$ .

Si la luz estaba polarizada parcial o totalmente, el primer nicol lo pone de manifiesto.

Valiéndose de dos nicols es imposible distinguir la luz polarizada circularmente de la luz natural, y la polarizada elípticamente

de la natural parcialmente polarizada. Para conseguir distinguirlas puede utilizarse una lámina de  $1/4$  de onda. Si esta lámina se coloca delante del polarizador, esto no influye en absoluto cuando se trata de luz natural polarizada, pero transforma la luz polarizada circularmente en luz polarizada linealmente. De un modo análogo, la lámina de  $1/4$  de onda cambia las propiedades de la luz polarizada elípticamente.

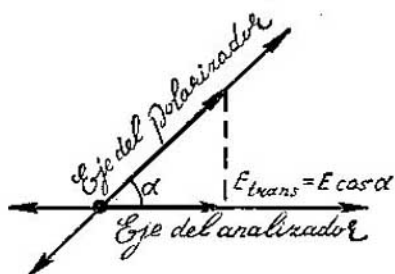


FIG. 176.

§ 150. Una lámina de cristal entre dos  
nicoles «cruzados»

Es muy corriente analizar las sustancias anisótropas transparentes observando el comportamiento de la luz polarizada linealmente que incide entre ellas. Para no complicar el problema, supondremos que se trata de una lámina de cristal tallada paralelamente al eje óptico. Esta lámina se coloca entre dos nicoles.

Sobre la lámina incide el rayo polarizado linealmente que sale del polarizador. Quitemos la lámina y coloquemos el analizador en posición cruzada. La luz no pasará. Volvamos ahora a poner la lámina en su sitio. El campo se pone más claro, es decir, un rayo de luz pasa a través del sistema. La causa de que esto ocurra sólo puede ser una: la lámina de cristal ha cambiado el estado de polarización del rayo procedente del polarizador. ¿Cómo lo ha cambiado? Esto lo aclararemos valiéndonos del analizador: si haciendo girar el analizador hallamos una nueva posición de obscuridad, esto querrá decir que la lámina de cristal cambió la dirección de las oscilaciones del rayo sin alterar su polarización lineal. Si la rotación del analizador no influye en la intensidad de la luz, la lámina habrá transformado la luz polarizada linealmente en luz polarizada circularmente. Por fin, si haciendo girar el analizador o la lámina no se consigue extinguir la luz, pero la intensidad de ésta varía durante la rotación, tendremos que la lámina ha creado luz polarizada elípticamente.

Las variaciones ocurridas con la luz polarizada linealmente dependen de dos causas: de la posición mutua del eje óptico de la lámina y de la dirección en que oscila el rayo que sale del polarizador, y de la diferencia de fases  $\delta = \frac{2\pi}{\lambda}(n_o - n_e)$  que crea dicha lámina entre las ondas, ordinaria y extraordinaria, en que se desintegra la onda incidente.

Si la sustancia que se coloca entre los nicoles cruzados es isótropa no se observará ninguna variación en la claridad del campo. Este fenómeno puede aplicarse eficazmente para estudiar la anisotropía de las sustancias.

Generalmente la observación se lleva a cabo manteniendo cruzados los nicoles y haciendo girar la lámina. Durante esta rotación la claridad no será invariable. En efecto, en cada instante la amplitud  $A$  de la luz que sale del polarizador se descompondrá de un modo distinto en las componentes  $A \cos \varphi$  y  $A \sin \varphi$  (siendo  $\varphi$  el ángulo entre la «rendija» del polarizador y el eje óptico de la lámina). El extremo del vector eléctrico de la onda que sale de la lámina describirá una elipse:

$$\frac{E_x^2}{A^2 \cos^2 \varphi} + \frac{E_y^2}{A^2 \sin^2 \varphi} - \frac{2E_x E_y}{A^2 \cos \varphi \sin \varphi} \cos \delta = \sin^2 \delta,$$

donde  $\delta$  es invariable y  $\varphi$  varía continuamente. Las transformaciones de la elipse en el caso de una lámina de  $\frac{1}{4}$  de onda (en la fórmula anterior hay que hacer  $\delta=90^\circ$ ), a medida que varía  $\varphi$ , se muestran en la fig. 177. Con distintos valores de  $\varphi$  se producirán diferentes estados de polarización.

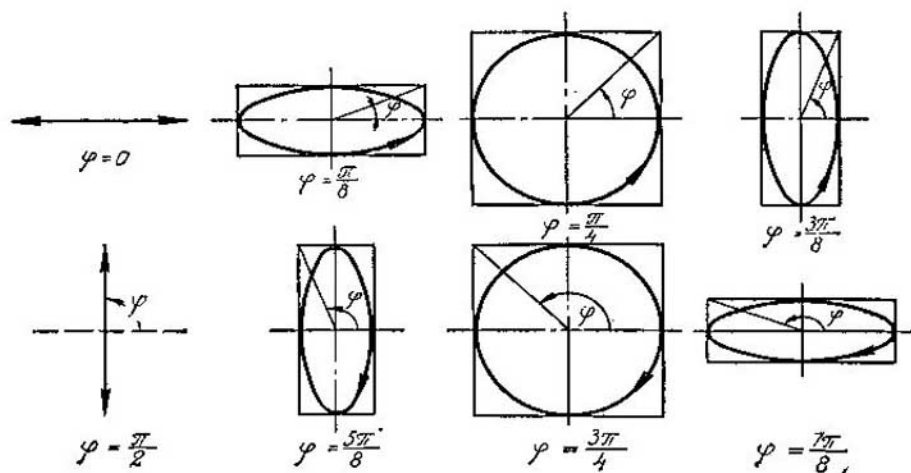


FIG. 177.

Como la diferencia de marchas  $\delta$  depende de la longitud de la onda, si para la iluminación se emplea luz blanca, la figura se obtiene coloreada. Si la lámina tiene un espesor uniforme, se coloreará por igual, siendo su color distinto para cada una de las posiciones mutuas de la lámina y los nicoles. Efectivamente, para ciertas longitudes de onda del espectro de luz blanca, la lámina tendrá el espesor de  $\frac{1}{4}\lambda$ , para otras,  $\frac{1}{2}\lambda$ , y para unas terceras su espesor será un múltiplo de  $\lambda$ . De acuerdo con esto, para las distintas longitudes de onda se producen diferentes estados de polarización que, en mayor o menor grado, deja pasar el analizador en diversas disposiciones mutuas de la lámina y los nicoles. El fenómeno de la polarización cromática es muy bello. No es probable que por otro procedimiento cualquiera se pueda crear la riqueza de tonos y matices que aparece en el campo visual cuando varían los espesores de la lámina (por ejemplo, cuando crece el cristal) o cuando cambia su posición con respecto a los nicoles.

Si la lámina posee espesor variable se observarán franjas de interferencia irisadas si se miran a la luz blanca.



Además de estas figuras de franjas de igual espesor pueden observarse las franjas características de igual inclinación, si la lámina de cristal se mira a los rayos convergentes (análisis conoscópico). Estas observaciones pueden realizarse sobre granitos de cristal en el campo visual de un microscopio. Su importancia práctica consiste en establecer la simetría del cristalito. En particular, no ofrece dificultad resolver el problema de la pertenencia de un objeto a uno de los tres grupos siguientes: 1) sustancia amorfa o cristalina con simetría cúbica, 2) cristales uniáxicos y 3) cristales de simetría más inferior. En el primer caso las franjas de interferencia no existen. Los cristalitos uniaxiales producen la figura que se ve en la fig. 178, siempre que el eje óptico coincida con el rayo de luz incidente. La cruz oscura y poco nítida

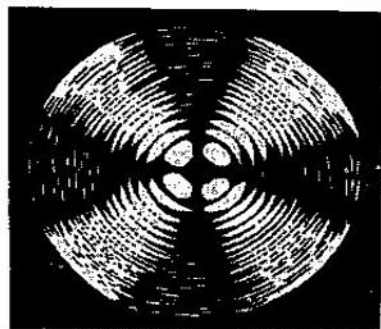


FIG. 178.

aparece en aquellos puntos a que sólo llega el rayo ordinario o sólo llega el rayo extraordinario. Como no existe la transformación en oscilación polarizada elípticamente, los nicoles cruzados no dejan pasar la luz.

La teoría de este fenómeno ocupa mucho espacio y no nos detendremos en ella.

### § 151. Birrefringencia artificial

Como dijimos a principios del capítulo, casi todas las moléculas tienen anisotropía de polarización. Un cuerpo ópticamente isótropo puede estar constituido por moléculas anisótropas, si estas últimas están situadas desordenadamente. Y al contrario, si por cualquier procedimiento se las da a las moléculas cierta orientación preponderante, el vector de polarización, es decir, el momento dipolar total de la molécula, no tendrá ya los mismos valores en distintas direcciones, el cuerpo adquirirá anisotropía en los valores de la constante dieléctrica y, por lo tanto, anisotropía óptica.

Esta anisotropía, que se manifiesta en la aparición de la doble refracción, puede provocarse casi siempre por medio de una deformación no uniforme, si el cuerpo es sólido o, en algunos líquidos, sometiéndolos a la acción de un campo eléctrico (efecto Kerr) o creando un flujo de líquidos de aquellas sustancias cuyas moléculas tienen forma alargada. La birrefringencia se observa en los objetos biológicos, en los polímeros de alto peso molecular, es decir, en las sustancias compuestas por moléculas largas que no pueden encon-

trarse totalmente en desorden. En general, la doble refracción existe casi siempre en mayor o menor grado, ya que es extremadamente difícil crear en un cuerpo la isotropía perfecta.

Si un cuerpo se somete a compresión o tracción unilateral, aparecerá en él una anisotropía de tipo axil. Por sus propiedades ópticas, este cuerpo será semejante a un cristal uniaxial. Para observar la anisotropía óptica que se produce, lo más cómodo es colocar el cuerpo entre dos nicoles cruzados. Una ligera presión con los dedos basta para que una lámina transparente de plástico o de vidrio se haga anisotrópica; el campo visual se pondrá inmediatamente más claro. La deformación no uniforme crea distintos valores de la diferencia  $n_o - n_e$  en diferentes puntos del objeto. Por esto, en el cuerpo sometido a la deformación se forman franjas de igual diferencia de fases  $\delta$ . La forma de estas curvas depende de las tensiones producidas en el cuerpo. Analizando la marcha de las curvas se consigue obtener una representación clara de la distribución de las tensiones.

Este método, que proporciona datos muy valiosos, sólo es aplicable a los cuerpos transparentes, ¿cómo se puede, entonces, utilizar en la práctica? Sólo hay un camino posible: la creación de modelos de plásticos transparentes. Haciendo el modelo de un puente, de un edificio o del elemento de una máquina y sometiendo este método a cargas en la correspondiente proporción, puede verse la figura de las tensiones que se producen. La valoración cuantitativa de las tensiones por el procedimiento óptico recibe el nombre de método fotoelástico. A su explicación se dedican manuales especiales.

Cuando para la observación se utiliza luz blanca, aparecen unas figuras coloreadas singulares. Si la deformación es elástica, al eliminar la carga desaparece la figura. Y al contrario, si las tensiones no se anulan al suprimir la carga, la figura permanece.

Detengámonos ahora en la anisotropía óptica de los líquidos sometidos a la acción de un campo eléctrico.

El campo eléctrico sólo ejerce su acción orientadora cuando las moléculas del líquido poseen un momento de dipolo rígido constante. En este caso las moléculas tienden a situarse de tal modo que la dirección del momento dipolar rígido coincida con la dirección del campo. En estas condiciones el líquido adquiere propiedades de cristal uniaxial con el eje óptico a lo largo de  $E$ . La manera más cómoda de observar este efecto consiste en colocar el líquido, sometido a la acción del campo, entre dos nicoles cruzados (fig. 179).

La experiencia demuestra que la diferencia  $n_o - n_e$  que se produce en los líquidos es proporcional al cuadrado de la intensidad  $E$  del campo eléctrico. La diferencia de fases  $\delta = BEl^2$ , donde  $l$  es la longitud recorrida por el rayo de luz en el líquido, y  $B$  es la constante de Kerr característica de la sustancia.

Por tener un gran valor de  $B$  se destaca el nitrobenzeno, que posee un momento dipolar rígido grande,  $2 \cdot 10^{-6}$  u. C.G.S. La constante de Kerr del benceno es igual a  $0,5 \cdot 10^{-7}$  u. C.G.S., y la del sulfuro de carbono,  $3,5 \cdot 10^{-7}$  u. C.G.S.

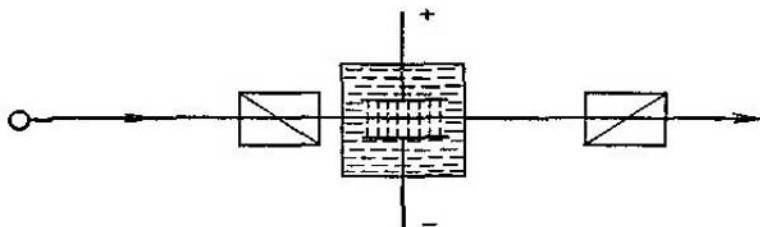


FIG. 179.

*Ejemplo.* Un condensador de 10 cm de longitud, lleno de nitrobenzeno, se comportará como una lámina de  $\frac{1}{4}$  de onda, si la tensión del campo en él es de

$E = \sqrt{\frac{\pi \cdot 2}{Bk}} = 26\,600 \text{ V/cm}$ . Para esto, si la distancia entre las placas es de 1 mm, habrá que aplicarle al condensador una diferencia de potencial de 2660 V.

El efecto Kerr da la posibilidad de transformar las oscilaciones del campo eléctrico en variaciones de la intensidad de la luz. La inercia de este efecto es pequeña: el tiempo de relajación, necesario para que las moléculas ocupen en el campo eléctrico la posición correspondiente, es una magnitud del orden de una milmillonésima de segundo. Por esto las oscilaciones eléctricas moduladas con el sonido pueden ser transformadas en variaciones de la intensidad luminosa. Esto da la posibilidad de registrar el sonido en una película fotográfica.

### § 152. Actividad óptica

Se llama actividad óptica la capacidad que tienen ciertas sustancias para hacer girar la dirección de las oscilaciones de un rayo linealmente polarizado. Este fenómeno consiste en lo siguiente. Se instalan dos nicols cruzados y en la trayectoria del rayo se interpone la sustancia. Se produce un esclarecimiento del campo que puede anularse haciendo girar cierto ángulo  $\alpha$  el analizador. Por lo tanto, la luz polarizada linealmente que pasó por la sustancia ópticamente activa sigue estando polarizada linealmente, pero la dirección de las oscilaciones del rayo varió en un ángulo  $\alpha$ . La experiencia demuestra que el giro de la dirección de las oscilaciones es rigurosa-

mente proporcional al espesor de la capa de sustancia:

$$\alpha = \rho d.$$

La constante  $\rho$  que caracteriza a la sustancia se llama rotación específica y se expresa generalmente en grados por milímetro. El fenómeno posee dispersión:  $\rho$  depende de la longitud de onda. Por lo general  $\rho$  decrece al aumentar la longitud de onda.

La rotación del plano de oscilación es bastante considerable y en muchas sustancias alcanza, para una serie de ondas, decenas de grados por 1 mm. Para las soluciones acuosas de sustancias orgánicas, la rotación del plano de polarización depende de la concentración:  $\alpha = \rho cd$ , donde  $c$  es la concentración.

¿Qué sustancias son ópticamente activas? Una sustancia activa ópticamente debe estar constituida por unidades estructurales que carezcan de plano de simetría y de centro de simetría. En el caso de las sustancias moleculares, estas unidades serán, en general, las moléculas. En el caso de cristales, en que las moléculas no pueden separarse, esta unidad será la celda unitaria.

Las moléculas (o, las celdas) que satisfacen las condiciones indicadas pueden presentarse en forma de dos isómeros ópticos que se designan con las letras  $d$  y  $l$  (de dexter y laevus). Los isómeros ópticos se encuentran entre sí en una relación como la que existe entre el objeto y su imagen en un espejo. La sustancia compuesta de moléculas (celdas)  $d$ , gira la luz hacia la derecha, y la constituida por moléculas  $l$ , hacia la izquierda. Se entiende por rotación derecha aquella en que, al aumentar el espesor de la capa de la sustancia, para restablecer la obscuridad hay que hacer girar el analizador hacia la derecha, cuando se mira en dirección contraria a la del rayo de luz. Si la dirección del rayo se invierte, el signo del efecto no varía.

La actividad óptica se observa tanto en sustancias en estado líquido como en estado sólido. Lo importante es que exista en dicha sustancia un exceso de moléculas  $d$  o de moléculas  $l$ . Estas moléculas pueden estar orientadas desordenadamente u ordenadamente. En el primer caso el cuerpo será isotrópico y la rotación será la misma cualquiera que sea la dirección que lleve el rayo de luz. En los cristales ópticamente activos la magnitud de la rotación  $\alpha$  depende de la dirección que tenga el rayo con respecto a los ejes del cristal.

Si los cristales moleculares que hacen girar la luz se funden, sus unidades estructurales se conservan. En estos casos tanto la sustancia sólida como la líquida poseen actividad óptica. De ejemplo puede servir el azúcar, que además posee actividad en las disoluciones. Esta capacidad del azúcar se aprovecha en la práctica (sacarimetría) para determinar el porcentaje de azúcar por la

magnitud de la rotación que experimenta la dirección de las oscilaciones de un rayo luminoso.

En los cristales como el cuarzo (fig. 180) la cuestión se plantea de otro modo. La disposición de los átomos en la celda del cuarzo satisface las condiciones necesarias, es decir, no posee centro de simetría ni plano de simetría. En el cristal de cuarzo no se puede separar una molécula; por esta razón, cuando se funde el cuarzo, la configuración de los átomos varía y en este estado no existen las unidades estructurales precisas, por lo que el cuarzo fundido carece de actividad óptica.

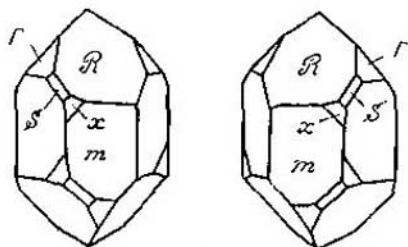


FIG. 180.

Una misma sustancia desde el punto de vista químico, puede encontrarse tanto en forma ópticamente activa como no activa. Esto no sólo se refiere al cuarzo. La estructura de la modificación inactiva se parece muy poco a la de los cristales que poseen actividad óptica. Esto se comprende perfectamente en el caso de los cristales iónicos y homeopulares.

Pero en el caso de un cristal molecular, ¿cómo puede formarse un cristal inactivo con moléculas activas? Esto ocurre porque se forman cristales racémicos. Se dice que una mezcla es racémica cuando en ella hay la misma cantidad de moléculas *d* que de moléculas *l*. Esta mezcla no hace girar a la luz, ya que en ella se equilibran dos efectos opuestos. Un cristal racémico está constituido por pares de moléculas *d* y *l*. Cada uno de estos pares da un grupo de átomos de simetría central.

En cuanto a los cristales ópticamente activos, los hay de la forma *d* y de la forma *l*. Estos cristales poseen estructuras idénticas en el mismo sentido que la tiene el guante de la mano izquierda con respecto al de la derecha. Así, las caras de los cristales señaladas en la fig. 180 con una misma letra, son idénticas en este sentido precisamente. Si se trata de cristales moleculares, esto quiere decir, que en un caso la estructura está compuesta por moléculas *d*, y en el otro, por moléculas *l*. El cuarzo dextrógiro y levógiro, el azúcar dextrógiro y levógiro, el ácido tartárico dextrógiro y levógiro son sustancias cuyas propiedades y peculiaridades estructurales son idénticas a excepción de la dirección en que hacen girar la luz.

Los isómeros ópticos inorgánicos (como el cuarzo levógiro y dextrógiro) se encuentran en la naturaleza en iguales cantidades. Pero en las moléculas orgánicas que desempeñan un papel biológico, no ocurre lo mismo. El químico y bacteriólogo francés

L. Pasteur demostró que existe toda una serie de microorganismos capaz de nutrirse solamente de un isómero óptico determinado.

§ 153. *Principios de la teoría de la actividad óptica*

¿Cómo se explica el fenómeno de la actividad óptica? Antes de responder a esta pregunta demostraremos que la luz polarizada linealmente equivale a dos rayos polarizados circularmente, uno hacia la izquierda y otro hacia la derecha.

Escribamos las ecuaciones de la oscilación del vector eléctrico suponiendo que entre las ondas izquierda y derecha existe un desplazamiento de fase  $\delta$ . En la polarización circular a la derecha

$$E_x^d = E_0 \cos \omega t, \quad E_y^d = E_0 \sin \omega t;$$

y para la luz polarizada a la izquierda

$$E_x^l = E_0 \cos(\omega t - \delta), \quad E_y^l = -E_0 \sin(\omega t + \delta).$$

El campo resultante tiene las componentes  $E_x = E_x^d + E_x^l$  y  $E_y = E_y^d + E_y^l$ .

Para ver el estado de polarización de la oscilación que se produce, hallemos la relación  $E_y/E_x$  para el campo resultante. Valiéndonos de simples transformaciones trigonométricas, obtenemos que

$$\frac{E_y}{E_x} = -\operatorname{tg} \frac{\delta}{2}.$$

Esta relación no depende del tiempo, lo que significa que existe una oscilación polarizada linealmente que se cumple formando un ángulo  $\delta/2$  con eje  $x$ . Esto es lo que queríamos demostrar.

Desde este punto de vista está claro en qué consiste el fenómeno de la rotación de la dirección de las oscilaciones. El giro del plano de oscilación en un ángulo  $\delta/2$  significa que la onda levógira está retrasada con respecto a la dextrógira (o al contrario, en dependencia de la dirección que tenga la rotación) en un ángulo  $\delta$ . Este razonamiento justifica el estudio del problema de la actividad óptica en el capítulo dedicado a la doble refracción. Aquí, lo mismo que antes, la onda es desdoblada por la sustancia en dos componentes, una de las cuales se mueve más de prisa que la otra y la adelanta continuamente en fase. Desde este punto de vista, la rotación específica es proporcional a la diferencia entre los índices de refracción de los rayos izquierdo y derecho.

Con estos razonamientos no hemos adelantado nada en la explicación del fenómeno. Lo único que hemos hecho es darle otra in-

interpretación (completamente equivalente). Sin embargo, este nuevo planteamiento del problema nos permite explicar más fácilmente la actividad óptica. Las ondas, polarizadas circularmente hacia la izquierda y hacia la derecha, se mueven por la sustancia a distinta velocidad. Tienen distintos índices de refracción y, por lo tanto, diferentes constantes dieléctricas y polarizabilidades. Los desplazamientos de la nube electrónica sometida a la acción de estas dos ondas deberán ser distintos; una onda encuentra mayores dificultades que la otra para desplazar los electrones de sus posiciones de equilibrio. Si hallamos la causa de esta diferencia, la explicación de la actividad óptica estará dada.

Por la química sabemos que: si en una molécula existe un átomo de carbono asimétrico, la sustancia puede presentar actividad óptica. Los químicos entienden por átomo de carbono asimétrico, el átomo C ligado con cuatro átomos o radicales diferentes.

Las ligaduras de un átomo de carbono tetravalente van, aproximadamente por los ángulos tetraédricos, una hacia otra. En la fig. 181 se representa cierta molécula que contiene un átomo de carbono asimétrico. Los radicales o átomos ligados con C son distintos; su naturaleza no tiene importancia. Vemos ante todo que

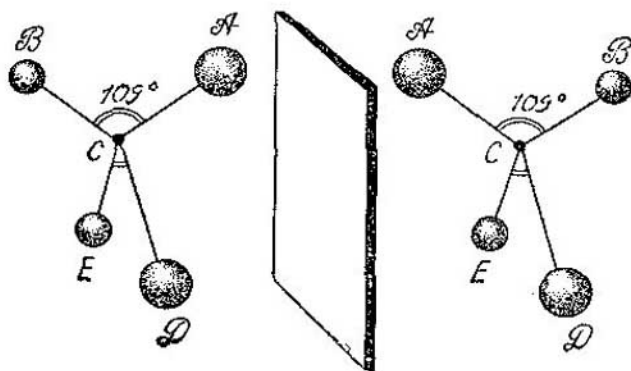


FIG. 181.

pueden existir dos moléculas de esta sustancia, semejantes entre sí, como un objeto y su imagen en el espejo, es decir, ópticamente isómeras. Hacerlas coincidir es imposible; para convencerse no hay más que hacer sus modelos de alambre.

Figurémonos una onda polarizada circularmente que avance a lo largo del eje de simetría de los enlaces. En la fig. 182 la onda avanza perpendicularmente al plano, hacia nosotros. Los átomos A, B están más altos que los E, D. Consideremos las direcciones de los

desplazamientos electrónicos para una onda polarizada de izquierda a derecha. Cuando la onda está polarizada hacia la derecha, admitimos que existe el siguiente cuadro: si el vector  $E$  está dirigido a lo largo de  $ED$ , en el «piso» superior el vector  $E$  está dirigido a lo largo de  $BA$ . Si esto es así, en la onda polarizada hacia la izquierda tendremos otro cuadro: cuando el vector  $E$  está dirigido a lo largo de  $ED$ , en el «piso» superior el vector  $E$  está dirigido a lo largo de  $AB$ .

Observando las figuras vemos que el comportamiento de los electrones que se desplazan es diferente. En un caso los electrones de los átomos  $A$  y  $D$  se mueven simultáneamente alejándose del centro. En el otro caso, cuando los electrones de  $A$  se mueven hacia el centro, los electrones de  $D$  se mueven alejándose del centro. Estas diferencias las encontramos siempre en los sistemas de átomos que no poseen centro de simetría y plano de simetría. Por el contrario, en presencia de estos elementos de simetría serán idénticas las acciones de las ondas izquierda y derecha.

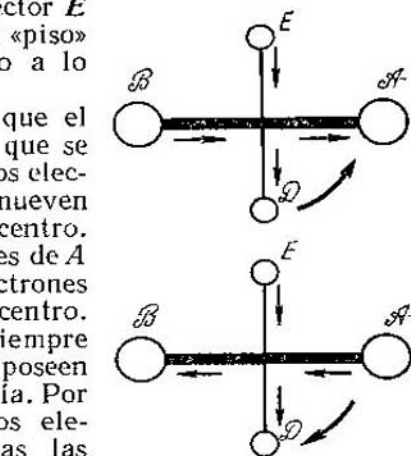


FIG. 182.

La diferencia de condiciones de desplazamiento de los electrones en las agrupaciones asimétricas conduce a la distinta polarizabilidad y, por lo tanto, a que los índices de refracción de las ondas izquierda y derecha sean distintos. Está claro que el comportamiento de una molécula levógira será inverso al de una dextrógira.

En la teoría rigurosa se demuestra que el efecto se conserva cualesquiera que sean las posiciones de las moléculas con respecto al rayo.

## 24

### TEORÍA DE LA RELATIVIDAD

#### § 154. Fundamentos de la teoría

La teoría de la relatividad, creada a principios de nuestro siglo por el gran físico moderno Albert Einstein, se basa en dos postulados: 1) el principio de la relatividad, y 2) el principio de la constancia de la velocidad de la luz. Ahora estudiaremos someramente el



contenido de estos principios y hablaremos de su confirmación experimental y de ciertas consecuencias de la teoría.

La teoría de la relatividad surgió cuando se estudiaba el problema de la existencia de un portador mecánico del campo electromagnético (el éter). La teoría de la relatividad resolvió este problema y, en este sentido, puede considerarse como la conclusión de la teoría del campo electromagnético. Pero al resolver los problemas planteados por la electrodinámica, la teoría de la relatividad rebasó considerablemente el marco de estos problemas. Su desarrollo condujo al establecimiento de las leyes de los movimientos mecánicos cuya velocidad se aproxima a la de la luz, a la ley de la equivalencia de la masa y la energía, a las nuevas concepciones acerca de la naturaleza de la gravitación. Nuestras consideraciones van a ser necesariamente muy concisas y, por esto, nos veremos obligados a prescindir de la perspectiva histórica.

Empezaremos por el contenido de los postulados fundamentales.

El principio de la relatividad afirma que todas las leyes de la naturaleza (y no sólo las de la mecánica) son iguales en todos los sistemas inerciales de coordenadas. Este principio afirma que no existe ni un solo experimento físico que pueda demostrar que uno de los sistemas inerciales tiene propiedades especiales. Todos los sistemas inerciales son equivalentes.

El segundo postulado dice que la velocidad de la luz en el vacío es constante para todos los sistemas inerciales de referencia. De este postulado se deduce que la velocidad de la luz debe ser igual «a la ida» y «a la vuelta», que dicha velocidad no depende del movimiento del foco luminoso ni del de los instrumentos de medida.

¿Qué relación tienen estos principios con nuestras ideas acerca del campo electromagnético y de su portador? No es difícil comprobar que los principios que hemos enunciado excluyen la analogía entre las ondas electromagnéticas y, por ejemplo, las sonoras.

Figurémonos un laboratorio, aislado del mundo exterior, que se mueva rectilínea y uniformemente con respecto a las estrellas. En este laboratorio se mide la velocidad del sonido en la dirección del movimiento. Teóricamente pueden ocurrir dos casos: primero, que las paredes del laboratorio sean impenetrables al aire y este último sea arrastrado por aquél, y segundo, que las paredes sean penetrables al aire, que éste se encuentre en reposo con respecto a las estrellas, y que el laboratorio se mueva a través del aire sin arrastrarlo. Supongamos que en ambos casos se mide la velocidad del sonido. La medida la efectúan dos observadores: uno que se mueve y otro que está en reposo con relación a las estrellas. En cada caso la velocidad del sonido será distinta para estos dos observadores. Si la velocidad del sonido en el aire es  $c$  y la velocidad del laboratorio con respecto al observador en reposo es  $v$ , en el caso en que el

aire es arrastrado, el observador móvil hallará que la velocidad es igual a  $c$ , mientras que el observador en reposo considerará que es  $c+v$ ; en el caso en que el aire está en reposo, el observador móvil determinará que la velocidad del sonido es igual a  $c-v$ , y el que está en reposo, que es  $-c$ .

Los postulados de la teoría de la relatividad rechazan ambas variantes para las ondas electromagnéticas. En los experimentos con una onda luminosa, la velocidad de la luz será igual a  $c$  tanto para el observador en reposo como para el que se mueve. Por consiguiente, el éter tanto en reposo como arrastrado por el sistema, contradice a la teoría de la relatividad. De este modo, la teoría de la relatividad niega la posibilidad de imaginar el campo como un medio en el cual tienen lugar desplazamientos mecánicos. Llegamos a la conclusión de que los campos eléctrico y magnético deben ser una realidad espontánea.

### § 155. *Confirmaciones experimentales del principio de la constancia de la velocidad de la luz*

A primera vista el principio de la constancia de la velocidad de la luz contradice al «sentido común». Por esto, antes de comenzar a deducir las consecuencias de la teoría de la relatividad, conviene dar a conocer las demostraciones experimentales directas de su exactitud. Estas demostraciones se deben a observaciones astronómicas.

Los astrónomos han demostrado la existencia de las llamadas estrellas dobles, en las cuales dos cuerpos celestes de masas aproximadamente iguales giran alrededor de su común centro de gravedad. Se dispone de medios para medir la distancia entre las estrellas, su masa y velocidad, y de seguir sus movimientos relativos. Si la velocidad de la luz dependiera de la velocidad de la propia estrella, cuando ésta se moviera en dirección al observador, que se encuentra en la Tierra, la velocidad de la luz se sumaría a la velocidad del cuerpo celeste, y cuando se moviera en dirección opuesta, estas velocidades se restarían. En este caso al observador terrestre le parecería que el movimiento por una mitad de la órbita es más rápido que por la otra. Este efecto se observaría incluso en el caso en que la velocidad del cuerpo celeste  $v$  fuera centenares de millares de veces menor que la velocidad de la luz  $c$ .

En efecto, a una distancia  $l$  enorme, la diferencia de los tiempos  $\frac{l}{c-v}$  y  $\frac{l}{c+v}$  puede ser, hasta para los valores más pequeños de  $v$ , tan considerable, que no sólo se alteraría la periodicidad, sino que incluso el rayo lanzado durante el movimiento «de ida» podría

alcanzar el rayo lanzado durante el movimiento «de vuelta». En estas condiciones la rotación de las estrellas dobles no se varía o tomaría un carácter raro. La periodicidad de la rotación de estas estrellas sólo puede comprenderse basándose en el principio de la constancia de la velocidad de la luz.

Es cierto que aquí nos hemos referido al movimiento del foco luminoso y, por lo tanto, podría dudarse aún de la exactitud del principio de la constancia de la velocidad de la luz en el caso en que se mueve el observador. Estas dudas son desvanecidas por otra observación astronómica, la de la periodicidad del movimiento de los satélites de Júpiter. Las mediciones de los movimientos de los satélites de Júpiter se pueden efectuar en dos casos: cuando la luz que va de Júpiter a la tierra coincide en dirección con el movimiento del sistema solar, y en el caso contrario. La identidad de las observaciones y la clara visión de la periodicidad relacionada con el movimiento anual de Júpiter demuestran también en este caso la exactitud del principio de la constancia de la velocidad de la luz.

El papel más importante en el desarrollo de la teoría de la relatividad lo desempeñó el experimento que por vez primera realizó A. Michelson en 1881 valiéndose del interferómetro descrito en la pág. 380. El experimento consistió en lo siguiente. Las posiciones de los dos espejos, es decir, las longitudes de los brazos  $l_1$  y  $l_2$  se tomaban de tal modo que los rayos coherentes en que se desdoblaba la señal luminosa tardaran el mismo tiempo en recorrer los caminos a lo largo de los dos brazos del interferómetro. Esta elección se hacía con el interferómetro colocado de forma que uno de sus brazos estaba orientado a lo largo de la trayectoria de la esfera terrestre por su órbita. Después se le daba al aparato un giro de  $90^\circ$  y se observaba el desplazamiento de las franjas de interferencia.

El resultado del experimento de Michelson, repetido multitud de veces por él y por otros investigadores, es el siguiente: no hay desplazamiento de las franjas, el tiempo que tarda la luz en recorrer los brazos, que es igual en una posición, continúa siendo igual después de girar el aparato. Esta circunstancia se ha comprobado con gran exactitud.

¿Qué se deduce de esta experiencia?

Como la Tierra se mueve con la velocidad de  $v \approx 30$  km/s con respecto a las estrellas fijas, los caminos recorridos por los dos rayos, desde el punto de vista de un observador inercial estelar, no pueden ser iguales.

Analícemos el recorrido de ambos rayos (fig. 183). Está claro que debemos prestar atención únicamente a las partes del recorrido en que los rayos marchan separados. El rayo longitudinal debe recorrer en el camino «de ida» la distancia  $f_1$  y alcanzar al espejo,

que se aleja con la velocidad  $v$ . Por lo tanto, el camino recorrido por el rayo deberá ser  $c\tau_1 = l_1 + v\tau_1$ . El tiempo empleado por el frente de onda en este recorrido será

$$\tau_1 = \frac{l_1}{c(1 - v/c)}.$$

En el camino «de vuelta», el rayo recorrerá la distancia  $l_1$  menos el camino recorrido a su encuentro por el aparato. Por lo tanto, el

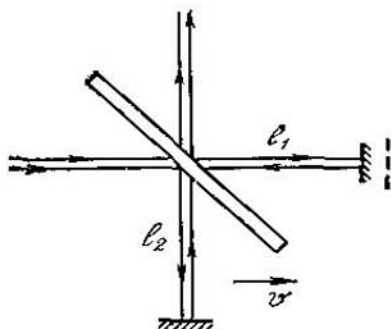


FIG. 183.

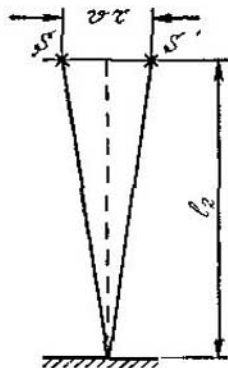


FIG. 184.

camino recorrido por el rayo será  $c\tau_2 = l_1 - v\tau_2$  y

$$\tau_2 = \frac{l_1}{c(1 + v/c)}.$$

El tiempo medido en el experimento  $\tau_1 + \tau_2$  es igual a

$$\frac{2l_1}{c(1 - v^2/c^2)}.$$

Veamos ahora lo que ocurre con el rayo transversal (fig. 184). Durante el tiempo total  $\tau$  transcurrido desde el instante de la salida del rayo hasta el instante de su retorno al centro del aparato  $S$ , el espejo se habrá trasladado como indica la figura. Por consiguiente, el camino recorrido por la onda será

$$c\tau = 2 \sqrt{l_2^2 + \left(\frac{v\tau}{2}\right)^2},$$

de donde el tiempo  $\tau$  será igual a

$$\frac{2l_2}{c \sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

Durante la primera medición se tomaban los brazos  $l_1$  y  $l_2$  de modo que los rayos tardaran el mismo tiempo en recorrer los caminos separados. Por lo tanto,

$$\frac{2l_1}{c(1-v^2/c^2)} = \frac{2l_2}{c\sqrt{1-v^2/c^2}} \quad \text{ó} \quad \frac{l_1}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = l_2.$$

En el segundo experimento, o sea, después de hacer girar  $90^\circ$  el aparato, no se produce desplazamiento de las franjas de interferencia, y el tiempo empleado en el recorrido sigue siendo el mismo, aunque los brazos  $l_1$  y  $l_2$  se permutaron entre sí. En esto consiste lo sorprendente del resultado de la experiencia.

Así, pues, si el primer brazo está orientado longitudinalmente,

$$l_1 = l_2 \sqrt{1-v^2/c^2};$$

si el segundo brazo está orientado longitudinalmente,

$$l_2 = l_1 \sqrt{1-v^2/c^2}.$$

Si la velocidad  $v$  fuera nula,  $l_1 = l_2$ , pero como  $v \neq 0$ , llegamos a un resultado maravilloso: la longitud de un mismo segmento varía en dependencia de cómo está colocado, longitudinalmente a la dirección del movimiento o transversalmente a ella. El resultado obtenido es correcto para cualquier cuerpo y para cualquier distancia entre dos puntos. De este modo, la primera consecuencia de la teoría de la relatividad es: que un cuerpo que se mueve con respecto a un observador inercial, se acorta en la dirección del movimiento. Sus dimensiones transversales permanecen invariables. Si un observador que se halle en reposo con respecto al objeto establece que la longitud de éste es  $l_0$ , el observador con respecto al cual se mueve dicho objeto con la velocidad  $v$  encontrará que su longitud  $l = l_0 \sqrt{1-v^2/c^2}$ .

*Ejemplo.* Si un objeto se mueve con la velocidad de 1000 km/s con respecto a cierto observador «en reposo», éste descubrirá una disminución de la longitud de dicho objeto, en la dirección del movimiento, de 1,000005 veces. Pero si la velocidad del objeto fuera de 200 000 km/s,  $l_0/l = 1,34$ .

En distintos sistemas de referencia, la longitud de un mismo segmento, que se mueve de un modo determinado, será distinta. Hay que comprender claramente el carácter relativo de este acortamiento. Tomemos dos varillas de igual longitud  $l_0$ . Hagamos que se muevan con una velocidad relativa  $v$ . Supongamos que hay dos observadores: uno, que se mueva con la primera varilla, y otro, que se mueva con la segunda. En este caso el primer observador hallará que la longitud de su varilla es  $l_0$ , mientras que la de la otra es

$l_0\sqrt{1-v^2/c^2}$ . Para este observador la segunda varilla es más corta que la primera. El segundo observador, por el contrario, hallará que la longitud de la segunda varilla es  $l_0$  y la de la primera  $l_0\sqrt{1-v^2/c^2}$ ; para él es más corta la primera varilla que la segunda.

La longitud de la varilla y, en general, la distancia entre dos puntos es un concepto relativo. Entre todas las longitudes de una varilla medidas en distintos sistemas inerciales, destaca la longitud en reposo  $l_0$ . Esta longitud máxima de la varilla tiene sentido absoluto.

### § 156. El tiempo en la teoría de la relatividad

En las expresiones que ligan la longitud de una varilla en reposo y en movimiento aparece la magnitud  $\sqrt{1-\beta^2}$  ( $\beta=v/c$ ). Esta raíz cuadrada aparece también en otras fórmulas análogas que relacionan los valores de diferentes magnitudes físicas para observadores en reposo y en movimiento. Razonamientos semejantes a los que utilizamos en el párrafo precedente conducen a deducciones interesantes con respecto al tiempo y a la aceleración, a la masa y a la fuerza, al impulso y a la energía, a la intensidad del campo, a la densidad de la carga y la corriente, etc. Las fórmulas de la teoría de la relatividad permiten pasar de los valores establecidos por un observador en reposo a las que encontraría un observador en movimiento. La relación  $\beta=v/c$  es en todos los casos un criterio importante de la necesidad de introducir la corrección relativista.

No es difícil comprender que  $\beta^2$  sólo toma valores comparables con la unidad cuando las velocidades son enormes. Incluso cuando  $v=100\,000$  km/s,  $\sqrt{1-\beta^2}$  sólo se diferencia de la unidad en varios tantos por ciento. Está claro por esto que las conclusiones de la teoría de la relatividad no ofrecen interés cuando se trata de movimientos lentos, y en estos casos no hay que tener en cuenta la variación de las propiedades físicas debida al movimiento. Esta teoría adquiere una importancia especial para el micromundo, donde las partículas tienen con mucha frecuencia velocidades próximas a la de la luz.

Nos detendremos primeramente en las conclusiones de la teoría de la relatividad referentes al tiempo.

El intervalo de tiempo  $\tau$  durante el cual se produce un suceso también resulta ser diferente desde el punto de vista de dos sistemas inerciales. Por esta razón, dos sucesos simultáneos desde un punto de vista, ocurrirán uno antes y otro después desde el punto de vista de otro sistema de referencia.

Cualitativamente esta afirmación se deduce del principio de la constancia de la velocidad de la luz. En efecto, consideremos un

sistema que se mueva rectilínea y uniformemente con respecto a otro sistema inercial. En uno de ellos se ha instalado un emisor cuya luz se propaga en todos los sentidos. En el sistema en que se halla el foco tomamos dos puntos, equidistantes de este último, a lo largo de la recta que va en la dirección del movimiento relativo. Está claro que en este sistema llegará la luz simultáneamente a ambos receptores. Así se plantea el problema desde el punto de vista del observador que se mueve con el foco de luz. Sin embargo, para el observador que se encuentra en el segundo sistema el problema se plantea de otro modo. Para este observador uno de los receptores se mueve al encuentro de la señal, mientras que el otro se aleja de ella. Y como la velocidad  $c$  tiene también para este observador el mismo valor (y es igual en ambos sentidos), para él llega antes la luz al receptor que se halla detrás del foco.

¿No nos conducirá esta conclusión a un absurdo? Como quiera que el concepto de simultaneidad es relativo, puede ocurrir que, desde el punto de vista de un sistema de referencia, primero dispare la escopeta y después caiga de la rama el pájaro herido, y desde el punto de vista de otro sistema de referencia, caiga el pájaro antes de que dispare la escopeta. Pero un análisis minucioso demuestra que la relatividad en la sucesión de los sucesos está limitada por la velocidad de propagación de la interacción (que es menor que  $c$ ). Por esto «antes» o «después» sólo pueden permutar entre sí en aquellos casos en que no se hallan en nexo casual (es decir, cuando no son el resultado de una interacción).

Son muy interesantes las deducciones de la teoría relativas al tiempo propio del objeto, es decir, del tiempo contado por el reloj que se mueve junto con el cuerpo dado. Si según el reloj de un observador de cierto sistema inercial transcurrió un tiempo  $\tau$ , las agujas del reloj que se mueve con el objeto marcarán el tiempo,

$$\tau_0 = \tau \sqrt{1 - \beta^2}.$$

Esto quiere decir que un reloj que se mueva arbitrariamente marcará más despacio que otro que esté en reposo \*).

El sentido relativo de esta afirmación debe comprenderse claramente. Si dos observadores se encuentran en diferentes sistemas inerciales, cada uno afirmará que se retrasa el reloj del otro observador. Al parecer se plantea una contradicción. Dejemos a los observadores y comprobemos sus relojes. Para hacer esta comprobación es necesario que, por lo menos, uno de los observadores recorra una trayectoria anular. Cuando retorne al punto de partida, los relojes

\*) Esta fórmula se ha confirmado en los experimentos con mesones  $\mu$  (véase la pág. 633).

se podrán comprobar. Pero ahora los razonamientos de los observadores habrán perdido su relatividad. El observador que permaneció en el sistema inercial tendrá derecho a aplicar la fórmula que hemos dado anteriormente. Pero el observador que realizó el recorrido circular lo hizo con movimiento acelerado y, por consiguiente, no puede aplicar la fórmula  $\tau_0 = \tau \sqrt{1 - \beta^2}$ . Por lo tanto, después del regreso del observador «circular» y de comprobar los relojes, resulta que su reloj está atrasado y que él no puede «refutar» este resultado basándose en el principio de la relatividad, que sólo es válido para los observadores inerciales.

### § 157. La masa

Llamando  $m_0$  a la masa de un cuerpo medida en el sistema de coordenadas ligado a ella, para el observador con respecto al cual este cuerpo se mueva, la masa será

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

La magnitud  $m_0$  recibe el nombre de *masa en reposo*. El aumento de la masa con la velocidad es una consecuencia natural de los principios fundamentales de la teoría. La velocidad de la luz  $c$  es la velocidad máxima para cualesquiera movimientos o transmisiones de interacción. Cuando  $v=c$ , la masa de cualquier cuerpo se hace infinita. Es natural que la aceleración del cuerpo se hace tanto más difícil cuanto más nos aproximamos al límite de la velocidad posible.

El aumento de la masa con la velocidad fue establecido por vez primera, a principios de nuestro siglo, para los electrones de los rayos  $\beta$ . Como es posible determinar separadamente la velocidad de los electrones  $v$  y la relación  $e:m$  (véase la pág. 491), considerando invariable la carga del electrón, tenemos la posibilidad de comprobar la fórmula de la masa.

En la actualidad, las correcciones que proporciona el factor  $\sqrt{1 - \beta^2}$  desempeñan un papel decisivo en el diseño de los aceleradores de partículas cargadas. Las velocidades de las partículas que se alcanzan en los aceleradores modernos son tan grandes, que, por ejemplo, en uno de ellos llega a 0,9986, y, por lo tanto, la masa se hace 60 veces mayor que la masa en reposo. En todos los experimentos que se realizan en las condiciones de la Tierra con cuerpos macroscópicos, no es necesario tener en cuenta la corrección  $\sqrt{1 - \beta^2}$  al valor de la masa. Pero al mismo tiempo sería conveniente convencerse de que es correcta no sólo para las partículas elementales.



Esta posibilidad la dan las observaciones astronómicas exactas. Resulta que la variación de la masa del planeta Mercurio al moverse por su órbita explica las desviaciones de ésta con respecto a la elipse.

La expresión de la masa del cuerpo en movimiento varía la fórmula del impulso, la cual toma la forma

$$p = \frac{m_0 v}{\sqrt{1-\beta^2}}.$$

Advertimos que la ley de Newton sigue en vigor si se escribe como  $F = \frac{dp}{dt}$ . Sin embargo, la fórmula  $F=ma$  ya no será correcta en todos los casos.

### § 158. La energía

En el § 10 encontramos la expresión de la energía de un cuerpo en movimiento, hallando la función en aumentar la cual se gasta el trabajo de aceleración del cuerpo. Repitamos ahora estos cálculos teniendo en cuenta las correcciones que da la teoría de la relatividad.

El trabajo necesario para trasladar un cuerpo una distancia  $dl$  es igual a

$$F dl = \frac{dp}{dt} dt = dp \frac{dl}{dt} = v dp,$$

donde  $v$  es el vector velocidad. Si este trabajo se emplea en aumentar la energía  $\mathcal{E}$  del cuerpo,

$$d\mathcal{E} = v dp = v d(mv) = m v dv + v^2 dm.$$

Y como

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}, \text{ tenemos que } dm = \frac{m v dv}{c^2(1-\beta^2)},$$

es decir,

$$d\mathcal{E} = \left(1 + \frac{v^2}{c^2(1-\beta^2)}\right) m v dv, \text{ o sea, } d\mathcal{E} = \frac{m v dv}{(1-\beta^2)}.$$

Comparando esta expresión con la fórmula del incremento de la masa, hallamos:  $d\mathcal{E}=c^2 dm$ , es decir,

$$\mathcal{E} = mc^2.$$

Prescindimos de la constante aditiva que aparece al integrar, porque cuando  $m=0$ ,  $\mathcal{E}$  también debe ser nula.

De este modo, el trabajo que se le comunica al cuerpo se emplea en aumentar la función  $\mathcal{E}=mc^2$ , que, por consiguiente, adquiere el sentido de energía del cuerpo.

El resultado fundamental de este cálculo consiste en lo siguiente: el aumento de la masa del cuerpo va acompañado del aumento de su energía (y, por lo tanto, de un gasto de energía externa); por el contrario, la disminución de la masa del cuerpo o del sistema va acompañada de una disminución de la energía (y, por consiguiente, de su transmisión al medio circundante). Entre el incremento de la masa y el incremento de la energía existe una relación directa y universal, puesto que  $c^2$  es un número constante.

Pero, ¿qué sentido debe dársele a la energía  $\mathcal{E}$ ? ¿Es, acaso, la energía del movimiento? No, evidentemente. Si el cuerpo está en reposo,  $\mathcal{E}$  no se anula, sino que toma el valor  $m_0c^2$ . Por lo tanto,  $U=m_0c^2$  es la energía del cuerpo en reposo, es decir, la energía intrínseca del cuerpo, y la diferencia  $mc^2-m_0c^2$  es la energía del movimiento.

La primera parte de la oración precedente debe considerarse como una afirmación que hay que comprobar en la práctica. En cuanto a la expresión de la energía del movimiento,  $mc^2-m_0c^2$ , reconocemos en ella la expresión de la energía cinética, si se utiliza la igualdad aproximada

$$\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \approx 1 + \frac{1}{2} \beta^2.$$

Con este grado de exactitud

$$mc^2 - m_0c^2 = m_0c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) \approx m_0c^2 \frac{1}{2} \beta^2 = \frac{m_0v^2}{2}.$$

*Ejemplo.* La energía interna de un cuerpo de masa  $m_0=1$  kg será  $U=m_0c^2=9 \cdot 10^{16}$  J =  $2,16 \cdot 10^{13}$  kcal. Esta cantidad de energía es igual a la que se desprendería en forma de calor si se quemaran 3 millones de toneladas de carbón. Incluso en las reacciones termonucleares sólo se liberan hasta ahora algunos tantos por ciento de estas enormes reservas de energía interna.

### § 159. Defecto de masa

Como acabamos de decir, la expresión que relaciona la masa en reposo con la energía intrínseca del cuerpo,  $U=m_0c^2$ , debía ser sometida a comprobación experimental.

La energía interna del cuerpo se compone de la energía en reposo de las partículas que lo forman, de su energía cinética y de su energía potencial de interacción. La variación de cualquiera de estas

energías componentes debe influir en el valor de  $U$  y, por consiguiente, en el de la masa en reposo. De este modo, la masa en reposo aumenta si se eleva la temperatura del cuerpo, es decir, si se hace más rápido el movimiento interno del sistema. También aumenta si se aproximan las partes del sistema que se repelen o se separan las que se atraen.

De lo dicho se deduce claramente que la masa en reposo de un sistema de partículas que interaccionan no posee la propiedad de ser aditiva, es decir, no se somete a la ley de conservación. Si un cuerpo de masa en reposo  $M_0$  consta de  $N$  partículas de masa  $m_0$ ,  $M_0 \neq Nm_0$ . La diferencia

$$M_0 - Nm_0 = \Delta M$$

se llama *defecto de masa* del cuerpo (o sistema de partículas). La magnitud

$$c^2 \Delta M$$

se llama *energía de enlace* o *de ligadura*.

Si el sistema se disgrega en partes, la energía de enlace se desprende y puede medirse. También puede medirse directamente la masa en reposo. Así, pues, la ley  $U = m_0 c^2$  puede comprobarse experimentalmente.

Los ejemplos numéricos demuestran que ninguna variación de la energía interna, ligada con la variación de la velocidad del movimiento y con las fuerzas de interacción entre las moléculas y los átomos, puede dar por resultado una variación de la masa que pueda medirse. La comprobación experimental de la teoría que hemos expuesto resulta ser posible en la física nuclear (véase la pág. 599).

*Ejemplos.* 1. La masa de 1 kg de molibdeno, al ser calentada en  $1000^\circ\text{K}$  aumenta en  $\Delta M = 0,000000003$  g.

2. Si una varilla de acero de 128 cm de longitud y  $1 \text{ cm}^2$  de sección transversal (cuya masa será de 1 kg) se estira con una fuerza de 8 t, la energía potencial que se acumula en ella al ocurrir esto hace que aumente su masa en  $2 \cdot 10^{-12}$  g.

### § 160. Principio de equivalencia y nociones de la teoría general de la relatividad

Consideremos un sistema de coordenadas no inercial que se mueva con la aceleración  $\mathbf{a}_0$ . Supongamos que hay que describir los fenómenos físicos en este sistema. Las leyes de la mecánica tendrán en él una forma distinta, ya que la regla  $\mathbf{F} = m\mathbf{a}$  sólo es correcta cuando se trata de un sistema inercial. Los cuerpos en reposo tendrán, con respecto a este sistema, la aceleración  $-\mathbf{a}_0$ .

Si conservamos la terminología que es correcta para el sistema inercial y suponemos que la aceleración es creada por fuerzas, el campo de las «fuerzas» —  $ma_0$ , que actúan sobre todos los cuerpos en el sistema acelerado puede llamarse campo de aceleración y establecer una analogía entre este campo y el de gravitación.

De igual modo se pueden introducir campos de «fuerzas» adicionales cuando se estudian los fenómenos en un sistema de coordenadas giratorio y, como es lógico, en el caso general. Los campos de fuerzas ficticios que introducimos para describir el movimiento desde el punto de vista del sistema no inercial de coordenadas se pueden llamar campos de fuerzas de inercia. La fuerza —  $ma_0$ , es una de estas fuerzas de inercia.

El movimiento de un punto con la aceleración  $a$ , respecto a un sistema no inercial de este tipo, cumplirá la ecuación

$$ma = F + \text{fuerza de inercia.}$$

Las expresiones de las fuerzas de inercia pueden encontrarse en los cursos de física teórica.

Lo importante es prestar atención a la parte esencial del problema. En los sistemas no inerciales aparecen campos de fuerzas ficticios. A cada campo de aceleración de este tipo se le puede asimilar una distribución ficticia de masas que atraen, de manera que cualquier campo creado por un movimiento acelerado puede interpretarse, en general, como un campo gravitatorio. En este sentido se habla a veces del principio de equivalencia de la gravitación y la aceleración.

Veamos algunos ejemplos elementales. Nos encontramos en un ascensor que desciende con una aceleración  $a$  y dejamos caer una bolita que teníamos en la mano. ¿Qué carácter tendrá la caída de la bolita? En cuanto soltamos la bolita, ésta, desde el punto de vista de un observador inercial, comenzará a caer libremente con la aceleración  $g$ . Como el ascensor desciende con la aceleración  $a$ , la aceleración de la bola con respecto al suelo del ascensor será  $(g-a)$ . El observador que se halla en el ascensor puede describir el movimiento del cuerpo que cae por medio de la aceleración  $g=g'-a$ . En otras palabras, el observador que se encuentra en el ascensor, en vez de referirse al movimiento acelerado de éste, puede «variar» la aceleración del campo gravitatorio de su sistema.

Comparemos ahora dos ascensores. Uno de ellos pende inmóvil sobre la Tierra, el otro se mueve en el vacío interplanetario con una aceleración  $a$  con respecto a las estrellas. Todos los cuerpos que se encuentran en el ascensor que está inmóvil sobre la Tierra son capaces de caer libremente con la aceleración  $g$ . Pero esta misma capacidad la poseen también los cuerpos que se hallan en el ascensor

interplanetario. Estos «caerán» con la aceleración —  $a$  en el «suelo» del ascensor. En este caso desempeñará el papel de suelo la pared opuesta al sentido de la aceleración.

Resulta, pues, que la acción del campo de la gravedad es indistinguible de la manifestación del movimiento acelerado.

El comportamiento de los cuerpos en un sistema de coordenadas que se mueve aceleradamente es equivalente al comportamiento de los cuerpos en presencia de un campo de gravedad equivalente. Pero esta equivalencia puede ser completa si nos limitamos a hacer las observaciones en partes no grandes del espacio. En efecto, figurémosnos un «ascensor» cuyo suelo tenga por dimensiones lineales

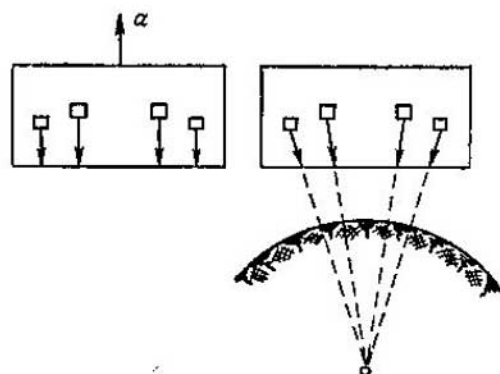


FIG. 185.

mil kilómetros. Si este ascensor pende inmóvil sobre la esfera terrestre, los fenómenos ocurrirán en él de un modo distinto a como ocurrirían en el caso en que el ascensor se moviera con la aceleración  $g$  con respecto a las estrellas fijas. Esto se ve claramente en la fig. 185: en un caso los objetos caerán oblicuamente en el suelo del ascensor, mientras que en el otro lo harán verticalmente.

De este modo, el principio de la equivalencia es correcto para aquellos volúmenes de espacio en los cuales el campo puede considerarse uniforme.

Los razonamientos cualitativos que acabamos de analizar sirven de base a la teoría general de la relatividad. Esta teoría, desarrollada también por A. Einstein, se plantea el problema de hallar un procedimiento de enunciar las leyes de la naturaleza que no dependa del sistema de coordenadas que se elija. Hasta ahora hemos supuesto que esta tarea sólo era realizable si los sistemas de coordenadas eran inerciales. El principio de la equivalencia demuestra que el carácter absoluto de la aceleración puede ser aniquilado por un campo gravitatorio. Un sistema de coordenadas con movimiento acelerado puede considerarse como inercial si se introduce un campo gravitatorio equivalente.

Es cierto, sin embargo, que esta equivalencia está limitada, como ya hemos dicho, en el tiempo y en el espacio. No obstante, Einstein demostró que esta limitación puede suprimirse si, en concordancia con el campo gravitatorio introducido, se varía la forma del sistema.

## 25

## NATURALEZA CUÁNTICA DEL CAMPO

## § 161. Fotón

Ya hemos indicado varias veces que la emisión y absorción de la energía eléctrica se produce en porciones, es decir, en cuantos. La magnitud del cuanto depende únicamente de la frecuencia de la radiación y es igual a  $h\nu$ , donde  $h$  es una constante universal igual a  $6,62 \cdot 10^{-27}$  erg. s. En la actualidad se ha establecido ya el carácter cuántico de la absorción y la radiación para toda la enorme gama de ondas del espectro electromagnético, desde los rayos  $\gamma$  duros hasta las ondas radioeléctricas largas.

Los fenómenos de emisión y absorción caracterizan en primer lugar al propio microsistema que interacciona con el campo electromagnético de la onda. El carácter cuántico de estos fenómenos (que estudiaremos detalladamente en la parte III) demuestra, ante todo, que en los microsistemas existen distintos niveles de energía, y que es imposible que los microsistemas posean una cantidad de energía arbitraria. Estos hechos no hubieran conducido de por sí a la idea de que la naturaleza cuántica no sólo es peculiar de la sustancia, sino también del campo electromagnético, si la onda electromagnética no se hubiese comportado en una serie de casos como partícula al entrar en interacción con la sustancia. Las propiedades corpusculares de la radiación electromagnética, que se manifiestan con tanta mayor claridad cuanto menor es la longitud de la onda, se exteriorizan en aquellos casos en que se producen pérdidas y transformaciones de la energía electromagnética. Por el contrario, estas propiedades no se ponen de manifiesto en la propagación, dispersión y difracción de las ondas electromagnéticas si estas no van acompañadas de pérdidas de energía.

El corpúsculo de campo electromagnético recibe el nombre de fotón. El fotón se caracteriza en primer lugar por la magnitud de su energía:

$$\mathcal{E} = h\nu.$$

Aplicando la ley de la equivalencia de la masa y la energía, podemos atribuirle al fotón la masa

$$m = \frac{\mathcal{E}}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2}.$$

Y como el campo electromagnético se propaga con la velocidad  $c$ , tenemos que admitir, tomando en consideración la fórmula

$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$ , que la masa en reposo del fotón es nula. Considerando que el concepto de impulso es aplicable al fotón, podemos suponer que

$$p = m \cdot c = \frac{h\nu}{c}.$$

Debemos recordar que los experimentos de Lébedev (pág. 337) demostraron directamente que la relación  $p=W/c$ , entre la densidad del impulso y la densidad de la energía de la onda electromagnética, era correcta para la luz. La fórmula del impulso del fotón concuerda perfectamente con esta deducción.

Valores de  $\mathcal{E}$ ,  $m$  y  $p$  los fotones de diversos tipos de radiación electromagnética

	$\lambda$	$\mathcal{E}$	$m$ , en g	$p$ , en g·cm/s
Ondas radioeléctricas . . . . .	2000 m	$10^{-21}$ erg = $= 0,62 \cdot 10^{-9}$ eV	$1,1 \cdot 10^{-42}$	$3,3 \cdot 10^{-32}$
Luz visible . . . . .	6000 Å	$3,3 \cdot 10^{-12}$ erg = $= 2$ eV	$3,6 \cdot 10^{-33}$	$1,1 \cdot 10^{-22}$
Rayos X . . . . .	1 Å	$19,8 \cdot 10^{-9}$ erg = $= 12\,400$ eV	$2,2 \cdot 10^{-29}$	$6,6 \cdot 10^{-19}$

Como veremos en los párrafos siguientes, la existencia de los fotones se demuestra convincentemente por medio de muchos experimentos. Pero, un enorme material experimental no nos permite renunciar a la idea acerca de la continuidad del campo electromagnético. Las contradicciones más claras se ponen de manifiesto cuando se estudian los fenómenos de interferencia, que con tanta elegancia se explican por el carácter ondulatorio del campo y que son incomprensibles desde el punto de vista corpuscular.

Efectivamente, figurémonos un sencillo experimento de interferencia: dos orificios próximos por los cuales se hace pasar luz. No es difícil hacer la siguiente experiencia. Primero fotografiamos la luz transmitida estando los dos orificios abiertos. Obtenemos una figura, que consideramos a su debido tiempo, formada por franjas brillantes y oscuras que se suceden entre sí. Luego tapamos, uno antes y otro después, los orificios, sacando la fotografía en una misma placa. El resultado, como es natural (desde el punto de vista de la teoría ondulatoria), será otro, no habrá interferencia.

Razonemos ahora qué significa esta experiencia en términos de las ideas corpusculares. Podemos figurarnos (aunque resulta di-

fácil) que los fotones botan en los bordes de los orificios o chocan entre sí y van a caer irregularmente a distintos puntos de la placa. Pero las figuras son diferentes en dependencia de si la luz pasa simultáneamente por ambos orificios o si lo hace consecutivamente. Los fotones que pasan por un orificio parece que «saben» que el otro está abierto o cerrado.

Con estos y otros muchos razonamientos y experiencias puede demostrarse que es imposible reducir los fenómenos electromagnéticos al sólo cuadro de un campo o de un sistema de fotones. Cada una de estas consideraciones resulta ser extraordinariamente fructífera en una rama de fenómenos y falla en la otra.

En los últimos decenios el desarrollo de la física transcurre bajo el signo de una búsqueda enérgica de la forma de unificar estos dos conceptos opuestos acerca de la materia electromagnética. El campo es una realidad que se caracteriza por los valores, continuos en el espacio y en el tiempo, de las intensidades de los campos; el corpúsculo es una realidad que ocupa una región limitada del espacio en un instante dado. La materia electromagnética reúne en sí estas dos propiedades contradictorias. En el capítulo 27 veremos que la combinación de estas propiedades contradictorias no sólo es característica de la materia electromagnética, sino también de la sustancia. Pero en el conocimiento de la sustancia la física ha avanzado mucho más que en el estudio del campo electromagnético. La naturaleza dualística de las partículas de la sustancia se define por la ecuación de Schrödinger (pág. 516); la relación mutua entre los corpúsculos y las ondas se ha esclarecido en grado suficiente para estas partículas.

Desgraciadamente, las cosas marchan bastante peor en la tarea de crear la teoría del campo electromagnético (materia), es decir, la llamada electrodinámica cuántica (para más detalles véase la pág. 632). Una teoría acabada de este tipo aún no existe. Debido a las contradicciones de principio que ocurren en la electrodinámica cuántica, sus éxitos aislados, que se expresan en el establecimiento de nuevas leyes que ligan el campo con la partícula, no pueden ser generalizados y la relación mutua entre los fotones y el campo electromagnético no puede considerarse aclarada. La regla de «traducción» del lenguaje corpuscular al ondulatorio y viceversa consiste en lo siguiente: una onda electromagnética de longitud  $\lambda$  e intensidad  $I$  puede manifestarse como un flujo de fotones de frecuencia  $\nu = c/\lambda$  e intensidad  $I = N \cdot h\nu$ , donde  $N$  es el número de fotones por unidad de superficie en la unidad de tiempo. La dirección del movimiento del frente de la onda es la dirección del movimiento del fotón.

Dejaremos a un lado el problema, bastante complicado, del estado de polarización de la luz. Para explicar este fenómeno en



términos corpusculares hay que admitir que el fotón posee cierta dirección privilegiada (espín, véase la pág. 539 acerca del espín del electrón).

### § 162. Efecto fotoeléctrico

El arrancamiento de electrones por la acción de las ondas electromagnéticas es una de las confirmaciones más importantes de la inevitabilidad de las ideas corpusculares. Desde este punto de vista precisamente es el del que vamos a estudiar aquí dicho fenómeno, que después, en el § 274, volveremos a considerar al tratar de la acción de la luz sobre los metales y los semiconductores.

Como el trabajo necesario para que un electrón salga del metal (véase la pág. 775) no puede ser menor de 2,2 eV, el efecto fotoeléctrico, sólo será posible cuando  $h\nu > 3,5 \cdot 10^{-18}$  erg, es decir, cuando las frecuencias sean del orden de  $0,5 \cdot 10^{16}$  Hz ( $\lambda = 6000 \text{ \AA}$ ).

Einstein propuso considerar el efecto fotoeléctrico como un fenómeno de choque de un fotón con un electrón. En este caso el fotón cede toda su energía y deja de existir. Si  $A$  es el trabajo de desprendimiento del electrón (es decir, el trabajo necesario para vencer las fuerzas que ligan al electrón con la sustancia), la ley de la conservación de la energía tendrá la forma

$$h\nu = A + \frac{mv^2}{2},$$

donde  $mv^2/2$  es la energía cinética del electrón arrancado de la sustancia (fotoelectrón).

Para cerciorarse de que la hipótesis fotónica es cierta, lo primero que hay que comprobar es la dependencia lineal de la energía cinética del fotoelectrón con respecto a la frecuencia de la radiación incidente.

La energía de los fotoelectrones se determina por el método del potencial retardador. Si la superficie de la sustancia a que se arrancan los electrones es la armadura de un condensador, por el circuito en que esté intercalado este condensador pasará corriente. Esta corriente puede interrumpirse si se le comunica al condensador una tensión retardadora. La corriente cesará cuando

$$eU_r = \frac{mv^2}{2}.$$

Hay que tener en cuenta que la velocidad de los electrones será tanto menor cuanto mayor sea la profundidad de que se arranquen. Por esto la corriente se interrumpirá en cuanto se retarden los electrones más próximos a la superficie. Determinando experimentalmente  $eU_r$ , para distintas frecuencias  $\nu$  de la radiación electromag-

nética, pueden construirse las curvas de  $U_r$  en función de  $\nu$ . Las rectas ideales obtenidas en experimentos de este tipo se muestran en la fig. 186. La tangente del ángulo de inclinación de la recta  $eU_r = h\nu - A$ , igual a  $h/e$ , puede calcularse partiendo de otros datos, lo que da la posibilidad de comprobar la teoría de otro modo independiente.

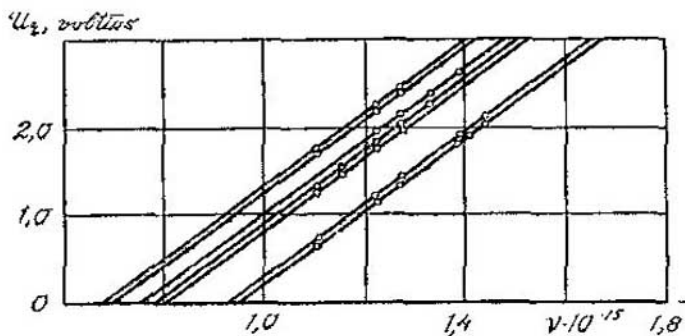


FIG. 186.

Este experimento, a pesar de todo, no se puede considerar como una demostración directa de la hipótesis fotónica. Puede objetarse que el fotoelectrón acumula paulatinamente la energía que le transmite la onda electromagnética. Esta objeción quedó anulada por el experimento clásico de los físicos soviéticos A. F. Ioffe y N. I. Dobronrávov. Antes de esto Ioffe había recurrido ya a la investigación del efecto fotoeléctrico sobre una partícula de polvo suspendida entre las armaduras de un condensador. Debido al inevitable rozamiento con el aire, la partícula de polvo es portadora de una carga  $q$ , y, por lo tanto, su peso puede ser equilibrado por un campo eléctrico. En equilibrio  $qE = mg$ , donde  $m$  es la masa de la partícula y  $q$  su carga. Al producirse el efecto fotoeléctrico, la partícula de polvo pierde un electrón y, por consiguiente, en dependencia del signo que tenga  $q$ , su carga pasará a ser  $q+e$  o  $q-e$ . Cuando esto ocurre, la partícula deja de estar en equilibrio y comienza a moverse hacia una de las placas del condensador. Para volverla a equilibrar hay que variar el campo. Las condiciones de equilibrio serán ahora

$$(q \pm e) E_1 = mg.$$

Por este procedimiento determinó Ioffe la carga del electrón.

Dicho esto, volvamos al experimento de Ioffe y Dobronrávov. En esta experiencia también se observa el comportamiento de una partícula de polvo entre las armaduras de un condensador, pero con

otro fin. Las veces de una de las armaduras del condensador las desempeñaba el ánodo de un tubo de rayos X. El tubo se sometía a una tensión de 12 000 V y los rayos X eran generados por un flujo de electrones extraordinariamente débil, constituido por cerca de 1000 electrones por segundo.

Como sabemos, los rayos X se producen cuando un electrón choca con el ánodo. Pero, ¿qué emite el ánodo?, ¿un campo electromagnético continuo o 1000 fotones por segundo? La respuesta debía darla la partícula de polvo situada entre las armaduras del condensador. Los rayos X arrancan un electrón de la partícula. Pero, ¿cómo lo hacen?

El experimento de Ioffe y Dobronrávov demostró que, en promedio, la extracción de un electrón de la partícula ocurre una vez cada 30 minutos. Si los rayos X se propagaran en forma de campo continuo, la partícula recibiría cada instante una cantidad pequeñísima de energía, insuficiente, claro está, para arrancar un electrón. Esta energía se distribuiría equitativamente entre todos los electrones de la partícula. La observación hecha por Ioffe y Dobronrávov le impone a la hipótesis ondulatoria una conclusión inverosímil: una vez cada 30 minutos todos los electrones deben ceder su energía a uno determinado, y éste se desprende de la partícula de polvo.

La hipótesis fotónica, por el contrario, no sólo explica el fenómeno desde el punto de vista cualitativo, sino que conduce a la cifra experimental. En el experimento que describimos, la partícula era una bolita de bismuto de  $3 \cdot 10^{-5}$  cm de radio. Esta bolita se encontraba a 0,02 cm de distancia del ánodo, del cual partían los rayos X en todas las direcciones. La probabilidad de que un fotón choque con la partícula es igual a  $\frac{\pi(3 \cdot 10^{-5})^2}{4\pi(0,02)^2} = \frac{1}{1800000}$ . Como en 1 s salen despedidos 1000 fotones, sobre la partícula incidirá 1 fotón cada 1800 s (30 minutos), lo que coincide con los resultados de la experiencia.

### § 163. Fluctuaciones del flujo luminoso

Una importante demostración fundamental de la teoría fotónica son los experimentos del científico soviético S. I. Vavilov dedicados al estudio de las fluctuaciones de los flujos luminosos débiles.

Resulta que el umbral de la sensibilidad del ojo a la luz se halla extraordinariamente bajo. El ojo es capaz de ver aproximadamente 100 fotones que incidan en un segundo sobre la córnea. Si el flujo luminoso oscila cerca de esta cantidad, la luz no será percibida por

el ojo cuando el número de fotones descienda más abajo que el umbral de la visibilidad.

En los experimentos de Vavílov, uno de los investigadores observaba un haz luminoso que cada segundo era emitido durante 0,1 s. Cuando la magnitud del flujo luminoso superaba el umbral de visibilidad, el ojo distinguía cada destello. Al disminuir la intensidad de la luz, ciertos destellos no producían sensación en el observador. Cuanto menor era la intensidad de la luz, más eran los destellos no observados. De este modo se descubrieron directamente las fluctuaciones del número de fotones en el flujo luminoso. No será fácil proponer una demostración más directa de la naturaleza corpuscular de la luz.

Otros experimentos de Vavílov demuestran brillantemente la imposibilidad de explicar, por medio de la hipótesis fotónica, fenómenos ondulatorios tan típicos como las interferencias. Vavílov dividía un haz luminoso en dos rayos coherentes (con un biprisma de Fresnel). Estos rayos producían una figura de interferencia. Pero al mismo tiempo las fluctuaciones de ambos rayos resultaron ser completamente independientes. Esta circunstancia señalaba una vez más que es totalmente imposible explicar la interferencia por medio de ciertas distribuciones estadísticas de los fotones.

Las propiedades ondulatorias son propias, no del flujo de fotones, sino de cada fotón. Por esta razón no puede considerarse en modo alguno que el fotón sea una partícula «ordinaria».

Aquí conviene hacer un paréntesis. Al crear los modelos del mundo invisible adjudicamos a las partículas elementales propiedades tomadas del mundo de las cosas que nos rodean o, como dicen los físicos, del macromundo. Así, por ejemplo, hablamos de los átomos como de bolitas. Ni que decir tiene que la bolita-átomo sólo refleja parcialmente las propiedades de la bolita-sustancia. Está claro para todos que algunas propiedades peculiares de la bolita-sustancia, como el color, la rugosidad, el olor, son imposibles de trasladar a la bolita-átomo. Y a medida que se va penetrando en el micromundo, resulta cada vez más difícil extender las propiedades de las cosas a las propiedades de las partículas elementales.

Las partes del átomo y del núcleo atómico y las partículas de luz recuerdan todavía menos que el átomo a la bolita-objeto. En el ejemplo del fotón nos hemos encontrado con que es posible la combinación en una micropartícula de propiedades contradictorias de los objetos de nuestro macromundo. Está claro que, en el macromundo, una partícula es una partícula, y una onda es una onda. La partícula ocupa una región limitada del espacio y se mueve siguiendo una trayectoria determinada; la onda se distribuye en el espacio de un modo continuo y su energía se transmite en mayor o menor proporción a todos los puntos de éste. Conciliar estas dos

Imágenes, tratándose de objetos, es imposible. Pero nosotros no tenemos derecho a imponer a las partículas del micromundo el comportamiento de los objetos.

La comprensión del micromundo no consiste en crear modelos parecidos a los cuadros que el ojo humano acostumbra ver. El proceso ilimitado del conocimiento consiste en estudiar las leyes de los fenómenos, en hallar los nexos casuales que existen objetivamente entre los fenómenos. Por esta vía se va desarrollando el proceso de composición del complejísimo cuadro del micromundo, cuya esencia no puede interpretarse por medio de ingeniosos modelos tomados del mundo de los objetos.

### § 164. Ley de Kirchhoff

La experiencia constata, que dos cuerpos, cuyas temperaturas son distintas, llegan a equilibrarlas aunque se encuentren en el vacío. El intercambio de energía se produce por medio de las ondas electromagnéticas que emiten los átomos de dichos cuerpos.

Como ya dijimos, a cada átomo se le puede atribuir determinado sistema de niveles de energía. Cuando el átomo absorbe energía, pasa a un nivel más alto, cuando la emite, pasa a uno más bajo. En cada acto de radiación, el átomo le cede al espacio una energía electromagnética  $h\nu_{mn} = \mathcal{E}_m - \mathcal{E}_n$ , donde  $\mathcal{E}_m$  es el nivel de energía anterior a la emisión, y  $\mathcal{E}_n$ , el posterior. La onda radiada posee la frecuencia  $\nu_{mn}$ . Esta onda llega al segundo cuerpo y es absorbida por él. Al ocurrir esto, el átomo que absorbe la energía se eleva del nivel  $\mathcal{E}_n$  al nivel  $\mathcal{E}_m$ .

Esto mismo puede expresarse en la terminología de la hipótesis fotónica diciendo: en cada acto de radiación se cede un fotón  $h\nu$  de energía electromagnética, y en el fenómeno de la absorción, el fotón es capturado por el átomo y su energía se gasta en hacer pasar dicho átomo de un nivel bajo a otro más alto.

Todos los átomos de los cuerpos toman parte en el intercambio de energía, bien absorbiendo fotones o bien emitiéndolos. En dependencia de circunstancias casuales pueden producirse las más diversas transiciones energéticas, y, en principio, en el intercambio de energía intervienen ondas electromagnéticas de cualquier longitud.

Podemos figurarnos que en el intercambio calorífico toman parte cuerpos que forman un sistema cerrado (el sistema de cuerpos que se observa está rodeado de una envoltura que no permite que la radiación escape al exterior). En este caso, al cabo de cierto tiempo estos cuerpos entrarán en estado de equilibrio, es decir, todos tendrán la misma temperatura. Esto no significa que la radia-

ción electromagnética se interrumpe. Los átomos continuarán pasando ya a un nivel energético más alto, ya a uno más bajo. Pero una vez alcanzado el estado de equilibrio, a cada cuerpo llegará en cada instante la misma cantidad de energía que él emite en forma de radiaciones de cualquier longitud de onda. La radiación que llega al cuerpo, en el caso general, sólo es absorbida parcialmente por él y obliga a sus átomos a pasar de un nivel de energía más bajo a otro más alto. El resto de la radiación incidente se dispersa, se refleja en el cuerpo.

Los átomos no permanecen durante mucho tiempo en los niveles de energía altos; y al retornar al estado inicial ceden la energía absorbida en forma de radiación. Si la energía que incide sobre la unidad de superficie en 1 s es  $\rho$ , la absorbida será  $A\rho$ . El coeficiente adimensional  $A$ , que indica la fracción de energía absorbida, se llama *capacidad de absorción* o *poder absorbente* del cuerpo. Es evidente que si

$$A\rho = \mathcal{E},$$

donde  $\mathcal{E}$  es la energía radiada por 1 cm<sup>2</sup> de superficie en 1 s, el cuerpo se encontrará en equilibrio con el medio, es decir, su temperatura no variará.

Pero, ¿en qué consiste la condición de equilibrio térmico de muchos cuerpos que, como es natural, pueden tener distinta capacidad de absorción y diferente radiación? Partiendo de razonamientos termodinámicos, G. R. Kirchhoff demostró que el equilibrio sólo puede existir si la intensidad de las ondas electromagnéticas que inciden sobre un cuerpo es igual para todas las partes de todos los cuerpos que se hallan en equilibrio entre sí. De este modo

$$\frac{\mathcal{E}_1}{A_1} = \frac{\mathcal{E}_2}{A_2} = \frac{\mathcal{E}_3}{A_3} = \dots = \rho.$$

Esta correlación debe ser correcta para cualquier longitud de onda y para cualquier temperatura. Esta es la *ley de Kirchhoff*, la cual dice que la relación entre el poder emisor de un cuerpo y el de absorción es una magnitud constante para cada longitud de onda y cualquier temperatura.

Esto quiere decir, que un cuerpo que absorba intensamente ciertos rayos, los emitirá también intensamente, y viceversa. ¿Por qué razón el agua contenida en una botella con las paredes plateadas se calienta poco por la acción de los rayos solares, mientras que la contenida en un frasco de vidrio negro se calienta mucho? En el primer caso la absorción de energía solar es pequeña, mientras que en el segundo es grande. Echemos ahora agua caliente en ambos recipientes y coloquémoslos en un local frío. El agua del

frasco de vidrio negro se enfriará mucho antes: el cuerpo que absorbe más también emite más.

Pueden hacerse experimentos llamativos con cerámica coloreada. Si un cuerpo tiene, por ejemplo, color verde, *no* absorbe la luz verde. Caldeando un casco verde, puede verse como comienza a iluminarse con un color adicional al verde.

No debe extrañarnos el hecho de que apliquemos una ley establecida para el equilibrio a fenómenos que indudablemente no son de este tipo (ya que el cuerpo se halla a una temperatura más alta que el medio). Aquí ocurre lo mismo que en otros problemas de termodinámica (véase la pág. 172): las leyes termodinámicas son aplicables si cada estado instantáneo puede considerarse como de equilibrio. En los fenómenos de radiación térmica siempre se cumple esta condición.

### § 165. Cuerpo negro

La ley de Kirchhoff conduce a una consecuencia interesante. Los cuerpos que intercambian calor por medio de la radiación reciben (para unos valores de  $\nu$  y  $T$  dados) ondas de la misma intensidad de los cuerpos vecinos, independientemente del material que los constituya y de las propiedades que tengan. Para cada longitud de onda ( $\sigma$ , lo que es lo mismo, para cada frecuencia) y para cada temperatura, la experiencia nos lleva a la magnitud universal  $\rho$ . Por lo tanto, existe una función universal  $\rho(\nu, T)$  — función de la frecuencia de la radiación y de la temperatura — que caracteriza el proceso del intercambio calorífico por radiación.

A la función  $\rho(\nu, T)$  puede asignársele un contenido evidente. Consideremos un cuerpo que absorba el 100% de la energía que incide sobre él en todas las longitudes de onda. Para este *cuerpo negro*  $A=1$  y

$$\mathcal{E} = \rho(\nu, T).$$

La función  $\rho(\nu, T)$  es el *poder emisor* o *emisividad* del cuerpo negro. Pero, ¿cómo se puede conseguir un cuerpo que absorba la luz de todas las longitudes de onda? Está claro que las sustancias negras, como el hollín, nos permiten aproximarnos al cuerpo de este tipo. Pero siempre nos separarán de la condición  $A=1$  varios tantos por ciento. Existe una solución más ingeniosa. Figurémonos una caja con un pequeño orificio. Disminuyendo las dimensiones de este orificio, puede conseguirse que sea negro. Esta peculiaridad de los orificios la conocemos bien por nuestras observaciones diarias. Una madriguera profunda, la ventana abierta de una habitación sin luz, un pozo, etc., son ejemplos de «cuerpos» negros. La razón de esto

está bien clara: el rayo que entra en una cavidad a través de un orificio sólo puede volver a salir después de reflejarse muchas veces (fig. 187). Pero en cada reflexión se pierde una parte de la energía. Por esto, si el orificio es pequeño, y la cavidad grande, el rayo no vuelve a salir, es decir, es absorbido por completo.

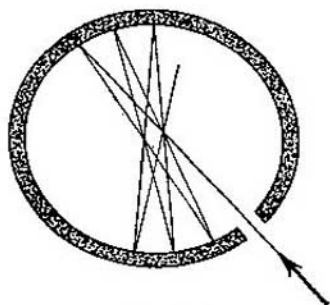


FIG. 187.

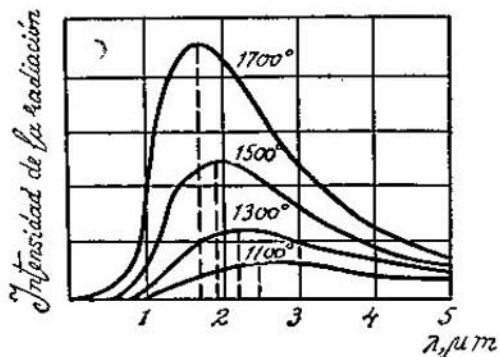


FIG. 188.

Para medir el poder emisorivo  $\rho(\nu, T)$  de un cuerpo negro, se hace un tubo largo, de material poco fusible, que se coloca en un horno y se caldea. A través del orificio del tubo se estudia, valiéndose de un espectrógrafo, el carácter de la radiación. La fig. 188 reproduce el resultado de estos experimentos. Las curvas representan la intensidad de la radiación, en función de la longitud de onda, para varias temperaturas. Vemos que la radiación se concentra en un intervalo espectral relativamente estrecho, que se halla entre los límites de 1 a 5  $\mu m$ . Sólo a temperaturas más altas ocupa la curva la región del espectro visible y empieza a avanzar hacia la parte de las ondas cortas. Las ondas de varias micras de longitud se llaman infrarrojas. Como ellas son las que a temperaturas ordinarias se encargan de transportar la energía, las llamaremos térmicas.

La curva de la radiación térmica posee un máximo, que se manifiesta con tanta mayor claridad, cuanto más elevada es la temperatura. Al aumentar la temperatura, la longitud de onda  $\lambda_m$  correspondiente al máximo del espectro se desplaza hacia la parte de las ondas más cortas. Este desplazamiento cumple la llamada ley de Wien, que es fácil de establecer en la práctica:

$$\lambda_m = \frac{2886}{T}.$$

En esta fórmula la longitud de la onda debe expresarse en micras, y  $T$ , en grados de la escala absoluta. El desplazamiento de la ra-



diación hacia el lado de las ondas cortas lo observamos cuando al calentar un metal vemos como la caída al rojo se torna en amarilla a medida que aumenta la temperatura.

La segunda circunstancia que llama nuestra atención al examinar las curvas de radiación es el rápido incremento que experimentan todas las ordenadas de la curva al aumentar  $T$ . Si  $\mathcal{E}_\lambda$  es la intensidad de una onda dada, la intensidad total del espectro vendrá representada por la integral

$$R = \int_0^{\infty} \mathcal{E}_\lambda d\lambda.$$

Esta integral no es ni más ni menos que el área comprendida bajo la curva de radiación. ¿Con qué rapidez crece  $R$  al aumentar  $T$ ? El análisis de las curvas demuestra que el crecimiento de  $R$  es proporcional a la cuarta potencia de la temperatura:

$$R = \sigma T^4 \text{ erg}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s}),$$

donde  $\sigma = 5,7 \cdot 10^{-5}$  u. CGS. Esta es la ley de Stefan — Boltzmann.

Ambas leyes tienen importancia cuando se determina la temperatura de cuerpos incandescentes que se hallan lejos de nosotros. Por este procedimiento precisamente se determina la temperatura del Sol, de las estrellas, de la nube incandescente provocada por una explosión atómica, etc.

Las leyes de la radiación térmica sirven de base para medir la temperatura de un metal fundido. El principio de los pirómetros ópticos consiste en elegir tal incandescencia de una lámpara eléctrica, que la luminosidad de su filamento sea igual que la del metal fundido. En este caso aplicamos la ley: si la radiación es idéntica, las temperaturas también serán iguales. La temperatura del filamento incandescente se halla en dependencia directa de la corriente eléctrica que pasa por él. Partiendo de esto, no es difícil graduar el pirómetro óptico.

Los cuerpos reales no son negros, por lo que para cada uno de ellos hay que introducir en la fórmula de Stefan — Boltzmann un factor menor que la unidad (poder absorbente del cuerpo dado). Estos factores se determinan empíricamente y son muy valiosos para la termotecnia práctica, donde los problemas de intercambio calórico por radiación tienen extraordinaria importancia. No obstante, las leyes que acabamos de estudiar tienen trascendencia, ya que las regularidades de la radiación (variación con la temperatura o con la longitud de onda) se conservan, en rasgos generales, para los cuerpos no negros. La trascendencia teórica del problema del cuerpo negro se explica en el párrafo siguiente.

## § 166. Teoría de la radiación térmica

Consideremos una cavidad dentro de la cual tienen lugar procesos de absorción y emisión de ondas electromagnéticas. Esta cavidad puede ser esférica, prismática rectangular o de cualquier otra forma. Las paredes de la cavidad emiten y absorben iguales cantidades de energía y todo el sistema se halla en equilibrio. Dentro de la cavidad existe un campo electromagnético que, a su vez, está en equilibrio con las paredes: en todos los puntos del espacio la densidad de la energía del campo,  $w = \frac{1}{8\pi}(E^2 + H^2)$ , no varía con el tiempo.

Este campo electromagnético puede considerarse desde dos puntos de vista. Por una parte, en la cavidad existen ondas electromagnéticas estacionarias, del mismo modo que en una habitación cerrada en que hay una fuente de sonido existen ondas sonoras estacionarias. Por otra parte, teniendo en cuenta la naturaleza cuántica del campo, puede decirse que el espacio considerado está lleno de fotones, lo mismo que un recipiente con gas está lleno de moléculas.

Partiendo de los conceptos ondulatorios podemos determinar fácilmente el número de frecuencias de las oscilaciones electromagnéticas que tienen lugar en la cavidad. Los razonamientos que hicimos a su debido tiempo para las ondas sonoras (véase la pág. 144) pueden aplicarse ahora completamente. El número de frecuencias propias de las oscilaciones electromagnéticas, menores que  $\nu$ , es igual a

$$\frac{4}{3} \pi \frac{\nu^3}{c^3} V,$$

donde  $c$  es ahora la velocidad de las ondas electromagnéticas, y  $V$  es la capacidad de la cavidad. Esta fórmula da el número de oscilaciones cuando las ondas están polarizadas linealmente. Pero cuando la radiación es térmica nos encontramos con oscilaciones no polarizadas que siempre pueden descomponerse en dos ejes.

En este caso el número de oscilaciones será el doble, e igual a  $\frac{8}{3} \pi \frac{\nu^3}{c^3} V$ . Derivando, obtenemos que, en el intervalo de frecuencias desde  $\nu$  hasta  $\nu + d\nu$ , el número de oscilaciones será igual a

$$\frac{8\pi\nu^2}{c^3} V d\nu.$$

Ahora podemos aprovechar el punto de vista que nos ofrece la «otra cara de la medalla». La cavidad está llena de oscilaciones de frecuencia  $\nu$ , es decir, de fotones con energía  $\epsilon = h\nu$ . El número  $\frac{8\pi\nu^2}{c^3} V d\nu$  se puede considerar como el número de fotones que hay

en el volumen de la cavidad, y  $\frac{8\pi v^2}{c^3} dv$ , como la densidad del gas fotónico. Así nos hemos aproximado a la respuesta a una pregunta muy importante: ¿qué densidad tiene la energía electromagnética en la cavidad? Si los fotones de todas las energías surgieran con la misma frecuencia, no habría más que multiplicar  $\epsilon$  por  $\frac{8\pi v^2}{c^3} dv$  y obtendríamos la densidad de la energía para las frecuencias del intervalo  $dv$ . Pero las partículas del gas no están distribuidas uniformemente por energías. Por lo tanto la fórmula buscada tiene la forma

$$w_v dv = \frac{8\pi v^2}{c^3} \epsilon W(\epsilon) dv,$$

donde  $W(\epsilon)$  es la probabilidad de que se genere un fotón cuya energía sea  $\epsilon$ .

De este modo, la densidad de la energía electromagnética de las ondas (fotones) cuya frecuencia es  $v$  viene expresada por la fórmula

$$w_v = \frac{8\pi v^2}{c^3} \epsilon W(\epsilon).$$

El flujo de energía a través de la unidad de superficie, es decir, el vector de Poynting,  $K$ , será, de acuerdo con la pág. 342,  $c$  veces mayor que  $w_v$ . Y el flujo de energía  $\rho$ , irradiado por la unidad de superficie de un cuerpo que se halle en equilibrio con el campo, debe ser cuatro veces menor que el vector de Poynting:  $\rho = \frac{1}{4} K$ . Entre  $w$  y  $\rho$  existe la relación  $\rho = \frac{1}{4} wc$ . ¿De dónde procede el coeficiente  $1/4$ ? Aunque no queremos detenernos en esta cuestión, que en general tiene poca importancia, haremos el siguiente razonamiento simplificado.

Cada superficie unidad emite un flujo de energía  $\rho$ , que va en todos los sentidos dentro de los límites de un hemisferio, es decir, de un ángulo sólido  $2\pi$ . Por lo tanto, la radiación media en el interior de un ángulo sólido unitario será igual a  $\rho/2\pi$ . Por razones geométricas está claro que la radiación a lo largo de la superficie será nula, y a lo largo de la normal será máxima. Si la disminución de la intensidad de la radiación se produjera de un modo uniforme, para obtener el valor medio  $\rho/2\pi$  sería necesario que la radiación a lo largo de la normal fuera igual a  $\rho/\pi$ .

Veamos ahora lo que ocurre en la esfera llena de radiación. En el centro de la esfera hay un área por la que pasa un flujo de  $K$ . Pero, por otra parte, sobre esta área incide una radiación, de todas las partes de la esfera, igual a  $(\rho/\pi)4\pi$ . Por consiguiente,  $\rho = \frac{1}{4} K$ .

Así, pues, de la fórmula de la densidad volumétrica de la radiación electromagnética pasamos a la expresión del poder emisivo del cuerpo negro multiplicando  $\omega_\nu$  por  $c/4$ .

$$\rho_\nu = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \varepsilon W(\varepsilon).$$

El problema siguiente de investigación de esta fórmula va ligado a la evaluación de la probabilidad de la distribución de la energía  $W(\varepsilon)$ . Históricamente, la primera fórmula de  $\rho_\nu$  fue propuesta en 1911 por J. W. Rayleigh y J. H. Jeans, independientemente el uno del otro. Esta fórmula tiene la forma

$$\rho_\nu = \frac{2\pi kT}{c^2} \nu^2.$$

Esta expresión fue obtenida suponiendo que la distribución de la energía por grados de libertad es uniforme, es decir que  $W$  es independiente de  $\varepsilon$ . Esto es correcto para longitudes de onda grandes y temperaturas altas.

Otra posibilidad, con respecto a  $W(\varepsilon)$ , es aplicar la ley de Boltzmann, que tan buenos resultados da para los gases moleculares; en este caso  $W(\varepsilon) = e^{-\varepsilon/kT}$ . No obstante, tanto la ecuación del poder emisivo, que lleva el nombre de Wien,

$$\rho_\nu = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} h\nu e^{-h\nu/kT},$$

como la de Rayleigh — Jeans no coinciden con la experiencia, como puede verse en la fig. 189.

¿Cuál es el eslabón erróneo en estos razonamientos? Este eslabón debe buscarse en la propagación injustificada de los razonamientos estadísticos, que sirven de base a la ley de Boltzmann, al conjunto de los fotones. Porque, como ya subrayamos, los fotones sólo dan una idea unilateral del campo electromagnético. La realidad del campo no puede explicarse exhaustivamente representándolo como un conjunto de partículas. Por esto, es natural que los fotones tengan «su estadística». Esta estadística lleva el nombre de Bose — Einstein.

Para obtener la nueva función de distribución de las partículas por energías, que sustituya a la ley de Boltzmann, basta tener en cuenta que el carácter ondulatorio del campo priva de contenido a la hipótesis acerca de la diferencia entre partículas idénticas. En esto se basa la estadística de Bose — Einstein (véase la pág. 763), que conduce, como ahora demostraremos, a la siguiente ley de distribución de los fotones por energías:

$$W(\varepsilon) = \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1};$$

por consiguiente, la fórmula de la emisividad del cuerpo negro toma la forma

$$\rho_v = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}.$$

Esta fórmula fue obtenida la primera vez por Max Planck y lleva su nombre. La fig. 189 ilustra la brillante coincidencia de esta fór-

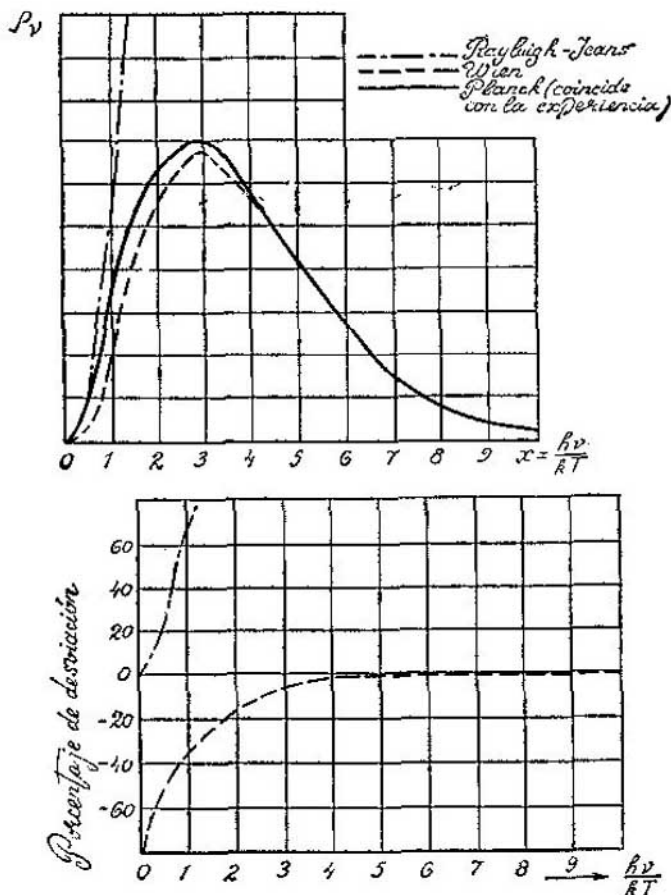


FIG. 189.

mula teórica con la experiencia y el carácter que tienen las desviaciones, con respecto a los resultados correctos, de las fórmulas teóricas de Wien y de Rayleigh — Jeans.

De la fórmula de Planck se deducen las leyes, antes estudiadas, de Wien y de Stefan — Boltzmann. Para demostrar la primera de estas leyes hay que resolver el problema en el extremo, es decir, hallar la raíz de la ecuación

$$\frac{\partial \rho_v}{\partial v} = 0.$$

Para demostrar la segunda hay que hallar

$$\int \rho_v dv.$$

Damos al lector la posibilidad de hacer estos cálculos.

### § 166a. Radiación estimulada

Retornemos una vez más a la cavidad dentro de la cual existe un campo electromagnético en equilibrio con las paredes. Pero ahora analicemos este sistema desde el punto de vista microscópico. Los emisores de fotones son los átomos excitados. Fijemos nuestra atención en los fotones  $h\nu$ . El gas de estos fotones se halla en equilibrio con los átomos que emiten y absorben luz de frecuencia  $\nu$ , es decir, con los átomos que poseen las energías  $E_2$  y  $E_1$ , donde  $E_2 - E_1 = h\nu$ .

Al establecerse el equilibrio, el número de átomos  $N_1$  que se encuentran en el nivel  $E_1$ , y el de átomos  $N_2$  que se hallan en el nivel  $E_2$  será invariable. Y como la distribución de los átomos por energías satisface la ley de Boltzmann,

$$\frac{N_1}{N_2} = e^{(E_2 - E_1)/kT} = e^{h\nu/kT}.$$

Como es natural, el equilibrio del sistema tiene carácter dinámico, es decir, los átomos pasan del nivel inferior al superior y viceversa, y los fotones serán ya absorbidos ya emitidos. Como existe el equilibrio, los números de transiciones hacia arriba y hacia abajo en la unidad de tiempo serán iguales entre sí.

Hay dos procesos que nos parecen evidentes. El primero de ellos es la absorción del fotón, que ocurre cuando el fotón incide sobre un átomo que se halla en el nivel inferior  $E_1$ ; en este caso el átomo se «excita», es decir, pasa al nivel  $E_2$ . El número de estos sucesos puede escribirse de la forma

$$BN_1W(\epsilon).$$

Aquí  $B$  es un coeficiente de proporcionalidad, y nuestra expresión afirma que el número de transiciones de los átomos de abajo a arriba

(número de absorciones de fotones) es proporcional al número de átomos de energía  $E_1$  y al número de fotones de energía  $\epsilon$ .

El segundo proceso cuya existencia es evidente es el de la transición espontánea de los átomos desde el nivel superior al inferior. El estado de los átomos en el nivel  $E_2$  es inestable, y por esto tienen que pasar paulatinamente al nivel inferior. El número de estas transiciones en la unidad de tiempo debe ser proporcional al número de átomos excitados que hay en el sistema

$$AN_2,$$

donde  $A$  es otro coeficiente de proporcionalidad.

Si se igualan  $AN_2$  y  $BN_1W(\epsilon)$  para  $W(\epsilon)$  se obtiene la ley de distribución de Boltzmann, o sea, la estadística a que se subordinan los átomos. Pero esta suposición, como vimos en el párrafo anterior, conduce a una manifiesta contradicción con la experiencia. Por lo tanto, además de los dos procesos que hemos descrito, en la creación del equilibrio interviene otro.

Inmediatamente después de publicar Planck su fórmula, Einstein indicó que todo quedaría en su lugar, si se admitía que la incidencia de un fotón de energía  $h\nu$  sobre un átomo excitado lo estimula a radiar con esta misma frecuencia. Con la particularidad de que la probabilidad de este proceso debe ser la misma que la de la absorción, es decir, el número de actos de radiación estimulada en la unidad de tiempo es igual a

$$BN_2W(\epsilon).$$

Igualando ahora el número de transiciones hacia arriba y hacia abajo, obtenemos

$$AN_2 + BN_2W(\epsilon) = BN_1W(\epsilon),$$

o bien

$$W(\epsilon) = \frac{A/B}{e^{h\nu/kT} - 1}.$$

Los valores extremos de  $W(\epsilon)$ , o sea,  $W(\epsilon) = e^{h\nu/kT}$  para los valores pequeños de  $h\nu/kT$  (Rayleigh — Jeans) y  $W(\epsilon) = e^{-h\nu/kT}$  para los valores grandes de  $h\nu/kT$ , los conocemos. Esto nos obliga a suponer que  $A=B$ . Esta es la demostración de cómo se llega a la fórmula de la estadística de los fotones

$$W(\epsilon) = \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}.$$

Como vemos, el espectro del cuerpo negro sólo puede explicarse introduciendo la hipótesis de la radiación estimulada.

Puede demostrarse que la radiación estimulada debe diferir considerablemente de la espontánea. Los fotones emitidos espon-

táneamente tienen distintas direcciones y sus fases son casuales. En cambio, los fotones que aparecen en virtud del encuentro de un fotón  $h\nu$  con un átomo excitado, tienen la misma fase e igual dirección que el fotón primario. Gracias a estas singularidades de la radiación estimulada pueden conseguirse flujos luminosos de potencias fantásticas en los aparatos llamados *laseres* o *generadores de radiación estimulada* (véase el § 206).

### § 166b. Luminiscencia

Cuando hablamos de luminiscencia nos referimos al caso en que las moléculas pueden hacerse entrar en estados excitados sin que aumente su energía cinética media, es decir, sin calentamiento.

La luminiscencia no cumple la ley de Kirchhoff. La intensidad de la luminiscencia, por definición, es mayor que la intensidad de la radiación de la misma longitud de onda emitida por el cuerpo negro.

Hay dos tipos de luminiscencia. Uno, el fenómeno llamado fluorescencia, que consiste en la transición espontánea de la molécula del estado excitado  $F$  al nivel inferior  $N$  (fig. 189a). La duración de la fluorescencia es generalmente menor que  $10^{-7}$  s y siempre menor de 1 s.

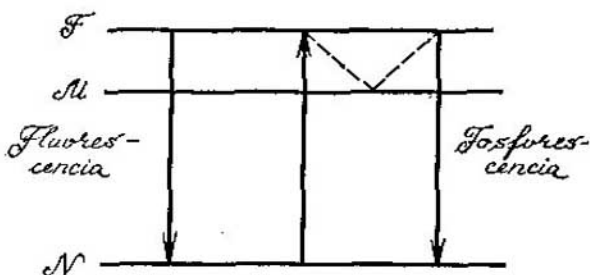


FIG. 189a.

Si la molécula o el átomo excitado pasa del estado excitado a un nivel metaestable, puede producirse la fosforescencia. Se llama metaestable un nivel desde el cual son extraordinariamente poco probables las transiciones a un nivel más bajo. La radiación sólo puede producirse ahora si la molécula retorna del nivel  $M$  al nivel excitado  $F$  que tenía antes. Cuando las temperaturas son altas, este retorno se produce rápidamente, cuando son bajas, lentamente. Por lo tanto, la fosforescencia, a diferencia de la fluorescencia, depende de la temperatura.



La luminiscencia puede ser provocada por factores muy diversos: por una reacción química, por rozamiento, etc. Las variantes mas importantes son la fotoluminiscencia y la electroluminiscencia, que se producen a causa de la absorción de la luz o de los choques de las partículas con carga.

La fotoluminiscencia no puede tener una frecuencia mayor (es decir, un cuanto de energía mayor) que la luz excitadora. La fluorescencia roja la excita la luz anaranjada, la amarilla, la luz verde, la verde, la luz celeste y así sucesivamente.

# III

## ESTRUCTURA Y PROPIEDADES DE LA MATERIA

### 26

#### FLUJOS DE PARTICULAS CARGADAS

La forma más simple de la materia, por lo menos en el sentido de la clasificación, es cierto conjunto de partículas con carga — electrones e iones —. Nos encontramos con sistemas de partículas cargadas, bien en forma de haces de partículas en los que todas ellas tienen la misma velocidad y se mueven en el mismo sentido, o bien en forma de gas de partículas que se mueven caóticamente. Como es natural, también puede haber estados intermedios. En este capítulo se estudiarán los fenómenos físicos fundamentales y los dispositivos técnicos en que nos encontramos con los haces de partículas y con el plasma. Los problemas de emisión de electrones relacionados directamente con la física del sólido se expondrán en el cap. 37.

#### *§ 167. Movimiento de una partícula con carga en un campo eléctrico y en un campo magnético*

Sobre una partícula con carga, un campo electromagnético arbitrario ejerce una fuerza  $\mathbf{f} = e\mathbf{E} + \frac{e}{c}[\mathbf{v}\mathbf{B}]$  (pág. 282). Si los campos  $E$  y  $B$  se conocen en función de las coordenadas y del tiempo y se da la velocidad inicial y el punto en que se encuentra la partícula, la trayectoria  $\mathbf{r}(t)$  de las partículas que se mueven con velocidades  $v \ll c$  pueden hallarse partiendo de la ley fundamental de la

mecánica

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = f.$$

La resolución de este problema ofrece generalmente grandes dificultades matemáticas. Para conocer las leyes de carácter general basta estudiar el movimiento de la carga en un campo uniforme.

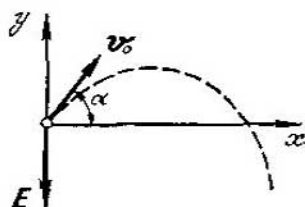


FIG. 190.

PARTÍCULA EN UN CAMPO ELÉCTRICO. La partícula penetra en el campo formando un ángulo de  $90^\circ + \alpha$  (fig. 190). Cuando las coordenadas se toman como indica la figura, las ecuaciones del movimiento tienen la forma

$$\frac{dv_y}{dt} = -\frac{e}{m} E, \quad \frac{dv_x}{dt} = 0.$$

De donde

$$v_y = -\frac{e}{m} E t + v_{0y}, \quad v_x = v_{0x}.$$

Volviendo a integrar, y suponiendo  $x=0$  cuando  $t=0$ , obtenemos:

$$y = -\frac{1}{2} \frac{e}{m} E t^2 + v_{0y} t, \quad x = v_{0x} t.$$

Eliminando el tiempo, hallamos la ecuación de la curva parabólica que describirá la carga eléctrica (línea de trazos de la fig. 190).

Si la partícula penetra en el campo formando un ángulo recto ( $v_{0y}=0$ ), la ecuación de la trayectoria toma la forma

$$y = -\frac{1}{2} \frac{e}{m} E \frac{x^2}{v_0^2}.$$

Y si la partícula penetra en el campo siguiendo la dirección longitudinal de una línea de fuerza, continuará su movimiento a lo largo de esta línea con una aceleración  $\frac{e}{m} E$ .

Llamando  $V$  a la diferencia de potencial entre los puntos inicial y final del movimiento de la partícula con carga, y aplicando la ecuación de la energía cinética, obtenemos:

$$eV = \frac{m}{2} (v^2 - v_0^2).$$

Si la velocidad final  $v \gg v_0$ ,

$$eV = \frac{mv^2}{2} \quad \text{y} \quad v = \sqrt{2 \frac{e}{m} V}.$$

Esta ecuación explica por qué se utiliza tanto la unidad de energía *electrón-voltio*:

$$1 eV = 1,63 \cdot 10^{-12} \text{ erg.}$$

Este es el trabajo necesario para acelerar un electrón con una diferencia de potencial de 1V. La unidad «electrón-voltio» resulta cómoda en aquellos casos en que la energía se refiere a una partícula elemental. El trabajo de ionización, de arranque de un electrón y de desprendimiento del electrón de un metal son magnitudes del orden de unidades y decenas de electrón-voltios.

**PARTÍCULA EN CAMPO MAGNÉTICO.** Las peculiaridades de la fuerza que actúa sobre una partícula con carga en un campo magnético son conocidas (pág. 283). Supongamos que la partícula penetra en el campo con la velocidad inicial  $v_0$ . Descompongamos este vector en sus componentes longitudinal  $v_{||}$  y transversal  $v_{\perp}$  al campo. En este caso, para el movimiento en el plano perpendicular al campo, tendremos

$$ma = \frac{e}{c} v_{\perp} B.$$

El movimiento longitudinal transcurrirá uniformemente con la velocidad constante  $v_{||}$ .

El movimiento en el plano perpendicular es circular y  $a = v_{\perp}^2/R$  es la aceleración centrípeta. Por lo tanto,

$$\frac{e}{c} v_{\perp} B = \frac{mv_{\perp}^2}{R},$$

de donde el radio de la circunferencia  $R = \frac{mv_{\perp}c}{eB}$  es directamente proporcional a la velocidad de la partícula e inversamente proporcional a la inducción magnética. Tiene importancia recordar que la velocidad angular de rotación alrededor de la línea de fuerza  $\omega = \frac{eB}{mc}$  es igual para todas las partículas de un mismo tipo en un campo dado. Independientemente de las magnitudes y de las direcciones que tengan sus velocidades, todas las partículas darán una vuelta alrededor de la línea de fuerza en un mismo tiempo.



FIG. 191.

Si la partícula penetró en el campo formando ángulo con la dirección de éste, se moverá siguiendo una hélice, el radio de cuya espira será  $R$ , con una frecuencia  $\omega$  (fig. 191). La proyección de la

velocidad sobre la dirección de las líneas de fuerza  $v_{||}$  permite hallar el paso de la hélice:

$$z = v_{||}T = v_{||} \cdot \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi mc}{eB} v_{||}.$$

Es esencial que la magnitud  $v_{||} = v_0 \cos \alpha$ , donde  $\alpha$ , que es el ángulo que forma la velocidad inicial con el campo, es constante, con gran exactitud incluso cuando el ángulo de dispersión de las velocidades iniciales es de 5—10° (los valores de  $v_{||}$  diferirán entre sí no más de un 1%). De aquí se deduce que cada  $z$  centímetros, el haz divergente (dentro de los límites indicados) de partículas cargadas se reunirá en un punto, es decir, se enfocará sobre la generatriz del cilindro (sobre el cual se arrolla la trayectoria helicoidal) que pasa por el punto de entrada de las partículas en el campo.

*Ejemplo.* Supongamos que un electrón es acelerado por una tensión  $V=300$  V y que penetra en un campo magnético, cuya inducción  $B=500$  Gs, formando un ángulo  $\alpha=30^\circ$ . La velocidad del electrón será

$$v_0 = \sqrt{\frac{2eV}{m}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 4,8 \cdot 10^{-10} \cdot 1}{9 \cdot 10^{-28}}} = 10^9 \text{ cm/s.}$$

Conviene señalar que  $v_0/c=1/30$ , por lo que en este cálculo no tiene sentido introducir las correcciones relativistas.

$$v_{||} = v_0 \cos \alpha = 0,87 \cdot 10^9 \text{ cm/s, } v_{\perp} = 0,5 \cdot 10^9 \text{ cm/s.}$$

El radio del cilindro sobre el que se arrolla la trayectoria helicoidal del electrón es  $R = \frac{mv_{\perp}c}{eV} = \frac{9 \cdot 10^{-28} \cdot 0,5 \cdot 10^9 \cdot 3 \cdot 10^{10}}{4,8 \cdot 10^{-10} \cdot 500} = 0,056$  cm, es decir, su diámetro es un poco mayor que un milímetro. La velocidad angular

$$\omega = \frac{eB}{mc} = \frac{4,8 \cdot 10^{-10} \cdot 500}{9 \cdot 10^{-28} \cdot 3 \cdot 10^{10}} = 0,89 \cdot 10^{10} \text{ rad/s.}$$

El paso de la trayectoria helicoidal

$$z = v_{||}T = 0,87 \cdot 10^9 \frac{2 \cdot 3,14}{0,89 \cdot 10^{10}} = 0,6 \text{ cm.}$$

### § 168. Obtención de haces de partículas con carga

En un tubo de descarga en gas (véase más adelante) se mueven, uno al encuentro del otro, dos flujos, uno de electrones y otro de iones positivos. Para obtener un rayo iónico, es decir, un haz de iones que se muevan en la misma dirección, se puede practicar un orificio (canal) en el cátodo. Una parte considerable de los iones que lleguen al orificio pasará por él y después seguirán moviéndose por inercia. Estos haces, con el nombre de rayos canales o anódicos, eran ya conocidos por los físicos en el siglo pasado. Este proce-

dimiento de obtención de un flujo iónico conserva su actualidad hasta ahora. Una sustancia se hace pasar al estado gaseoso, sus moléculas se ionizan y luego los iones positivos se hacen salir por el canal del espacio de la descarga en el gas.

Cuando se trata de obtener un rayo electrónico no se usa la descarga en gas. De fuente del rayo electrónico hace las veces el llamado cañón o proyector de electrones, que es un dispositivo en que se aprovecha el fenómeno de la emisión termoelectrónica (para más detalles véase la pág. 545). Como sabemos, los metales incandescentes pueden servir de fuentes de electrones. Así, por ejemplo,  $1 \text{ cm}^2$  de superficie de volframio calentada hasta  $2400^\circ\text{C}$  produce en 1 s el número de electrones que le corresponde a una corriente de 1 A de intensidad.

En la fig. 192 puede verse el esquema de un cañón electrónico. Entre los electrodos se crea una diferencia de potencial que acelera los electrones. Sirve de cátodo un filamento de volframio 1 calentado por una corriente eléctrica.

El ánodo 2 tiene forma de vaso con un orificio circular en su fondo. Los electrones salen de este orificio formando un haz cuya divergencia y anchura dependen del orificio. El enfoque del haz de electrones (por medio del electrodo de enfoque 3) permite obtener haces intensos y delgados (véase el § 169).

El problema de la obtención de un haz de electrones cuya intensidad sea máxima para un consumo de energía dado, tiene una gran importancia técnica.

Para aprovechar todos los electrones que emite el filamento es necesario, en primer lugar, acelerarlos por medio de una tensión suficientemente alta. El filamento emite un número de electrones determinado en la unidad de tiempo. Todos estos electrones deben ser alejados del filamento. Si la tensión es pequeña, junto al filamento se forma una nube electrónica que dificulta la emisión. A medida que aumenta la tensión, la nube se va disipando paulatinamente y la corriente termoiónica aumenta. Por fin, llegamos a una tensión con la cual no se forma nube de electrones. Un aumento mayor de la tensión no contribuye ya a incrementar la corriente termoiónica: hemos alcanzado la corriente de saturación. Estas son las condiciones en que debe funcionar el cañón electrónico. Así, pues, una tensión suficientemente grande asegura la retirada de todos los electrones del filamento.

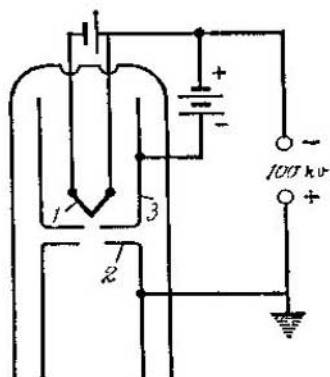


FIG. 192.

Ante la técnica se plantea otro problema: el de aumentar el número de electrones que salen del filamento. Los cátodos de wolframio han sido superados, en cuanto a propiedades emisoras, por los cátodos toriados y oxidados. El cátodo toriado consiste en un alambrito de wolframio recubierto de una finísima capa de torio metálico. La corriente que proporciona el wolframio puro a  $2400^{\circ}\text{C}$ , la da el wolframio toriado a  $1500^{\circ}\text{C}$ . El cátodo oxidado consta de un soporte metálico recubierto de una capa de óxidos de metales alcalinotérreos. Este cátodo a  $900^{\circ}\text{C}$  proporciona ya la misma corriente que el de wolframio a  $2400^{\circ}\text{C}$ .

En los aparatos electrónicos modernos, el cátodo oxidado se utiliza con caldeo indirecto. En este caso el cátodo se fabrica en forma de un tubito, dentro del cual se coloca una resistencia helicoidal de wolframio que se calienta por medio de una corriente.

### § 169. Lentes electrónicas

Los campos eléctricos y magnéticos dan la posibilidad de dirigir un haz de electrones. Pero sus acciones no se limitan a las posibilidades de desviar el haz de su dirección inicial. Valiéndose de diversos campos se puede conseguir que un haz de electrones paralelo se haga convergente o divergente, se puede hacer que el haz que diverge de un punto se reúna en otro. Unos sistemas de campos bastante simples permiten hacer «lentes» para el haz electrónico. Se hace posible la creación de una nueva rama de la ciencia, la óptica electrónica, cuyo éxito más notable es el microscopio electrónico.

Recordemos las propiedades de una lente biconvexa ordinaria. Si a un lado de ella se coloca un objeto, al otro lado de la lente aparece la imagen del objeto aumentada o disminuida. Esto ocurre

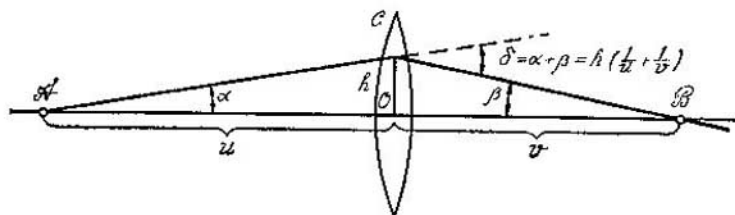


FIG. 193.

porque todos los rayos que parten de un punto cualquiera del objeto se reúnen en un punto de la imagen, y todos los puntos de la imagen van a parar a un mismo plano perpendicular al eje de simetría de la lente. La simple construcción geométrica que reproduce la fig. 193,

muestra por qué la lente se comporta de este modo: el rayo que incide sobre ella se desvía en un ángulo proporcional a la distancia  $h$  que hay entre el eje de simetría y el punto de intersección del rayo con la lente. La construcción se ha hecho para un punto del objeto que se halla en el eje de simetría. Pero este mismo resultado también será correcto para otros puntos. Debe convenirse (como se hace en óptica) en que estos razonamientos son válidos para las lentes delgadas y para los haces que divergen dentro de los límites de un ángulo sólido pequeño.

Ahora demostraremos que el papel de lente pueden desempeñarlo eficazmente unos campos eléctricos y magnéticos cuya simetría sea axial. Estos campos pueden obtenerse de placas con un orificio circular cargadas de electricidad, de condensadores cilíndricos, de espiras de corriente y de bobinas planas. Existe un gran número de sistemas que se comportan, con respecto a un haz electrónico, como una lente. Pero para comprender esta idea bastará que consideremos un ejemplo de lente eléctrica y otro de lente magnética.

Como ejemplo de lente eléctrica se ha elegido un condensador en una de cuyas placas se ha practicado un orificio redondo (fig. 194).

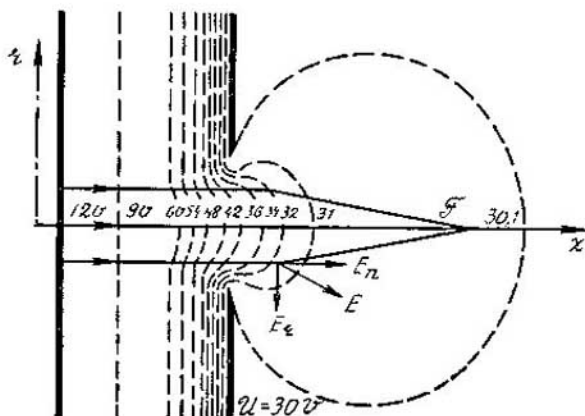


FIG. 194.

Si un haz de electrones incide sobre este orificio por la parte del campo uniforme, se enfocará. En efecto, cuando el electrón llegue a la región del campo no uniforme, sobre él actuará una fuerza perpendicular a las superficies equipotenciales y que, por consiguiente, forma ángulo con el eje de simetría. Descomponiendo esta fuerza en dos, vemos que existe una componente radial que aprieta los electrones hacia el eje. Sin embargo, esto sería insuficiente para



que el sistema considerado desempeñase el papel de lente. Se necesita además que la componente radial del campo sea proporcional a la distancia entre el eje de simetría y el punto de incidencia del electrón sobre el plano del orificio. Una simple deducción demuestra que así es en realidad. La componente radial de la intensidad del campo eléctrico puede representarse de la forma

$$E_r = -\frac{1}{2} \frac{dE}{dz} r,$$

donde  $\frac{dE}{dz}$  es el gradiente de la intensidad a lo largo del eje de simetría. Para demostrarlo consideraremos un pequeño cilindro colocado como indica la fig. 195 (la distancia 1—2 se considera

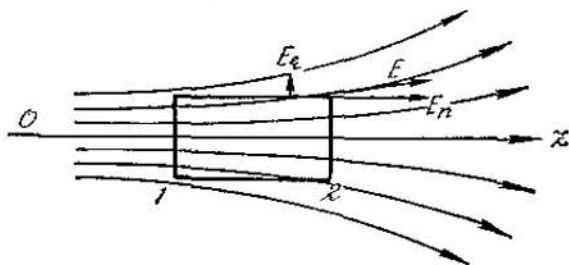


FIG. 195.

infinitamente pequeña). Como dentro del cilindro no hay cargas, la diferencia entre los flujos a través de las bases 1 y 2,  $\pi r^2 \cdot dE$ , deberá ser igual al flujo a través de la superficie lateral  $E_r \cdot 2\pi r dz$  con signo contrario.

De este modo, el orificio practicado en la placa cargada de electricidad hace las veces de lente para el rayo electrónico.

Veamos ahora cómo se comportan los rayos electrónicos que pasan a través de una bobina plana con corriente (fig. 196). Esta bobina es una lente magnética. Los electrones se mueven describiendo espirales y retornan al eje de simetría después de recorrer una espira. Las propiedades de enfoque de esta bobina son indudables. Puede demostrarse que el ángulo de desviación del rayo es proporcional a la distancia desde él al eje de simetría. La bobina magnética cambia el acimut de la trayectoria electrónica y, por lo tanto, la imagen del objeto producida por esta lente será invertida. Pero este giro no distorsiona la imagen electrónico-óptica.

Así, pues, si un objeto dispersa o emite rayos electrónicos, interponiendo en la trayectoria de estos electrones dispersados una lente eléctrica o magnética, podemos obtener la «imagen electrónica» del objeto. Si en el plano de la imagen se coloca una placa

fotográfica o una pantalla luminiscente, aparecerá en ella una «vista» singular del objeto, brillante en los puntos que emiten o dispersan muchos electrones, y oscura en aquellos que corresponden a la ausencia de dispersión o emisión en el objeto. Como quiera que es posible

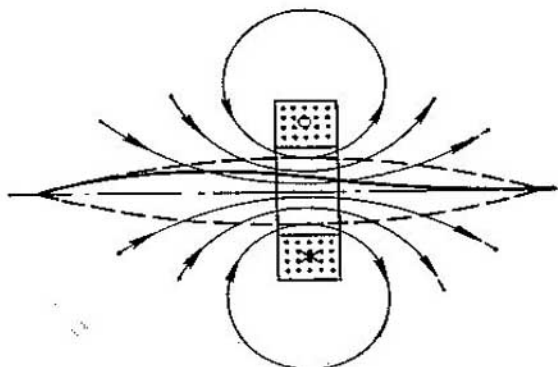


FIG. 196.

construir un sistema de lentes electrónicas que produzcan una imagen aumentada del objeto, resulta viable la realización del microscopio electrónico.

### § 170. Microscopio electrónico

El microscopio electrónico, es decir, un microscopio en el cual el papel de los rayos de luz lo desempeñan rayos electrónicos, posee unas posibilidades extraordinarias, aún no aprovechadas por completo, de «observación» de los objetos. Esto se explica porque las posibilidades de aumentar la imagen del objeto que se observa al microscopio electrónico, en general, son ilimitadas. En cambio, el microscopio óptico sólo puede dar aumentos no mayores de 2000—3000 veces.

Para poder comprender las causas de esta diferencia hay que conocer el concepto de *poder resolutivo o separador* del microscopio. El problema se plantea del modo siguiente: ¿cuáles son las condiciones necesarias para poder ver separadamente dos puntos próximos?

Supongamos que delante de una rendija o de un orificio circular hay un foco de luz idealmente puntual. Después que la luz pasa por el orificio, aparece una figura de difracción. Una lente colocada detrás del orificio no puede concentrar los rayos en un punto. Al contrario, aparece un círculo nebuloso (o una franja, según se trate de un orificio redondo o de una rendija) rodeado de anillos oscuros

y brillantes que se suceden entre sí. En la pág. 390 calculamos la magnitud de esta nebulosidad para una rendija. El radio del disco, por el cual se representa el punto después de la difracción en el orificio, se dio en la pág. 390. Este radio es igual a  $1,22 \lambda f/D$ .

Todo aparato óptico tiene necesariamente un orificio de entrada: el objetivo. La difracción en el objetivo es una circunstancia inevitable, y cualquier punto luminoso se extenderá, formando un circulito brillante, en el plano focal. La dimensión angular de este esparcimiento es igual a  $1,22 \lambda/D$ , de modo que sus dimensiones lineales en el plano focal serán  $1,22 \lambda f/D$ . Aquí  $f$  y  $D$  tienen respectivamente el sentido de distancia focal y de diámetro del objetivo. Para el microscopio sólo da esta fórmula el orden de magnitud, porque el objeto se encuentra cerca del objetivo y el haz de rayos no puede considerarse paralelo. Pero ahora no vamos a entrar en detalles, ya que únicamente nos interesan las valoraciones cualitativas.

Si los dos puntos luminosos, que se observan al microscopio, están tan cerca que los discos brillantes de sus imágenes tienen sus centros más próximos entre sí que una distancia igual al radio del disco, estos dos puntos no pueden verse separados.

En las observaciones microscópicas la resolución lineal es igual a  $1,22 \lambda f/D$ . Y como la relación de la distancia focal al diámetro del objetivo no puede hacerse considerablemente menor que la unidad, el microscopio da la posibilidad de ver dos puntos que se hallen a una distancia del orden de la longitud de onda. Por lo tanto, cuando para la observación se utiliza luz ordinaria (cuya longitud de onda es de cerca de  $0,5 \mu\text{m}$ ), en el objeto es imposible distinguir detalles que tengan centésimas de micra.

Pero, ¿qué aumento útil proporciona el microscopio óptico? Supongamos que cierta imagen se observa por medio de un ocular, se fotografía, se vuelve a observar por el ocular y así sucesivamente. Está claro que por este procedimiento puede alcanzarse un aumento tan grande como se desee. Pero este aumento perderá todo sentido una vez que en la fotografía obtenida puedan distinguirse a simple vista los puntos de máxima resolución. Por consiguiente, si una fotografía obtenida en un microscopio óptico se aumenta hasta un grado tal, que a una micra le corresponda  $0,5$ — $1$  mm, se habrá alcanzado el límite del aumento útil. Como vemos, para este microscopio el aumento útil máximo se encuentra aproximadamente entre  $1$  y  $2$  mil.

En el párrafo siguiente veremos que el rayo electrónico posee las propiedades de una onda cuya longitud viene expresada por la fórmula

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

donde  $h$  es la constante de Planck;  $m$ , la masa y  $v$ , la velocidad del electrón. Cuando la tensión es de 50 000 V, la longitud de onda es igual a 0,05 Å. Pero la distancia entre los átomos es mayor que 1 Å. Por lo tanto, las posibilidades límites del microscopio electrónico no están ligadas al poder resolutivo.

Los cálculos demuestran que la construcción del microscopio electrónico permite en principio alcanzar un poder separador de 2—3 Å. En la actualidad se consigue obtener en ciertos casos una resolución de 5—8 Å, es decir, un aumento útil de hasta un millón de veces.

¿Cuál es la estructura del microscopio electrónico? La óptica luminosa y la electrónica tienen mucho de común. En los aparatos electrono-ópticos nos encontramos siempre con los mismos elementos y los mismos principios estructurales que vemos en los aparatos ópticos ordinarios. La diferencia principal (que, sin embargo, no tiene carácter esencial) consiste en que las lentes electrono-ópticas son dispositivos cuyo «índice de refracción» varía de un modo continuo, ya que los campos eléctricos o magnéticos varían en ellas, no a saltos (como el índice de refracción en el límite de una lente de vidrio), sino continuamente. El esquema del microscopio se muestra en la fig. 197; 1 es el proyector de electrones; 2, la lente condensadora; 3, el objeto; 4, el objetivo; 5, la imagen intermedia; 6, la lente proyectora; 7, la imagen final, y 8, la ventanilla de observación. Si se desea observar la imagen a simple vista, en lugar de la placa fotográfica puede colocarse una pantalla fluorescente. Las dimensiones del microscopio electrónico son mucho mayores que las del óptico. Ocupa un espacio considerablemente mayor, consume tensión eléctrica y cuesta bastante más caro. Pero todo esto se compensa por su enorme poder resolutivo.

El microscopio electrónico, cuyo esquema reproduce la figura, funciona con lentes magnéticas. Para eliminar los choques de los electrones con las moléculas del aire, en el sistema se hace un vacío suficientemente alto, del orden de  $10^{-6}$  mm de la columna de mer-

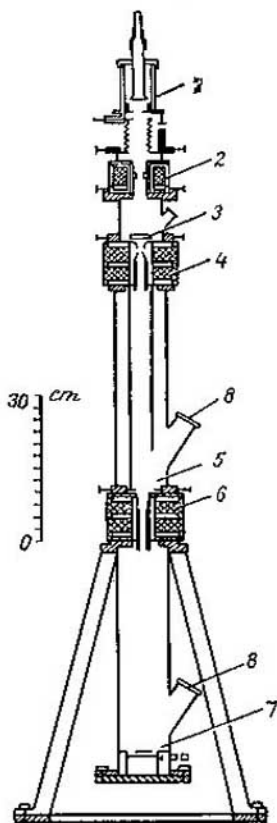


FIG. 197.

curio. El cañón electrónico genera un haz de electrones cuya energía corresponde a 50 000 V. Por lo tanto, la instalación debe tener un transformador de alto voltaje que eleve la tensión de la red hasta el valor indicado.

Existen diversos procedimientos para observar un objeto valiéndose de un rayo electrónico. Los electrones son absorbidos muy intensamente por la sustancia. Por esto, si se desea observar un objeto «a trasluz», su espesor debe medir fracciones de micra. Al pasar a través de una capa delgada de sustancia, los electrones se dispersan de distinto modo en los diferentes puntos del objeto. Este fenómeno se aprovecha para observar el objeto. Existen dos sistemas de visión electrónica, ambos se muestran en la fig. 198. Pueden dejarse pasar sólo aquellos rayos electrónicos que atraviesan la sustancia sin dispersarse, y retener los rayos dispersados en un diafragma (fig. 198, a). En este caso los puntos más brillantes

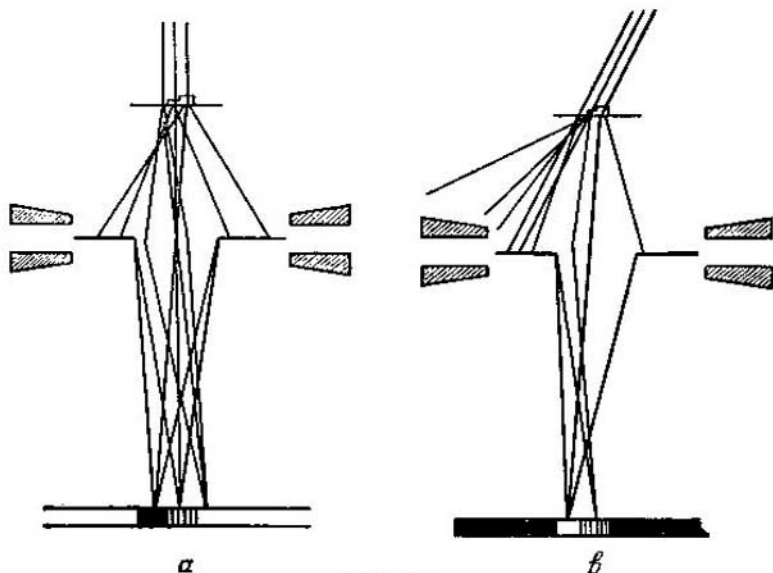


FIG. 198.

de la imagen serán las partes de la sustancia que no dispersan a los electrones (incluyendo en ellos los puntos en que el espesor de la capa es pequeño). Y al contrario, parecerán oscuras las partes del objeto que dispersan intensamente a los rayos electrónicos. El segundo procedimiento es el inverso al primero (fig. 198, b). El objeto se coloca formando ángulo con el eje del microscopio y a las lentes sólo se dirigen los electrones dispersados. Está claro que la

relación entre los campos oscuros y claros de la imagen será ahora inversa a la del caso anterior.

La observación de los objetos en el microscopio electrónico se efectúa generalmente depositándolos sobre sustratos o membranas soporte cuyo espesor es de cerca de  $0,01 \mu m$ . Este sustrato se prepara como sigue. Sobre la superficie del agua se vierte una gotita

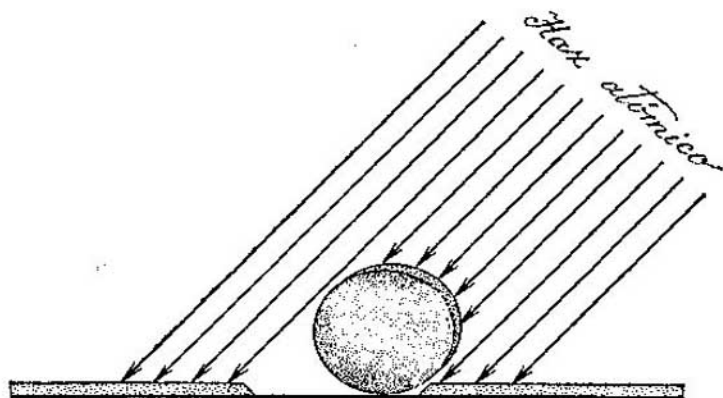


FIG. 199.

de solución de colodión en acetato de amilo. La gota se extiende por el agua formando una película delgada que, después de evaporarse el acetato de amilo, adquiere suficiente resistencia. Se hace un bucle de alambre delgado y con él se levanta la película cogiéndola por debajo; el soporte para el objeto está preparado. Cuando el sustrato se observa bajo el haz directo, parecerá brillante. Cuando el rayo incida oblicuamente, la membrana soporte parecerá oscura.

Si los objetos a observar dispersan débilmente los electrones, se verán mal sobre fondo común. Para aumentar el contraste se recurre a la pulverización de diversos metales sobre dichos objetos. El sustrato con el objeto depositado se somete a un flujo de átomos de metal (obtenido por vaporización del metal en vacío). La pulverización se lleva a cabo en ángulo oblicuo con respecto a la película soporte (fig. 199). Preparada de este modo, la muestra se sombrea. Al observarla a los rayos electrónicos aparece una imagen extraordinariamente clara, ya que los electrones sólo son dispersados por aquellas partes del objeto sobre las cuales se depositaron los átomos del metal. En la fig. 200 puede verse el aspecto que ofrece la microfotografía electrónica del virus de la gripe.

La observación de objetos sobre sustrato tiene una importancia especial para la biología y la medicina. Las bacterias se sacan, con

el soporte de la muestra, del medio en que se sospecha que existen. Son fáciles de estudiar las partículas que se pueden obtener en estado de suspensión, para poder sacarlas con el soporte.

Cuando se trata de observar la superficie de un cuerpo sólido hay que recurrir a otros procedimientos completamente distintos.

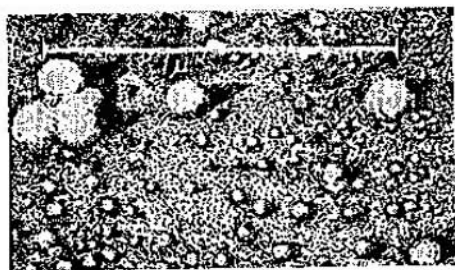


FIG. 200.

En algunos casos se puede hacer que el sólido sea emisor de electrones. Si es así, haciendo pasar este haz por las lentes, puede observarse la superficie. Pero en una serie de casos este procedimiento es inaplicable: porque la emisión es pequeña, la muestra no debe calentarse, etc. Entonces se utiliza el método de la réplica. Sobre la superficie del objeto se deposita una capa delgada de una sustancia que después se separa de él y se observa al trasluz en el microscopio electrónico. La experiencia demuestra que las capas que forman diversas sustancias (orgánicas, metálicas, o el cuarzo) constituyen una copia exacta (réplica) de la superficie que se estudia. La fig. 201 reproduce la microfotografía de la superficie de un vidrio esmerilado obtenida por este procedimiento. El método de las réplicas exige una experimentación meticulosa. La separación de la capa depositada es un problema difícil. Uno de los procedimientos posibles para resolverlo es disolver el objeto conservando la película.



FIG. 201.

### § 171. *Proyectores electrónicos e iónicos*

En la actualidad se consigue ver con el microscopio electrónico, en el mejor de los casos, las moléculas grandes, en forma de manchas o puntos aislados. No obstante, existe la posibilidad de lograr mucho más, concretamente, de observar la forma de las moléculas y de ver el cuadro de su nube electrónica. Esto se ha conseguido por medio de microproyectores especiales.

La fig. 202 reproduce el esquema de un microproyector electrónico-iónico <sup>\*)</sup>. Consiste en una ampolla de vidrio, de la cual se ha extraído el aire hasta alcanzar un vacío de  $10^{-9}$  mm de la columna de mercurio, en la cual se han introducido unos electrodos. El cátodo se hace en forma de punta con un radio de redondeo muy pequeño. La forma del cátodo permite crear junto a él un campo del

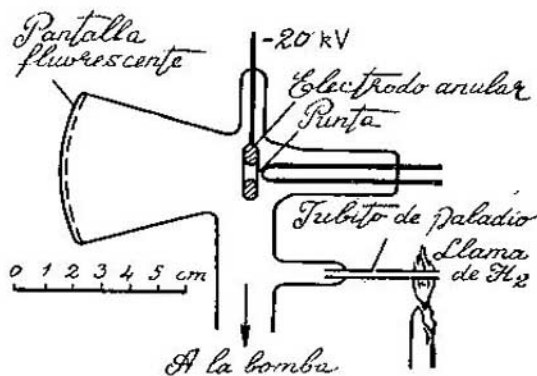


FIG. 202.

orden de  $10^7$  V/cm. En presencia de este campo, del cátodo frío comienzan a desprenderse electrones, los cuales salen lanzados formando un flujo radial. Si en la trayectoria del flujo se encuentra un obstáculo, en la pantalla fluorescente (o en la placa fotográfica) aparece una imagen en sombra. Si el objeto se halla en la superficie de la punta, el aumento será igual a la relación entre la distancia desde la punta hasta la pantalla y el radio de redondeo de la punta. Con procedimientos especiales se consigue obtener radios de redondeo menores de 200 Å.

Si sobre la punta se depositan moléculas de cualquier sustancia, sus imágenes pueden verse en la pantalla. Esto se ha conseguido hacer con moléculas de ftalocianina que miden cerca de 15 Å. En la pantalla se ve claramente la forma de la molécula, su estructura característica en cuatro pétalos y las condensaciones y enrarecimientos de la densidad electrónica.

Aunque este procedimiento no se puede considerar practicable, en las condiciones normales de laboratorio, con todos los objetos, difícil es sobrestimar la posibilidad de lograr un aumento útil de más de un millón de veces.

<sup>\*)</sup> Se conoce también con el nombre de microscopio de emisión de campo o de campo iónico (N. del T.).



No obstante, el poder separador puede elevarse aún en un orden de magnitud, a la vez que se aumenta la nitidez de la imagen, si, empleando este mismo principio, se observan los objetos sustituyendo el haz electrónico por un haz iónico. La estructura del proyector de iones no difiere esencialmente del esquema del proyector de electrones. A la punta se le comunica un potencial positivo y, cuando los campos son grandes ( $10^8$  V/cm), se pueden desprender de ella iones. Para esto hay que practicar previamente, o durante el funcionamiento del proyector, la adsorción de los átomos o moléculas que se encuentran en la superficie de la punta. (En el aparato que muestra la fig. 202 se inyecta en la ampolla, por medio de un tubito de paladio, una pequeña cantidad de moléculas de hidrógeno). En cuanto los átomos (moléculas) neutros ocupan un sitio en la superficie de la punta, ceden su electrón y se dirigen a la pantalla en forma de iones positivos.

Con un proyector iónico de este tipo se ha conseguido ya obtener la imagen de la propia punta de volframio. La imagen aparece porque la adsorción de los átomos tiene lugar en determinados puntos del cristal de volframio. En la imagen obtenida se ven los períodos de la red, es decir, la resolución llega a 2—3 Å.

### § 172. Tubo de rayos catódicos

El tubo de rayos catódicos es un dispositivo que ha alcanzado gran difusión y que es elemento imprescindible del televisor, del radar y del oscilógrafo. El principio básico del tubo de rayos catódicos lo vamos a explicar poniendo el ejemplo de uno muy simple

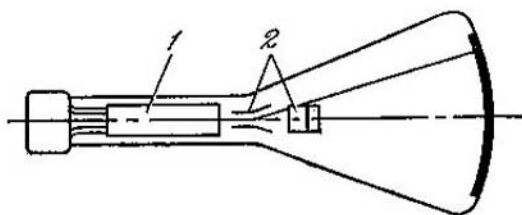


FIG. 203.

(fig. 203), formado por un cañón electrónico 1 y dos condensadores 2 que desvían el rayo electrónico en dos direcciones perpendiculares entre sí.

Veamos cómo funciona el tubo de rayos catódicos cuando se utiliza para registrar procesos que transcurren rápidamente. Si a los condensadores no se les aplica tensión, el rayo electrónico irá a lo

largo del eje del aparato y creará un punto en la pantalla luminiscente. Supongamos que al par horizontal de placas del condensador se le aplica una tensión variable (de frecuencia mayor que 20 Hz). En este caso, al compás de las variaciones del campo, oscilará el rayo electrónico en dirección vertical. Y como la masa de los electrones es insignificante, esta oscilación se realizará prácticamente sin inercia \*). El movimiento del rayo no se ve, porque el ojo no tiene tiempo de seguir al punto luminoso y porque la pantalla posee luminiscencia residual.

Ahora entra en función el segundo par de placas, que produce la llamada «exploración de tiempo». A este par de placas se le aplica una tensión en diente de sierra. Como este par produce la desviación horizontal del rayo, podemos suponer que esta tensión hace que el punto luminoso se mueva uniformemente de izquierda a derecha. Al llegar al extremo de la pantalla, el punto luminoso retornará de un salto a la posición de partida y el proceso se repetirá. Existe la posibilidad de aplicarle a las placas tensiones en diente de sierra de distinta frecuencia y, de este modo, darle una escala de tiempos más diversa al desplazamiento horizontal del haz.

Si a las placas que producen la desviación horizontal del rayo se conecta la exploración de tiempo, y a las placas que producen la desviación vertical se aplica la tensión que se estudia, el rayo trazará la curva de la tensión en función del tiempo, puesto que la coordenada horizontal del punto luminoso es proporcional al tiempo, contado a partir de un instante arbitrario.

Es eficiente en particular el empleo del oscilógrafo para observar los procesos periódicos. Siempre se consigue elegir la exploración de tiempo de tal modo, que la figura que crea el rayo en un recorrido de izquierda a derecha coincide con la que genera en el segundo y en los demás barridos. Cuando el período de exploración queda establecido, en el oscilógrafo se ve una curva inmóvil que da el valor de la tensión, en función del tiempo, para cualquier intervalo de tiempo (menor que un período o igual a varios períodos).

Para crear la tensión en diente de sierra se utiliza un proceso autooscilatorio muy parecido al del baño basculante que describimos en la pág. 105. La carrera del rayo de izquierda a derecha se origina por el proceso continuo y uniforme de carga de un condensador \*\*). A las bornas del condensador se conecta un tubo de descarga. Mientras la diferencia de potencial en el tubo es menor

\*) El carácter no inercial de las oscilaciones del rayo viene determinado por la velocidad axial del movimiento de los electrones. Por esta razón, cuando se trata de registrar procesos muy rápidos, se utilizan oscilógrafos de alta tensión.

\*\*\*) El condensador se carga y se descarga de acuerdo con una ley exponencial. Pero utilizando un pequeño trozo del exponente, estos procesos pueden hacerse muy aproximados a los lineales.

que la tensión de encendido, su presencia no influye en la carga del condensador. Pero en cuanto el potencial alcanza su valor crítico, se produce una descarga rápida del condensador y el proceso comienza de nuevo. Las oscilaciones en diente de sierra deben estar sincronizadas con el proceso periódico que se analiza.

El tubo de rayos catódicos puede hacerse más complejo colocando un modulador entre el cátodo y el ánodo. Este modulador consiste en un cilindro metálico con una de sus bases cerrada por un diafragma. El diafragma tiene un orificio cuyas dimensiones son aproximadamente iguales a las del cátodo. Comunicándole al modulador un potencial negativo, tenemos la posibilidad de variar la intensidad del haz. Con una tensión determinada (tensión de bloqueo), el rayo se apagará por completo; esto puede hacerse, por ejemplo, durante el retorno del rayo. Por este procedimiento se bloquea el rayo mientras retrocede durante la exploración.

Si en la pantalla se quieren observar simultáneamente dos magnitudes variables, el tubo de rayos catódicos se provee de un conmutador electrónico que periódicamente permuta el dispositivo de desviación ya al circuito medidor de una magnitud ya al de otra. Con este fin se han construido oscilógrafos de doble haz. Estos aparatos tienen un tubo catódico provisto de dos proyectores, independientes, de electrones y de dos sistemas de desviación. Este tipo de oscilógrafo posee también dos amplificadores, independientes, de las tensiones que se analizan y dos generadores de oscilaciones en diente de sierra.

Tiene gran importancia la pantalla luminiscente que se elija para el tubo catódico. Hay pantallas cuya luminiscencia residual dura mucho tiempo; sin embargo, para otros fines se necesitan pantallas en las cuales la luminiscencia desaparezca inmediatamente después de desconectarse el rayo.

Cuando hay que registrar procesos impulsivos instantáneos, el oscilógrafo electrónico se equipa con un dispositivo fotográfico cuyo obturador se sincroniza con la exploración, de modo que saque la fotografía de la pantalla en el instante preciso.

### § 173. Espectrógrafo de masas

De la ecuación fundamental del movimiento de una partícula con carga

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = e \left( \mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \mathbf{B}] \right)$$

se deduce evidentemente que su trayectoria viene determinada por la razón de la carga a la masa  $e/m$ . Por esto, el análisis de la des-

viación de una partícula en los campos eléctrico y magnético puede utilizarse para hallar  $e/m$ . Como la velocidad inicial del movimiento de la partícula no se conoce,  $e/m$  no puede hallarse midiendo la desviación sólo en un campo eléctrico o sólo en un campo magnético. En efecto, considerando las fórmulas generales que dedujimos en el § 167 para las desviaciones en los campos eléctrico y magnético, vemos que la trayectoria se determina por unos coeficientes, en los

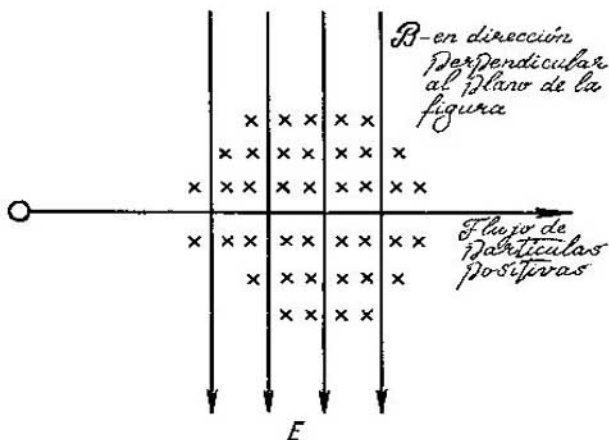


FIG. 204.

que figura  $e/m$ , y por la velocidad inicial. El problema se resuelve aprovechando las desviaciones de una misma partícula tanto en un campo magnético como en un campo eléctrico.

En el caso más simple basta equilibrar la desviación eléctrica con la magnética. Para esto hay que situar los campos como indica la fig. 204. Las partículas con carga no se desviarán si se cumple la condición  $eE = \frac{1}{c} evH$ . De este experimento se obtiene la velocidad de la partícula. Después puede utilizarse sólo la desviación eléctrica o sólo la desviación magnética; por el valor de la desviación de la trayectoria rectilínea se puede calcular  $e/m$ .

Las medidas de  $e/m$  tienen gran importancia en la física atómica como medio para determinar la masa de las partículas (si se conoce la carga). Esta importancia es aún mayor cuando se trata de mediciones de las masas de los iones. El aparato en el cual un haz de partículas se divide por masas y la composición de las partículas por masas puede analizarse, se llama *espectrógrafo de masas*.

El esquema de este aparato puede verse en la fig. 205. Su idea, propuesta por F. W. Aston, consiste en lo siguiente. En el campo

eléctrico de un condensador entran partículas con velocidades distintas. Destaquemos mentalmente un grupo de partículas que tengan las mismas  $e/m$ . El flujo de estas partículas llega al campo eléctrico y se desintegra: las partículas rápidas se desvían menos en el campo eléctrico, las lentas, más. El abanico formado por estas partículas entra ahora en un campo magnético perpendicular al dibujo.

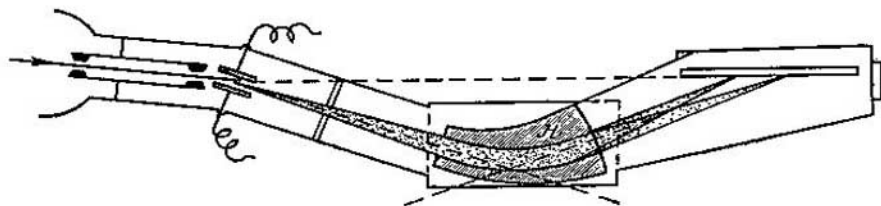


FIG. 205.

Este campo está conectado de modo que desvíe las partículas en sentido contrario. Aquí también se desvían menos las partículas rápidas, y más, las lentas. De aquí se deduce que en un punto determinado, que se hallará fuera del campo, el haz de partículas iguales que destacamos mentalmente volverá a reunirse, es decir, se enfocará.

Las partículas que tengan otros valores de  $e/m$  también se reunirán en un punto, pero este punto será otro. Los cálculos demuestran que los focos, para todos los valores de  $e/m$ , se encuentran bastante próximos a cierta recta. Si a lo largo de esta recta se coloca una placa fotográfica, las partículas de cada tipo se revelan en una raya separada.

Si el espectrógrafo de masas está construido con gran meticulosidad, su poder separador será bastante grande y con él se podrá descubrir la presencia de isótopos muy próximos. A primera vista puede parecer que esto no tiene importancia, porque las masas de los isótopos difieren por lo menos en una unidad de peso atómico. Pero en una unidad se diferencian los isótopos de un mismo elemento químico, en cambio, la diferencia de masa de los isótopos de elementos distintos (por ejemplo,  $S^{32}$  y  $Ar^{36}$ ) puede ser muy insignificante. Además, tiene mucha importancia poder determinar la masa de los iones complejos. Problemas de este tipo se plantean, por ejemplo, cuando se analizan químicamente mezclas de gases. En este caso puede resultar que partículas diferentes tienen masas cuyos valores se aproximan mucho, como, por ejemplo, el  $C^{12}H_2$  y el  $N^{14}$  o el  $N^{14}H_2$ , y el  $O^{16}$ , etc. Todos estos problemas se resuelven eficazmente con el espectrógrafo de masas.

§ 174. *Aceleradores de partículas cargadas*

En realidad son también aceleradores de partículas con carga las lámparas electrónicas, los tubos de rayos X y los cañones electrónicos. No obstante, se reserva este término para designar las instalaciones en que se crean flujos de partículas cargadas (electrones, protones, deuterones, etc.) que se mueven con velocidades próximas a la de la luz; estos flujos se utilizan para actuar sobre la sustancia. Los fines de esta acción pueden ser muy diversos: el estudio de las transformaciones nucleares, la creación de isótopos radiactivos, fines médicos, acciones químicas, etc. El papel que desempeñan los aceleradores en la ciencia moderna es extraordinariamente importante.

Está claro que una partícula se puede acelerar hasta energías cualesquiera haciéndola pasar sucesivamente por campos aceleradores. Sin embargo, para crear partículas con energías de decenas de millares de electrón-voltios se necesitan trayectos del orden de muchos centímetros. La física moderna tiende a obtener flujos de partículas con energías de decenas de millares de millones de electrón-voltios. Los aceleradores lineales que harían falta para conseguir este fin deberían tener una longitud de decenas de kilómetros. Un acelerador lineal de enorme longitud fue construido en Stanford (EE.UU.). A pesar de sus ventajas parciales, esta solución frontal del problema no puede considerarse óptima.

La idea fundamental que dio origen a la construcción de aceleradores basados en el principio circular pertenece a E.O. Lawrence. En una misma instalación se auna la aceleración de las partículas por un campo eléctrico y su retorno repetido al mismo intervalo acelerador por medio de un campo magnético. Los primeros aceleradores basados en esta idea recibieron el nombre de *ciclotrones*.

El esquema del ciclotrón se muestra en la fig. 206. Para formarnos una idea de la cámara de aceleración, figurémonos una caja de bombones redonda y plana, cortada por su diámetro. Las dos mitades *A* y *B* de la gran caja metálica (que se llaman «des» por la forma *D* que tienen) constituyen la parte fundamental de la cámara de aceleración. Las des se someten a un campo eléctrico alterno de período *T* determinado. Todo este sistema se encuentra entre los polos de un electroimán que crea dentro de la caja un intenso campo magnético constante perpendicular a su base.

La intensidad del campo magnético se elige de acuerdo con el período establecido para la variación de la tensión eléctrica. Concretamente, el valor de la intensidad del campo debe ser tal, que el período de rotación de dicho campo (que se elige, como ya sabemos, por la fórmula  $T = \frac{2\pi mc}{He}$ ) sea igual al período de la variación

del campo eléctrico. Si se cumplen estas condiciones, las partículas que llegan a la cámara de aceleración son arrastradas por los campos y emprenden un movimiento espiral acelerado de período  $T$  constante. En efecto, la partícula que cae en el intervalo entre las des recibe aceleración, recorre una semicircunferencia en el campo

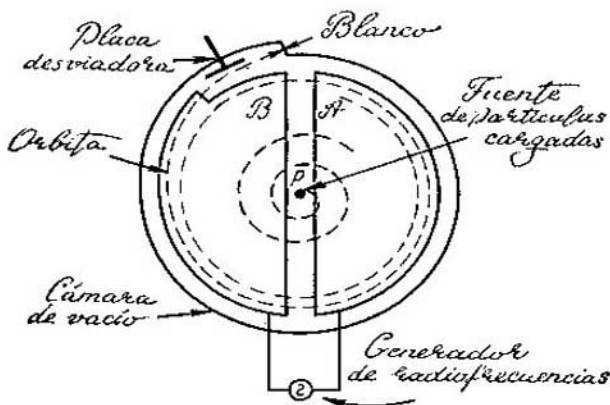


FIG. 206.

magnético y llega al intervalo acelerador precisamente en el instante en que la fase de la tensión varía en  $180^\circ$ ; la partícula vuelve a acelerarse en la misma dirección y entra en la segunda de donde recorre una semicircunferencia de radio creciente. El proceso se repite, la velocidad de la partícula sigue aumentando y, finalmente, la dejamos salir del ciclotrón.

Las posibilidades del ciclotrón son limitadas. Esto se explica por el hecho de que, a medida que aumenta la velocidad de la partícula, crece también su masa y, por consiguiente, varía el período de revolución en el campo magnético. Este período comienza a aumentar y la partícula empieza a retrasarse, es decir, llega al intervalo de aceleración en un instante en que la fase de la tensión varió ya no en  $180^\circ$ , sino en una magnitud mayor. Este retraso se va incrementando y llega un momento en que el campo eléctrico no sólo no arrastra a las partículas, sino que las frena. Los cálculos demuestran que la energía límite que el ciclotrón puede comunicarle a una partícula con carga viene expresada por la fórmula  $2\sqrt{ev_0 mc^2/\pi}$ , lo que para los protones da 22 millones de electrón-voltios (22 MeV) y para las partículas  $\alpha$ , una magnitud tres veces mayor. Para alcanzar energías mayores hay que buscar otros caminos.

## § 175. Autoestabilización en fase

Nuevas ideas en la rama de los aceleradores fueron propuestas por V. I. Veksler (URSS) y E. M. Millan (EE.UU.) en 1944 y 1945 respectivamente. Estas ideas consisten en lo siguiente. Si se presta atención a la fórmula del período de revolución de la partícula en el campo, vemos que el aumento de la masa puede compensarse con un incremento del campo magnético. Si esta compensación fuera posible, el período de rotación de la carga podría permanecer invariable.

Supongamos que mientras funciona el ciclotrón va aumentando la intensidad del campo magnético. Entre los millares de millones de partículas que se mueven en la cámara de aceleración, se encontrarán, indudablemente, algunas en que el incremento de la masa, debido al aumento de la velocidad, guarde tal proporción con el incremento del campo magnético, que su período de revolución permanezca invariable. Los cálculos han demostrado que, en estas condiciones, las demás partículas tampoco se saldrán del sincronismo, con la única diferencia, sin importancia en la práctica, de que su energía no aumentará monótonamente como la de las partículas «afortunadas», cuyo aumento de masa se compensa totalmente por el incremento del campo magnético, sino oscilando en torno al valor de la energía de dichas partículas.

El radio de la órbita de las partículas «afortunadas» concuerda con el valor de la energía, en esto consiste su «suerte». Supongamos ahora que existe una partícula cuya energía es mayor que la correspondiente a un radio dado. En este caso, debido al incremento excesivo de su masa, la partícula se retardará. Por el contrario, si la partícula no tiene suficiente energía, el incremento de su masa será insuficiente y la partícula se acelerará con respecto a sus vecinas del mismo radio. De aquí se deduce que el fenómeno del incremento de la masa con la velocidad permite a las partículas regular independientemente la velocidad de su movimiento y elegir las fases de la tensión aptas para corregir este movimiento. De aquí el término de «autoestabilización en fase» \*).

De este modo resulta posible, en principio, el aumento ilimitado de la velocidad de las partículas que se mueven en el ciclotrón, si la intensidad del campo magnético se incrementa suavemente. La aceleración de las partículas en los dispositivos de este tipo tiene que producirse por el método de impulsos. Cuando el campo crece, el dispositivo funciona; el ciclo inverso se efectúa en vacío.

Este procedimiento no es el único que existe para conseguir la autoestabilización en fase. Hay otro principio que consiste en variar

\*) En la literatura extranjera suele llamarse «estabilidad de fase». (N. del T.)



lentamente el período de la tensión eléctrica. La idea es la misma: el aumento de la masa de la partícula con carga implica un incremento del período de revolución en el campo magnético; a este incremento debe adaptarse la variación correspondiente del régimen del campo eléctrico variable. El acelerador en el cual aumenta lentamente el período de la tensión eléctrica se llama *fasotró*n (*sincrociclotró*n). La trayectoria que sigue una partícula en el fasotrón es una espiral plana. Cuanto mayor sea el radio de la espiral, tanto mayor será la energía alcanzada por las partículas. De este modo, el incremento de la energía va ligado al aumento del área de la cámara de aceleración que se encuentra en el campo magnético.

De los aceleradores que existen de este tipo, el más potente es el fasotrón de la Academia de Ciencias de la URSS, cuyo imán pesa 7000 t. Este fasotrón proporciona un haz de protones de 680 MeV de energía.

Los fasotrones se ven limitados por energías del orden de unos cientos de MeV; mayores elevaciones de sus posibilidades conducirían a aumentos inadmisibles del peso del electroimán. Las partículas con energías de millares de millones de electrón-voltios (GeV) se consiguen en el sincrofasotrón.

### § 176. Sincrofasotrón. Sincrotrón

El sincrofasotrón tiene ya poco de común con el ciclotrón. El sincrofasotrón acelera las partículas en una órbita circular. Esto reduce considerablemente el volumen del campo magnético. En este caso podemos, por así decirlo, cortar toda la parte central del electroimán. La cantidad de metal que se emplea en éste disminuye notablemente. El electroimán del sincrofasotrón de 10 GeV, de la Academia de Ciencias de la URSS, pesa 36 000 t. Un fasotrón, para esta misma energía, requeriría cerca de 1 millón de toneladas de metal.

Para acelerar una partícula en una órbita de radio constante hay que cambiar, de un modo completamente coordinado, el período del campo eléctrico acelerador y la intensidad del campo magnético. El dispositivo deberá funcionar por el método de impulsos. Cada impulso consistirá en incrementar el campo magnético y disminuir el período de la tensión eléctrica aceleradora.

Cuando se da el radio de la órbita, la relación uniforme entre la intensidad del campo y la velocidad viene expresada por la fórmula

$$H = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \frac{c}{er}$$

y la relación entre el periodo de revolución y la velocidad, por la fórmula

$$T = \frac{2\pi r}{v} .$$

Si estas condiciones se cumplen, cierta partícula «afortunada» adquirirá velocidad monótonamente.

Las condiciones para la autoestabilización en fase también se dan aquí. Por esto, las demás partículas, aunque no describan una órbita circular, seguirán una trayectoria que oscilará en torno a esta órbita y participarán del incremento sincrónico de la velocidad. Las oscilaciones alrededor de la órbita circular media obligan a hacer bastante ancho el paso para las partículas con carga. Se trabaja intensamente en la búsqueda de procedimientos para estrechar este paso, lo que conducirá a una disminución del peso del metal necesario y permitirá alcanzar energías aún mayores de las partículas.

Hasta ahora nos hemos referido a los aceleradores que se utilizan para las partículas pesadas. Los aceleradores de electrones poseen una serie de particularidades.

En el año 1941 se construyó ya un acelerador de electrones que recibió el nombre de *betatrón*. Este dispositivo funciona según el principio de un transformador cuyo devanado primario es el de un electroimán, y el «devanado» secundario es un haz de electrones que gira siguiendo un círculo de radio constante. En otras palabras, los electrones se mueven siguiendo una línea de fuerza anular del campo eléctrico rotacional que crea el flujo magnético variable.

A primera vista parece que esta aceleración puede continuar indefinidamente. El aumento de la masa con la velocidad no impone limitación alguna, ya que en este fenómeno no se necesita ningún sincronismo. No obstante, el betatrón también tiene unas posibilidades limitadas. Es el caso que, cuando las energías alcanzan decenas y centenares de MeV, se dejan sentir las pérdidas por radiación, puesto que el electrón que se mueve con aceleración emite ondas electromagnéticas. A consecuencia de la radiación, la trayectoria de los electrones deja de ser circular para convertirse en espiral arrollada hacia dentro, y la aceleración se hace imposible. Cuando se necesitan electrones con energías de 20—50 MeV, los betatrones pueden utilizarse eficazmente. Pero si se desea obtener electrones con energías mayores, hay que recurrir a los *sincrotrones*, que son unos dispositivos cuya proposición data de 1946—1947.

El sincrotrón es semejante al fasontrón que hemos descrito antes, es decir, es un acelerador de resonancia. Al campo magnético del betatrón se le adiciona un campo eléctrico acelerador. El mecanismo de la aceleración se asegura con la autoestabilización en

fase. Pero el hecho de que se trate de las partículas más livianas — electrones —, simplifica la tarea del constructor. Esto se explica, porque con energías de 2—3 MeV la velocidad de los electrones se hace ya prácticamente igual a la de la luz. Si esto es así, un incremento mayor de la energía no influye en el radio de la trayectoria de los electrones. Esto da la posibilidad de hacer el electroimán en forma de anillo, como en el sincrofasotró. Sin embargo, la radiación se produce incluso cuando el electrón se mueve en el sincrotrón. ¿Qué puede hacerse para compensarla? Para compensar las pérdidas por radiación hay que aumentar la tensión aceleradora.

Cuando las energías son grandes, las pérdidas por radiación alcanzan cifras imponentes. En un acelerador de 300 MeV y con 1 m de radio de la órbita, el electrón emite en una vuelta 1000 eV de energía. Si construyéramos un sincrotrón de 10 GeV con 20 m de radio de la órbita, las pérdidas de energía en cada revolución alcanzarían 30 MeV.

La potencia de los aceleradores va aumentando de año en año. La necesidad de esto viene dictada por el deseo de obtener los niveles de energía de los bariones y mesones lo más detalladamente posible (véase el § 226a).

En los años cincuenta comenzaron a construirse sincrofasotrones de protones. Se puso en marcha uno de 28 GeV en Ginebra (del Consejo Europeo para la Investigación Nuclear, C.E.R.N.) y otro de 33 GeV en Brookhaven (E.E.UU.).

Uno de los aceleradores de partículas elementales más potentes del mundo es en la actualidad el sincrofasotró de protones de 76 GeV de Sérpujov (URSS).

Para dar una idea de la grandiosidad de estas máquinas bastará citar unos datos del acelerador de Sérpujov: el diámetro de su órbita es de 472 m, y el hierro del electroimán pesa 20 000 toneladas.

### § 177. Gas ionizado

Un átomo se puede transformar en ion, es decir, un electrón puede arrancarse del átomo, por procedimientos muy diversos. El choque con un electrón, con otro átomo o con una molécula, lo mismo que la absorción de un fotón, son procedimientos de transmisión de energía que pueden ocasionar la ionización de un átomo, si la cantidad de energía suministrada es suficiente para vencer las fuerzas de ligadura del electrón con el átomo. Para los distintos átomos y moléculas esta energía oscila entre los límites de 4—25 eV (véase también el § 193). Esto quiere decir, que un átomo puede ser ionizado por un electrón acelerado por una diferencia de potencial de 4—25 V. Está claro que una partícula cuya energía sea mayor será

capaz de transformar en iones tantos átomos o moléculas como le permitan sus reservas de energía. Un electrón acelerado en un potente acelerador es capaz de crear millones de pares de iones.

La ionización de un átomo consiste en arrancarle un electrón; la ionización de una molécula también puede reducirse al desprendimiento de un electrón, pero en otros casos la molécula se divide en dos grandes iones al ionizarse. Por lo tanto, la ionización crea no sólo electrones e iones positivos, sino que puede ocasionar también la formación de iones negativos. Pero los iones negativos se producen también por la unión de un electrón libre a un átomo neutro. Resulta (véase el § 196) que, desde el punto de vista energético, este último proceso es conveniente.

Los procesos de ionización que tienen lugar en los sólidos se estudiarán detenidamente en el § 258. Aquí nos interesa el problema de la ionización únicamente como procedimiento para crear un flujo de iones. Desde este punto de vista sólo ofrece interés la ionización de los gases. Si queremos obtener un flujo de iones de una sustancia que en condiciones normales se encuentra en estado sólido o líquido, hay que vaporizarla.

Consideremos la ionización de un gas por un flujo de partículas cualesquiera. Si la fuente de ionización se elimina, comenzarán a reunirse (recombinarse) las partículas, con carga positiva y negativa, en átomos o moléculas neutros. Como en la recombinación se encuentra un par de partículas, es natural que la velocidad de recombinación sea proporcional al cuadrado del número de iones  $n$  que haya en la unidad de volumen. Si  $\Delta n$  es el número de iones que, en la unidad de tiempo, se transforma en partículas neutras en la unidad de volumen,  $\Delta n = \gamma n^2$ , donde  $\gamma$  es un coeficiente cuyo valor es del orden de  $10^{-6} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  para la mayoría de los gases en condiciones normales. Cuando el ionizador actúa constantemente, entre los procesos de ionización y recombinación deberá establecerse un equilibrio. Supongamos que el ionizador crea, en la unidad de tiempo,  $N$  pares de iones en la unidad de volumen. Al principio el número de iones que haya en el gas irá aumentando, pero como la recombinación se producirá cada vez con más frecuencia (proporcionalmente al cuadrado del número de pares de iones existente), el incremento de la cantidad de iones cesará cuando  $N = \Delta n$ , es decir, cuando sea  $N = \gamma n^2$ . Si el gas ionizado llena cierto volumen y si el movimiento caótico de las partículas del gas es el predominante, este gas conductor de la electricidad, formado por partículas neutras y partículas con carga, se llama *plasma* (véase más adelante).

Un ejemplo importante de gas fuertemente ionizado es la ionosfera. El número de partículas con carga por unidad de volumen que hay en la ionosfera está sujeto a grandes oscilaciones diarias y anuales. Es sabido que estas oscilaciones influyen en la calidad

de las recepciones por radio. En 1 cm<sup>3</sup> de ionosfera hay  $\sim 10^6$  electrones e iones. El número total de partículas que hay en dicho volumen es  $\sim 10^8$ . Por lo tanto, el grado de ionización de la ionosfera es igual a  $\sim 1\%$ . El grado de ionización de los plasmas intensos que se forman en los diversos aparatos iónicos es de este mismo orden de magnitud.

### § 178. Descarga eléctrica en un gas

Los primeros conocimientos acerca de las partículas elementales con carga los obtuvieron los físicos al estudiar el paso de la corriente eléctrica a través de los gases (descarga eléctrica en un gas). En el circuito de la corriente se intercala un tubo de vidrio que contiene gas. La conexión se efectúa por medio de unos electrodos soldados en el vidrio. Para obtener una idea exhaustiva de este fenómeno hay que estudiarlo en diferentes gases, a presiones distintas y con diversas intensidades de campo.

El comportamiento de los distintos gases, en general, es el mismo. La diferencia de potenciales de ionización (véase el § 193) sólo hace que ciertos puntos críticos, de los que hablaremos más adelante, se produzcan con otras diferencias de potencial y presiones.

Veamos los fenómenos característicos de todo gas que ocurren cuando se aumenta la tensión que se aplica al tubo de descarga en gases. En un amplio intervalo de presiones, el comportamiento del gas es el que vamos a describir a continuación. Dejaremos a un lado únicamente aquellas pequeñas presiones con las cuales el recorrido libre de las moléculas se hace comparable con las dimensiones del tubo de descarga. Nuestras consideraciones tampoco se refieren a aquellas presiones tan grandes, que hacen que la densidad de los gases se aproxime a la de los líquidos, en los que no existe recorrido libre de las moléculas. El porqué de la importancia del recorrido libre de las partículas lo comprenderá ahora el lector.

Apliquémosle, pues, al tubo de descarga una tensión no muy grande. Si no existe ionizador, la corriente no pasará por el tubo. En presencia de un ionizador, en el gas habrá partículas con carga, es decir, iones y electrones. En este caso, cuando se aplica la tensión, las partículas son dirigidas por el campo hacia los electrodos. Este fenómeno se llama *conducción mantenida* del gas. La rapidez con que las partículas con carga se desplazan hacia los electrodos depende de muchas circunstancias y, ante todo, de la intensidad del campo y de la presión del gas.

Al movimiento ordenado del ion y del electrón debido a la acción de la fuerza eléctrica constante, se superpone el movimiento caótico térmico. La partícula acelerada por el campo eléctrico recorre una distancia pequeña. Este pequeño recorrido termina

inevitablemente en una colisión. Cuando las velocidades son pequeñas, estas colisiones se producen de acuerdo con la ley del choque elástico.

El recorrido libre medio viene determinado en primer lugar por la presión del gas. Cuanto mayor sea la presión, tanto menor será el recorrido libre y la velocidad media del movimiento ordenado de las partículas. La tensión aplicada al tubo de descarga actúa, como es natural, en sentido contrario, es decir, aumenta la velocidad media del movimiento ordenado de las partículas.

Como dijimos en el párrafo anterior, en un gas sometido a la acción de un ionizador se establece una determinada concentración de iones; en estado de equilibrio, el número de iones que se forman de nuevo por segundo es igual al número de los que se recombinan en este mismo tiempo. Al aplicar la tensión se infringe el equilibrio, porque una parte de los iones llega a los electrodos antes de poder recombinarse. A medida que se aumenta la tensión irá siendo cada vez mayor la parte de los iones creados en la unidad de tiempo que llegan a los electrodos, es decir, la corriente eléctrica que pasa por el gas, aumenta. Así continúan las cosas hasta que no queda tiempo para las recombinaciones y todos los iones producidos por el ionizador llegan a los electrodos. Está claro que, después de esto, si seguimos elevando la tensión no aumentará la corriente (corriente de saturación, representada por la parte horizontal de la curva de la fig. 207).



FIG. 207.

Cuanto menor sea la densidad del gas, tanto menores serán las intensidades del campo con que se consiga la corriente de saturación.

La intensidad de la corriente de saturación es igual a la carga de los iones que produce por segundo el ionizador en el volumen del tubo de descarga.

Si se sigue aumentando la tensión aparecen nuevos fenómenos. En cierto instante la velocidad de los electrones llega a ser suficiente para arrancar electrones de los átomos y de las moléculas neutros. En este caso la tensión debe alcanzar en el tubo un valor con el cual el electrón tenga tiempo de adquirir, en la longitud del recorrido libre, la energía suficiente para ionizar a una molécula.

La aparición de la ionización por choque se refleja en la curva de la corriente en función de la tensión: la corriente comienza a aumentar, puesto que el aumento de la tensión significa el incremento de la velocidad del movimiento del electrón. Pero el incremento

de la velocidad lleva consigo un crecimiento del poder ionizante del electrón y, por consiguiente, la creación de un número mayor de pares de iones y el aumento de la intensidad de la corriente.

En esta región de las tensiones, el paso de la corriente a través de los gases comienza a ir acompañado de fenómenos ópticos, el gas se ilumina. Efectivamente, si los choques con las partículas pueden ocasionar la ionización de un átomo y de una molécula, tanto más podrán dar lugar a fenómenos de excitación de partículas, es decir, al paso a niveles de energía más elevados. Al volver a un estado normal la molécula o el átomo emitirá un cuanto de luz. Aquí no nos detendremos en esta parte del problema, porque al estudio de la radiación de los átomos y moléculas excitados se dedicará bastante espacio en los caps. 28 y 29.

Si la energía del electrón supera en varias veces a la energía necesaria para ionizar una molécula, el paso de la corriente eléctrica a través del gas tomará un marcado carácter de avalancha. Un electrón cualquiera romperá un átomo, creando un ion y un electrón. Este electrón creado tendrá poder ionizante, y el electrón primario conservará aún energía suficiente para ionizar a otro ion. El proceso se irá ampliando y desde los puntos de ionización primaria se propagará hacia los electrodos una avalancha de cargas eléctricas: en cada capa sucesiva el número de pares de iones será mayor que en la precedente. Cuando las tensiones son más o menos altas, el incremento de esta avalancha se produce con una rapidez extraordinaria.

Los ionizadores secundarios del gas son los electrones, y no los iones. Estos últimos sólo adquieren la capacidad de ionizar a las moléculas del gas cuando las velocidades de movimiento son muy grandes; de ordinario no nos encontramos con estas velocidades. Si los iones no ionizan, al eliminarse el ionizador exterior cesará la descarga aunque el número de pares de iones creados por los choques sea centenares y millares de veces mayor que la ionización primaria. Cada avalancha debe comenzar por un primer electrón, y como los electrones se mueven hacia el ánodo, la descarga cesará, en ausencia del ionizador exterior, en cuanto todos los electrones lleguen al ánodo.

Este tipo de descargas mantenidas, bastante fuertes, posee la siguiente peculiaridad: a una tensión dada, la intensidad de la corriente eléctrica que pasa a través del gas es proporcional al número de iones primarios que crea el ionizador exterior en la unidad de tiempo. La razón de la intensidad de esta corriente «gasorreforzada» a la intensidad de la corriente de saturación, creada por la ionización primaria, puede llegar a ser de centenares y millares. Esta propiedad de la descarga se aprovecha para hacer los medidores de ionización o amplificadores proporcionales (véase la pág. 588).

La descarga eléctrica puede hacerse *automantenida*, es decir, que continuará después de eliminar el ionizador externo, únicamente en el caso en que los iones se conviertan en proveedores adicionales de partículas con carga. Esto siempre ocurre cuando las tensiones son muy elevadas, en cuyo caso, como ya indicamos antes, los iones pueden ionizar por choque a las moléculas del gas. En este caso los iones crearán cada vez más nuevos electrones, que a su vez son los focos iniciales de las avalanchas.

No obstante, la descarga automantenida puede producirse también cuando las tensiones son considerablemente menores si el cátodo del tubo de descarga se hace en forma de lámina. Esto se explica, porque los iones son capaces de arrancar electrones del cátodo frío. Si la velocidad del ion es suficiente para este proceso, la condición para que se produzca la descarga automantenida se puede enunciar así: la aparición de nuevos electrones en el cátodo debe, por lo menos, poder sustituir el funcionamiento del ionizador primario.

Hasta ahora nada hemos dicho del papel que desempeña la presión. Cuando las presiones son grandes, la columna de descarga se comprime y comienza la ionización térmica. La diferencia de presiones varía el cuadro de la distribución de la densidad de la corriente y, respectivamente, el carácter de la luminiscencia de la descarga en el gas. A presiones normales y más altas nos encontramos con diversos tipos de descargas, a saber: la descarga silenciosa, la descarga en arco y la descarga por chispas. En los gases enrarecidos se produce la llamada descarga luminiscente. ¿En qué condiciones se producen estas descargas y qué aspecto presentan?

Se llama descarga silenciosa la fuga de cargas de los condensadores o de otros cuerpos cargados sin que se produzca ruido ni luminiscencia. En las puntas de los conductores delgados y, en general, en todos los puntos en que tiene lugar una caída de potencial brusca y, por consiguiente, la intensidad del campo es grande, pueden producirse descargas silenciosas autónomas, llamadas descargas en escobilla y efecto corona.

A tensiones más altas se produce la descarga por chispas (perforación del gas). La tensión disruptiva sólo depende bastante rigurosamente del producto de la presión del gas por la distancia entre los electrodos. En el aire entre dos electrodos esféricos salta la chispa cuando la intensidad del campo es de 30 kV/cm (a presión normal). La longitud de la chispa puede utilizarse para medir las altas tensiones.

Un tipo particular de descarga es el que se observa en el arco voltaico. En la descarga en arco la densidad de la corriente es grande aunque la diferencia de potencial entre los electrodos sea pequeña. La peculiaridad de la descarga en arco, que de ordinario se crea



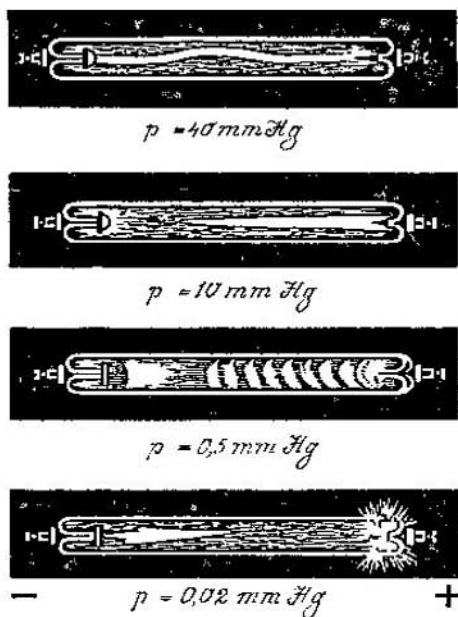


FIG. 208.

entre electrodos de carbón, es la temperatura extraordinariamente alta de dichos electrodos. Por esta razón, en el arco desempeña un gran papel la emisión termoiónica del cátodo.

La descarga luminiscente en gases enrarecidos ofrece un aspecto característico para cada presión. Cuando se tiene cierta experiencia, por el aspecto de la descarga se puede determinar con gran exactitud el grado del enrarecimiento. La forma de los distintos tipos de descarga en gas se muestra esquemáticamente en la fig. 208.

#### § 178a. Plasma

LA MATERIA EN ESTADO DE PLASMA. Un gas se puede hacer pasar al estado ionizado elevando su temperatura. La ionización

térmica de un gas empieza a una temperatura del orden de  $6000^{\circ}\text{C}$ . A esta temperatura, la energía media del movimiento de las moléculas,  $3/2 kT$ , se hace ya suficiente para que sean frecuentes las colisiones entre moléculas portadoras de la energía necesaria para arrancar un electrón o ionizarse de otro modo.

El grado de ionización depende de la temperatura y de la presión del gas. A medida que aumenta la presión disminuye la ionización.

A temperaturas del orden de decenas de millares de grados y mayores, el gas de átomos o moléculas neutros contenido en cierto volumen pasa a un nuevo estado que se llama *plasma*.

No es difícil calcular que a temperaturas de  $20\,000$ — $30\,000^{\circ}\text{C}$  el gas hidrógeno, por ejemplo, cuya densidad a la temperatura ambiente es la que corresponde a 1 mm de la columna de mercurio, resulta ionizado totalmente. En efecto, la energía media por grado de libertad a la temperatura de  $30\,000^{\circ}\text{C}$  es igual a  $\frac{1}{2}RT = 30$  calorías-kilogramo por mol. Esta energía es considerablemente mayor que la necesaria para ionizar el átomo de hidrógeno. De este modo, las colisiones térmicas convierten el gas neutro en una mezcla de

dos «gases», uno de protones y otro de electrones. Esto es precisamente el estado de plasma.

El plasma formado de otras sustancias puede tener una composición más compleja. En él puede haber electrones, núcleos desnudos y diversos tipos de iones. Está claro que el plasma contiene también una cantidad más o menos grande de partículas neutras. Pero a altas temperaturas este porcentaje es muy pequeño. En el ejemplo antes citado, a cada átomo neutro le corresponden  $2 \cdot 10^3$  protones con carga.

La materia existe en estado de plasma en las estrellas y en el Sol. La capa superior de la atmósfera, la llamada ionosfera, también es plasma.

La obtención de materia en estado de plasma por calentamiento de un recipiente, en las condiciones de la Tierra, se comprende que es imposible por falta de materiales refractarios. Sin embargo, valiéndose de campos magnéticos de formas especialmente elegidas, se consigue confinar en un volumen limitado incluso el plasma caliente.

Si todas las partículas del plasma intercambian libremente la energía, éste entra pronto en estado de equilibrio, es decir, la energía media de los electrones y de los iones será igual, a pesar de la gran diferencia que existe entre las masas de estas partículas. Los iones del plasma se mueven lentamente en comparación con los electrones. En una serie de cálculos puede considerarse incluso que están en reposo.

La rapidez con que se establece el equilibrio entre los distintos tipos de partículas puede oscilar desde fracciones insignificantes de segundo hasta un segundo en el caso del plasma caliente (del orden de  $10^8$  °K).

Un ejemplo de plasma que no está en equilibrio es el de la descarga en gas. Las fuentes externas transmiten energía, en primer lugar, a los electrones. Y el equilibrio de energías entre los electrones y los iones sólo se produce al cabo de un gran número de choques. Por esto, en la descarga en gas, la temperatura electrónica  $T_e$  es mucho mayor que la iónica  $T_i$ . En la descarga en arco,  $T_e$  es del orden de muchas decenas de millares de grados, y  $T_i$  es del orden de millares de grados.

Para dar una idea de cómo se comportan las partículas en el plasma, damos a continuación el resultado de unos cálculos sencillos tomados del libro de L. Artsimóvich, «Física elemental del plasma» \*).

En el plasma de hidrógeno de alta concentración ( $10^{14}$  iones por centímetro cúbico) se tiene, si el plasma es frío ( $T = 10^4$  °K), que el

\* ) Л. Арцимович, «Элементарная физика плазмы», Атомиздат, 1963

recorrido libre y el tiempo que tardan las partículas en recorrerlo son respectivamente

$$\lambda \approx 0,03 \text{ cm y } \tau \approx 4 \cdot 10^{-10} \text{ s.}$$

Y si el plasma es caliente ( $T = 10^8 \text{ }^\circ\text{K}$ ),

$$\lambda = 3 \cdot 10^6 \text{ cm y } \tau = 4 \cdot 10^{-11} \text{ s.}$$

Estos datos se refieren a los choques de electrones con iones.

Consideremos ahora el problema del campo eléctrico del plasma. Este campo varía mucho en el espacio y en el tiempo. No obstante puede calcularse el campo medio de un sistema que contenga igual número de iones que de electrones, situados a cierta distancia media  $l$  unos de otros. No es difícil comprender que, a causa del carácter neutro del plasma, su campo medio deberá ser igual, en orden de magnitud, al campo de una carga situada a la distancia  $l$  de él, es decir,  $E \approx en^2 l^2$ , donde  $n$  es la concentración. Por lo tanto, para el plasma de hidrógeno tomado antes como ejemplo,  $E \approx 4 \cdot 10^{-10} \cdot 2 \times 10^{24} \approx 1 \text{ u. CGS}$ . Este campo varía muy de prisa. Puede cambiar de signo en un tiempo del orden de la duración del recorrido libre y a una distancia del orden de la que hay entre las partículas.

Ya hemos hablado del carácter neutro del plasma. Esta propiedad es necesaria y se cumple rigurosamente a pesar del movimiento caótico de los electrones. Cuando la diferencia de las concentraciones  $n_i$  y  $n_e$  es grande, el campo eléctrico empieza a repeler lentamente las partículas que hay en exceso y a atraer partículas de otro signo. Este automatismo actúa con una exactitud enorme (que impide hasta desviaciones absolutamente insignificantes de la neutralidad) incluso en volúmenes pequeños cuyo radio sea mayor de  $\sqrt{T_e/n}$ , es decir, para el plasma de nuestro ejemplo, el radio debe ser mayor de  $10^{-5} - 10^{-6} \text{ cm}$ .

El plasma es fuente de ondas electromagnéticas cuyas longitudes se encuentran en un amplio intervalo. Como sabemos el frenado de un electrón genera un espectro continuo de ondas electromagnéticas (así se originan los rayos X) con frecuencias desde cero hasta  $E_{\text{máx}}/h$ , donde  $E_{\text{máx}}$  es la energía máxima del electrón. Para valorar el orden de magnitud de la longitud de onda de la radiación de frenado del plasma puede suponerse que  $E = kT_e$ . Entonces resulta que la radiación de frenado del plasma frío será visible e infrarroja, y la del plasma caliente, de rayos X.

Una fuente importante de radiación es la recombinación del protón (ion) con el electrón. En este caso es evidente que se emite un fotón, cuya energía es igual a la de ligadura de las partículas de signos contrarios.

Además de la radiación que tiene el mismo carácter para las diversas sustancias que se hallan en estado de plasma, el plasma emite

espectros de rayas característicos (cuyo origen se explicará en los §§ 199 y 203), ya que en su composición entran determinados átomos y moléculas excitados.

**EL PLASMA EN UN CAMPO MAGNÉTICO.** Cuando se aplica un campo magnético, las trayectorias de las partículas con carga adquieren una dirección. Cada partícula libre se moverá siguiendo una línea helicoidal arrollada al vector intensidad del campo magnético. Los desplazamientos transversales a las líneas de fuerza sólo se deben a la acción de las colisiones. Cuando la temperatura es alta y el campo intenso, la partícula con carga no puede abandonar la región del campo magnético.

La aplicación de un campo magnético al plasma hace que este último sea comprimido por la presión electrodinámica. En la fig. 208a se muestra el corte transversal de la columna de plasma

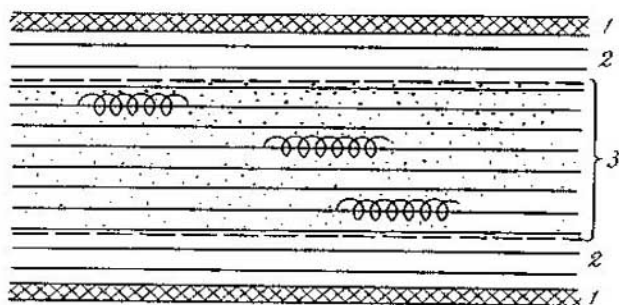


FIG. 208a.

(1 son las paredes de la cámara, 2 son vacíos, 3 es el plasma). La trayectoria de los electrones parece circular si se mira a lo largo del campo. Puede considerarse que, estas corrientes se componen y forman una corriente circular superficial.

Con esta disposición de la corriente y del campo, de acuerdo con lo expuesto en la pág. 285, se produce una fuerza dirigida hacia dentro de la columna. La presión lateral será igual, según el § 119, al valor de la densidad de la energía electromagnética, que en nuestro caso es  $H^2/(8\pi)$  (si se considera que la intensidad del campo dentro del plasma es anulada por los campos de las corrientes circulares). Esta presión equilibra la presión gaseosa del plasma, la cual, en ausencia del campo, haría que el plasma se expandiera inmediatamente.

En el efecto de la presión del campo magnético se basaron las esperanzas de poder refener durante largo tiempo el plasma caliente en estado concentrado. La importancia práctica de esta posibilidad

se hace evidente si nos formamos una idea acerca de las reacciones termonucleares. Como se indica en el § 218, temperaturas del orden de  $10^8$  °K, si pudieran conseguirse, harían posible la creación del reactor termonuclear con todas las consecuencias que de esto se deducen para la energética del futuro.

Cuando se produce una fuerte descarga en gas, la fuerza electrodinámica  $\frac{l}{c}\{d\mathbf{l}, \mathbf{H}\}$  hace que se forme un estrecho cordón de plasma separado de las paredes del tubo de descarga.

La ecuación  $p = H^2 / (8\pi)$  puede escribirse de la forma siguiente. Supongamos que las temperaturas iónica y electrónica son iguales entre sí, entonces

$$p = 2nkT.$$

Aquí  $n$  es la concentración de partículas. Admitiendo que el cordón tiene la forma de un cilindro de radio  $r_0$ , y considerando que se produce el efecto pelicular, podemos escribir para la intensidad del campo magnético en la superficie del cilindro la fórmula siguiente:

$$H = \frac{2I}{cr_0}.$$

Llamando  $N$  al número de electrones por unidad de longitud  $\pi r_0^2 n$ , obtenemos que

$$I^2 = 5,5 \cdot 10^{-14} NT;$$

esta fórmula da la intensidad de la corriente medida en amperios.

Si la presión inicial del hidrógeno era de 0,1 mm de la columna de mercurio, el radio del tubo tiene 10 cm y la intensidad de la corriente de descarga es de  $5 \cdot 10^5$  A, la temperatura del plasma resultará ser igual a 2 millones de grados.

PROBLEMAS DE LA ESTABILIDAD. La creación de un cordón de plasma estable o de una región de plasma de cualquier otra forma es un problema técnico muy complicado que aún no ha podido resolverse. Como resultado de las fluctuaciones pueden ocurrir deformaciones casuales del filamento.

A primera vista parecía que la creación de botellones magnéticos sin fugas no era una tarea demasiado difícil. Las teorías iniciales permitieron calcular la velocidad de difusión en diversos dispositivos. Los resultados de los cálculos eran bastante optimistas, pero la experiencia demostró que la velocidad de difusión de la columna de plasma es miles de veces mayor.

Durante los últimos diez años la teoría del comportamiento del plasma en el campo magnético ha alcanzado un gran desarrollo y las causas de las inestabilidades del plasma han quedado mucho más claras. Los esquemas y modelos de plasma con que operaba la

teoría inicial, que consideraba el plasma como un conjunto de dos líquidos, con carga positiva y negativa respectivamente (magneto-hidrodinámica), no daban una idea exacta de la complejidad de los procesos que se desarrollan en el plasma. Para comprender las complicaciones que hay que introducir en la teoría, examinaremos unos ejemplos de inestabilidades que no tenía en cuenta la magneto-hidrodinámica.

En una descarga débilmente ionizada, del tipo que se da frecuentemente en las lámparas fluorescentes ordinarias, cuando se aplica un campo magnético paralelo al eléctrico, los cordones de plasma toman forma helicoidal. Hasta que los campos tienen 1000 Gs,

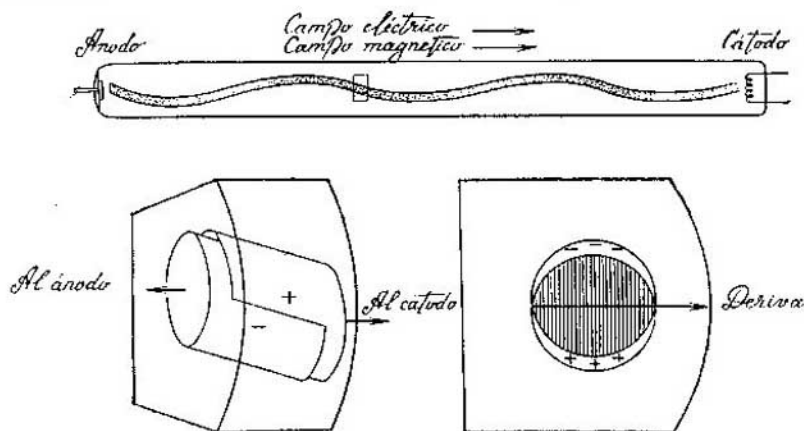


FIG. 208b.

la difusión del plasma hacia las paredes se somete a reglas sencillas. Pero cuando el campo aumenta se producen fuertes oscilaciones del cordón de plasma y comienza una difusión anómala.

Las causas de este fenómeno son las siguientes. Figurémonos que una parte del cordón helicoidal se ha hecho más densa (en el dibujo superior de la fig. 208b se señala con un rectángulo). El campo eléctrico exterior tenderá a disipar esta condensación, por lo que la componente iónica de esta parte del cordón se desplazará hacia el ánodo, mientras que la electrónica lo hará hacia el cátodo (véase el dibujo de la izquierda de la fig. 208b). Pero como la parte considerada tiene forma helicoidal, el desplazamiento longitudinal de las componentes negativa y positiva da lugar a que en la sección transversal de dicha parte del cordón los iones positivos resulten desviados con respecto a los electrones (véase el dibujo de la derecha de la fig. 208b). Aparece un campo eléctrico transversal y la corres-

pondiente corriente. Todos estos sucesos se desarrollan dentro del campo magnético longitudinal. Por esto, en dirección perpendicular a los campos empieza a actuar la fuerza de Lorentz. Si observamos atentamente la forma geométrica de este efecto, resulta que la fuerza actúa sobre la parte «externa», es decir, de modo que la hélice se esparce, y en fin de cuentas, entra en contacto con las paredes del recipiente.

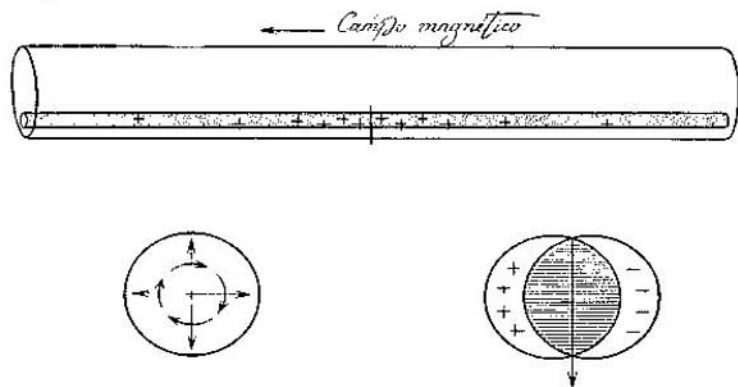


FIG. 208c.

Otro mecanismo de inestabilidad que ocasiona fugas de los botellones magnéticos es el que sigue. Supongamos que en la columna de plasma se forma un cordón cuya densidad es mayor que la media (fig. 208c, dibujo superior). Admitamos que este filamento, que se forma en virtud de las fluctuaciones, tiene la longitud  $l$  y dura un tiempo  $t$ . Los hechos que describimos ahora se producen en el caso en que la velocidad térmica de los iones es mucho menor que  $l/t$ , y la velocidad térmica de los electrones es mucho mayor que  $l/t$ . Está claro que estas condiciones se cumplen sin dificultad. Demostremos ahora que ocasiona el esparcimiento del plasma.

Si se crea una región de densidad más elevada, es inevitable el gradiente de presión que inicia el proceso de disipación. Los electrones se mueven rápidamente, mientras los iones permanecen prácticamente en reposo. Por esta razón, la parte media de la región adquiere carga positiva. El campo eléctrico que se produce debe, en fin de cuentas, equilibrar al gradiente de presión.

Consideremos ahora la sección transversal de la región (fig. 208c, dibujo de la izquierda). Está claro que la carga positiva concentrada en su centro será origen de un campo eléctrico radial. Todas las partículas del plasma se mueven en cada instante en un campo eléctrico y otro magnético cruzados. Al movimiento helicoidal

alrededor de la línea de fuerza magnética se superpone el desplazamiento de Lorentz transversal a las líneas del campo eléctrico. En la proyección aparece un movimiento circular.

A la inestabilidad del cordón nos lleva la circunstancia de que la velocidad de deriva en un campo eléctrico no uniforme es menor para los iones que para los electrones (fig. 208c, dibujo de la derecha).

Si un electrón y un ion (tomemos un protón, por ejemplo) se hallan en equilibrio térmico, entre sus radios de rotación alrededor de las líneas de fuerza magnéticas  $R_e$  y  $R_p$  existirá la relación 1 : 40. En efecto (véase la pág. 475),

$$R = \frac{m v c}{e B}; \quad R_e : R_p = \frac{m_e v_e}{m_p v_p}$$

Pero cuando existe equilibrio térmico,  $m_e v_e^2 = m_p v_p^2$ , es decir,

$$\frac{v_e}{v_p} = \sqrt{\frac{m_p}{m_e}}, \text{ y por lo tanto, } \frac{R_e}{R_p} = \sqrt{\frac{m_e}{R m_p}} \approx \frac{1}{40}.$$

Si el campo eléctrico que se superpone al magnético es uniforme, el radio  $R$  no influye en la velocidad de deriva. Esta velocidad es, claro está, proporcional al campo eléctrico. Si el campo eléctrico no es uniforme, el movimiento de la partícula será variado, es decir, más rápido en la región del campo más intenso y más lento en la del campo menos intenso.

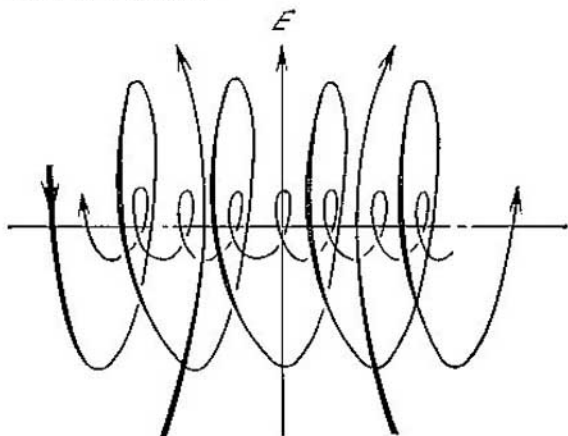


FIG. 208d.

Comparemos ahora el comportamiento de un electrón y de un ion que se muevan en dirección transversal a las líneas de fuerza eléctricas de un campo no uniforme. Supongamos que el eje de la trayectoria helicoidal se proyecta sobre la región en que el campo eléctrico es más intenso (fig. 208 d). El radio del ion es 40 veces



mayor; por esto, al arrollarse alrededor de la línea de fuerza magnética, tiene que pasar por regiones en que los campos eléctricos son más débiles. Por consiguiente, la fuerza eléctrica que provoca la deriva será, en promedio, menor para el ion.

Volvamos a ocuparnos de la inestabilidad del plasma debida a la formación casual de un cordón denso pequeño. Ya hemos demostrado que en la sección transversal de esta región se produce una deriva circular de las partículas. Ahora sabemos que los iones se moverán más despacio. Si la densidad del plasma fuera uniforme, esta circunstancia no se apreciaría. Pero cuando la densidad no es uniforme, la deriva circular, lenta para los iones y rápida para los electrones, hace que en la deriva desde los puntos de alta densidad a los puntos de densidad inferior se desplacen principalmente los electrones y, al contrario, que en la deriva desde los puntos menos densos a los más densos, hacia estos últimos vengan más iones.

La densidad de la columna de plasma es necesariamente no uniforme por la sencilla razón de que tiene límites.

De este modo, la densidad decrece desde el eje de la columna hacia las paredes laterales. Esto significa que la deriva de los iones y electrones, en la región de fluctuaciones que estamos estudiando tan detenidamente, ocasiona la separación de las cargas en una sección transversal (véase el dibujo de la derecha de la fig. 208c). Se crea un campo eléctrico más, que se muestra en la fig. 208c, a la izquierda. Este campo eléctrico, junto con el campo magnético, crea una fuerza de Lorentz que actúa en dirección hacia el exterior. Así, pues, las regiones densas de fluctuación se desplazan automáticamente desde el eje de la columna de plasma hacia sus paredes (arriba). La lucha contra esta inestabilidad universal del plasma, que lo destruye en unas pequeñas fracciones de segundo, es un problema extremadamente difícil.

Este problema que se le plantea a la técnica es el de crear una «reacción», es decir, construir una estructura tal, que haga que las fluctuaciones casuales provoquen fuerzas que tiendan a anularlas. No obstante, hasta ahora no está claro cómo conseguir esto.

## 27

### PROPIEDADES ONDULATORIAS DE LAS MICROPARTÍCULAS

#### § 179. Difracción de los electrones

En la fig. 209 pueden verse las figuras de dispersión de los rayos X y de los haces electrónicos por una misma sustancia.

La completa semejanza de estas figuras demuestra que en el caso de los electrones se produce también el fenómeno de la difracción. Partiendo de un espectrograma de rayos X (roentgenograma) y valiéndose de la ecuación  $n\lambda = 2d \sin \theta$  se puede, conociendo la longitud de onda  $\lambda$ , hallar el valor de las distancias entre planos (véase

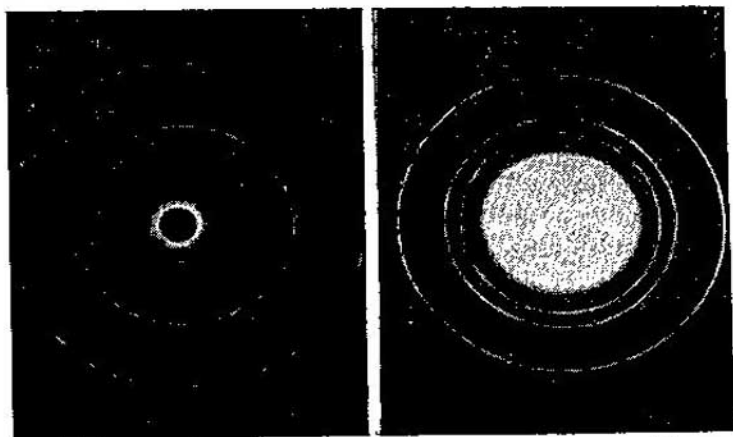


FIG. 209.

la pág. 410). Midiendo en un electronograma los ángulos  $\theta$  de todos los anillos y aprovechando los valores de  $d$  hallados por el espectrograma de rayos X, se puede calcular  $\lambda$ . Los cálculos con respecto a todos los anillos dan un mismo valor. Con esto se demuestra que la figura procede de la difracción y que es posible equiparar un haz de electrones a una onda de longitud determinada.

Para obtener una figura de este tipo hay que interponer en la trayectoria del haz electrónico una película delgada de la sustancia. Los electrones son absorbidos intensamente por la sustancia y sólo pasan a través de películas cuyo espesor es del orden de  $10^{-5}$  cm. Los electronogramas se obtienen en los electronógrafos, que son aparatos parecidos a un microscopio electrónico. Para obtener electronogramas de difracción puede emplearse también dicho microscopio. Para esto lo único que hay que hacer es quitar la lente.

El fenómeno de la difracción de los electrones se aplica con los mismos fines que la difracción de los rayos X. La electronografía tiene una serie de ventajas sobre la roengenografía. La primera de ellas es que las exposiciones son más cortas. La sustancia dispersa con mucha más eficacia los electrones que los rayos X. Un electronograma se puede obtener en unos segundos e incluso en fracciones de segundo, mientras que para conseguir un espectrograma de rayos X se necesitan minutos y hasta horas.

Como los haces electrónicos no penetran considerablemente en la sustancia, la electronografía es un procedimiento cómodo de analizar la estructura de las superficies. La electronografía permite también estudiar la disposición de los átomos en los cristales, aunque sólo en aquellos casos en que la estructura no es complicada.

Pero a nosotros nos interesa no la aplicación de la electronografía, sino el propio hecho de la difracción de los electrones. Volviendo a ella, nos planteamos la pregunta más importante: ¿qué longitud de onda tiene un haz de electrones? A esta pregunta da respuesta la experiencia. Cambiando la tensión aceleradora  $U$ , variamos la longitud de onda, resultando  $\lambda$  inversamente proporcional a  $\sqrt{U}$ , a saber:

$$\lambda \approx \frac{12,25}{\sqrt{U}},$$

si  $\lambda$  se expresa en  $\text{Å}$  y  $U$  en voltios.

Ya en el año 1924, antes de descubrirse la difracción de los electrones, Louis de Broglie propuso una hipótesis audaz: consideró que el comportamiento dual del campo electromagnético, que se manifiesta no sólo en forma de ondas de frecuencia  $\nu$  y longitud  $\lambda$ , sino también en forma de partículas, fotones de energía  $E=h\nu$  e impulso  $p=\frac{h\nu}{c}=\frac{h}{\lambda}$ , debe extenderse a las partículas de la materia. Los experimentos de difracción de los electrones confirmaron esta hipótesis. La fórmula de la longitud de onda de los electrones

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

valiéndose de la relación  $mv^2/2=eU$ , de donde  $v=\sqrt{2eU/m}$ , puede reducirse inmediatamente a la forma

$$\lambda = \frac{\text{const}^*}{\sqrt{U}}, \quad \text{donde } \text{const}^* = \frac{h}{\sqrt{2em}}.$$

Tomando los valores de  $e$ ,  $m$  y  $h$  en el sistema CGS y el de  $U$  en voltios, se obtiene el valor de la constante que hemos dado antes. Esto demuestra indiscutiblemente que la hipótesis de De Broglie es correcta.

Las longitudes de onda de los electrones para distintos valores de los potenciales aceleradores, calculadas por la fórmula que acabamos de dar son:

$U$ (V)	1	100	1000
$\lambda$ (Å)	12,25	1,22	0,39

Como la difracción en un cristal sólo es posible cuando el orden de magnitud de la longitud de onda es igual al período de la red cristalina ( $\sim 1 \text{ Å}$ ), está claro que sólo podrán difractarse en el cristal los electrones que posean una energía del orden de centenares de electrón-voltios.

§ 180. Ideas fundamentales de la mecánica  
cuántica

Quedamos, pues, en que un haz de electrones puede comportarse como una onda de longitud  $\lambda = h/p$ . ¿Es típico este comportamiento del conjunto de un gran número de electrones, o las propiedades ondulatorias son peculiares de un electrón aislado? Para responder a esta pregunta se pueden comparar los electronogramas obtenidos de un haz de electrones intenso y de otro débil. En uno de los experimentos realizados fue tan débil el haz, que el intervalo medio de tiempo transcurrido entre dos pasos sucesivos de un electrón a través del sistema difractante fue 30 000 veces mayor que el tiempo empleado por un electrón en recorrer la distancia desde el filamento incandescente hasta la placa fotográfica. No obstante, la figura de difracción no difería en absoluto de otro electronograma obtenido con un haz  $10^7$  veces más intenso. Estas experiencias demuestran que la naturaleza ondulatoria es propia de cada electrón por separado. De este modo, lo que se dijo en las págs. 453—454 acerca del fotón, es también correcto para el electrón. El electrón no se comporta como una bola o como un garbanzo. Su comportamiento no puede definirse por medio de las ecuaciones de la mecánica de Newton. Del estudio del comportamiento de las micropartículas se ocupa la *mecánica cuántica*.

El comportamiento dual del electrón no es una peculiaridad de esta partícula precisamente. Este comportamiento es característico de cualquier micropartícula. Puede observarse, por ejemplo, la difracción de los neutrones. También se ha observado la difracción de los átomos de helio y de las moléculas de hidrógeno. Como veremos más adelante, las propiedades ondulatorias van pasando a segundo plano a medida que aumenta la masa de las partículas. Pero de esto hablaremos después. Llamemos  $\psi$  a la amplitud de la onda equiparada con una micropartícula de masa  $m$ . Esta amplitud, como la de una onda de cualquier naturaleza, es función de las coordenadas. La función  $\psi(x, y, z)$  («función psi») debe satisfacer la ecuación de onda (véase la pág. 360)

$$\Delta\psi + \frac{4\pi}{\lambda^2} \psi = 0.$$

Sustituyamos en esta ecuación la longitud de onda de la micropartícula  $\lambda = h/(mv)$ , expresando la velocidad de la partícula por medio de su energía. Si la partícula se mueve en un campo cuya energía potencial sea  $U$  y posee una energía total  $\mathcal{E}$ .

$$\frac{mv^2}{2} = \mathcal{E} - U \quad \text{y} \quad v = \sqrt{\frac{2}{m}(\mathcal{E} - U)}.$$

Haciendo la sustitución en la ecuación de onda, obtenemos

$$\Delta\psi + \frac{8\pi^2m}{h^2} (\mathcal{E} - U) \psi = 0.$$

Esta es la *ecuación de Schrödinger*, que constituye la ley fundamental de la mecánica cuántica. La sustitución que hemos hecho en la función de onda no es en modo alguno la deducción de la ley fundamental de la mecánica cuántica. Esta sustitución debe considerarse únicamente como una ilustración de la conjetura que condujo al descubrimiento de esta ecuación.

Lo mismo que la ley fundamental del movimiento de Newton, la ecuación de Schrödinger es una ley de la naturaleza que abarca, como veremos después, un amplio círculo de fenómenos \*).

Esta ecuación diferencial permite en principio hallar la amplitud de la onda  $\psi(x, y, z)$  equiparable con la micropartícula en todos los puntos del espacio que se considere.

¿Cómo se puede comprobar que la ecuación de Schrödinger es correcta? Esto puede hacerse por medio de la afirmación fundamental de la teoría: la intensidad de la onda  $\psi$ , en cada punto del espacio, es decir, el valor de  $\psi^2$ , es la densidad de la probabilidad \*\*)

de que el electrón se encuentre en este punto del espacio. En cuanto a la amplitud de la onda  $\psi$  (análogamente a los vectores de intensidad de la onda electromagnética), no se mide en el experimento.

La definición de la partícula por medio de la función  $\psi$  no es procedimiento incompleto o imperfecto de definir su movimiento. Sería erróneo pensar que únicamente en virtud de las peculiaridades de la mecánica cuántica hallamos sólo la probabilidad  $\psi^2(x, y, z)$  de que la partícula esté en el punto dado del espacio, pero que es posible otra teoría mejor, mediante la cual se podrá hallar la trayectoria de la partícula e indicar con certeza el punto en que se encuentra. Esta descripción cierta del movimiento de la partícula, determinando su trayectoria, es imposible por la sencilla razón de que la micropartícula no se comporta como un cuerpo macroscópico. La micropartícula no es una partícula en el sentido clásico de esta palabra.

Vamos a repetir la descripción del experimento con las dos rendijas que utilizamos al considerar el comportamiento dual del fotón.

\*) Aquí hemos simplificado el cuadro, puesto que no se ha tenido en cuenta la dependencia de  $\psi$  respecto del tiempo. La ecuación de Schrödinger completa toma en consideración esta dependencia.

\*\*\*) O sea, la probabilidad de que la partícula se halle en un volumen pequeño, dividida por la magnitud de dicho volumen.

Supongamos que un haz de electrones incide sobre una pantalla con dos rendijas. Se produce la difracción. Fijemos nuestra atención en un punto de la pantalla, por ejemplo, aquel en que la interferencia anuló la onda. Si sólo se abre una rendija, hasta este punto llegarán electrones. Si se abren las dos, no llegarán. Este hecho no se puede explicar por las acciones colectivas de los electrones.

Si se insiste en que el electrón se comporta como una partícula clásica, hay que admitir que el electrón que pasa por una de las dos rendijas «sabe» que la otra rendija está abierta o cerrada y, de acuerdo con esto, varía su comportamiento. Como es lógico, tenemos que llegar a la conclusión de que el electrón no es una partícula clásica. Cada electrón posee propiedades ondulatorias, y el concepto de trayectoria no es completamente inaplicable en su caso. Por esta razón, preguntar por cuál de las rendijas pasó el electrón en el experimento en que ambas estaban abiertas, carece de sentido. Esta pregunta sólo es correcta cuando se trata de una partícula «ordinaria», pero no lo es si nos referimos a una micropartícula.

¿Quiere esto decir que carecen de sentido todos los razonamientos acerca de la velocidad y de las coordenadas de las micropartículas? A esta pregunta da respuesta el llamado principio de incertidumbre establecido por el físico alemán Werner Heisenberg.

### § 181. Principio de incertidumbre

Este principio indica entre qué límites puede utilizarse la definición clásica de micropartícula.

LÍMITES DE APLICACIÓN DEL CONCEPTO DE TRAYECTORIA. Supongamos que se desea determinar la coordenada de una micropartícula en cierto punto  $x$  y que esto logramos hacerlo con una exactitud  $\Delta x$ . Para poder «ver» la partícula habrá que utilizar un «microscopio» que funcione con una luz cuya longitud de onda sea suficientemente corta, ya que cuanto menor sea  $\lambda$ , tanto mayor será el poder separador. En principio podemos hacer  $\Delta x$  tan pequeño como se desee, para esto bastará tomar  $\lambda$  más corta, para que  $\Delta x$  sea del mismo orden que la longitud de onda:  $\Delta x \approx \lambda$ .

Pero una longitud de onda pequeña implica un impulso grande,  $p = h/\lambda$ , del fotón. Este impulso se transmitirá a la partícula que «se observa al microscopio». La partícula recibirá un «capirotazo» y su impulso variará en una magnitud  $\Delta p$  del orden de  $h/\lambda$ . Si se disminuye  $\lambda$ , disminuirá la incertidumbre en la coordenada  $\Delta x$ , pero aumentará la incertidumbre en nuestros conocimientos de  $\Delta p$ . Eliminando  $\lambda$  de las dos relaciones  $\Delta x \approx \lambda$  y  $\Delta p = h/\lambda$ , obtenemos la ecuación

$$\Delta x \cdot \Delta p \approx h,$$

que es la expresión del *principio de incertidumbre*. Este principio indica que la descripción de la trayectoria de una micropartícula sólo tiene sentido físico en el caso en que esté determinada con unas incertidumbres en los valores de las coordenadas y del impulso a lo largo de una misma dirección que satisfaga la desigualdad

$$\Delta x \cdot \Delta p > h.$$

Esta notable relación establece los límites de aplicación de la terminología de la física clásica a la micropartícula.

Sustituyendo el impulso  $p$  por el producto  $mv$  (lo que es correcto para velocidades que no se aproximen demasiado a la velocidad de la luz), obtenemos la condición

$$\Delta x \cdot \Delta v > \frac{h}{m},$$

que liga las incertidumbres en la coordenada y en la velocidad a lo largo del eje  $x$ . El segundo miembro de esta relación tendrá órdenes de magnitud completamente distintos en dependencia de si nos referimos a un electrón, a un átomo, a una molécula o a una pelota de tenis.

Para el electrón

$$\frac{h}{m} \approx 7 \text{ cm}^2/\text{s}$$

y, por lo tanto, las incertidumbres en la coordenada y en la velocidad están ligadas por la relación

$$\Delta x \cdot \Delta v > 7.$$

El electrón se encuentra dentro de un átomo (cuya dimensión es  $10^{-8}$  cm). ¿Puede definirse el movimiento del electrón en el átomo como si aquél fuera una partícula «ordinaria»? Aplicando el principio de incertidumbre hallamos que  $\Delta v \approx 10^9$  cm/s. Por consiguiente, los razonamientos acerca de la velocidad del electrón atómico sólo pueden tener un carácter muy general. Carecen de contenido los conceptos de trayectoria del electrón en el átomo, de camino de transición del electrón de un estado de energía a otro (véase más adelante), etc. Resumiendo, en el electrón de un átomo se notan muy poco los indicios de partícula «ordinaria».

Pero supongamos ahora que un electrón entra en la cámara de niebla y que, con medios poco exactos, queremos seguir la trayectoria con una precisión del orden de décimas de milímetro. Si el espesor de la traza de la partícula es  $\Delta x = 10^{-2}$  cm, por la relación de incertidumbre  $\Delta v \approx 7$  m/s; esta será la incertidumbre en la componente transversal de la velocidad. Si el electrón marcha, por ejemplo, con la velocidad de 1 km/s (y tanto más si se trata de un electrón rápido), la incertidumbre del orden que hemos señalado no

desempeña ningún papel y la trayectoria del electrón adquiere sentido. Del mismo modo podemos considerar la trayectoria del rayo electrónico en el microscopio, o la de los electrones en el tubo catódico, sin entrar por esto en contradicción con la representación «clásica».

Los protones, los neutrones, los núcleos atómicos y los átomos poseen una masa millares de veces mayor. La posibilidad de considerar estas partículas desde el punto de vista clásico es algo más amplia. Así, por ejemplo, para una partícula  $\alpha$ , cuya masa es aproximadamente 7000 veces mayor que la del electrón,

$$\Delta x \cdot \Delta v > 10^{-3}.$$

¿Puede preguntarse por qué punto de un átomo pasará la trayectoria de la partícula  $\alpha$  que penetra en la sustancia? Si queremos trazar la trayectoria con una exactitud de  $10^{-9}$  cm, disponemos de datos acerca de la componente transversal de la velocidad con una incertidumbre de  $10^6$  cm/s = 10 km/s. Para una partícula  $\alpha$  rápida (20 000 km/s) esta incertidumbre es insignificante y, por lo tanto, puede hablarse de si la trayectoria de la partícula  $\alpha$  atraviesa el átomo lejos de su centro.

Sin embargo carece de sentido hablar de las trayectorias de los protones y de los neutrones en los núcleos, ya que la dimensión del núcleo es  $\sim 10^{-13}$  cm.

Cuando se trata ya de una molécula grande, por ejemplo, de una de albumina con peso molecular del orden de  $10^6$ , el principio de incertidumbre pierde su importancia. Para esta molécula el producto  $\Delta x \cdot \Delta v > 10^{-7}$  y de la trayectoria de la molécula puede hablarse sin vacilar con suficientes detalles. Incluso puede seguirse el movimiento térmico caótico de dicha molécula, cuya velocidad media será del orden de 1 m/s, y trazar la trayectoria de su centro de gravedad con una exactitud del orden de 1 Å.

Ni que decir tiene que incluso para las partículas de polvo, que se ven al microscopio, ya no tiene importancia práctica el principio de indeterminación.

POSIBILIDADES DE MEDIR SIMULTÁNEAMENTE DOS MAGNITUDES FÍSICAS. No debe pensarse que la imposibilidad de determinar la trayectoria de una partícula se debe a cierta imperfección de la medida y que en el futuro la física resolverá este problema. El hecho de que carezca de sentido dar con exactitud ideal un par determinado de magnitudes físicas es una peculiaridad de las micropartículas. La diferencia entre las micropartículas y las partículas ordinarias se manifiesta en que los métodos de definición del comportamiento de la partícula «ordinaria» se hacen inaplicables a las micropartículas. El dar simultáneamente la definición



de la coordenada y del impulso sólo tiene sentido cuando se trata de una partícula clásica.

El principio de incertidumbre tiene un significado más amplio que el de simple procedimiento de determinar aproximadamente la posibilidad o imposibilidad de construir la trayectoria de una partícula. Siendo parte orgánica del formalismo matemático de la mecánica cuántica, el principio de incertidumbre permite determinar si es posible medir simultáneamente dos magnitudes físicas cualesquiera, y no sólo las coordenadas y el impulso.

En primer lugar vamos a precisar el principio de incertidumbre con respecto a la coordenada y el impulso. Debe recordarse que una partícula tiene tres coordenadas y que el vector impulso posee tres componentes. En vez de una relación, como hemos considerado antes, hay que plantear tres, a saber:

$$\Delta x \cdot \Delta p_x > h; \quad \Delta y \cdot \Delta p_y > h; \quad \Delta z \cdot \Delta p_z > h.$$

La mecánica cuántica estudia también el problema acerca de la posibilidad de definir (dar) simultáneamente todas las coordenadas sobre los distintos ejes y todas las componentes del impulso. El dar simultáneamente las coordenadas o las tres componentes del impulso resulta ser posible (es decir, tiene sentido). ¿Por qué subrayamos esta circunstancia? Al parecer siempre se pueden determinar simultáneamente las tres componentes de cualquier vector. Pero un estudio determinado demuestra que esto no es así. De ejemplo de vector cuyas tres componentes no pueden ser definidas simultáneamente sirve el impulso rotacional (momento de la cantidad de movimiento o momento de impulsión) de una partícula.

Supongamos que la partícula gira alrededor de cierto eje con el impulso de rotación  $L$ . Este movimiento puede considerarse como el conjunto de tres rotaciones, alrededor de tres ejes perpendiculares entre sí, cuyos momentos de rotación sean  $L_x$ ,  $L_y$  y  $L_z$ . Si se trata de una partícula «ordinaria», está claro que pueden determinarse por separado las tres componentes del impulso de rotación, puesto que se puede seguir la trayectoria de la partícula. Pero para una micropartícula es imposible hacer esta determinación, y el dar simultáneamente las tres componentes del impulso de rotación no tiene sentido. En efecto, supongamos por un instante lo contrario: se conocen las tres componentes del impulso de rotación. Si esto es así, con las tres componentes se puede construir el vector resultante del impulso de rotación. Hecho esto, queda determinado el plano en que se mueve la partícula. Pero si se conoce este plano, conoceremos también exactamente la coordenada de la partícula a lo largo del eje de rotación y al mismo tiempo advertimos que la velocidad del movimiento de traslación a lo largo del eje de rotación

es nulo. Esto contradice el principio de incertidumbre que relaciona la coordenada con el impulso.

Por lo tanto, para una micropartícula es característica la imposibilidad de que sean determinadas simultáneamente las tres componentes de su impulso de rotación. ¿Qué datos relativos a la rotación pueden darse simultáneamente? El principio de incertidumbre responde a esta pregunta del modo siguiente: cualquiera de las componentes y el valor absoluto (longitud del vector) del impulso de rotación. Esta regla tiene una sola excepción: para la micropartícula puede establecerse la absoluta carencia de rotación, es decir, la nulidad del vector impulso de rotación, en otras palabras, la igualdad a cero de sus tres componentes al mismo tiempo.

**ENERGÍA E INTERVALO DE TIEMPO.** Operando con el principio de incertidumbre, que liga la coordenada con el impulso de la partícula, puede suponerse que una relación análoga debe existir, en cierta medida, con respecto a la energía. Efectivamente, en la mecánica de las partículas ordinarias, para calcular la energía total como suma de las energías cinética y potencial, era necesario conocer simultáneamente la posición de la partícula y su velocidad. Para las micropartículas esto es imposible. Pero la energía total de la partícula puede hallarse íntegramente, sin dividirla en partes, y, basándonos en lo que acabamos de decir, es natural esperar que esto pueda hacerse con cierta incertidumbre  $\Delta\mathcal{E}$ . Si pensamos que el principio de incertidumbre conserva su forma, de las razones de dimensión se deduce que la relación de incertidumbre deberá tener para la energía la forma

$$\Delta\mathcal{E} \cdot \Delta\tau \approx h,$$

donde  $\Delta\tau$  es el intervalo de tiempo.

¿Qué intervalo de tiempo es éste y qué sentido debe atribuírsele a la relación de incertidumbre para la energía? Por  $\Delta\tau$  debe entenderse el tiempo durante el cual la micropartícula posee la energía  $\mathcal{E} \pm \Delta\mathcal{E}$ . La incertidumbre de la energía de la micropartícula viene determinada por el tiempo de permanencia en este estado de energía. La incertidumbre en la energía sólo puede alcanzar valores considerables en aquellos casos en que el tiempo de permanencia en el nivel de energía dado comienza a determinarse por fracciones insignificantes de segundo.

El electrón de un átomo puede encontrarse tanto tiempo como se quiera en su nivel de energía más bajo (fundamental) (véase más adelante). Por esta razón la energía del estado fundamental se fija con todo rigor. En el nivel más alto el electrón permanece muy poco tiempo. Su energía en este estado será  $\mathcal{E} \pm \Delta\mathcal{E}$ . De acuerdo con esto, la frecuencia emitida por el átomo, al pasar del nivel de energía más alto al más bajo, no puede ser determinada rigurosa-

mente, sino que se encuentra entre los límites estrechos de  $v \pm \pm \Delta \mathcal{E}/h$ . Esto se observa en la práctica, las rayas espectrales tienen una anchura finita, lo que se aprovecha para determinar la llamada vida de los microsistemas en estado excitado. La experiencia demuestra, por ejemplo, que la anchura de las rayas espectrales en la región de los rayos X es del orden de 10 eV. En este caso la vida en el estado excitado es del orden de  $\frac{h}{\Delta \mathcal{E}} \sim 10^{-16}$  s.

### § 182. Caja de potencial

A su debido tiempo (§ 13) se dieron a conocer las curvas de potencial que interpretan gráficamente las condiciones del movimiento de una partícula. La más simple de las curvas de este tipo es la rectangular, llamada *caja de potencial*. En dicha caja la energía potencial tiene un valor constante a lo largo de cierto segmento  $a$  (para simplificar nos limitaremos al problema lineal). En los bordes del pozo la energía potencial varía de golpe. Si las paredes de la caja son muy altas, puede considerarse que la energía potencial dentro de ella es nula (puesto que la elección del punto de referencia no desempeña ningún papel) y que en los bordes del pozo es igual a infinito (fig. 210).

Supongamos que en una caja de este tipo se halla un electrón (o cualquier otra partícula) e intentemos resolver el problema acerca del carácter de su movimiento. Resolvemos un simple problema unidimensional y suponemos que el electrón sólo se mueve a lo largo del eje  $x$ . Si al electrón se le pudieran aplicar las leyes de la mecánica de Newton, este electrón se movería continuamente, primero hacia un lado de la caja, se reflejaría elásticamente en la pared, después se movería en sentido contrario y así sucesivamente. Desde el punto de vista de la mecánica de Newton no puede ocurrir de otro modo, ya que, cuando  $U=0$ , la energía cinética  $mv^2/2$  debe

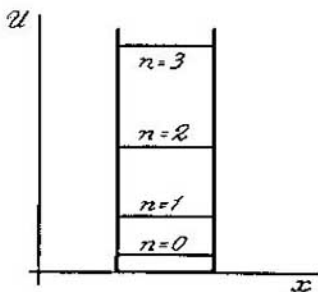


FIG. 210.

ser constante. De esta manera, con respecto a los posibles movimientos en una caja de potencial, la mecánica de la partícula «ordinaria» conduce a las conclusiones siguientes. Dentro de la caja el movimiento de la partícula puede tener cualquier energía cinética  $mv^2/2$ ; la partícula puede también estar en reposo dentro de la caja. Para cada energía dada, el movimiento será uniforme y se

efectuará ya en un sentido ya en el otro, variando su dirección de un salto al final del intervalo de velocidades permitido.

Veamos ahora cuál es la respuesta que da la mecánica cuántica acerca del movimiento de un electrón en esta misma caja.

El comportamiento del electrón debemos caracterizarlo por medio de una función  $\psi$  cuyo cuadrado indicará la probabilidad de que el electrón se encuentre en un punto cualquiera del segmento permitido. Como dentro de la caja  $U=0$ , la ecuación de Schrödinger se simplifica y se escribe de la forma

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \psi = 0, \text{ donde } \lambda = \frac{h}{\sqrt{2mE}}.$$

Esta ecuación la satisfacen el seno y el coseno del argumento  $\frac{2\pi x}{\lambda}$ . Si la caja está limitada por las coordenadas  $x=0$  y  $x=a$ , para estos valores  $\psi=0$  (porque el electrón no pasa la pared). Por esto,  $\cos 2\pi \frac{x}{\lambda}$  no puede ser solución de la ecuación (porque  $2\pi \frac{x}{\lambda} = 1$  cuando  $x=0$ ). Por lo tanto,

$$\psi = A \sin \frac{2\pi}{\lambda} x.$$

Pero la longitud de onda no puede ser cualquiera, porque  $\psi=0$  cuando  $x=a$ . Esto quiere decir que debe cumplirse la igualdad

$$\frac{2\pi}{\lambda} a = (n+1)\pi,$$

o bien

$$\lambda = \frac{2a}{n+1}, \text{ donde } n=0, 1, 2, \dots$$

Así, pues, la longitud de onda puede tomar los valores  $2a$ ,  $a$ ,  $\frac{2a}{3}$ ,  $\frac{a}{2}$ ,  $\dots$ . Vemos que la función  $\psi$  representa la amplitud de una onda estacionaria (véase la pág. 140) y que todo el problema considerado tiene formalmente mucho de común con el de las oscilaciones de una varilla o de una cuerda. Pero si la longitud de onda  $\lambda$  tiene una serie discreta de valores, la energía  $\mathcal{E}$  de la micropartícula no puede ser cualquiera, sino que tiene que ser

$$\mathcal{E} = \frac{(n+1)^2 h^2}{8ma^2};$$

el número entero  $n$  se llama *número cuántico*.

De este modo la ecuación de Schrödinger conduce a la cuantificación de la energía. La micropartícula tiene en la caja de potencial una serie de niveles de energía discretos. El nivel de energía más bajo se produce cuando  $n=0$ . La energía, en este caso, es igual

a  $\frac{h^2}{8ma^2}$ . Esta es la energía del punto cero, de la partícula que se halla en la caja de potencial.

La existencia de la energía del punto cero es una interesante peculiaridad de las micropartículas. La energía más baja de las partículas «ordinarias» es la de valor nulo. Pero el movimiento de las micropartículas no se interrumpe en ningunas condiciones. A la temperatura de cero absoluto la micropartícula posee una determinada energía del punto cero, que difiere sensiblemente en dependencia del carácter que tenga el campo de fuerzas en que se halla la partícula.

*Ejemplo.* Sea  $a=1\text{Å}$  (magnitud característica para la región del átomo). En este caso la energía del punto cero del electrón en la caja de potencial será

$$\mathcal{E}_0 = \frac{h^2}{8ma^2} = \frac{(6,6 \cdot 10^{-27})^2}{8 \cdot 9,1 \cdot 10^{-28} (10^{-8})^2} = 0,6 \cdot 10^{-10} \text{ erg} = 37 \text{ eV}.$$

Si  $a=1 \text{ cm}$  (electrón libre en un trozo de metal),  $\mathcal{E}_0 = 0,6 \cdot 10^{-26} \text{ erg} = 37 \cdot 10^{-16} \text{ eV}$ .

Cuando el electrón se halla en un nivel de energía dado, tiene una velocidad que puede calcularse partiendo de la longitud de onda:  $v=h/m\lambda$ . Sin embargo, el movimiento del electrón ya no puede ser definido por las ecuaciones de la mecánica clásica, y es imposible indicar dónde se encuentra el electrón en tal o cual instante. En cambio puede hallarse el valor de  $\psi^2$ , es decir, la densidad de la probabilidad de que el electrón se encuentre en tal o cual punto del espacio, por la fórmula

$$\psi_n^2 = A^2 \sin^2 \frac{2\pi}{\lambda} x = A^2 \sin^2 \frac{\pi}{a} (n+1) x.$$

Una circunstancia característica es la siguiente: a cada nivel de energía le corresponde su (del mismo número  $n$ ) función de onda (función propia).

La fig. 211 representa la función  $\psi$  y su cuadrado para los cuatro primeros niveles de energía del electrón que se encuentra en una caja de potencial. La mecánica cuántica llega a la conclusión de que el electrón no se halla con la misma frecuencia en los diversos puntos del espacio. Si la energía del electrón es la mínima (se encuentra en el nivel fundamental,  $n=0$ ), lo más frecuente es encontrar al electrón en medio de la «caja». Si el electrón se halla en el estado en que  $n=1$ , nunca se encuentra en el centro del segmento permitido, y así sucesivamente. Las curvas  $\psi_n^2$  dan una idea clara de los puntos que frecuenta el electrón.

Resumamos lo expuesto. La mecánica de las micropartículas llega a las siguientes conclusiones con respecto al movimiento de

la micropartícula en una caja de potencial. En la caja sólo es posible un movimiento en el cual la energía tenga una serie de valores discretos  $\mathcal{E}_0, \mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2, \dots$ . La partícula no puede estar en reposo, ya que incluso al nivel de energía más bajo le corresponde un movimiento con cierta velocidad. La información acerca del carácter del

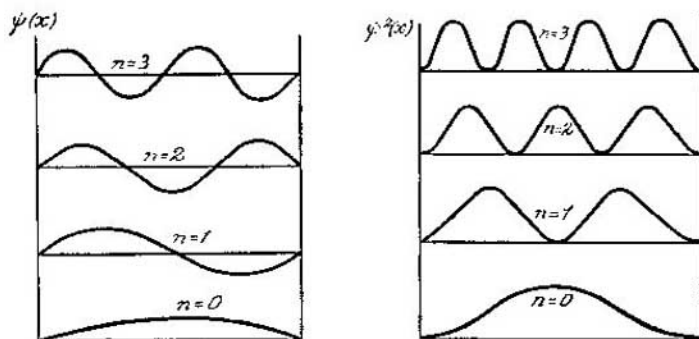


FIG. 211.

movimiento de la partícula cuando tiene una energía determinada viene dada por el cuadrado de la función  $\psi$ ; conociendo  $\psi^2(x)$  se puede saber en qué puntos del espacio se encuentra la partícula con más frecuencia, y en cuáles con menos.

Nos queda por explicar en qué circunstancias se hace posible describir «ordinariamente», es decir, según la mecánica clásica, el comportamiento de la partícula.

Figurémonos que se trata de una molécula de oxígeno encerrada en una caja real cuyas dimensiones son varias decenas de veces mayores que las de la molécula. Supongamos que la molécula tiene la energía media de las moléculas del gas oxígeno a la temperatura ambiente, o sea,  $10^{-13}$  erg. Tomando los valores  $a=100\text{\AA}$ ,  $m=5,4 \times 10^{-23}$  g y  $\mathcal{E}=10^{-11}$  erg, hallamos en qué nivel de energía cuántico se encuentra la micropartícula. El cálculo da que  $n=1000$ . De aquí pueden sacarse dos conclusiones. Primera, la curva  $\psi_n^2$  tendrá un número tan enorme de máximos y mínimos consecutivos, que no pecaremos mucho contra la verdad si decimos: la probabilidad de que la partícula se encuentre en ellos es igual para todos los puntos de la caja. Segunda, vemos que los niveles de energía contiguos estarán muy próximos entre sí.

Las dos peculiaridades que se deducen de la ecuación fundamental de la mecánica cuántica se borran: la distribución de las probabilidades para la partícula se hace prácticamente indistinguible de la curva envolvente, los niveles de energía se aproximan tanto

entre sí, que el carácter discreto de la energía se hace prácticamente imperceptible. Los resultados de la mecánica cuántica empiezan a coincidir con los de la mecánica de las grandes partículas. Esto ocurre siempre que la energía de la partícula corresponde a un gran número cuántico. Hemos llegado así a un principio importante de la mecánica cuántica: cuando los números cuánticos son grandes, los resultados de la mecánica cuántica coinciden con los de las partículas «ordinarias». Esto significa que, cuando las  $n$  son grandes, el concepto de la trayectoria de la partícula y demás peculiaridades propias de la partícula ordinaria pueden ser aplicados también a la micropartícula.

*§ 183. ¿Qué da la solución de la ecuación de Schrödinger?*

Hemos dedicado relativamente mucho espacio al movimiento de la partícula en la caja de potencial. En este ejemplo tan simple resultó fácil mostrar los rasgos principales del método mecánico-cuántico de examinar los problemas. Si un electrón (o cualquiera otra partícula) puede efectuar un movimiento dentro de un volumen limitado, las particularidades características de la resolución de la ecuación de Schrödinger se conservan cualquiera que sea la forma que tenga en esta región la curva de potencial. El pozo de potencial puede ser cruzado en todos los casos por cierta cantidad de rectas horizontales, es decir, niveles de energía posibles. En principio la ecuación de Schrödinger permite calcular estos valores de la energía si se da la forma del pozo de potencial. El nivel más bajo da la energía del punto cero de la partícula para el pozo de potencial dado.

Para cada nivel de energía de número  $n$ , la mecánica cuántica establece una forma de funciones de onda  $\psi_n(x, y, z)$ . La magnitud  $\psi_n^2(x, y, z)$  da la densidad de la probabilidad de que la partícula se encuentre en un punto dado del espacio si la energía de dicha partícula es  $\mathcal{E}_n$ . Como durante el tiempo que dura la medición puede la partícula pasar muchas veces por todos los puntos del espacio,  $\psi^2(x, y, z)$  puede considerarse como la densidad de la «nube de la partícula». La nube electrónica que rodea el núcleo atómico es algo así como una fotografía del átomo sacada con una exposición muy larga. La función  $\psi$  es la amplitud de la onda asimilada a la partícula. En el ejemplo del electrón que se encuentra en una caja de potencial, eran ondas estacionarias, y a cada nivel le correspondía su longitud de onda  $\lambda$ .

En el caso general el problema no se plantea así, y las «ondas» estacionarias correspondientes a un estado dado (es decir, a la  $n$

dada) serán muy particulares: su longitud  $\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m(\mathcal{E} - U)}}$  será diferente en distintos puntos del espacio, de acuerdo con la marcha de la «curva» de potencial  $U(x, y, z)$ . Para ejemplos más o menos complejos, la semejanza de la función  $\psi$  con la amplitud de una onda estacionaria (en el sentido acostumbrado de esta palabra) se hace bastante lejana.

Tanto la teoría como la experiencia han demostrado que, en una serie de casos, a un valor de la energía  $\mathcal{E}_n$  le pueden corresponder varias funciones propias  $\psi_n$ . Esto ocurre cuando, con una misma energía, son posibles varios estados de la partícula que se diferencian entre sí por otra magnitud física (por ejemplo, por el impulso de rotación). Las formas de las nubes  $\psi^2$  de estos estados (que se llaman *degenerados*) pueden diferir radicalmente.

Una vez hallados los niveles de energía y calculadas las funciones  $\psi$  propias para todos los niveles, queda resuelto exhaustivamente el problema del movimiento de la partícula en el pozo de potencial de la forma dada. Conociendo la solución de la ecuación de Schrödinger puede predecirse el resultado de cualquier medición realizada con respecto a la partícula.

### § 184. Efecto túnel

Vamos a detenernos ahora en un efecto singular que es posible para la micropartícula e imposible para la partícula ordinaria. Nos referimos al efecto túnel, es decir, a la «infiltración» de la partícula a través de una barrera de potencial.

Figurémonos que dentro de la región en que se mueve la partícula hay una barrera de potencial (fig. 212) de altura  $U$  y anchura  $d$ . Si la energía de la partícula  $\mathcal{E} < U$ , una partícula ordinaria podrá encontrarse delante de la barrera o detrás de ella. El paso a través de la barrera será imposible, ya que en este caso tendría la partícula una energía cinética negativa y una velocidad imaginaria, lo que sería absurdo. Cuando se trata de una micropartícula el problema se plantea de otro modo. El principio de incertidumbre no permite atribuir simultáneamente a la micropartícula valores exactos de la velocidad y de la coordenada y,

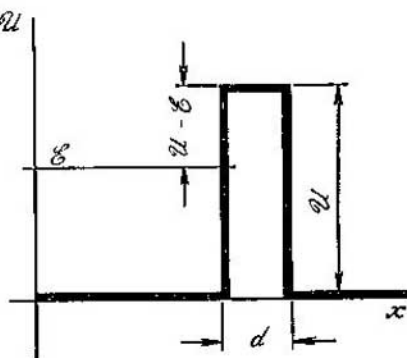


FIG. 212.



por consiguiente, de la energía cinética y de la potencial. Por esta razón una partícula cuya energía total sea  $\mathcal{E}$  puede pasar a través de la barrera.

Las condiciones de este paso pueden valorarse del modo siguiente. Las incertidumbres de la coordenada y del impulso están ligadas por la relación  $\Delta x \cdot \Delta p \approx h$ . La incertidumbre en el impulso está relacionada uniformemente con la incertidumbre en la energía cinética, puesto que  $K = p^2/(2m)$ . Si  $\Delta K$  es una magnitud del orden  $U - \mathcal{E}$ , donde  $\mathcal{E}$  es la energía de la partícula y  $U$ , la altura de la barrera, la incertidumbre en la coordenada de la partícula que se encuentra a la izquierda de la barrera (véase la figura) será

$$\Delta x \sim \frac{h}{\Delta p} = \frac{h}{\sqrt{2m(U - \mathcal{E})}}$$

Si la anchura  $d$  de la barrera es menor que  $\Delta x$ , la partícula podrá hallarse al otro lado de la barrera. Con la partícula ocurre como si pasara por un túnel practicado a través de la barrera al nivel de la energía total  $\mathcal{E}$ .

Así, pues, la condición para que se produzca el efecto túnel consiste en que

$$d \sqrt{2m(U - \mathcal{E})} < h, \text{ es decir, } \frac{d}{h} \sqrt{2m(U - \mathcal{E})} < 1.$$

Como puede verse sin dificultad, este fenómeno sólo tiene importancia para las micropartículas.

Cuando  $U - \mathcal{E} = 10 \text{ eV} \sim 10^{-11} \text{ erg}$ ,  $m \sim 10^{-27} \text{ g}$  (masa del electrón) y  $d \sim 10^{-8} \text{ cm}$ ,  $\frac{d}{h} \sqrt{2m(U - \mathcal{E})} = 0,2 < 1$ , es decir, el efecto túnel es posible.

Para una bolita de masa  $m = 1 \text{ g}$  situada junto a una caja de cerillas ( $U - \mathcal{E} = 3000 \text{ erg}$ ,  $d = 2 \text{ cm}$ ),  $\frac{d}{h} \sqrt{2m(U - \mathcal{E})} = 2,5 \cdot 10^{28} > 1$ . Está claro que la bolita no puede «infiltrarse» a través de dicha caja.

La teoría rigurosa permite valorar la probabilidad de la infiltración a través de la barrera. Esta probabilidad resulta ser proporcional a

$$e^{-\frac{4\pi}{h} \sqrt{2m(U - \mathcal{E})} d}$$

El efecto túnel es una consecuencia rigurosa de la ecuación de Schrödinger. La solución de esta ecuación demuestra que la función  $\psi$  tiene valores distintos de cero en aquellos puntos del espacio en que  $U > \mathcal{E}$ . Esto quiere decir, que existe cierta probabilidad, tanto menor cuanto mayor sea  $U - \mathcal{E}$ , de que el electrón pueda encontrarse en aquellas regiones del espacio en que, en el lenguaje de las partículas «ordinarias», debería poseer una energía cinética negativa.

## 28

## EXTRUCTURA DEL ÁTOMO

## § 185. Niveles de energía del átomo de hidrógeno

Un electrón que «gira» en el campo del núcleo. Al parecer, un problema fácil. Sin embargo, incluso para este átomo tan simple, la ecuación de Schrödinger tiene una resolución que ocupa mucho espacio y que no podemos reproducir. No obstante, nos ocuparemos detenidamente en analizar los resultados de estos cálculos.

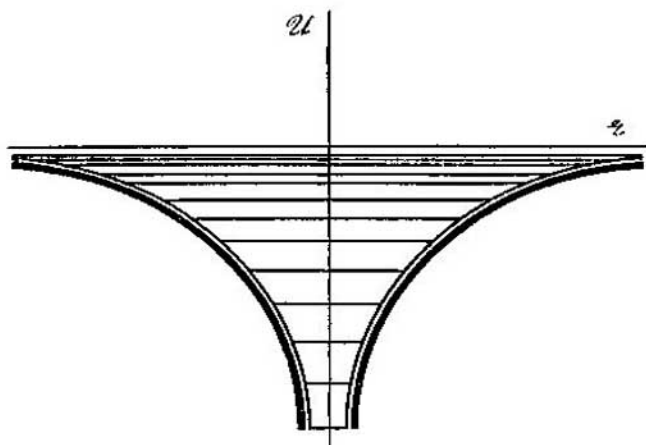


FIG. 213.

Entre el electrón y el núcleo actúa una atracción eléctrica coulombiana. La energía potencial del electrón en el campo del núcleo  $U = -e^2/r$ , donde  $e$  es la carga del electrón (igual que la carga del protón) y  $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$  es la distancia desde el electrón al núcleo.

La ecuación de Schrödinger tiene la forma

$$\Delta\psi + \frac{8\pi^2m}{h^2} \left( \mathcal{E} + \frac{e^2}{r} \right) \psi = 0.$$

El átomo es una variante peculiar del pozo de potencial (fig. 213). Se trata de un pozo sin fondo y con los bordes divergentes. Los bordes del pozo son hipérbolas, el eje  $r=0$  es una de las asíntotas.

El electrón, dentro del átomo, posee energía potencial negativa\*), puesto que el valor mínimo de la energía potencial tiende a infinito cuando  $r \rightarrow 0$ , y el valor máximo es nulo.

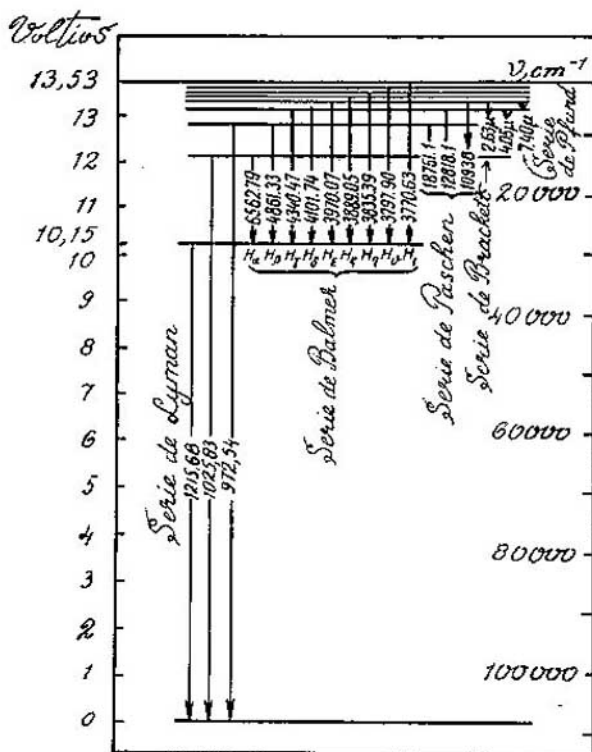


FIG. 214.

En la fig. 214 se representan los niveles de energía obtenidos resolviendo la ecuación de Schrödinger. Una particularidad importante de la solución es la aproximación de los niveles entre sí a medida que aumenta el número cuántico  $n$ . De las transiciones entre niveles trataremos más adelante. Las escalas de valores, proporcionales a la energía, se dan en las unidades que se usan en

\*) Puede plantearse la pregunta: ¿Por qué se toma el origen de la energía potencial de tal modo, que la del electrón resulta negativa? No es difícil comprender la ventaja de esta elección. Para diferentes átomos, la energía potencial sólo tiene el mismo valor cuando  $r \rightarrow \infty$ . Es natural que se tome este valor común como cero.

espectroscopia: voltios y centímetros recíprocos. La fórmula de los niveles energéticos puede presentarse de la forma

$$\mathcal{E}_n = -\frac{2\pi^2me^4}{h^2n^2}.$$

Pero por motivos históricos, esta fórmula suele escribirse como sigue:

$$\mathcal{E}_n = -\frac{cRh}{n^2},$$

donde  $R = \frac{2\pi^2me^4}{ch^3} = 109\,740 \text{ cm}^{-1}$  se llama *constante de Rydberg*.

De este modo, no sólo la energía potencial, sino también la energía total del electrón en el átomo resulta ser negativa. El electrón del átomo puede hallarse en los niveles designados con el número  $n$ . Cuanto mayor sea  $n$  tanto más elevado será el nivel de energía y tanta más energía tendrá el electrón. El electrón de un átomo libre, de hidrógeno, no sometido a acción alguna, se halla en el nivel de energía más bajo,  $\mathcal{E}_1 = -cRh$ .

Si al átomo, por un procedimiento cualquiera, se le comunica energía, y por su magnitud ésta es mayor que  $cRh$ , el electrón se escapa del pozo de potencial, es decir, el átomo se ioniza. La energía  $cRh$  recibe el nombre de *energía de ionización*.

El trabajo de arrancar el electrón del átomo suele caracterizarse por el *potencial de ionización*. Para el hidrógeno

$$V_{ion} = \frac{cRh}{e} = \frac{3 \cdot 10^{10} \cdot 109\,740 \cdot 6,6 \cdot 10^{-27}}{4,8 \cdot 10^{-10}} = 4,5 \cdot 10^{-9} \text{ u. CGS} = 13,5 \text{ V}.$$

La causa de esta denominación es la siguiente. Supongamos que el electrón es arrancado del átomo por la acción de un haz de electrones. Para ionizar el átomo hay que acelerar los electrones que hacen las veces de proyectiles, por lo menos, hasta una energía  $eV = cRh$ . Por consiguiente,  $V$  es la diferencia de potencial hasta la cual hay que acelerar el electrón, para que al chocar con el átomo de hidrógeno pueda provocar la ionización.

Si el átomo de hidrógeno recibe una energía menor que  $cRh$ , puede saltar a un nivel  $n$ -ésimo cualquiera<sup>\*)</sup>. De este átomo se dice que está en estado excitado.

En el estado excitado permanece el átomo una fracción insignificante de segundo y pasa a un nivel más bajo emitiendo un fotón de acuerdo con la igualdad

$$h\nu_{mn} = \mathcal{E}_m - \mathcal{E}_n = cRh \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right).$$

<sup>\*)</sup> En el caso del átomo de hidrógeno, que posee un solo electrón, las frases «el átomo se encuentra en el  $n$ -ésimo nivel de energía» o «el electrón se halla en el  $n$ -ésimo nivel de energía» tienen el mismo significado.

Si los átomos de hidrógeno son excitados por colisiones de diversos tipos, se elevan a distintos niveles de energía y retornan al nivel fundamental «saltando» distinto número de escalones (véase la fig. 214). Por esto una gran acumulación de átomos de hidrógeno emitirá fotones diversos con todas las frecuencias  $\nu_{mn}$  posibles. Así aparece el espectro característico de rayas de emisión.

Calculando, para un  $n$  dado, las frecuencias  $\nu_m$  correspondientes a los números  $m=n+1, n+2, \dots$  pueden obtenerse las distintas series de frecuencias de las rayas del espectro del hidrógeno. La existencia de estas series era conocida desde mucho antes de la creación de la mecánica cuántica. Una de ellas (la serie de Balmer) corresponde a  $n=2$ . Haciendo  $m=3, 4, 5, 6, 7, 8$ , calculamos las longitudes de onda de las seis líneas de esta serie:  $\lambda_3=6562,80\text{Å}$ ;  $\lambda_4=4861,38\text{Å}$ ;  $\lambda_5=4340,51\text{Å}$ ;  $\lambda_6=4101,78\text{Å}$ ;  $\lambda_7=3970,11\text{Å}$  y  $\lambda_8=3889,09\text{Å}$ . Se nota bien que las rayas se van aproximando entre

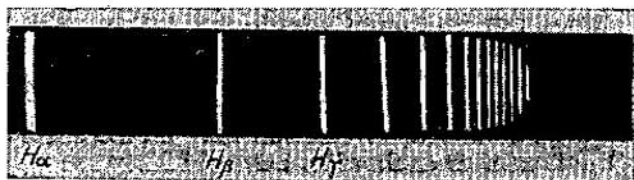


FIG. 215.

si a medida que crece  $m$ , hecho que se observa también experimentalmente (fig. 215). La divergencia de estas cifras teóricas con las experimentales no excede de cinco unidades en la última cifra.

### § 186. Números cuánticos

Resolviendo la ecuación de Schrödinger pueden hallarse no sólo todos los niveles de energía  $\mathcal{E}_n$  del átomo de hidrógeno, sino también todas sus funciones de onda. En el estado fundamental se caracteriza el electrón por una función  $\psi_1$ . En cuanto a los estados excitados, todos ellos —según la terminología de la mecánica cuántica— son degenerados, siendo la degeneración de orden  $n^2$ . Este término significa que a la energía  $\mathcal{E}_2$  le corresponden cuatro funciones  $\psi$ , a la energía  $\mathcal{E}_3$ , nueve y así sucesivamente. Cada uno de estos estados puede realizarse.

¿En qué se distinguen unos de otros los  $n^2$  estados que tienen el mismo número cuántico  $n$ ? La mecánica cuántica da respuesta a

esta pregunta. Los estados con un mismo valor de la energía  $\mathcal{E}_n$  pueden diferir en la magnitud del impulso de rotación del electrón y también en el valor de la proyección de dicho impulso sobre cualquier dirección (esta dirección se destaca entre todas las demás por la sencilla razón de que la elegimos).

La resolución de la ecuación de Schrodinger para el átomo de hidrógeno da el resultado siguiente: el impulso de rotación del electrón tiene una serie discreta de valores que vienen dados por la fórmula

$$L = \sqrt{l(l+1)} \frac{h}{2\pi},$$

donde  $l$  puede tomar cualquier valor entero desde 0 hasta  $n-1$ , si el electrón se encuentra en el nivel  $n$ -ésimo.

La ecuación de Schrödinger demuestra además que, con respecto a la dirección  $z$  elegida, el impulso de rotación  $L$  sólo puede estar orientado de tal modo que sea

$$L_z = m \frac{h}{2\pi},$$

donde  $m$  es un número entero que puede tomar los valores desde  $-l$  hasta  $+l$ , incluyendo el nulo.

Recordaremos que de acuerdo con el principio de incertidumbre el conocimiento de  $L$  y  $L_z$  agota toda la información posible acerca del impulso de rotación, en otras palabras, tiene sentido el dar simultáneamente sólo estas dos magnitudes.

Así, pues, el estado del electrón en el átomo se caracteriza por medio de tres números cuánticos:  $n$ ,  $l$ , y  $m$ . El número  $n$  se llama *número cuántico principal*, el  $l$ , *secundario u orbital* y  $m$ , *magnético*.

Los estados con valores de  $l=0, 1, 2, 3, \dots$  se designan respectivamente con las letras  $s, p, d, f, \dots$ . El número delante de las letras sirve para indicar el número cuántico principal. Por ejemplo, el estado  $3p$  es el estado en que  $n=3$  y  $l=1$ .

A continuación se dan todos los estados posibles para  $n=1, 2$  y  $3$ .

$n$	$l$	Símbolo del estado	$m$
1	0	1 s	0
2	0	2 s	0
	1	2 p	-1, 0, 1
3	0	3 s	0
	1	3 p	-1, 0, 1
	2	3 d	-2, -1, 0, 1, 2

Las transiciones energéticas que tienen lugar en el átomo de hidrógeno se determinan exclusivamente por los valores del número cuántico principal  $n$ . Para que los números  $l$  y  $m$  desempeñen su papel hay que «eliminar la degeneración», es decir, lograr que a los estados que tienen diferente impulso de rotación les corresponda una energía distinta. En los átomos de hidrógeno esto se puede conseguir colocándolos en un campo magnético. En otros átomos, como veremos después, la degeneración se elimina por la interacción de los electrones.

### § 187. Nube electrónica para los estados $s$ y $p$

El estado caracterizado por la terna de números  $n$ ,  $l$  y  $m$  se define por la función de onda  $\psi_{n,l,m}$ . A este estado le corresponde una forma característica de nube electrónica, que viene determinada por la función  $\psi_{n,l,m}^2$ . Detengámonos en la forma de las funciones  $\psi^2$  del átomo de hidrógeno que caracterizan los distintos estados excitados de este átomo.

Consideremos el estado  $s$ . Como  $l=0$ , también  $m=0$ , por lo tanto, para cada  $n$  habrá una sola función  $\psi$ . La igualdad  $l=0$  significa

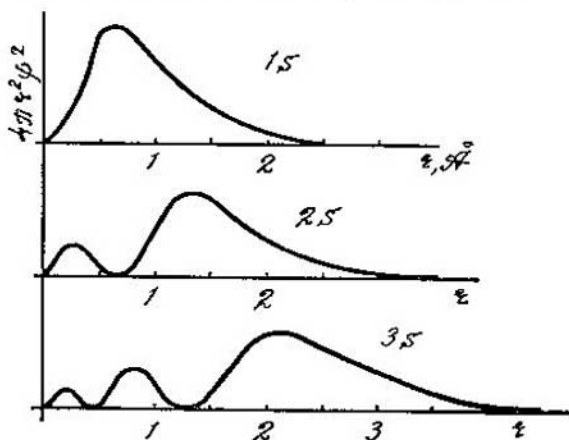


FIG. 216.

que el electrón carece de impulso de rotación. Naturalmente esto impone la condición de que no existan direcciones de movimiento privilegiadas, es decir, que la nube electrónica tenga simetría esférica. La ecuación de Schrödinger da precisamente este resultado: las funciones  $\psi_{1s}$ ,  $\psi_{2s}$ ,  $\psi_{3s}$ , etc., poseen simetría esférica.

La fig. 216 reproduce la construcción de las curvas de la distribución radial de la densidad de la nube electrónica (o, lo que es lo

mismo, de la densidad de la probabilidad de que el electrón se encuentre en un punto determinado). Sobre el eje de ordenadas se ha tomado la magnitud  $4\pi r^2\psi^2$ , llamada densidad radial; evidentemente,  $4\pi r^2\psi^2 dr$  es el número de electrones \*) que hay en la capa esférica comprendida entre los radios  $r$  y  $r+dr$ . Las curvas de densidad radial muestran que en el estado  $1s$  existe un máximo de densidad electrónica, que en el átomo de hidrógeno se halla a la distancia de  $0,53 \text{ \AA}$  del núcleo. En el estado  $2s$  existen dos máximos de densidad, aunque el electrón estará principalmente dentro del segundo máximo. Finalmente, en el estado  $3s$  existen tres máximos de densidad, de los cuales el más «frecuentado» es el tercero.

Con el aumento del número principal  $n$ , la nube electrónica se espesa.

Las funciones del estado  $p$  tienen un aspecto completamente distinto. Al valor  $l=1$  pueden corresponderle tres valores de

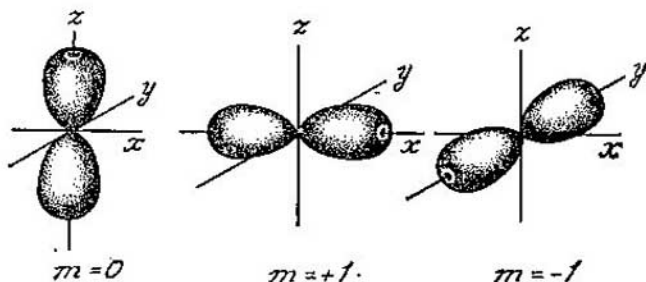


FIG. 217.

$m=0, -1, +1$ . Una idea de las configuraciones de la nube electrónica la da la fig. 217. Cuando  $m=0$  el eje mayor del «ocho» se sitúa a lo largo de la dirección elegida, cuando  $m=\pm 1$ , dicho eje es perpendicular a esta dirección. Es evidente que sólo tiene sentido distinguir los estados con  $m=\pm 1$  cuando ambos existen. La figura da cierta idea de la simetría de la nube electrónica. Esta simetría es igual para todos los estados  $p$ . La diferencia de número cuántico principal se reduce solamente a la variación del carácter del decrecimiento radial de la densidad: cuanto mayor sea  $n$  tanto más se alargará la figura.

No vamos a considerar los estados con valores grandes de  $l$ ; sus nubes electrónicas son más complejas.

\*) No debe extrañarnos que el número de electrones sea fraccionario. Esto es sólo un modo de expresarse. En rigor,  $4\pi r^2\psi^2 dr$  es la probabilidad de que el electrón se encuentre en la capa esférica cuyo espesor es  $dr$ .



## § 188. Principio de Pauli

Como sabemos, los átomos están dispuestos en la tabla de Mendeléiev según el orden en que aumenta el número de electrones que hay en ellos. El helio tiene dos electrones, el litio, tres, el berilio, cuatro. ¿Qué predicciones acerca de la estructura de los átomos pueden hacerse valiéndose de la ecuación de Schrödinger?

A primera vista, este problema parece imposible de resolver. Para el helio ya tendría que consistir el procedimiento riguroso en resolver la ecuación de Schrödinger para hallar una función de onda con seis variables  $\psi(x_1, y_1, z_1, x_2, y_2, z_2)$ , cuyo cuadrado debería darnos el valor de la probabilidad de que el primer electrón se encuentre en el punto  $x_1, y_1, z_1$ , mientras que el segundo se halla simultáneamente en el punto  $x_2, y_2, z_2$ . Como energía potencial habría que hacer en la ecuación

$$U = -\frac{2e^2}{r_1} - \frac{2e^2}{r_2} + \frac{e^2}{r_{12}},$$

donde  $r_1$  y  $r_2$  son las distancias desde los electrones al núcleo (la carga del helio es  $2e$ ), y  $r_{12}$  es la distancia entre los electrones. Este problema es imposible resolverlo exactamente.

Sería muy conveniente referirnos por separado a cada electrón del átomo y definirlo por medio de su función de onda  $\psi(x, y, z)$ . Pero, ¿cómo hacer esto? Está claro que hay que considerar el movimiento de un electrón en el campo del núcleo y de los demás electrones. Este campo efectivo puede suponerse que tiene simetría esférica. Por esta razón, la definición de las propiedades de dicho electrón no diferirá de la del electrón del átomo de hidrógeno.

A pesar de todo, el problema será bastante complicado: para diferentes electrones estos campos efectivos serán distintos y, lo que es más importante, habrá que determinar todos simultáneamente, porque de cada uno de ellos depende el estado de todos los demás electrones (este campo efectivo se llama «autoconsistente»). Este modo de abordar el problema del átomo multielectrónico permite conservar en grado considerable la definición de las propiedades del electrón del átomo de hidrógeno para describir el comportamiento del electrón de un átomo complejo.

El estado de cada electrón se caracterizará por los mismos números cuánticos que en el caso del hidrógeno. Pero en el caso de un átomo que tenga varios electrones, la interacción de los electrones elimina la degeneración y los niveles con distintos  $l$  y  $m$  poseerán diferentes energías.

La ecuación de Schrödinger permite hallar los niveles de energía posibles, pero nada nos dice de qué energía poseerán los electrones atómicos. Podría pensarse que todos los electrones de un

átomo ocupan el nivel de energía más bajo. Por lo menos así se comportarían las partículas «ordinarias». Sin embargo, la experiencia desmiente categóricamente esta suposición. El «alojamiento» de los electrones en los niveles de energía está regulado por el *principio de Pauli*. La primera conjetura acerca de la existencia de este principio se dedujo del estudio de la tabla de Mendeléiev.

Como se dijo antes, la ecuación de Schrödinger conduce a que, para unos valores dados de  $n$  y  $l$ , existen  $(2l+1)$  estados. Esto, a su vez, da la cifra de  $n^2$  funciones  $\psi$  diferentes para un valor de  $n$ . Los primeros valores de  $n^2$  son 1, 4 y 9. Veamos lo que ocurre en la tabla de Mendeléiev. El helio, el neón y el argón, en que concluyen los tres primeros períodos de la tabla, tienen respectivamente 2, 8 y 18, o sea,  $2n^2$  electrones. ¿Es una casualidad? No, al contrario, es la expresión de una profunda regularidad según la cual sólo dos electrones pueden tener la misma función  $\psi$ . En otras palabras, cada nivel de energía sólo puede ser ocupado por no más de dos electrones. Esta ley general de la naturaleza, de la que volveremos a ocuparnos en el § 190, recibe el nombre de principio de Pauli.

Valiéndose de este principio se pueden «distribuir» los electrones de un átomo complejo de acuerdo con los números cuánticos y, por consiguiente, por los niveles de energía y los valores del impulso de rotación. El átomo de helio tiene dos electrones; estos electrones pueden ocupar el único nivel  $1s$ . El tercer electrón del litio debe ocupar ya el nivel siguiente,  $2s$ . En el átomo de berilio los cuatro átomos ocupan los niveles  $1s$  y  $2s$ . El quinto electrón del átomo de boro ocupa el nivel  $2p$ . En este nivel hay seis puestos para electrones, los cuales irán siendo ocupados hasta llegar al neón. Pero el estudio de la relación entre la ley periódica de Mendeléiev y la estructura electrónica del átomo lo aplazaremos hasta el § 192.

¿Difieren en algo los dos electrones que ocupan un nivel caracterizado por los tres mismos números cuánticos? Sí, resulta que estos dos electrones se diferencian por la dirección del impulso de rotación propio (es decir, por la dirección del «espín»).

### § 189. Desviación de un haz atómico en un campo magnético

En los párrafos precedentes hemos hablado mucho del impulso rotacional del electrón creado por el movimiento del electrón alrededor del núcleo. La existencia de este impulso de rotación puede demostrarse, ya que como resultado del movimiento del electrón, el átomo adquiere un momento magnético.

Recurramos a las representaciones clásicas y supongamos que el electrón gira siguiendo una circunferencia de radio  $r$ . Como la

intensidad de la corriente es igual a la carga transportada en la unidad de tiempo, la intensidad de la corriente equivalente a este electrón girando será  $I = ne$ , donde  $n$  es el número de vueltas por segundo. Por otra parte,  $n = v / (2\pi r)$ , donde  $v$  es la velocidad. Por lo tanto

$$I = \frac{ve}{2\pi r},$$

y el momento magnético del electrón que gira (véase la pág. 277) será

$$M = \frac{1}{c} IS = \frac{1}{c} \frac{ve}{2\pi r} \cdot \pi r^2 = \frac{1}{2c} evr.$$

El impulso de rotación del electrón  $L$  es igual a  $mvr$ . Por consiguiente,

$$M = \frac{e}{2mc} L.$$

La relación entre el impulso de rotación y el momento magnético del electrón que se mueve alrededor del núcleo, obtenida por medio de este cálculo elemental, ha sido confirmada por la experiencia para todos los electrones atómicos.

Así, pues, los átomos en que  $L \neq 0$  poseen momentos magnéticos y, en el experimento oportuno, deben poner de manifiesto propiedades de pequeños imanes. Este experimento consiste en hacer pasar un haz paralelo de átomos por un campo magnético no uniforme (fig. 218).

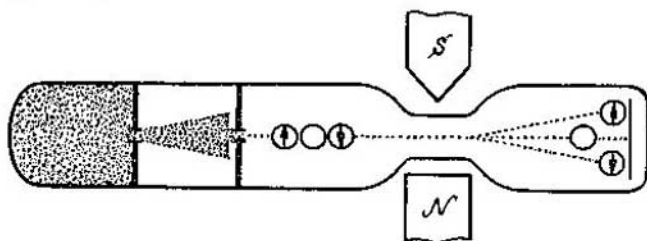


FIG. 218.

De un tubo largo se extrae con cuidado el aire. En el extremo izquierdo del tubo se crea un gas atómico. A través de los pequeños orificios que hay en las pantallas, los átomos pueden escaparse del compartimiento izquierdo. Como los orificios son dos, al espacio libre sólo salen en definitiva átomos que se mueven a lo largo del eje del aparato. Este haz paralelo de átomos pasa a través de un campo magnético no uniforme. Como sabemos (pág. 302), sobre un cuerpo que posea un momento magnético  $M$  actuará en este campo

la fuerza

$$f = M_z \frac{dH}{dy},$$

donde  $\frac{dH}{dy}$  es el gradiente del campo en la dirección perpendicular al haz atómico, y  $M_z$  es la proyección del momento magnético sobre la dirección del gradiente. Si el momento magnético es perpendicular al campo, la fuerza no actúa; si el momento está dirigido a lo largo del campo, el cuerpo será atraído hacia un polo o hacia el otro en dependencia de cómo esté orientado el vector  $M$ , hacia la parte norte o hacia la parte sur. Si en el haz hay átomos con momentos magnéticos diferentes o con distinta orientación, dicho haz se dispersa: los átomos, sobre los cuales actúan fuerzas  $f$  diferentes, se desvían hacia lados distintos. El haz de átomos incide sobre una lámina; continuando el experimento, podemos esperar a que llegue el instante en que el número de átomos acumulados en ella sea suficiente para poder descubrirlos.

Este experimento desempeñó un papel importante en la elaboración de los fundamentos de la teoría del átomo. En la actualidad sigue teniendo importancia como procedimiento para determinar los momentos magnéticos de los núcleos atómicos.

### § 190. Espín del electrón

Las experiencias con los haces atómicos permiten medir  $M$  y, por lo tanto,  $L$ . Una de las conclusiones importantes de la mecánica cuántica fue la afirmación acerca de la cuantificación del impulso de rotación  $L$ : el impulso total  $L$  toma únicamente una serie de valores discretos, a saber:

$$L = \sqrt{l(l+1)} \frac{h}{2\pi},$$

donde  $l$  es el número cuántico secundario (orbital). Por consiguiente, los momentos magnéticos de los átomos también pueden tomar solamente una serie discreta de valores:

$$M = \frac{eh}{4\pi mc} \sqrt{l(l+1)} = \mu \sqrt{l(l+1)}.$$

La constante

$$\mu = \frac{eh}{4\pi mc} = 0,927 \cdot 10^{-20} \text{ erg} \cdot \text{Gs}$$

se llama *magnetón de Bohr*.

En el experimento con los haces atómicos, en el campo magnético exterior se destaca la dirección perpendicular al haz. Las pro-

yecciones de  $L$  sobre esta dirección también pueden tener únicamente una serie discreta de valores:

$$L_z = m \frac{h}{2\pi},$$

por lo tanto,

$$M_z = m\mu,$$

donde  $m$  es el número cuántico magnético. Como puede verse, los valores de  $M_z$  deben ser iguales a un número entero de magnetones de Bohr.

En el experimento con los haces atómicos se determina directamente  $M_z$ . ¿Qué resultado debe dar este experimento hecho con haces de átomos diferentes? Puede esperarse la siguiente figura. Los átomos de hidrógeno, helio, litio y berilio sólo tienen electrones  $s$ . Como para ellos  $L=0$ , el haz no se desintegrará en el campo magnético. Cuando existen electrones  $p$  esperamos que el haz se desintegre en tres componentes nítidas: una central, no desviada, para  $m=0$ , y dos, situadas simétricamente a la derecha y a la izquierda, para  $m=\pm 1$ . Los electrones  $d$  deben dar cinco haces, de acuerdo con los cinco valores posibles del número cuántico  $m$ , y así sucesivamente.

Estas predicciones se justifican por una circunstancia: en ciertos casos el haz de átomos no se desintegra, en otros se divide en componentes bien definidas. Por lo tanto, está claro que existen átomos con momento magnético nulo, y también es indudable que si el momento magnético existe, se cuantifica.

En cuanto a los resultados obtenidos para átomos concretos, hay que decir que ponen de manifiesto un hecho nuevo: que el electrón tiene momento magnético propio.

A esta conclusión nos lleva inmediatamente el experimento con un haz de átomos de hidrógeno: este haz se desintegra en dos componentes simétricas, correspondientes a las desviaciones de los átomos con momentos magnéticos  $\pm\mu$ . No existe haz central no desviado! Este hecho sólo puede ser explicado por la siguiente hipótesis, confirmada por todo el material restante de la física atómica: el electrón posee momento magnético; este momento sólo puede tener dos posiciones en el espacio, a saber: las de las proyecciones  $\pm\mu$  sobre la dirección del campo exterior.

El momento magnético del electrón, que se debe al movimiento del electrón alrededor del núcleo, está ligado uniformemente, como acabamos de ver, con el impulso de rotación del movimiento del electrón en torno al núcleo. Resulta, pues, que el momento magnético propio del electrón también está ligado con el impulso de rotación propio del electrón, que recibe el nombre de *spin*.

Antes de que se hicieran los experimentos que hemos descrito, que revelaron que el electrón tiene un momento magnético propio, Goudsmit y Uhlenbeck supusieron ya en 1925 que el electrón poseía espín. Estos investigadores demostraron que la hipótesis de la existencia del espín del electrón, es decir, de su impulso de rotación propio, elimina dificultades insuperables en el descifre de los espectros. Inicialmente se supuso que el espín era consecuencia de la rotación del electrón alrededor de su eje. De aquí el término espín (del inglés «to spin», que significa girar). Sin embargo, esta interpretación es errónea. El espín del electrón es una característica primaria suya, que no puede reducirse a nada más simple.

Pero, ¿qué relación existe entre el impulso de rotación propio del electrón (espín) y su momento magnético propio? El experimento con el haz de átomos de hidrógeno nos llevó a concluir que la proyección del momento magnético propio del electrón  $M_x$  sólo puede tomar dos valores:  $\pm\mu$ . Es de suponer que la proyección del espín  $L_x$  pueda también tomar dos valores solamente.

Si queremos aplicar al impulso de rotación propio del electrón la fórmula

$$L = \sqrt{l(l+1)} \frac{h}{2\pi},$$

hallamos que el número  $l$  tiene un solo valor. En efecto, como se deduce de la mecánica cuántica, a los valores  $l=0, 1, 2, \dots$  corresponden 1, 3, 5, .. y, en general,  $(2l+1)$  estados. Para obtener los dos estados de espín a que nos condujo el experimento ( $2l+1=2$ ), hay que suponer el número cuántico  $l = \frac{1}{2}$ .

El valor absoluto del impulso de rotación propio del electrón (espín) tiene un solo valor posible:  $L = \sqrt{\frac{3}{4}} \frac{h}{2\pi}$ . En cuanto a la proyección del espín, suponiendo como antes que las diferencias entre los valores posibles de  $L_x$  deben ser múltiplos de  $\frac{h}{2\pi}$ , vemos que puede tomar solamente dos valores:  $+\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$  y  $-\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$ . De este modo,  $(L_x)_{sp} = sh \cdot (2\pi)$ , donde  $s$  es un nuevo número cuántico (*número de espín*) que sólo puede tomar dos valores:  $\pm \frac{1}{2}$ .

Dijimos antes que el experimento con el hidrógeno dio unas desviaciones que correspondían a un momento magnético igual a un magnetón, y  $M_x = \mu$ . Como el número cuántico  $s$  es igual a  $\frac{1}{2}$ , la relación

$$M = \frac{e}{2mc} L$$

resulta errónea para el movimiento propio del electrón. La concordancia con el experimento se consigue si

$$M_{sp} = \frac{e}{mc} L_{sp}.$$

Por lo tanto, la relación  $M/L$  del momento magnético al impulso de rotación para el movimiento del electrón alrededor del núcleo es dos veces menor que esta misma relación referida al movimiento propio del electrón.

El hecho de que el electrón tenga espín permite volver de nuevo al principio de Pauli y enunciarlo de una forma más clara. En los estados con números cuánticos  $n$ ,  $l$ ,  $m$  pueden encontrarse no más de dos electrones. Estos electrones sólo se diferencian en las proyecciones de sus espines. ¿Pueden tener, estos dos electrones, proyecciones iguales de los espines? La experiencia da una respuesta negativa a esta pregunta y el principio de Pauli recibe el siguiente enunciado: en cada estado caracterizado por los *cuatro* números cuánticos  $n$ ,  $l$ ,  $m$  y  $s$  sólo puede encontrarse un electrón. En otras palabras, si en un estado  $n$ ,  $l$ ,  $m$  hay dos electrones, sus espines tendrán direcciones opuestas.

### § 191. Momentos magnéticos de los átomos

La hipótesis del espín del electrón permite descifrar los resultados de las experiencias con haces atómicos llevadas a cabo con diferentes átomos. La medida del momento magnético es uno de los procedimientos esenciales para juzgar acerca del estado electrónico de los átomos. Veamos qué deben dar estos experimentos para los primeros elementos de la tabla de Mendeléiev.

El átomo de hidrógeno ya lo hemos estudiado. ¿Qué da un haz de átomos de helio? El haz no se desintegra. Así debía ser; en este átomo hay dos electrones en el estado  $2s$ ; el principio de Pauli condiciona que sus espines tengan direcciones opuestas y, por lo tanto, también las tengan los momentos magnéticos; el momento magnético total es nulo.

En el átomo de litio el momento magnético debe determinarse por el tercer electrón, puesto que los dos primeros, que se hallan en el estado  $1s$ , compensan entre sí la acción de sus espines. El tercer electrón del litio se encuentra en el estado  $2s$ . Por esto, lo mismo que en el caso del hidrógeno, el momento magnético sólo puede ser determinado por el espín. La desintegración del haz de átomos de litio en dos componentes confirma estos razonamientos. Lo mismo que en el hidrógeno, una componente corresponde a la proyección del espín  $+1/2$ , y la otra, a la proyección del espín  $-1/2$ .

En el átomo de berilio hay cuatro electrones, dos en el estado  $1s$  y dos en el estado  $2s$ . Cada par de electrones tiene espines opuestos que al compensarse dan un momento total nulo. Por esta razón el haz de átomos de berilio no se desintegra en componentes.

El haz de átomos de boro, por el contrario, se divide en cuatro componentes. ¿De dónde provienen? Está claro que el momento magnético es creado únicamente por el quinto electrón, que se encuentra en el estado  $2p$ ; este estado puede realizarse con tres valores del número cuántico magnético:  $+1, 0, -1$ . Por lo tanto, el momento magnético orbital puede tener tres valores, incluido el nulo. Con estos valores se compone el momento magnético de espín. ¿Cómo se componen? La fig. 219 muestra todas las posiciones mutuas posibles de los momentos. Vemos que son posibles cuatro combinaciones, cuyos impulsos de rotación son  $3/2, 1/2, -1/2$  y  $-3/2$  (en unidades  $n/(2\pi)$  esta indicación no se hace de ordinario).

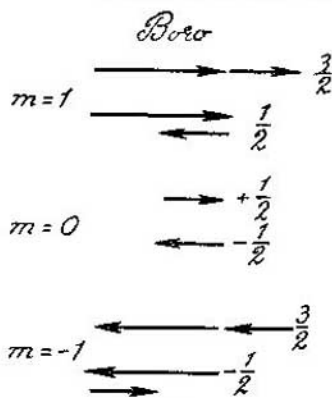


FIG. 219.

Aún más rica será la desintegración del haz de átomos de carbono: siete rayas, incluyendo la no desviada, con valores del impulso de rotación iguales a  $3, 2, 1, 0, -1, -2, -3$ .

### § 192. Ley periódica de Mendeléviev

A la luz de los datos acerca de la estructura electrónica de los átomos se comprenden claramente las regularidades del sistema periódico de Mendeléviev.

Las reglas fundamentales de la distribución de los electrones en el átomo, según los números cuánticos, se deducen del principio de Pauli. Sin embargo, si nos guiásemos únicamente por estos datos, le atribuiríamos correctamente los números cuánticos sólo a los primeros dieciocho átomos (hasta el argón). La cuestión está en lo siguiente. Los electrones llenan el átomo en el orden de seguimiento de las energías del estado. En el átomo de hidrógeno los niveles de energía son degenerados, la energía viene determinada por un solo número cuántico. En los átomos con varios electrones, en virtud de la interacción, se elimina la degeneración y la energía del electrón en el átomo depende de todos los números cuánticos. En el átomo de hidrógeno está claro que si el electrón se encuentra en el nivel para el que  $n=3$ , su energía será menor que si se halla en



el nivel con  $n=4$ . Pero en un átomo multielectrónico, cuando el número cuántico secundario tiene valores grandes, este planteamiento no es único. Por esto en una serie de casos el orden «natural» de la marcha de los números cuánticos no está de acuerdo con el orden de ocupación del átomo por los electrones.

Dentro del átomo, los electrones se suelen dividir en capas, es decir, en conjuntos de niveles con distintos números cuánticos principales. Las capas se designan generalmente por letras latinas mayúsculas (en orden de seguimiento de los números cuánticos  $n$ ):

$K, L, M, N, \dots$

La envoltura electrónica del átomo se caracteriza en lo fundamental por la distribución de los electrones según los números cuánticos (por capas). Esta distribución la definen las fórmulas que indican (por el índice) la cantidad de electrones que tienen tal o cual valor del número cuántico principal ( $n$ ) y del secundario ( $l$ ). Por ejemplo:

el silicio —  $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^4$ ;

el calcio —  $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2$ .

Para hacerse una idea del grado de ocupación de los niveles hay que recordar los números máximos  $s, p, d, f, \dots$  de electrones: 2, 6, 10, 14, ... (que se obtienen por la fórmula  $2(2l+1)$ ).

Retornemos a la tabla de Mendeléiev e interesémosnos por aquellos puntos en que tienen lugar alteraciones del orden de distribución de los electrones según los números cuánticos. La primera de estas alteraciones ocurre en el potasio. Su último electrón no entra en el nivel  $3d$ , sino en el  $4s$ . El elemento siguiente, el calcio, también recibe el electrón en el nivel  $4s$ , y a partir del elemento 21°, el escandio, se completa el nivel  $3d$ . En el cromo (elemento 24° de la tabla) aparece una nueva anomalía. El número de electrones es ahora otro y el orden de distribución de los niveles cuánticos por energías ha cambiado. El alojamiento de dos electrones en el nivel  $4s$  se hace desfavorable desde el punto de vista energético y el cromo toma la estructura  $3s^2 3p^6 3d^5 4s$ .

No hay necesidad de seguir describiendo otras anomalías semejantes. La estructura electrónica de todos los átomos puede encontrarse en cualquier manual de física o química. Lo importante es esto: la distribución de los electrones por números cuánticos, determinada por procedimientos de investigación puramente físicos (análisis espectral, medida de los momentos magnéticos), ayuda a comprender las propiedades químicas de los átomos.

*§ 193. Potenciales de ionización*

Uno de los procedimientos de estudio de la estructura electrónica del átomo es la medición de la energía de ionización, es decir, de la energía que hay que gastar para arrancar un electrón del átomo. Como la energía del electrón en el átomo es negativa y se cuenta desde cero, que corresponde al desprendimiento del electrón del átomo, la energía de ionización es al mismo tiempo la energía del nivel que ocupa el electrón en el átomo. Esta energía se suele referir a la carga del electrón y se expresa en voltios. Por ejemplo, se dice: el potencial de ionización del átomo de hidrógeno es igual a 13,53 V; esto quiere decir que para liberar al electrón hay que realizar un trabajo igual al que se necesitaría para trasladar el electrón entre dos puntos cuya diferencia de potencial fuera de 13,53 V (el sentido de esta cifra se muestra en la fig. 214).

Si se trata de un átomo multielectrónico, se puede hallar una serie de potenciales de ionización que caracterizan los niveles de los electrones primero, segundo, tercero, etc., contando desde la posición que ocupa el electrón menos ligado. En este sentido se habla de primer potencial de ionización; segundo potencial de ionización, etc. del átomo de que se trate.

Existen muchos métodos de medición de los potenciales de ionización. Para medirlos se sitúan los gases o vapores en un campo eléctrico. El flujo de electrones que emite un filamento que se caldea, ioniza el gas. Mientras la energía del electrón primario es insuficiente para arrancar el electrón atómico, la corriente eléctrica que pasa a través del gas no varía. Pero en cuanto la energía de los electrones primarios se hace suficiente para arrancar electrones de los átomos del gas, en el espacio se encuentra un número considerable de iones cargados positivamente y se produce un aumento brusco de la corriente eléctrica. Aumentando paulatinamente la tensión aplicada al aparato, puede apreciarse con bastante exactitud el instante en que comienza este aumento de la corriente eléctrica. El valor crítico de la tensión da directamente la magnitud del potencial de ionización. Los valores del primer potencial de ionización de la mayoría de los elementos químicos se dan gráficamente en la fig. 220.

Salta a la vista la periodicidad de esta propiedad, que coincide totalmente con el período químico. El electrón más difícil de arrancar es el del átomo de helio, así como los átomos de todos los demás gases nobles. Precisamente esta circunstancia es la que explica su carácter inerte químicamente. Los metales monovalentes alcalinos presentan los valores más pequeños de potencial. Esto también está de acuerdo con las ideas del químico, que conoce el extraordinario poder reactivo de estas sustancias.

Los valores del primer potencial de ionización y de los sucesivos están relacionados con la valencia de los átomos. ¿Por qué son mono-valentes los átomos de los elementos alcalinos? Porque un electrón (el más exterior) de los átomos de estas sustancias está ligado mucho más débilmente que los demás electrones. Los primeros potenciales del átomo de cesio tienen, por ejemplo, los siguientes valores:

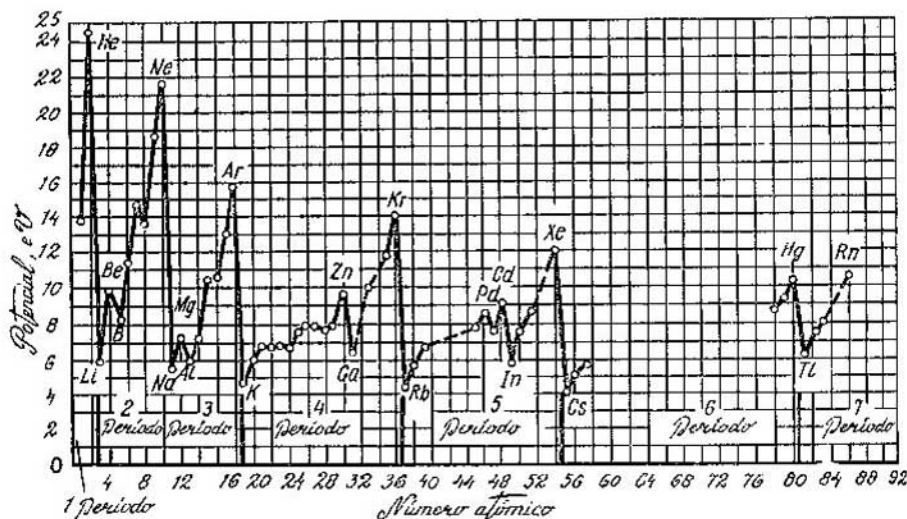


FIG. 220.

3,9; 27; 46 y 62 V. Como puede verse, es muy grande la diferencia entre la energía que hay que gastar para arrancar el primer electrón y la necesaria para arrancar los siguientes.

### § 194. Espectros de los átomos en la región óptica

Pueden observarse espectros atómicos de absorción y de emisión. Pero los que tienen importancia fundamental son los últimos. Los espectros atómicos de emisión en la región óptica pueden obtenerse estudiando, por medio de espectrógrafos, la radiación que crean los vapores de los cuerpos que a la temperatura normal son sólidos, o los gases.

Para que los átomos irradien hay que excitarlos, es decir, hacer que pasen del nivel energético más bajo al más alto. Al retornar el átomo al nivel de energía más bajo se produce el espectro de emisión. A cada transición le corresponderá una raya del espectro.

La excitación de los átomos se lleva a cabo por distintos medios. Uno de los procedimientos consiste en utilizar la descarga en gas. La tensión aplicada al tubo de descarga acelera las partículas cargadas que hay en el gas. Estas partículas chocan con los átomos neutros y les ceden energía. Otro procedimiento que se emplea en el análisis espectral de los metales consiste en crear un arco o hacer saltar chispas entre dos electrodos hechos con el material que se desea analizar. En la chispa y en el arco se desarrollan temperaturas bastante altas y la sustancia se vaporiza en el espacio de la descarga. La excitación de los átomos se logra gracias a las colisiones.

El espectro atómico de emisión consta de un número enorme de rayas nítidas. La frecuencia de radiación correspondiente a cada raya cumple la ecuación  $h\nu_{mn} = E_m - E_n$ . Por lo tanto, midiendo la frecuencia de la luz emitida podemos juzgar acerca de la diferencia entre los niveles energéticos del átomo dado. Los espectros de los átomos pueden descifrarse con bastante seguridad, es decir, hallar por los valores de las frecuencias de la radiación el cuadro de los niveles de energía. Los datos acerca de las rayas espectrales de los elementos y de sus niveles de energía se dan en los manuales.

No debe pensarse que en un espectro se encuentran las rayas correspondientes a la transición desde un nivel cualquiera a otro cualquiera. La experiencia ha demostrado (y la teoría ha fundamentado) que existen ciertas reglas de selección o de prohibición. Algunas transiciones están prohibidas y no se realizan.

Está claro que no puede decirse a qué estado de energía más bajo pasará el átomo excitado y cuál será precisamente la frecuencia de la raya espectral emitida. Pero no todas las transiciones son igualmente probables. La teoría puede en principio calcular la probabilidad del paso de un nivel a otro. La magnitud de la probabilidad define al principio la intensidad de respectiva raya espectral.

En los espectros de los átomos influyen los campos externos. Si la sustancia que irradia se halla en un campo eléctrico o magnético, una serie de rayas espectrales se desdoblan en varias componentes. La energía de un sistema que posea el momento magnético  $M$  y que se encuentre en un campo magnético exterior  $H$ , viene dada por la expresión  $U = -MH$  (véase la pág. 290). Los estados con los mismos números cuánticos  $n$  y  $l$  pueden diferir entre sí por las proyecciones del momento magnético sobre la dirección del campo magnético. Por esto la superposición del campo magnético elimina la degeneración de niveles energéticos; electrones atómicos con diversos números cuánticos magnéticos tendrán distinta energía.

El estudio de los espectros atómicos de emisión en la región óptica tiene gran importancia: en él se basa el método del análisis espectral de las sustancias (especialmente de las aleaciones), que es un procedimiento muy sensible (hasta  $10^{-10}$  g) de determinar la

composición química y que en muchos casos sustituye al análisis químico.

Las frecuencias ópticas se producen por lo general cuando el átomo se somete a una excitación relativamente débil, que hace que sus electrones periféricos, de valencia, pasen a un nivel más elevado. Sin embargo, incluso el electrón más «alto» puede crear un espectro de gran amplitud. Parece que la radiación no tiene límites por la parte de las pequeñas frecuencias. En efecto, en el cuadro de los niveles de energía (la fig. 214 representa los niveles y las transiciones para el hidrógeno, pero, en principio, es similar al cuadro que ofrecen otros átomos) vemos que cuando los valores de  $n$  son grandes, los niveles se aproximan y, por consiguiente, existen transiciones que ocasionan frecuencias tan pequeñas como se quiera y, por lo tanto, ondas largas. No obstante, la experiencia demuestra que los espectros que crean los electrones periféricos, aunque penetran sensiblemente en la región infrarroja del espectro, no producen rayas de gran longitud de onda. Esto significa, que la probabilidad de que el átomo pase a un nivel de energía cualquiera, por ejemplo, al  $21^{\circ}$ , no es grande, y que la probabilidad de la transición del nivel  $21^{\circ}$  al  $20^{\circ}$  (en cuyo caso sería emitido un fotón de pequeña frecuencia  $\nu$ ) es insignificante.

En cuanto a las frecuencias grandes (de las ondas más cortas), están limitadas por el potencial de ionización. Si nos referimos al electrón «más alto», el potencial mayor es el del helio, y el menor, el del cesio, respectivamente, 24 V y 4 V. Esto corresponderá a unas frecuencias de radiación de  $6 \cdot 10^{15}$  Hz ( $\lambda=500 \text{ \AA}$ ) y  $10^{15}$  Hz ( $\lambda=3000 \text{ \AA}$ ). Por lo tanto, sólo un electrón periférico puede adelantarnos en la región de las ondas ultravioletas muy cortas, que a su vez puede llamarse región de ondas muy largas en comparación con la radiación característica de rayos X.

Está claro que si las excitaciones son grandes podrán elevarse ya a los niveles superiores los electrones que se hallan en las entrañas del átomo. En la composición del espectro característico comenzarán a figurar rayos X.

### § 195. Espectros atómicos de rayos X

En los átomos con muchos electrones los potenciales de ionización de los niveles inferiores alcanzan grandes magnitudes. Por esto, la excitación de estos átomos puede ocasionar la emisión de rayos X (de longitudes de onda del orden de  $0,1-10 \text{ \AA}$ ). Para provocar la emisión de rayos X hay que comunicarle al átomo una energía del orden de  $10^4$  eV. Este efecto puede lograrse en tubos de descarga en gas a los cuales se aplican tensiones de decenas y centenares de miles de voltios.

Puede valorarse la temperatura a que el átomo comienza a emitir frecuencias de rayos X debidas a las colisiones térmicas con otros átomos. Para que la energía cinética media correspondiente a un grado de libertad sea del orden de  $10^4$  eV, se necesita una temperatura del orden de  $10^8$  °K. Estas temperaturas tan altas se producen en las explosiones atómicas (véase la pág. 628), en el Sol y en las estrellas. La emisión de rayos X del Sol puede registrarse por medio de aparatos instalados en los satélites artificiales.

Pero el procedimiento práctico para obtener los rayos X es el bombardeo de cuerpos sólidos (anticátodo de los tubos de rayos X) por un flujo de electrones. El electrón que llega al anticátodo es frenado bruscamente y esto produce un espectro continuo de rayos X. La energía de los electrones, incrementada a espensas de la aceleración en el campo eléctrico hasta un valor  $\mathcal{E}_1$ , a causa del frenado disminuye hasta el valor  $\mathcal{E}_2$ . La diferencia de energía  $\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2 = h\nu$  se libera en forma de radiación. La magnitud  $\mathcal{E}_2$  puede tomar cualquier valor, desde  $\mathcal{E}_1$  hasta cero, de manera que las frecuencias de los rayos que se producen se encuentran entre los límites de  $\nu = \mathcal{E}_1/h$  a cero. La energía de los electrones que no se transforma en radiación, se transforma en calor (en energía de rayos X sólo se transforma aproximadamente una centésima parte de la energía del haz electrónico). De lo expuesto se deduce claramente que el espectro continuo de rayos X tiene una frontera de ondas cortas:

$\lambda_{\min} = \frac{c}{\nu_{\max}} = \frac{hc}{eV}$ . Sustituyendo los valores de las constantes, obtenemos que

$$\lambda_{\min} = \frac{12,3}{V};$$

aquí  $\lambda$  se expresa en Å y  $V$  en kilovoltios. Así, pues, el espectro continuo de rayos X comienza en una longitud de onda rigurosamente determinada, aumenta de intensidad al aumentar la longitud de onda, alcanza el máximo al cabo de varias décimas de angstrom a partir de la frontera de ondas cortas, y luego decrece lentamente.

Las investigaciones demuestran que al espectro continuo se superponen unas rayas nítidas características de cada tipo de átomos. El espectro característico de rayos X se produce debido a que una parte de los electrones que inciden sobre el anticátodo penetran dentro de los átomos y desalojan de ellos electrones internos, es decir, electrones que se hallan en las capas  $K$ ,  $L$ , etc. El cuanto X se produce cuando uno de los electrones periféricos salta al puesto inferior que quedó libre. El conjunto de rayas espectrales debidas a la transición de electrones al nivel  $K$  recibe el nombre de serie  $K$ , las debidas al paso al nivel  $L$ , serie  $L$  y así sucesivamente.

Si se aumenta gradualmente la tensión aplicada al tubo de rayos X, las series irán apareciendo sucesivamente, ya que a medida que aumenta la energía de los electrones que inciden sobre el anticátodo, se irán liberando consecutivamente para las transiciones niveles de energía más bajos. La última que aparece es la serie K.

El esquema general de las transiciones electrónicas de rayos X se da en la fig. 221. Los puntos gruesos indican los niveles iniciales. En el esquema se incluyen las rayas más intensas. Sin embargo, ciertas transiciones se omiten de acuerdo con las reglas de prohibición. Esto se refiere, por ejemplo, a las transiciones con valores iguales del número cuántico secundario.

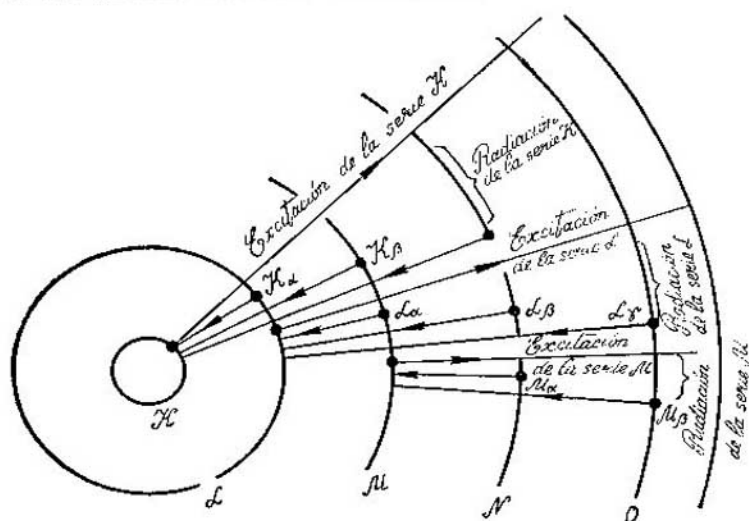


FIG. 221.

Como la estructura de los niveles inferiores ocupados es igual en todos los átomos, las figuras de los espectros de rayos X de diversos átomos se asemejan mucho entre sí. En todos los espectros existen sucesiones típicas de las rayas (desplazadas para los elementos de distinto número atómico según la escala de longitudes de onda), por ejemplo, todos los elementos producen un intenso doblete  $\alpha$ ,  $K\alpha_1$  y  $K\alpha_2$ , y un doblete  $\beta$  más débil. Con bastante frecuencia estos dobletes suelen no ser resueltos, en cuyo caso se mencionan las rayas  $\alpha$  y  $\beta$  de la serie K del elemento dado. Estos dobletes son de naturaleza «espinorial».

La fig. 222 representa el desplazamiento sistemático del espectro característico en la región de ondas cortas a medida que aumenta

el número atómico del elemento que produce el espectro. Esta es una ley descubierta por H. G. J. Moseley. El fundamento físico de esta ley es el aumento sucesivo de la fuerza de interacción del electrón con el núcleo al ir incrementándose la carga del núcleo.

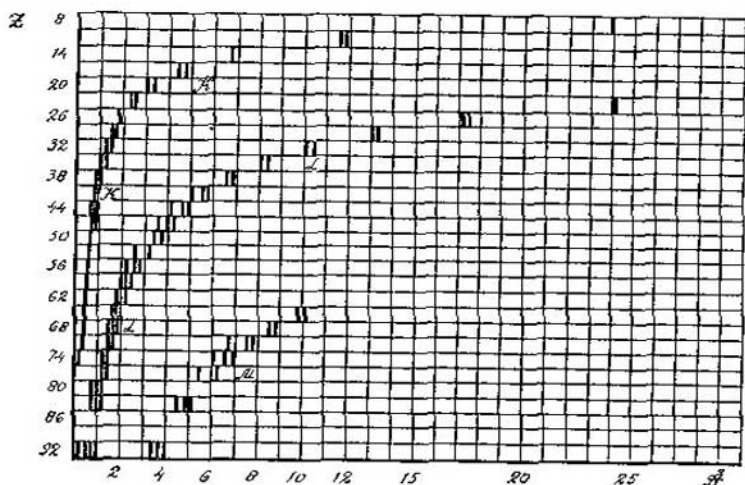


FIG. 222.

La fórmula de esta ley no vamos a darla. El carácter riguroso de la ley del desplazamiento de las rayas se ve perfectamente en la figura.

## 29

### MOLÉCULA

#### § 196. Enlace químico

Una molécula es una estructura estable de átomos. Cada átomo de una molécula ocupa en ella una posición estable. El desplazamiento de un átomo en cualquier sentido ocasiona un aumento de la energía potencial de la molécula. La aproximación de un átomo a sus vecinos provoca fuerzas de repulsión, el alejamiento, fuerzas de atracción. Cada átomo de la molécula, y la molécula en su conjunto, se halla en un pozo de potencial.



El carácter de la curva de potencial de cualquier átomo de una molécula es bastante evidente (fig. 223). Como es imposible acercar los átomos hasta una distancia nula, la curva de la energía potencial, en función de la distancia del átomo a sus vecinos, sube con

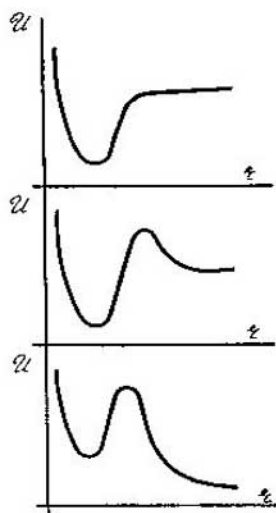


FIG. 223.

mucha inclinación cuando las distancias son pequeñas. Hacia la parte del aumento de las distancias, la curva, desde la posición de equilibrio (fondo del pozo), va mucho más despacio. Luego son posibles algunas variantes: la energía potencial, a grandes distancias, puede ser menor o mayor que en el fondo del pozo, y este último puede tener un borde bien definido o no tenerlo. La energía de la molécula puede ser mayor y menor que la suma de las energías de los átomos tomados por separado (partes de la molécula). En dependencia de esto, cuando los átomos se unen para formar una molécula puede desprenderse calor o ser absorbido (véase el § 215).

El átomo que se halla en el pozo de potencial está ligado a sus vecinos. ¿A qué se debe esta ligadura? ¿Existen acaso distintos tipos de ligaduras? Pueden producirse dos esquemas ideales de enlace químico: *iónico* y *homopolar*. En la inmensa mayoría de los

casos que interesan a la química existe uno de estos tipos de ligadura o un caso intermedio en el que coexisten ambos esquemas ideales.

Si un átomo es capaz de cederle a otro uno o varios electrones, entre los iones recién formados se produce una atracción eléctrica. Esta es la ligadura o enlace iónico. Las fuerzas de atracción electrostática se equilibran con la repulsión de las capas electrónicas de los átomos a cierta distancia interatómica característica de este par de átomos.

Para que un átomo le ceda a otro sus electrones hace falta que este proceso sea de por sí conveniente desde el punto de vista energético. En este caso la simple tendencia a pasar a un nivel energético más bajo será la causa de la transmisión del electrón.

El desprendimiento de un electrón de un átomo neutro requiere siempre un gasto de energía, igual, como sabemos (véase la pág. 531), al producto de la carga del electrón por el potencial de ionización. Por consiguiente, la formación de un ion positivo va siempre ligada a un gasto de trabajo. Por el contrario, la formación de un ion negativo, es decir, la unión de un electrón a un átomo neutro, puede ir acompañada de desprendimiento de energía. Aunque esto

sólo se refiere al primer electrón. La unión de un segundo electrón a un átomo monoionizado negativo, debido a la repulsión eléctrica, exige un gasto de trabajo.

Para que la ligadura iónica se efectúe, es necesario que la energía de desprendimiento del electrón, es decir, el trabajo de creación del ion positivo, sea menor que la suma de la energía que se desprende al formarse los iones negativos y la energía de la atracción eléctrica de los iones que se produce.

El menor potencial de ionización lo poseen los metales alcalinos, en los cuales el último electrón comienza a ocupar una nueva capa. En los metales alcalinotérreos hay dos electrones ligados con el resto del átomo más débilmente que los demás. Es evidente que la formación de un ion positivo a partir de un átomo neutro requiere un trabajo mínimo en el caso en que se trate de arrancar los electrones de una capa electrónica que comience a ser ocupada.

Por otra parte resulta que la cantidad máxima de energía se desprende cuando se une un electrón a los átomos de los halógenos, que necesitan dicho electrón para completar una capa. Por esto, en gran número de casos, la ligadura iónica se origina cuando la transmisión de electrones hace que en los iones que se forman se creen las capas electrónicas completas características de los átomos de los gases nobles. De esta forma se explica perfectamente el sentido físico de los pozos de potencial que existen en las moléculas como el  $\text{Cl Na}$  o el  $\text{Cl}_2 \text{ Mg}$ .

Sin embargo, está claro que esta explicación no puede tener un carácter universal. Esto se deduce evidentemente de hechos como la existencia de moléculas diatómicas de hidrógeno, oxígeno, etc. Es imposible suponer que, al producirse el enlace, uno de los átomos se transforma en ion negativo y el otro en ion positivo. En este caso huelgan los argumentos teóricos. Las propiedades físicas de las moléculas constituidas por iones revelan inmediatamente cuando puede hablarse de ligadura iónica y cuando no. Concretamente, las uniones iónicas se disocian y forman electrolitos. Una clase numerosísima de moléculas orgánicas no siguen este comportamiento. Este hecho ya es suficiente para evidenciar que el modelo iónico es inaplicable a estas sustancias.

¿Cómo puede explicarse entonces el enlace entre los átomos? Habrá que investigar si existe alguna ventaja en energía cuando, por ejemplo, se unen en una molécula dos átomos de hidrógeno.

Esta ventaja existe, y la mecánica cuántica señala las condiciones en que se produce. Como se dijo en la pág. 529, el comportamiento del electrón del átomo de hidrógeno, en rasgos generales, coincide con el comportamiento de un electrón en una caja de potencial. El nivel de energía, en el punto cero, del electrón en la caja de potencial viene determinado por las dimensiones de dicha caja

(véase la pág. 524), siendo tanto mayor cuanto menor sea la dimensión de la caja. De este modo, cualquier ampliación del espacio en que el electrón puede moverse ocasiona una disminución de la energía.

Figurémonos ahora que dos átomos de hidrógeno se ponen en contacto. Cada uno de ellos tiene un electrón. Como el principio de Pauli permite que dos electrones se encuentren en un mismo estado, no hay inconveniente en que se fundan las regiones de existencia de los electrones y en que, de este modo, se aumenten las dimensiones de la caja de potencial. Esto sólo es posible cuando los electrones tienen espines inversos.

Supongamos que a la molécula así formada se aproxima un tercer átomo. Los argumentos antes utilizados ya no sirven. El tercer electrón ya no puede unir su región de existencia a la región en que se mueven los electrones de la molécula de hidrógeno, porque a esto se opone el principio de Pauli, ya que en la molécula de hidrógeno están ocupados los dos puestos disponibles por dos electrones con espines contrarios.

Así, pues, el segundo tipo de ligadura, llamado homopolar, se mantiene por un par de electrones con espines contrarios. Si en el enlace iónico se trataba de la transmisión de electrones de un átomo a otro, aquí se efectuará la ligadura generalizando los electrones, es decir, creando así como un espacio común para su movimiento. El ensanchamiento del espacio en que el electrón puede moverse ocasiona una disminución de la energía y explica, por lo tanto, la formación del pozo de potencial.

La formación de moléculas por la unión de nubes electrónicas de electrones con espines contrarios es el tipo fundamental de ligadura que tiene lugar en las moléculas orgánicas.

Cada átomo es capaz de formar un número limitado de enlaces homopolares, con la particularidad de que en la creación de cada ligadura interviene un par de electrones con espines opuestos, cuyo «espacio vital» tiene la forma de las nubes solapadas de sus funciones de onda.

Como sabemos, los electrones *s* tienen funciones  $\psi$  de simetría esférica, pero los electrones *p*, *d* y *f* poseen funciones  $\psi$  alargadas en determinadas direcciones. De aquí se deduce que una ligadura homopolar formada por todos los electrones, menos los *s*, será un enlace orientado. Si entre dos átomos se produce un enlace de este tipo, las nubes electrónicas de estos átomos se situarán de un modo perfectamente determinado con relación a la primera línea de enlace. Por consiguiente, las líneas de enlace procedentes de unos mismos átomos sólo pueden formar determinados ángulos entre sí. La mecánica cuántica puede deducir los valores de estos ángulos normales de ligadura para todos los átomos.

Los dos esquemas de ligadura que hemos expuesto son ideales hasta cierto punto. En la mayoría de los casos nos encontraremos con que las propiedades físicas y químicas de las moléculas nos conducen a la necesidad de admitir un mecanismo de enlace intermedio. Si en el enlace iónico un electrón es transferido por un átomo a otro y en el enlace homopolar cada electrón pertenece por igual a los dos átomos enlazados, en los casos intermedios los electrones que efectúan la ligadura pueden permanecer más tiempo juntos a un átomo que junto al otro. Este modelo permite, por ejemplo, la existencia de un enlace iónico en el cual los electrones de enlace pertenecen la mayoría del tiempo al ion negativo, o, por ejemplo, un enlace homopolar en el que los electrones de enlace permanecen casi el mismo tiempo junto a los dos átomos enlazados. Son posibles todos los enlaces intermedios, cualquiera que sea su porcentaje «iónico».

### § 197. Geometría de las moléculas

Se ha recopilado un material abundantísimo sobre los valores de las distancias entre los centros de los átomos en las moléculas y en los cristales. La mayor parte de este material ha sido obtenida por los métodos de difracción. Si no se pretende alcanzar una exactitud muy grande, resulta posible representar las moléculas por medio de modelos que dan una idea acerca de la forma y de las dimensiones de aquéllos.

Son simples en particular los modelos de las moléculas del tipo del  $\text{ClNa}$ , en los cuales los átomos están unidos por enlace iónico. Cada ion puede representarse por medio de una esfera de radio determinado. Una idea acerca de las dimensiones de los iones la da la tabla siguiente:

Ion	Li +	Na +	K +	Cs +	F -	Cl -	Br -	I -
Radio iónico, Å	0,60	0,95	1,33	1,69	1,36	1,81	1,95	2,16

Valiéndose de una tabla de este tipo pueden hallarse las distancias entre los centros de los iones en cualquier sal; por ejemplo, la distancia en el  $\text{ClNa}$  es igual a  $0,95 + 1,81 = 2,76$  Å.

No obstante, ¿qué sentido se le da a la afirmación de que, el ion puede representarse por medio de una esfera? Para justificar esta representación hay que esclarecer hasta qué punto puede acercarse a una molécula, por ejemplo, de  $\text{ClNa}$ , otro ion de sodio

(o de cloro). Esto puede conocerse, ya que, según demuestra la experiencia, tanto las sales sólidas como las fundidas están constituidas por iones. Resulta que los iones segundo y tercero se acercan al ion dado hasta la misma distancia que el primero. Es más, los iones con cargas de igual signo también pueden acercarse el uno al

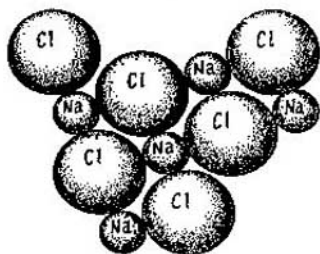


FIG. 224.

otro a una distancia igual a la suma de los radios iónicos. En efecto, los iones se comportan como esferas.

De estos hechos de carácter geométrico se saca una importante conclusión referente a las moléculas iónicas. Supongamos que a una molécula se acerca, hasta ponerse en contacto con ella, un grupo de moléculas. Se crea la disposición de iones que muestra la fig. 224.

Si las distancias interatómicas son completamente iguales, será imposible

decir con cuál de los átomos vecinos de cloro forma la molécula un ion de sodio dado y, viceversa, qué ion de sodio debe considerarse como pareja suya el ion de cloro dado. El concepto de moléculas pierde su sentido.

De este modo, la forma en que están dispuestos los centros de los átomos nos lleva a sacar la conclusión siguiente: en el estado condensado (es decir, en estado líquido o sólido) donde los átomos están unidos por enlace iónico, las moléculas, como formaciones individuales, no existen. El concepto de molécula resulta ser inaplicable.

¿Y qué ocurre en la fase gaseosa? Durante la vaporización, del líquido se desprende con mayor facilidad el par formado por iones con cargas de signos distintos, que en su conjunto no es portador de carga eléctrica. Por esto lo primero que hallamos en el vapor son moléculas del tipo  $\text{ClNa}$ . Pero al mismo tiempo que las moléculas, se evaporan del líquido iones de tipos distintos.

En las moléculas con enlace homopolar (covalente) el problema se plantea de una forma completamente diferente. Analizando las distancias interatómicas que se observan en las moléculas, llegamos a la conclusión de que es posible calcular las distancias entre los centros de los átomos valiéndose de los llamados radios atómicos. Sus valores (en angstrom), para los átomos más frecuentes son:

C—	C=	C≡	H—	O—	O=	O≡
0,771	0,665	0,602	0,30	0,66	0,55	0,50

Los radios atómicos disminuyen a medida que aumenta la multiplicidad del enlace de valencia. Por esta tabla vemos que la distan-

cia entre dos átomos de carbono enlazados, C—C, es de 1,54 Å, la distancia C — H es igual a 1,07 Å y así sucesivamente.

Al crear los modelos de las moléculas poseemos también ciertos conocimientos elementales acerca de los ángulos de valencia. Podemos referirnos a los ángulos de valencia normales, cuyo origen se explica por razones de simetría y está de acuerdo con ciertos razonamientos cualitativos de la mecánica cuántica, como dijimos en el párrafo precedente. Así, los ángulos normales de un átomo de carbono, enlazado por cuatro ángulos, son ángulos tetraédricos de  $109^{\circ}28'$ ; para el átomo aromático del carbono, así como para otros átomos de este mismo elemento enlazados con tres átomos, el ángulo normal de valencia es de  $120^{\circ}$ . Finalmente, para el átomo de carbono enlazado con dos átomos, el ángulo de valencia característico es de  $180^{\circ}$ . Los ángulos de valencia normales de los átomos de oxígeno, azufre y nitrógeno, enlazados con dos y, en el caso del nitrógeno, con tres átomos, es de  $90^{\circ}$ . El átomo de nitrógeno del nitrosilo ( $\text{NO}_2$ ) tiene ángulos de valencia normales iguales a  $120^{\circ}$ .

En una serie de casos los ángulos de valencia difieren considerablemente de la «norma». En una serie de compuestos cíclicos del tipo del ciclobutano, en vez de ángulos de  $109^{\circ}28'$ , se tienen ángulos de  $90^{\circ}$ . Las desviaciones considerables de los ángulos de valencia, respecto de sus valores normales, se deben a impedimentos espaciales. Pero antes de explicar esta última circunstancia es necesario detenerse en una tercera característica geométrica de la molécula: el radio intermolecular.

El estudio de la disposición de las moléculas en los cristales ha demostrado que a cada átomo se le puede atribuir su radio intermolecular, es decir, aquel con el cual, en promedio y con suficiente exactitud, las moléculas vecinas estarán en contacto. Así, por ejemplo, el radio intermolecular del hidrógeno es igual a 1,17 Å, el del oxígeno, 1,36 Å, el del nitrógeno, 1,57 Å, etc. Esto no significa, sin embargo, que las distancias entre los átomos de una misma molécula no sujetos a enlace de valencia sean determinadas por estas cifras. La cuestión consiste en que las dimensiones y la forma de las moléculas se determinan por la interacción de las fuerzas que establecen las distancias de equilibrio entre los átomos no sujetos a enlace de valencia y los ángulos de valencia normales. En este caso las fuerzas del enlace entre los átomos son de un orden de magnitudes superiores, por lo que las distancias interatómicas no varían y la configuración de las moléculas se determina por la competencia de la elasticidad del ángulo de valencia con la compresibilidad de la esfera intermolecular del átomo.

Pondremos un ejemplo simple, pero comprensible. El ángulo de valencia en la molécula de agua es igual, como demuestra la experiencia, a  $105^{\circ}$ . La distancia entre los átomos de hidrógeno es de

1,54 Å. Por consiguiente, tiene lugar una considerable compresión de las esferas intermoleculares de los átomos de hidrógeno, igual a  $2 \cdot 1,17 - 1,54 = 0,8$  Å. Esta compresión se equilibra con la elasticidad del ángulo de valencia, cuyo valor normal es igual a  $90^\circ$ . Por lo tanto, las fuerzas que comprimen los átomos de hidrógeno en 0,8 Å son iguales a las fuerzas que cambian el ángulo desde  $90^\circ$  hasta  $105^\circ$ . La confirmación de estos sencillos razonamientos la encontramos comparando la estructura de las moléculas de agua con la estructura de las moléculas de ácido sulfúrico. Como la longitud del enlace hidrógeno-azufre es mucho mayor que la del enlace hidrógeno-oxígeno, los átomos de hidrógeno de la molécula de ácido sulfúrico están mucho menos «apretados». La distancia entre los átomos de hidrógeno resulta ser igual a 1,99 Å y el ángulo de valencia,  $92^\circ$ . La compresión de los átomos de hidrógeno en 0,35 Å es equilibrada por una variación del ángulo de sólo  $2^\circ$ . Hechos análogos pueden demostrarse en una enorme cantidad de ejemplos de moléculas orgánicas.

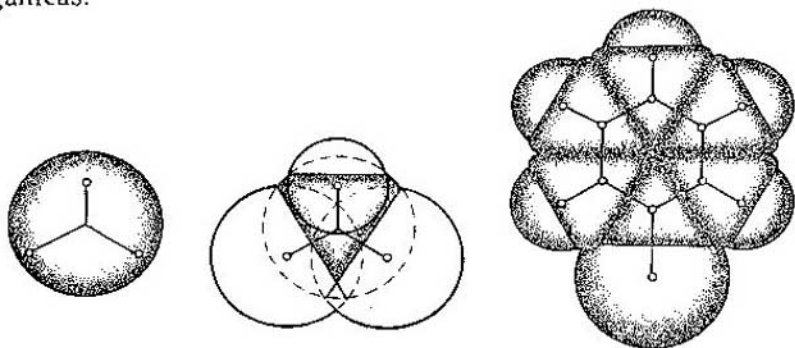


FIG. 225.

La fig. 225 reproduce la construcción del modelo de la molécula de clorobenceno. A la izquierda se ve el átomo de hidrógeno, en el

centro, el comienzo de la construcción —grupo  $\begin{array}{c} \text{H} \\ | \\ \text{—C—} \\ / \quad \backslash \\ \text{C} \quad \text{C} \end{array}$ — y a la derecha, el modelo de la molécula.

### § 198. Capa electrónica de la molécula

El movimiento de los electrones en la molécula, lo mismo que en el átomo, se caracteriza por una función de onda. Como en la molécula hay muchos electrones, la función  $\psi$ , hablando en rigor,

deberá ser función de las  $3n$  coordenadas de los  $n$  electrones. En este caso  $\psi^2$  dará la probabilidad de cualquier distribución de los electrones, es decir, la «densidad electrónica».

Ya hemos hablado de las dificultades que ofrece la resolución de la ecuación de Schrödinger de los átomos con muchos electrones. Está claro que, al pasar a la molécula, las dificultades sólo pueden aumentar. Aquí únicamente son posibles los métodos de cálculo semiempíricos aproximados. Debido a esto adquieren una importancia especial los métodos físicos de determinación de la densidad electrónica. Sin embargo, no es mucho a lo que puede aspirarse aquí.

Por el método del análisis estructural por difracción de rayos X se determina la densidad electrónica media, en tiempo, de la molécula (el valor de la densidad electrónica da la posibilidad de que los electrones se encuentren en un punto dado). Como los átomos oscilan dentro de las moléculas y las moléculas oscilan como un todo único, el cuadro de la capa electrónica resulta borroso. En la fig. 167 (pág. 414) se representa la sección de la densidad electrónica de una molécula de antraceno. La inexactitud del método se aprecia ya por el hecho de que los átomos de hidrógeno de la molécula no se revelan en todos los casos. Esta figura ha sido construida por el mismo procedimiento que se suele utilizar en el levantamiento de mapas geográficos. Las líneas de igual densidad electrónica contornean las cumbres y los valles electrónicos. Cada átomo se determina por un «monte» de densidad electrónica. A lo largo de la línea de enlace, las funciones acampanadas de las densidades de los átomos se superponen y originan un «puente» que une a dichos átomos. Es de lamentar que la exactitud de este método sea demasiado pequeña para poder descubrir las peculiaridades del enlace químico midiendo la altura de este puente. Su altura no se distingue de la suma de las funciones de densidad de dos átomos libres. No obstante, el carácter específico del enlace químico deberá ponerse de manifiesto, probablemente, en un incremento adicional (con respecto a los átomos libres) de la densidad electrónica. Las representaciones de este tipo de la capa electrónica son simplemente una bonita ilustración de la estructura de las moléculas.

Si conociéramos la densidad electrónica con respecto a los núcleos atómicos de la molécula, tendríamos la posibilidad de calcular el momento dipolar de esta última. En efecto, para esto hay que hallar los centros de «gravedad» de las cargas positiva y negativa. Hasta ahora no se ha determinado el momento de dipolo por este procedimiento, a pesar de que comparando los datos proporcionados por la neutrografía (los neutrones se dispersan en los núcleos) y por la difracción de rayos X se podría resolver este problema. Pero el momento dipolar de las moléculas se mide experimentalmente



con seguridad (véase el § 259), y valiéndose de él puede hallarse el centro de «gravedad» de la carga negativa.

Podría pensarse que en las moléculas iónicas puras nos encontramos con el caso límite en que el centro de gravedad de la nube electrónica coincide con el centro del anión. En este caso podríamos predecir, por ejemplo, el momento dipolar del ClK del modo siguiente. Si del potasio se toma un electrón y se le da al cloro, como resultado de esto una carga positiva «excedente» se encuentra separada de una carga negativa «excedente» por la distancia entre los centros del potasio y del cloro, es decir,  $1,81 + 1,33 = 3,14$  Å. De donde el momento del dipolo será igual a  $3,14 \cdot 4,8 \cdot 10^{-18} = 15$  u. CGS. La experiencia da 6,8 u. CGS. Por lo tanto, incluso en un caso tan clásico de enlace iónico, el electrón del potasio no pasa completamente al anión. Sin embargo, los casos extremos inversos se efectúan con toda rigurosidad. Es evidente que las moléculas simétricas, por ejemplo, de  $H_2$ ,  $O_2$ , benceno, etc., no pueden poseer momento dipolar: los centros de gravedad, de la nube electrónica y de los núcleos, coinciden.

Hay que recordar otra propiedad de la nube electrónica: su capacidad para desplazarse con respecto a la parte central constituida por los núcleos. La nube electrónica puede desplazarse con respecto a los núcleos por la acción de un campo eléctrico. En este caso, como los núcleos son mucho más pesados que los electrones, puede considerarse que los núcleos permanecen en su puesto. El desplazamiento de la nube electrónica de una molécula puede caracterizarse por la desviación de su centro de gravedad. Si el número de electrones de la molécula es  $N$ , al desplazarse a una distancia  $x$  el centro de gravedad de las cargas negativas con respecto al centro de gravedad de las cargas positivas, la molécula adquiere un momento dipolar inducido  $p = Nex$ . El momento dipolar inducido crece linealmente con el campo,  $p = \beta E$ . Se acostumbra caracterizar la desviación del centro de gravedad de la nube electrónica por la magnitud de la polarizabilidad de la molécula  $\beta$ . Esta magnitud  $\beta$  tiene dimensión de volumen. Su valor es tanto mayor cuanto mayor es el volumen de la molécula (para más detalles, véase el cap. 35).

### § 199. Niveles energéticos de las moléculas

La variación de la energía del átomo se produce por un procedimiento único: por el cambio del carácter del movimiento del electrón, por el paso del electrón a otro estado cuántico. Este procedimiento de variación de la energía se conserva también en las moléculas. Pero además hay otras posibilidades de variar la energía de la molécula. Los átomos de una molécula pueden oscilar unos

con respecto a otros; una componente de la energía de la molécula es la energía de las oscilaciones. Esta energía también puede tomar únicamente una serie de valores discretos. Por otra parte, la molécula gira como un todo único; la energía de la rotación de la molécula también se cuantifica, y las variaciones del estado de la molécula pueden consistir en variaciones de su energía de rotación. Por lo tanto, el estado energético de una molécula puede caracterizarse indicando el estado de su capa electrónica (nivel electrónico), el estado del movimiento oscilatorio (nivel vibracional) y el estado de rotación (nivel rotacional). Hay que operar pues, con tres tipos de datos, como si dijéramos, con el número de la casa, con el del piso y con el del apartamento.

¿Pero qué es lo que desempeña el papel de piso y de apartamento? ¿Qué niveles energéticos están separados por grandes intervalos y cuáles por pequeños? La experiencia y la teoría responden a esta pregunta con el esquema de los niveles representado en la fig. 226. Se muestran dos niveles electrónicos  $e'$  y  $e''$  con sus niveles de vibración subordinados, que se distinguen con los números  $v$ . A cada nivel de vibración están subordinados a su vez los niveles de rotación, que se indican con los números cuánticos  $j$ .

Está claro que los intervalos entre los niveles de rotación son menores que los que existen entre los de vibración. Las diferencias de energía más grandes son las que hay entre los niveles electrónicos.

Supongamos que la molécula puede tener los niveles electrónicos correspondientes a 100, 200, 300,... unidades de energía, los niveles de vibración correspondientes a 10, 20, 30.... unidades,

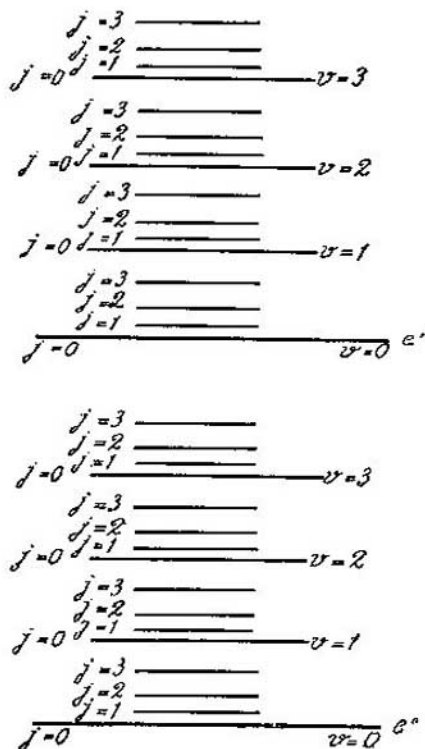


FIG. 226.

y los de rotación correspondientes a 1, 2, 3, ... unidades; en este caso, si la molécula se encuentra en el segundo nivel electrónico, en el primero de vibración y en el tercero de rotación tendrá una energía de 213 unidades.

Así, pues, la energía de una molécula puede darse de la forma \*)

$$W = W_{el} + W_v + W_r.$$

La frecuencia de la luz emitida o absorbida corresponderá siempre a la diferencia de dos niveles, es decir,

$$\nu = \frac{1}{h} (\Delta W_{el} + \Delta W_v + \Delta W_r).$$

Quisiéramos destacar aquellas transiciones en las cuales sólo varía un «tipo» de energía. En la práctica esto sólo es posible en las transiciones de rotación, y el porqué se comprenderá fácilmente.

Comencemos analizando la absorción de las ondas electromagnéticas por un grupo de moléculas. Empecemos por las ondas más largas, es decir, por pequeñas porciones de energía  $h\nu$ . Hasta que la magnitud del cuanto de energía no se haga igual a la distancia entre los dos niveles más próximos, la molécula no lo absorberá. Aumentando paulatinamente la frecuencia, llegaremos a unos cuantos capaces de elevar la molécula desde un nivel «rotacional» a otro. Esto ocurre, como demuestra la experiencia, en la región de las microondas (extremo de la gama radioeléctrica) o, dicho de otra forma, en la región del espectro infrarrojo lejano. Las longitudes de onda del orden de 0,1—1 mm serán absorbidas por las moléculas. Se produce un espectro de rotación puro.

Si continuamos aumentando la frecuencia daremos la posibilidad de que el espectro de rotación se manifieste mejor, pero fenómenos nuevos sólo se producirán cuando dirijamos a la sustancia una radiación que posea cuantos de energía suficientes para hacer que la molécula pase de un nivel de vibración a otro. No obstante, está claro que nunca obtendremos un espectro de vibración puro, es decir, una serie de transiciones tal, que el número del nivel de rotación se conserve. Al contrario, las transiciones desde un nivel de vibración a otro afectarán a diversos niveles de rotación. Por ejemplo, la transición desde el nivel de vibración del punto cero (el más bajo) hasta el primero, se efectúa por moléculas que están en el cuarto nivel de rotación y pasan al tercero, o que están en el tercero y pasan al segundo, etc. De este modo aparece un espectro de vibración-rotación. Este espectro se observará en la luz infrarroja (3—50  $\mu\text{m}$ ). Es indudable que todas las transiciones de un

\*) De otra componente de la energía de la molécula, y de la absorción de energía relacionada con ella, se trata en el § 211.

nivel de vibración a otro estarán próximas entre sí y darán en el espectro un grupo de rayas muy próximas. Cuando el poder separador es pequeño, estas rayas se unen en una banda. Cada banda corresponde a una transición vibracional determinada.

Prosiguiendo el aumento de la frecuencia llegamos en fin de cuentas a una nueva región espectral característica de la molécula. Esto ocurre en la parte visible y ultravioleta del espectro, cuando la energía del cuanto se hace suficiente para que la molécula pase de un nivel electrónico a otro. Como es natural, aquí tampoco son posibles las transiciones electrónicas ni electrónico-vibratorias puros. Se producen transiciones electrónico-rotacionales en las cuales el paso energético va acompañado de un cambio de «casa», de «piso» y de «apartamento». Como quiera que la transición de vibración-rotación representa de por sí una banda, el espectro en la región visible será de bandas, es decir, estará constituido por un sistema de bandas.

Pasemos ahora a considerar detalladamente los diversos tipos de espectros moleculares.

### § 200. *Espectro de rotación de las moléculas*

La rotación libre de las moléculas sólo ocurre en el estado gaseoso. Por esta razón los datos fundamentales acerca de los niveles energéticos de rotación se han obtenido estudiando los espectros de los gases. La investigación de estos espectros por los métodos ópticos es muy difícil. La metodología de la radioscopia, desarrollada en los últimos años, es mucho más apropiada para este fin. Un generador de ondas electromagnéticas envía la emisión a través de un guía de ondas\*), una parte del cual está llena del gas que se analiza. Después de pasar por el gas, las ondas electromagnéticas llegan a un receptor en el cual se miden sus intensidades. Estas medidas pueden hacerse para un gran intervalo de frecuencias. La posibilidad de generar por métodos radioeléctricos una estrecha banda de frecuencias es tan grande, que el poder separador de estos métodos resulta ser centenares de millares de veces más elevado (!) que el de los métodos ópticos. Si los métodos ópticos permiten separar rayas que disten  $0,1 \text{ cm}^{-1}$ , los métodos radioeléctricos dan la posibilidad de resolver rayas que difieran en  $10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ \*\*). Un

\*) Un guía de ondas es un tubo metálico, de sección rectangular o circular, por el cual pueden propagarse casi sin pérdidas las ondas centimétricas radioeléctricas.

\*\*) En espectroscopia, junto con la longitud de onda, suelen utilizarse datos expresados en longitudes de onda inversas (número de onda), es decir, por el número de longitudes de onda que caben en la longitud de 1 cm.

poder separador tan grande permite resolver los problemas a que nos referimos más adelante.

El espectro de rotación aparece en virtud de la cuantificación de la energía de rotación de la molécula

$$K_r = \frac{I\omega^2}{2},$$

donde  $I$  es el momento de inercia de la molécula. Esta es la forma que tiene la expresión de la energía de rotación de una molécula diatómica, la cual se caracteriza por un solo momento de inercia tomado en relación al eje perpendicular a la línea que une los átomos y que pasa por el centro de inercia. En el caso general, como indicamos a su debido tiempo (pág. 101), la rotación se caracteriza por tres momentos de inercia, con respecto a los tres ejes principales.

Nos detendremos un poco en los espectros de rotación de las moléculas diatómicas.

En primer lugar hay que subrayar que no todas las moléculas, e incluso no todas las moléculas diatómicas, darán espectro de rotación de absorción o de emisión. Como ya explicamos (véase la pág. 338), cada emisor (o absorbedor) de ondas electromagnéticas es una especie de oscilador, es decir, un dipolo elemental. Si el movimiento de los átomos de la molécula o el movimiento de la molécula como un todo no va acompañado de una variación del momento de dipolo, estos movimientos no pueden ocasionar la emisión ni la absorción de ondas electromagnéticas.

El momento dipolar  $p$  de la molécula varía periódicamente, durante la emisión o absorción, con la frecuencia correspondiente, oscilando en torno a su valor medio, que coincide con la posición de equilibrio de los átomos. Puede demostrarse que la intensidad de las rayas espectrales es proporcional a la derivada  $\left(\frac{dp}{dr}\right)_{r=0}$ , es decir, de la rapidez máxima de variación del momento dipolar con la distancia interatómica. Todas las moléculas simétricas cuyos átomos están unidos por enlace homopolar poseen un valor nulo de  $p$  constante. Por esto no dan espectros de rotación. A este tipo de moléculas pertenecen, por ejemplo, las moléculas diatómicas de átomos iguales ( $H_2$ ,  $O_2$ ,  $N_2$ , etc).

Consideremos el espectro de rotación de una molécula polar (es decir, que posea momento dipolar) diatómica. La energía de rotación de la molécula será

$$K_r = \frac{I\omega^2}{2};$$

aquí  $\omega$  es la velocidad angular de rotación, e  $I$  es el momento de inercia de la molécula,

$$I = m_1 r_1^2 + m_2 r_2^2 = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} r^2$$

( $r_1$  y  $r_2$  son las distancias hasta el centro de inercia,  $r = r_1 + r_2$ ). El de valor  $\omega$  se determina partiendo de que el impulso de rotación, igual a  $I\omega$ , según la regla de la mecánica cuántica (pág. 532) sólo puede tomar la serie de valores discretos

$$\frac{h}{2\pi} \sqrt{j(j+1)},$$

donde  $j=0, 1, 2, \dots$  es el número cuántico que designa los niveles rotacionales. Por consiguiente, las velocidades angulares de rotación de la molécula sólo pueden tener la serie de valores

$$\omega_j = \frac{h}{2\pi I} \sqrt{j(j+1)},$$

de donde

$$K_r = \frac{I\omega^2}{2} = \frac{h^2}{8\pi^2 I} [j(j+1)].$$

Comenzando por la energía de rotación nula, la energía de los siguientes niveles aumenta según una ley cuadrática.

Las transiciones energéticas se subordinan a una simple regla de prohibición: sólo son posibles las transiciones entre niveles vecinos (fig. 227).

La frecuencia de la emisión o absorción en el espectro de rotación de una molécula diatómica, en la transición entre los niveles  $j$  y  $j-1$ , será igual a

$$\nu = \frac{hj}{4\pi^2 I} \quad (j = 0, 1, 2, \dots).$$

En este caso simplísimo, el espectro de rotación constituirá un sistema de rayas equidistantes.

A distintas temperaturas del gas, la energía media de rotación de las moléculas será diferente. De acuerdo con la ley de Boltzmann, la energía más probable  $\frac{I\omega^2}{2} = kT$  (dos grados de libertad rotacionales, véase la pág. 205). De aquí es fácil calcular el número del nivel de energía en que la molécula se encuentra más frecuentemente. Por ejemplo, para una molécula de vapor de ácido clorhídrico ( $I=2,61 \cdot 10^{-40}$  g·cm<sup>2</sup>) a las temperaturas de 300, 600 y 1200° K obtenemos respectivamente que  $j=4, 6$  y 8.

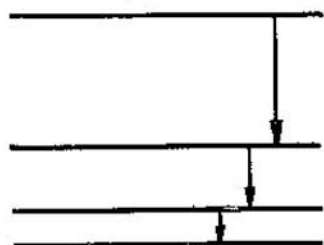


FIG. 227.

Como las transiciones sólo son posibles entre niveles vecinos, está claro que la serie de frecuencias equidistantes se agrupará junto a la raya del valor «medio» de  $j$ . La intensidad de las rayas decrecerá a medida que se alejan de este valor de  $j$ , ya que cada vez será menor el número de moléculas que se encuentren en los estados energéticos correspondientes.

Los espectros de rotación permiten determinar con enorme exactitud (mucho mayor que con los métodos de difracción) las distancias interatómicas en las moléculas simples. En efecto, si el número de átomos que hay en la molécula no es grande, conociendo el momento de inercia y la masa de los átomos se puede determinar la distancia entre ellos. Para una molécula diatómica

$$r = \sqrt{\frac{I}{m}}, \text{ donde } m = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}.$$

El cálculo para la molécula de ácido clorhídrico es:

$$m_{\text{H}} = 1,67 \cdot 10^{-24} \text{ g}, \quad m_{\text{Cl}} = 35 \cdot 1,67 \cdot 10^{-24} \text{ g}.$$

La distancia entre los átomos de H y de Cl en la molécula de ClH será

$$r = \sqrt{\frac{2,61 \cdot 10^{-40} \cdot 36 \cdot 1,67 \cdot 10^{-24}}{35 \cdot 1,67 \cdot 10^{-48}}} = 1,63 \cdot 10^{-8} \text{ cm}.$$

Este valor coincide bien con los datos obtenidos por otros métodos.

### § 201. Espectro infrarrojo de vibración-rotación

Este tipo de espectro se observa en la región de longitudes de onda de 2—3 hasta decenas de micras. Cuando se dice «espectro infrarrojo» se tiene en cuenta el espectro de vibración-rotación, de absorción, de las moléculas. Si la observación se efectúa en sólidos, la rotación de las moléculas no existe y se produce un espectro de vibración puro. En los líquidos la rotación encuentra dificultades y la estructura de rotación de las bandas será borrosa.

MOLECULA DIATÓMICA Dejemos a un lado por ahora el problema de la rotación y consideremos los niveles de energía de vibración.

Las oscilaciones de una molécula diatómica pueden representarse por medio del modelo de dos bolas unidas entre sí por un muelle. Este sistema tiene su frecuencia de vibración propia

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}},$$

donde  $k$  es el coeficiente (rigidez) que define la fuerza del enlace, y  $m$  es la masa del átomo, si los átomos de la molécula son iguales, o la masa reducida  $\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$ , si sus masas son diferentes (damos al

lector la posibilidad de demostrar esto). La mecánica cuántica llega a la conclusión de que la energía del oscilador deberá representarse por la fórmula

$$\mathcal{E} = \left( v + \frac{1}{2} \right) h\nu.$$

Aquí  $\frac{1}{2} h\nu$  es la energía del punto cero del oscilador (es decir, la energía de las vibraciones a la temperatura de cero absoluto), y  $v=0, 1, 2, \dots$  es el número cuántico vibracional. En la mecánica cuántica se demuestra, además, que en un oscilador que vibre según una ley armónica, sólo son posibles las transiciones energéticas entre niveles vecinos. Cuando comienzan las vibraciones inarmónicas aparecen transiciones que saltan uno o dos niveles, pero que son considerablemente más débiles que la transición fundamental. Las vibraciones armónicas son aquellas que se producen por la acción de la fuerza recuperadora  $-kx$ . La energía potencial de esta vibración es  $kx^2/2$ , es decir, varía según una ley parabólica.

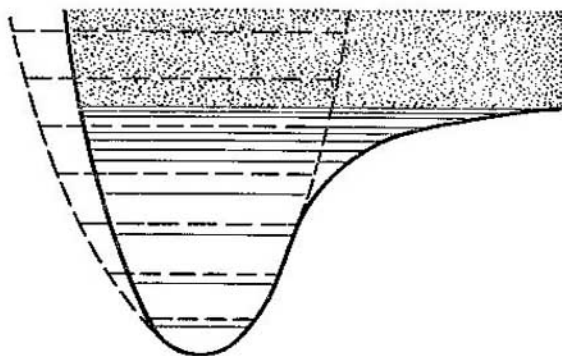


FIG. 228.

En la fig. 228 se ha construido la curva de potencial para una molécula diatómica y en ella se ha inscrito la parábola. Las rayas horizontales son los niveles de energía calculados valiéndose de las fórmulas teóricas. Mientras la energía es pequeña, la curva real difiere poco de la parábola. Podemos esperar que la molécula cumple bien la ley del oscilador armónico mientras la energía de las oscilaciones esté lejos de la energía de ruptura (disociación) de la molécula. En estas condiciones puede considerarse que todos los niveles de vibración son equivalentes, y como sólo se permiten las transiciones entre niveles vecinos, la molécula diatómica, lo mismo que un oscilador ideal, tendrá una sola frecuencia de transición. Si no



existe rotación de la molécula, todo el espectro constará de una raya. En realidad, además de la frecuencia fundamental  $\nu$ , en el espectro podrán encontrarse «armónicas» con frecuencias  $2\nu$ ,  $3\nu$ , etc. (después se pondrá de manifiesto la aproximación de los niveles y se perderá el paso proporcional de las frecuencias de las armónicas). Pero las armónicas son débiles y en una multitud de casos será correcto hablar de una sola frecuencia de vibración.

La existencia de la rotación de las moléculas transforma esta raya espectral en una banda. Si la molécula oscila y gira al mismo tiempo, su energía estará determinada por dos números cuánticos,  $\nu$  y  $j$ :

$$\mathcal{E} = \left(\nu + \frac{1}{2}\right) h\nu_\nu + \frac{h^2}{8\pi^2 I} j(j+1).$$

Las diversas transiciones ocasionan ahora la creación de dos grupos (que reciben el nombre de ramas y se designan con las letras  $R$  y  $P$ ) de frecuencias, menores y mayores que la frecuencia de vibración  $\nu_\nu$ . Teniendo en cuenta las reglas de prohibición de que hablamos antes, obtenemos la siguiente fórmula de las frecuencias

$$\nu = \nu_\nu \pm \frac{h}{4\pi^2 I} j \quad (j = 1, 2, \dots).$$

En este caso el signo más corresponde a las transiciones de un nivel de rotación más bajo a otro más alto, y el signo menos, a las transiciones en sentido inverso.

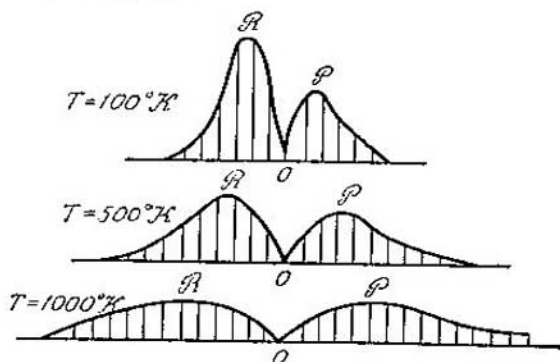


FIG. 229.

Esta fórmula se ilustra con la fig. 229, que representa la banda espectral del  $\text{CH}_4$ . El punto  $O$  corresponde al valor  $\nu_\nu$ , las rayitas a su derecha y a su izquierda indican las frecuencias que surgen. La altura de estas rayitas es proporcional a la intensidad de estas

rayas espectrales. Cuando la resolución es grande, cada rayo se ve por separado. Si el poder separador es pequeño, las rayas se unen formando una banda. En este caso la variación de la intensidad viene dada por la curva envolvente. La fig. 230 muestra el esquema de las transiciones energéticas que condujo a la creación de esta banda. Advertimos que la transición de vibración pura (de  $j'=0$  a  $j''=0$ ) está prohibida y en medio de la banda hay un foso. Después la absorción pasa por un máximo a la izquierda y a la derecha de la frecuencia de vibración. Los máximos de absorción corresponden a aquellos valores de  $j$  que se encuentran más frecuentemente a la temperatura dada (por la misma causa que consideramos en el párrafo precedente). Por esta razón, si la temperatura aumenta, la forma de la banda espectral variará como se indica en el esquema.

VIBRACIONES DE UNA MOLÉCULA POLIATÓMICA. Una molécula poliatómica puede efectuar un gran número de movimientos vibratorios igual al número de grados de libertad de vibración. Este número se calcula del modo siguiente. Una molécula de  $N$  átomos posee  $3N$  grados de libertad. Tres de ellos corresponden a las coordenadas del centro de inercia de la molécula. El número de grados de libertad rotacionales, en el caso general, también es igual a tres. No obstante, las moléculas lineales sólo poseen dos grados de libertad rotacionales, porque la rotación alrededor de la línea que pasa por los centros de los átomos carece de contenido físico. De este modo, el número de grados de libertad, y junto con él de frecuencias vibracionales, es igual a  $3N-6$  ó  $3N-5$ . Algunas de estas frecuencias pueden no ponerse de manifiesto, si con la vibración correspondiente no varía el momento dipolar de la molécula (del problema de las llamadas vibraciones no activas volveremos a ocuparnos). Como quiera que sea, el número de las frecuencias de vibración y, por lo tanto, el número de bandas en el espectro infrarrojo, está rigurosamente determinado por el número de átomos y por la simetría de la molécula.

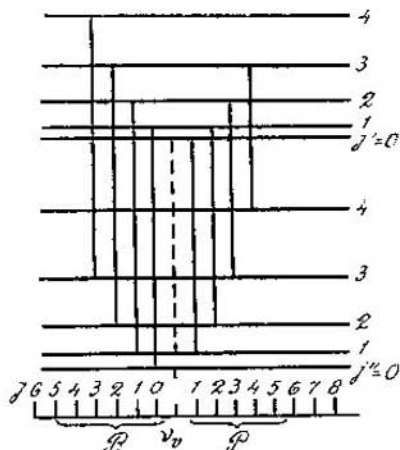


FIG. 230.

Si no existe rotación de las moléculas (cuerpo sólido), el espectro infrarrojo de absorción consta de las rayas que corresponden a las transiciones de vibración. Debido a la intensa absorción (porque el análisis hay que hacerlo forzosamente en capas gruesas), en las

condiciones normales las rayas se unen formando una banda. En los líquidos la rotación de las moléculas es retardada y la estructura rotacional de las bandas, borrosa. Las rayas aisladas que constituyen la banda no se ven ya.

Detengámonos ahora en el problema acerca del sentido físico de las frecuencias de vibraciones de una molécula poliatómica. ¿De qué vibraciones se trata? En el caso de la molécula diatómica la cuestión estaba clara: se trataba de las vibraciones a lo largo de la línea de enlace. Pero, ¿qué magnitudes oscilan según la ley armónica en las moléculas poliatómicas?

Cualquiera que sea la oscilación de la molécula, las desviaciones de los átomos de la posición de equilibrio pueden describirse como desplazamientos a lo largo del enlace y deformaciones de los ángulos de valencia.  $3N-6$  coordenadas  $q_i$  (en el amplio sentido de la palabra) definen exhaustivamente la configuración instantánea de la molécula que vibra. Si las coordenadas  $q_i$  se eligen arbitrariamente, sus valores no cambiarán según la ley de la oscilación más simple.

La ley de la variación con el tiempo de cada  $q_i$  vendrá representada por una curva compleja y enredada, aunque periódica. Sin

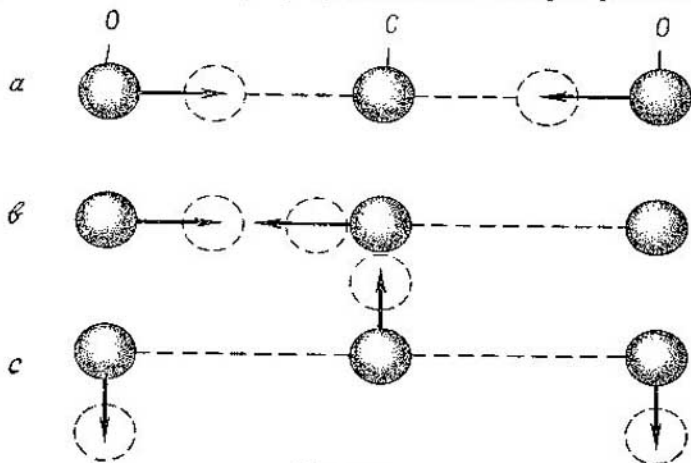


FIG. 231.

embargo, resulta que es posible recurrir a una definición tal de la molécula vibrante, por medio de  $(3N-6)$  números  $Q_i$ , con la cual estos números  $Q_i$  variarán según una ley armónica y oscilarán con las frecuencias  $\nu_i$ . Estas «coordenadas»  $Q_i$  se llaman *normales*, y a  $\nu_i$  se les da el nombre de frecuencias de las vibraciones normales.

La posibilidad de introducir las coordenadas normales significa que las curvas periódicas de variación de cualesquiera otras coordena-

das  $q_i$  pueden descomponerse en un espectro según las frecuencias de las vibraciones normales. Como quiera que abordemos el espectro de vibración, llegaremos siempre a la conclusión de que está constituido por frecuencias de las vibraciones normales.

¿Qué coordenadas son las  $Q_i$ ? ¿Se obtienen acaso eligiendo de un modo especial el sistema de referencia? No, las coordenadas normales son antetodo combinaciones lineales de los desplazamientos  $q_i$ . Por esto, cada coordenada normal describe la oscilación de la molécula en conjunto. Ejemplos de las vibraciones normales de las moléculas de  $\text{CO}_2$  y  $\text{H}_2\text{O}$  se dan en las figs. 231 y 232. La oscilación real es de por sí la realización simultánea de todos estos movimientos.

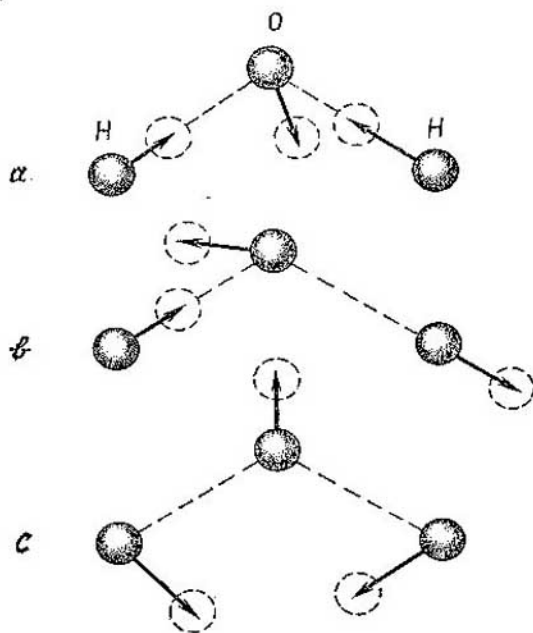


FIG. 232.

Por el espectro puede determinarse el conjunto de las frecuencias de las vibraciones normales de la molécula. Estos datos pueden utilizarse para crear una representación clara de las vibraciones de dicha molécula.

Para fines prácticos tienen gran importancia los rasgos característicos de muchas frecuencias de vibración. Un examen especial demuestra que en ciertas vibraciones normales varía principalmente

una distancia interatómica cualquiera o un ángulo de valencia. Es natural que esta frecuencia varía poco en un grupo de uniones afines, siempre que la molécula contenga dicho enlace. Esta circunstancia se aprovecha en química.

La medida de las frecuencias de vibración de las moléculas no sólo se efectúa por medio de los espectros infrarrojos de absorción, sino también por el método de la dispersión de combinación (o espectros de Raman). Como veremos más adelante estos dos métodos se completan el uno al otro eficazmente.

### § 202. Dispersión de combinación de la luz

Se da esta denominación al caso particular de la dispersión de una luz de frecuencia  $\nu$  por una sustancia, en el cual, además de la intensa dispersión de la luz con la frecuencia invariable  $\nu$ , aparece una serie de rayas de frecuencias menores y mayores.

La observación se hace generalmente en una dirección que forma ángulo recto con la luz incidente. Para la irradiación se utiliza una lámpara de mercurio cuya luz da un espectro en el que hay varias rayas intensas, la más importante de las cuales es la raya azul de 4358 Å de longitud de onda. La radiación dispersada llega a un espectrógrafo y es registrada en una placa fotográfica. El esquema de este espectro puede verse en la pág. 233.

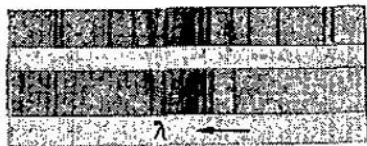


FIG. 233.

La peculiaridad fundamental del espectro consiste en lo siguiente. Junto a cada raya excitatriz aparece un grupo de rayas mucho más débiles. Estos grupos son idénticos para todas las rayas. Las rayas satélite se encuentran por lo general situadas simétricamente a derecha e izquierda, aunque pueden diferir en intensidad. Este fenómeno fue descubierto independientemente por C. V. Raman, en la India, y por G. S. Landsberg y L. I. Mandelstam en Moscú. El trabajo de Raman fue publicado poco antes<sup>\*)</sup>, por lo que los espectros de combinación se llaman también espectros de Raman o efecto de Raman.

La explicación de esta figura de difracción se reduce a lo siguiente. El fotón  $h\nu$ , en lo fundamental, es dispersado por la molécula elásticamente, es decir, sin que varíe su frecuencia. Sin embargo, a la par de esta dispersión puede producirse otra con pérdida parcial de energía, que se gasta en la transición de la molécula de un nivel

<sup>\*)</sup> Raman comunicó telegráficamente su descubrimiento a la revista inglesa «Nature».

de energía a otro. Supongamos que el fotón  $h\nu$  perdió la energía necesaria para elevar la molécula desde el nivel de vibración del punto cero hasta el primer nivel. Esta pérdida de energía será igual a  $\mathcal{E}_{v=1} - \mathcal{E}_{v=0} = h\nu_v$ . Por consiguiente, el fotón dispersado tendrá la energía  $h(\nu - \nu_v)$ . En el espectro surge una raya «satélite» por la parte de las frecuencias menores.

Las frecuencias  $\nu - \nu_v$  se llaman satélites rojas, y las que tienen frecuencias mayores, satélites violetas. La dispersión con frecuencia mayor que  $\nu$  se produce cuando el fotón incide sobre una molécula excitada. En este caso, a la vez que se produce la dispersión, la molécula salta al nivel más bajo. Esta energía «sobrante» la recoge el fotón. Si la molécula excitada se encontraba en el primer nivel de vibración, el fotón aumentará su energía en  $h\nu_v$ , y en el espectro de dispersión aparecerá la frecuencia  $\nu + \nu_v$ .

La validez de este mecanismo de dispersión se confirma perfectamente al explicar la relación entre las intensidades de las rayas rojas y violetas. A la temperatura ambiente la mayoría de las moléculas se hallan en el nivel del punto cero, con la energía  $\frac{1}{2}h\nu_v$ . En el primer nivel excitado, con la energía  $\frac{3}{2}h\nu_v$ , se encuentra menos moléculas. De esta circunstancia se deduce ya claramente que la intensidad de las rayas violetas debe ser menor y, más aún, que a bajas temperaturas deben desaparecer prácticamente estas rayas. La relación de las intensidades es proporcional al número de átomos que se encuentran en los estados primero y del punto cero. Según la ley de Boltzmann

$$\frac{N_{v=1}}{N_{v=0}} = \frac{e^{-\frac{3}{2} \frac{h\nu_v}{kT}}}{e^{-\frac{1}{2} \frac{h\nu_v}{kT}}} = e^{-\frac{h\nu_v}{kT}}.$$

Esta fórmula está en perfecto acuerdo con la experiencia.

Así, pues, las rayas desplazadas del espectro de dispersión de combinación están apartadas en magnitudes iguales (en unidades de energía) a la diferencia de los niveles de energía de la molécula.

Hasta ahora hemos considerado dos niveles de vibración, pero está claro que lo que hemos dicho se refiere a todas las transiciones energéticas: a las rotacionales puras, a las de vibración-rotación y a cualesquiera otras. La raya fundamental de dispersión tendrá como satélites más próximos las rayas correspondientes a las transiciones energéticas menores. El espectro de rotación se encontrará considerablemente más cerca de la raya fundamental que el de vibración-rotación.

Con respecto a los espectros de absorción, las reglas de prohibición para los espectros de dispersión de combinación son las mismas

en que se refiere al número cuántico vibracional, pero distintas para el rotacional. Se permiten aquellas transiciones en que

$$\Delta v = \pm 1 \text{ y } \Delta J = 0, \pm 2.$$

Por lo tanto, la banda vibracional-rotacional constará de una raya de vibración pura, apartada de la raya de excitación en la magnitud  $v$ , y de una serie de rayas, apartadas en las magnitudes  $v_v - 2v_r$  y  $v_v + 2v_r$ , de dicha raya de excitación.

Los espectros de dispersión de combinación se obtienen generalmente con líquidos. Las rayas  $v_v \pm 2v_r$  resultan borrosas, y se destaca claramente el sistema de rayas del espectro de vibración puro.

Los espectros de dispersión de combinación tienen una gran ventaja frente al espectro infrarrojo. Ocurre como si trasladásemos las mismas medidas a la región visible. Las frecuencias que se medían directamente en el espectro infrarrojo, se determinan como la diferencia entre la raya fundamental y la de Raman con la misma exactitud aproximadamente.

Al parecer, puede renunciarse al espectro infrarrojo. Sin embargo esto puede hacerse no en todos los casos. En cierto sentido el espectro infrarrojo y el de Raman se completan entre sí.

¿En qué difiere el proceso de emisión de ondas por una molécula del proceso de dispersión? En ambos casos la molécula envía al espacio ondas elementales y, en ambos casos, la molécula se comporta durante la emisión como un dipolo. Pero en el primer caso la molécula es un dipolo en ausencia de campo exterior, mientras que en el segundo la molécula se comporta como un dipolo sometido a la acción del campo de la onda incidente. Por lo tanto, la emisión o absorción se produce cuando la variación del estado de la molécula (vibración, rotación, etc.) va acompañada de una variación del momento dipolar propio  $p$ . La dispersión es posible con la condición de que el cambio de estado de la molécula vaya acompañado de variaciones del momento dipolar inducido, es decir, de la variación de la polarizabilidad  $\beta$ . En este caso, como demuestra la teoría, tiene importancia la existencia de esta variación en el instante en que la molécula pasa por la configuración de equilibrio.

En el espectro infrarrojo hay rayas para aquellas frecuencias que corresponden a un movimiento que satisface la condición

$$\left( \frac{dp}{dr} \right)_{r=r_0} \neq 0$$

( $r_0$  es la distancia de equilibrio). Las rayas de dispersión de combinación surgen para aquellas vibraciones con las que

$$\left( \frac{d\beta}{dr} \right)_{r=r_0} \neq 0.$$

Es muy frecuente que estas condiciones se excluyan la una a la otra. Por esto una vibración puede ser activa en el espectro infrarrojo y pasiva en el de Raman, y viceversa.

La molécula de  $\text{CO}_2$  puede servir de ejemplo. De las tres vibraciones de esta molécula, la vibración lineal simétrica deja al momento dipolar de la molécula invariable e igual a cero. Esta oscilación es inactiva en el espectro infrarrojo. En el espectro de dispersión de combinación, por el contrario, sólo esta vibración será activa, y las otras dos estarán ausentes. Para la vibración antisimétrica esto se deduce inmediatamente del siguiente razonamiento. En las dos posiciones extremas, la deformación de la nube electrónica, y junto con ella la polarizabilidad, será la misma. Durante la vibración, la polarizabilidad variará igualmente en los dos semiperíodos y en la posición de equilibrio pasará por un mínimo o un máximo, pero esto significa que  $\left. \frac{d\beta}{dr} \right|_{r=r_0} = 0$ .

No vamos a detenernos en seguir razonando estas regularidades. Han sido ya bien estudiadas y existen tablas que permiten, partiendo de la simetría de la molécula, sacar conclusiones acerca de sus frecuencias de vibración en el espectro infrarrojo y en el de Raman; y, al contrario, los datos acerca del número de rayas permiten formar un juicio sobre la simetría de la molécula.

### § 203. Espectro electrónico de absorción

Consideremos los espectros de absorción al pasar a las regiones visible y ultravioleta. La magnitud del fotón de la luz incidente será del mismo orden que la diferencia entre los niveles electrónicos de la molécula. Se hacen posibles las transiciones electrónicas. Pero, como ya dijimos, las transiciones electrónicas van acompañadas de variaciones de la energía de vibración y de rotación. Por esta razón, a cada transición le corresponderá una banda bastante ancha, con la particularidad de que, en las condiciones ordinarias del experimento, esta banda es continua y no se ve su estructura de «vibración-rotación». En cada banda de la transición electrónica hay una multitud de «bandas» de transiciones vibracionales-rotacionales, siendo posibles cualesquiera variaciones de los números cuánticos vibracionales.

Hallándose en un estado electrónico excitado, la molécula tiene distintas propiedades que cuando se encuentra en el nivel electrónico de punto cero. Varía el sistema de niveles de vibración y de rotación; las frecuencias de vibración, es decir, las diferencias entre los niveles de vibración, serán otras. También cambia la forma de la curva de potencial y, junto con ella, las distancias de equilibrio entre los átomos.



Las curvas de absorción en las regiones visible y ultravioleta son suficientemente características y pueden utilizarse para identificar la sustancia.

La dependencia de la absorción de la luz con respecto al espesor de la capa de sustancia que atraviesa puede escribirse de la forma (véase la pág. 126)

$$I = I_0 e^{-\mu x};$$

donde  $I_0$  es la intensidad del rayo incidente,  $I$  es la intensidad del rayo transmitido,  $x$  es el espesor de la capa y  $\mu$ , el coeficiente de absorción de la luz, que tiene diferentes valores para distintas longitudes de onda. Se llama a veces curva de absorción la curva  $I/I_0$  en función de la longitud de onda, pero lo más frecuente es que se entienda por esta denominación la curva de  $\mu$  en función de  $\lambda$  o de  $\nu$ .

La ley de la absorción de la luz en las disoluciones se escribe de la forma

$$I = I_0 e^{-kNl} \text{ o } I = I_0 e^{-\epsilon cl};$$

aquí  $l$  es el camino que recorre el rayo en la sustancia, y  $kN$  y  $\epsilon c$  son expresiones del coeficiente de absorción para la disolución. Es natural suponer que el coeficiente de absorción sea proporcional a la

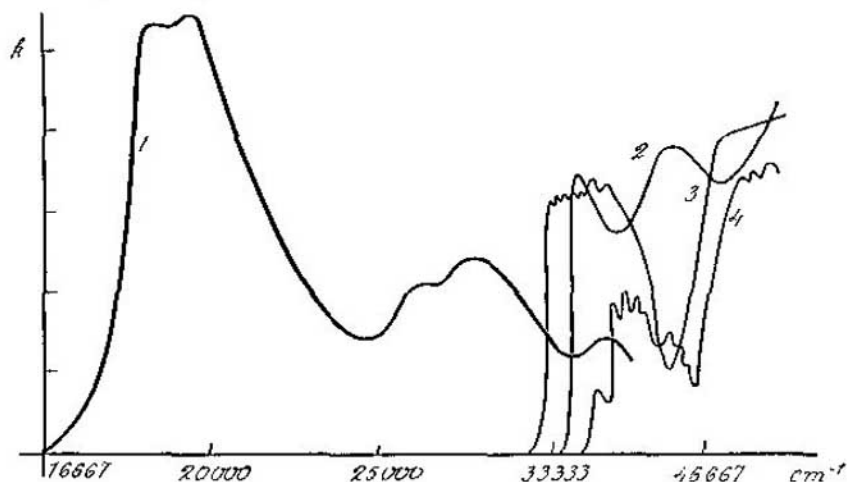


FIG. 234.

concentración de la sustancia, que se expresa por el número de moléculas  $N$  que hay en la unidad de volumen, o por el número de moles de sustancia que hay en un litro de solución  $c$ . Para una disolu-

ción el término «curva de absorción» se refiere generalmente a las curvas de variación de los coeficientes  $k$  o  $\epsilon$  en dependencia de  $\lambda$ .

La fig. 234 representa unos ejemplos de curvas de absorción en el espectro visible y ultravioleta 1. es la curva correspondiente al rojo Congo; 2, la de la anilina; 3, la del fenol; y 4, la del benceno.

### § 204. Resonancia magnética\*)

Supongamos que en un campo magnético continuo de intensidad  $H$  se encuentra una sustancia de partículas con espín  $s$  y momento magnético  $M$ . La energía potencial de una de estas partículas en el campo es el producto escalar  $\mathbf{MH} = M_z H$ . Según la ley general de la mecánica cuántica, esta energía sólo puede tomar una serie discreta de valores, de acuerdo con las  $2s+1$  orientaciones posibles del espín y del momento magnético en el espacio.

¿Cómo puede descubrirse el sistema de niveles de energía que aparece? Como siempre, por las transiciones energéticas.

Las reglas de selección sólo permiten las transiciones entre niveles vecinos que se diferencien una unidad en el valor de  $s$ . Supongamos, por ejemplo, que en un estado

$$M_z = g\mu s,$$

y en otro,

$$M_z = g\mu (s-1).$$

Por consiguiente, la diferencia de energías será

$$\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1 = g\mu H.$$

Los niveles de energía serán equidistantes.

A la diferencia de niveles calculada le corresponde una frecuencia del cuanto de energía emitido o absorbido

$$\nu = \frac{g\mu}{h} H.$$

Para el electrón

$$\nu = 2,8 \cdot 10^6 H,$$

para el protón

$$\nu = 3,46 \cdot 10^3 H.$$

Como vemos, a cada valor de  $H$  le corresponde su frecuencia característica, que se llama *frecuencia de resonancia magnética*. Para el intervalo prácticamente posible de intensidades del campo, estas frecuencias se encuentran en la gama de radiofrecuencias: para los

\*) Antes de leer este párrafo y el siguiente conviene echar una ojeada a las págs. 602—603.

núcleos, en la región de las ondas cortas y ultracortas; para los electrones, en la región centimétrica.

La experiencia y los razonamientos teóricos demuestran que es imposible en la práctica registrar la radiación correspondiente a estas frecuencias. Sin embargo, puede observarse eficazmente la absorción resonante de las ondas electromagnéticas de la longitud respectiva. Para esto se coloca la sustancia dentro de una bobina, unida a un generador de alta frecuencia, y esta última se sitúa en un campo magnético continuo. La resonancia se puede «captar» variando la intensidad del campo sin cambiar la frecuencia o, al contrario, cambiando la frecuencia y manteniendo un mismo valor de  $H$ . La resonancia magnética posee una agudeza extraordinaria. La anchura del pico de la absorción es una magnitud del orden de 0,1 MHz cuando la frecuencia es de 460 MHz.

La resonancia magnética tiene mucha aplicación como método de investigación de la sustancia. Ofrece gran interés el descubrir tanto la resonancia electrónica como la nuclear. La existencia de electrones con espines no compensados le indica al químico la presencia en la sustancia de los llamados radicales libres y permite hacer deducciones acerca del carácter de los enlaces químicos. Con ayuda de la resonancia nuclear puede determinarse la composición química de la sustancia. No obstante, tiene una gran importancia el siguiente hecho. La resonancia magnética es un efecto tan sensible, que responde al campo «adicional» que crea la capa electrónica del átomo en el campo exterior. Resulta que el carácter de este campo adicional depende de las propiedades del enlace químico del átomo dado con los demás. De este modo las frecuencias de resonancia de un átomo varían ligeramente en dependencia de su enlace químico. Este fenómeno se conoce con el nombre de *desplazamiento químico*.

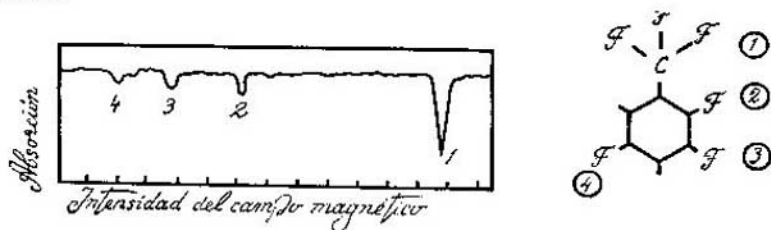


FIG. 235.

La fig. 235 representa el oscilograma del espectro de absorción de un compuesto químico. Esta es la figura de la resonancia magnética de los núcleos de flúor. En el oscilograma se ven cuatro rayas, una de las cuales es tres veces más alta que las otras tres. En la

molécula, cuya fórmula estructural se da en la figura, hay cuatro átomos de flúor «distintos». La cantidad de átomos de flúor que entran en el grupo  $CF_3$  es tres veces mayor que los otros dos átomos «químicamente distintos». El desplazamiento químico separó las resonancias de los átomos de flúor y dio la posibilidad de establecer la fórmula estructural de este compuesto.

De este modo, el fenómeno de la resonancia nuclear nos da un procedimiento nuevo de análisis químico, que permite determinar no la fórmula química en bruto, es decir, en nuestro ejemplo, la parte común de todos los átomos de flúor con respecto a los de hidrógeno, sino la fórmula química detallada, que da la posibilidad de hallar la parte de los átomos de un mismo tipo que tienen distinto enlace.

### § 205. Resonancia cuadrupolar

El esquema de los niveles de energía de las moléculas que hemos considerado antes no es suficientemente detallado. Resulta que cada nivel de rotación posee estructura. Entre la capa electrónica de la molécula y los núcleos atómicos puede existir otra interacción que hasta ahora no hemos tenido en cuenta: el núcleo atómico puede tener momento cuadrupolar eléctrico y, en dependencia de la orientación de dicho núcleo con respecto a la capa electrónica de la molécula, puede poseer distinta energía. Los valores de esta energía son bastante pequeños y los niveles de energía correspondientes están subordinados a los niveles rotacionales.

Por lo tanto, para caracterizar a una molécula puede ser necesario indicar, además de su estado electrónico y los niveles de vibración y de rotación, el nivel cuadrupolar de energía.

La interacción cuadrupolar no siempre existe. Si la hay, las transiciones de rotación que estudiamos antes serán en realidad rotacionales-cuadrupolares. Pueden observarse transiciones cuadrupolares puras, es decir, transiciones entre niveles cuadrupolares separados, y también puede lograrse resolver transiciones rotacionales-cuadrupolares. Estos dos problemas se resuelven por los métodos de la radioespectroscopia. Las transiciones cuadrupolares puras se encuentran en la región de 1—800 MHz, es decir, en la gama de ondas radioeléctricas cortas. Las transiciones rotacionales-cuadrupolares se observan estudiando la absorción de las microondas, o sea, de las ondas milimétricas, en los gases.

Ofrecen especial interés las transiciones cuadrupolares puras. Estas transiciones se observan en los sólidos y en algunos líquidos.

A continuación damos la fórmula de la energía de interacción del núcleo atómico con la capa electrónica de la molécula para el caso en que el campo tenga simetría axial (este campo existe en

todas las moléculas lineales):

$$\mathcal{G} = eQq \frac{3m^2 - s(s+1)}{4s(2s-1)};$$

$Q$  es aquí el momento cuadripolar, y  $q = \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}$  es la segunda derivada del potencial eléctrico a lo largo del eje de simetría del campo. Si los núcleos tienen espín 0 y 1/2 el efecto no se produce. Tampoco ocurre la interacción si la capa electrónica que rodea al núcleo posee simetría esférica.

El número de niveles es limitado. El número de transiciones posibles, tomando en consideración las reglas de prohibición, resulta muy pequeño. Así, por ejemplo, en el caso en que  $s=1$  ó  $s=\frac{3}{2}$  aparece una raya, si  $s=\frac{5}{2}$ , dos rayas, si  $s=\frac{7}{2}$ , tres rayas.

La figura del espectro cuadripolar de absorción se observa valiéndose de un generador cuya frecuencia se varía continuamente en el intervalo de longitudes de onda que se investiga. El poder separador de los métodos radioespectroscópicos es enorme. Cuando la frecuencia de la raya espectral es del orden de 30 MHz, la anchura de la raya es igual a varios centenares de hertzios.

El momento cuadripolar eléctrico  $Q$  del núcleo es una constante del núcleo del átomo que caracteriza la discrepancia de la distribución de la carga eléctrica del núcleo con la simetría esférica. La magnitud  $Q$ , en centímetros cuadrados, se determina en la práctica partiendo de la fórmula dada anteriormente, si se conoce  $q = \frac{d^2V}{dz^2}$  y se han medido las frecuencias cuadripolares. La discrepancia con la simetría esférica de la carga del núcleo se tiene en cuenta en la primera aproximación considerando que el núcleo tiene la forma de un elipsoide de revolución. Si el núcleo está alargado a lo largo del espín,  $Q > 0$ , y viceversa.

El núcleo elipsoidal tiende a orientarse de una forma perfectamente determinada en el campo de la capa electrónica. El nivel de energía fundamental corresponde a la disposición en que el eje de simetría del campo coincide con el eje del elipsoide. En los estados excitados, el eje del elipsoide nuclear, en virtud del carácter discreto de la energía, puede tener únicamente varias orientaciones privilegiadas con respecto al eje de simetría del campo. Las energías de estos estados cuánticos es la que viene dada por la fórmula antes citada. La onda electromagnética que incide sobre la molécula es absorbida si la magnitud del fotón es la que corresponde a la energía de transición de una orientación del elipsoide nuclear a otra.

Los espectros cuadripolares empezaron a estudiarse hace muy poco tiempo. Estos espectros tienen gran interés para la ciencia

debido a su enorme exactitud en la medición de las frecuencias y a la reacción de la frecuencia cuadrupolar a cualquier variación, por pequeña que sea, del campo eléctrico creado no sólo por la molécula en cuya composición entra el núcleo, sino también por las moléculas vecinas.

Baste decir que las frecuencias cuadrupolares diferirán considerablemente en las variedades cristalinas de una misma sustancia. De este modo, el núcleo no sólo reacciona a la variación del campo creado por los electrones próximos a él, sino también a las variaciones del cerco electrónico remoto.

*Ejemplo.* En momento cuadrupolar eléctrico del núcleo  $\text{Cl}^{35}$  es  $Q = -0,07 \times 10^{-24} \text{ cm}^2$ . La resonancia cuadrupolar se produce en el  $\text{Cl}_2$  cuando la frecuencia  $\nu = 54,47 \text{ MHz}$ . Para el núcleo  $\text{Cl}^{35}$  el espín  $s = 3/2$ . Esto significa que el número cuántico  $m$  toma los valores  $3/2, 1/2, -3/2, -1/2$ . Como la energía de la interacción cuadrupolar depende de  $m^2$ , al ser absorbido un cuanto  $h\nu$  de energía electromagnética sólo es posible una transición: del nivel correspondiente a  $|m| = 3/2$  al nivel correspondiente a  $|m| = 1/2$ .

La condición de resonancia es

$$h\nu = \mathcal{E}_{1/2} - \mathcal{E}_{3/2} = eqQ \left[ \frac{3 \left(\frac{1}{2}\right)^2 - \frac{3}{2} \left(\frac{3}{2} + 1\right)}{4 \cdot \frac{3}{2} \left(2 \cdot \frac{3}{2} - 1\right)} - \frac{3 \left(\frac{3}{2}\right)^2 - \frac{3}{2} \left(\frac{3}{2} + 1\right)}{4 \cdot \frac{3}{2} \left(2 \cdot \frac{3}{2} - 1\right)} \right] = -\frac{eqQ}{2}.$$

Midiendo la frecuencia de resonancia  $\nu$  y conociendo por otras fuentes la magnitud  $Q$  del momento cuadrupolar del núcleo  $\text{Cl}^{35}$ , hallamos el gradiente de la intensidad del campo eléctrico creado por los electrones en el centro del núcleo  $\text{Cl}^{35}$  de la molécula  $\text{Cl}_2$ :

$$q = \left| \frac{\partial E}{\partial z} \right| = \frac{2h\nu}{eQ} = \frac{2 \cdot 6,6 \cdot 10^{-27} \cdot 54,5 \cdot 10^6}{4,8 \cdot 10^{-10} \cdot 0,07 \cdot 10^{-24}} = 2,14 \cdot 10^{18} \text{ u. CGS.}$$

### § 206. Láseres de gas

Los láseres o generadores de emisión estimulada son sistemas desequilibrados, con densidad de población inversa en los niveles de energía, que sirven para obtener potentes flujos luminosos.

Las partículas de un gas atómico o molecular, en estado de equilibrio térmico, están distribuidas por niveles de energía de acuerdo con la ley de Boltzmann, es decir, el número de partículas

que se encuentran en el nivel de energía más alto  $E_2$  es  $e^{(E_2-E_1)/kT}$  veces menor que el número de partículas más estables, cuya energía es  $E_1$ . Normalmente los niveles de energía están ocupados (poblados) de tal forma, que cuanto más elevado sea el nivel, más pobre será en partículas.

Pero esto se refiere a un gas al que no se aplica energía. Si se trata de una descarga en gas, las cosas cambian. La distribución de las partículas por niveles de energía puede ya no sólo no someterse a la ley de Boltzmann, sino que es posible el caso de la inversión, es decir, los niveles superiores pueden estar más poblados que los inferiores. Si aplicando energía (por bombeo) conseguimos esto, resulta posible la construcción del láser.

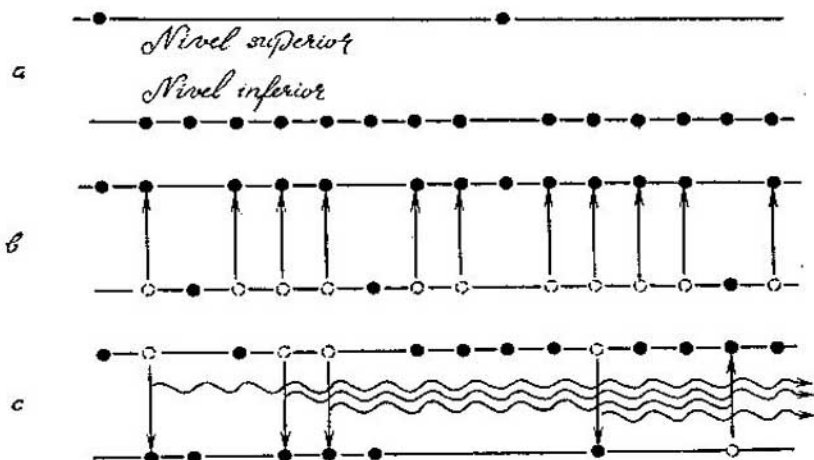


FIG. 236.

Está claro por qué la densidad de población inversa es condición necesaria para la creación del láser. Ante todo no nos interesa la radiación espontánea. Como se indicó antes, la radiación espontánea no es dirigida ni coherente. Nos interesa, pues, la radiación estimulada. Como las probabilidades de que la partícula con que choca el fotón salte hacia arriba o hacia abajo son iguales, el reforzamiento de la emisión estimulada sólo es posible en el caso en que el nivel alto esté más poblado que el bajo.

Esta situación se ilustra en el esquema de la fig. 236. En estado no excitado, las partículas de la sustancia del láser se encuentran fundamentalmente en el nivel más bajo (fig. 236a). Cuando comienza el bombeo se produce la inversión de la densidad de población

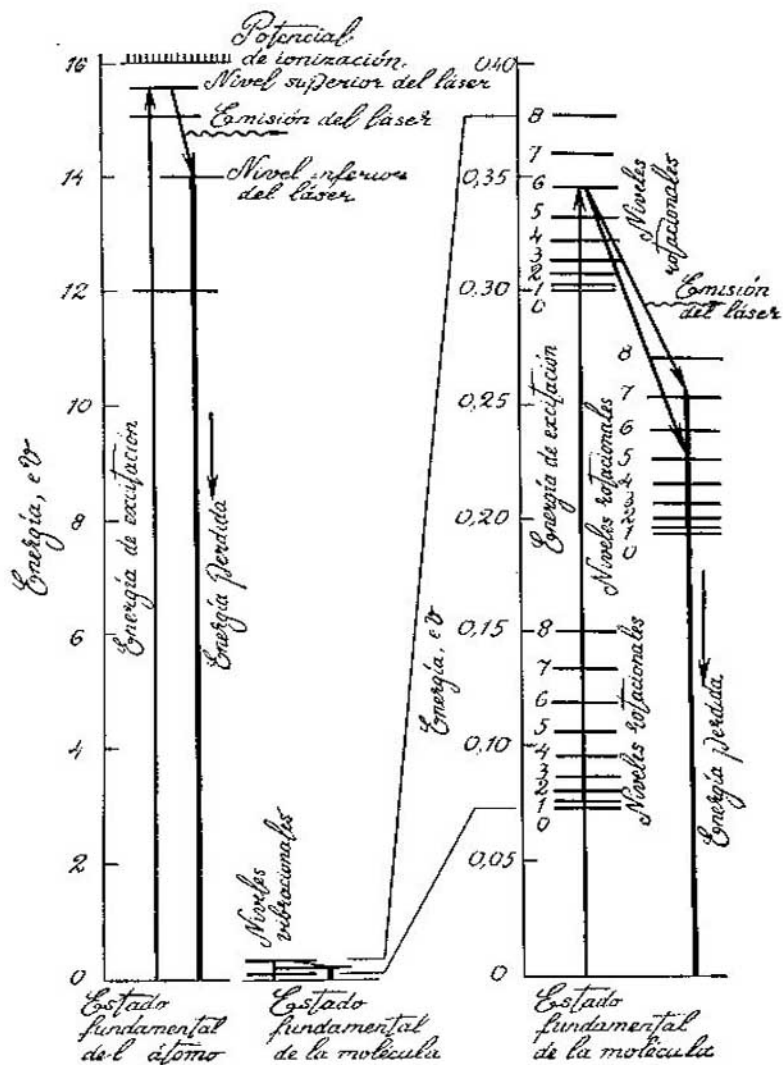


FIG. 236a.



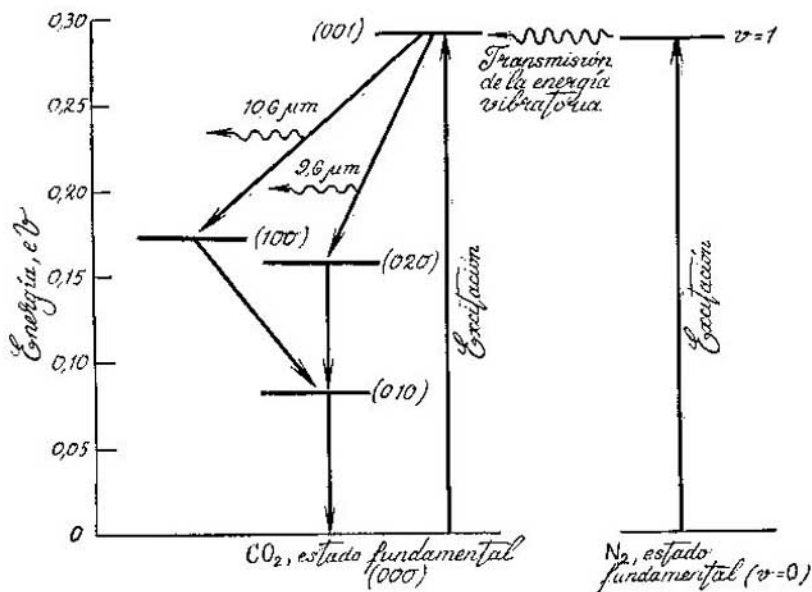


FIG. 236b.

(fig. 236b). Cualquier partícula puede emitir espontáneamente un fotón capaz de estimular la radiación de otras partículas. Esta actividad del fotón continuará hasta que éste sea absorbido por una partícula que se encuentre en el nivel más bajo (fig. 236c).

Puede hacerse un láser que funcione con régimen de impulsos: las partículas se elevan por bombeo al nivel superior y después, en un intervalo de tiempo muy pequeño, toda esta reserva de energía se cede en forma de radiación estimulada.

Los láseres de gas funcionan con régimen continuo. Para esto hay que disponer de un sistema de partículas que posean las siguientes peculiaridades. El bombeo debe hacer que las partículas pasen del estado fundamental al nivel superior del láser. La emisión del láser consiste en el paso de las partículas del nivel superior del láser al nivel inferior. Del nivel inferior del láser, por radiación espontánea, el sistema pasa al estado fundamental.

De esta descripción se deduce claramente que la excitación no debe hacer que las partículas pasen al nivel inferior del láser. Además de esto, el nivel inferior debe desalojarse rápidamente, es decir, la vida en este estado debe durar considerablemente menos que en nivel superior del láser.

La transición de las partículas del nivel inferior del láser al estado fundamental no interviene en la radiación láser. Esta es una pérdida inevitable que sólo puede disminuirse por un procedimiento: eligiendo sistemas en los cuales la diferencia entre las energías de los niveles superior e inferior sea grande comparada con la diferencia entre la energía del nivel inferior y la del estado fundamental.

La razón de la energía del fotón emitido a la energía de excitación es el *rendimiento absoluto máximo* del láser. Como es lógico, este rendimiento es mucho menor que la eficacia práctica, ya que la energía de bombeo se gasta inevitablemente no sólo en elevar las partículas al nivel superior del láser.

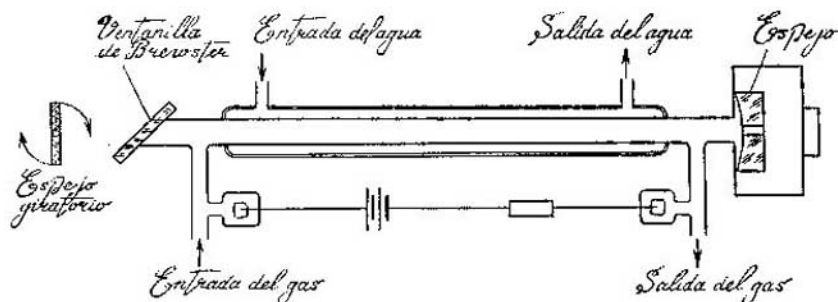


FIG. 236c.

En un mismo gas puede haber varios niveles superiores e inferiores posibles del láser. El establecimiento del régimen más conveniente para la creación de fotones con una energía determinada, es decir, para destacar dos niveles como niveles superior e inferior del láser, se consigue construyendo el láser como una cavidad resonante. Si el aparato es un tubo de descarga en gas con espejos en las bases de la columna, los fotones necesarios se obtienen variando la longitud de la columna por medio de un avance micrométrico. Como las ondas se reflejan varias veces en los espejos, en condiciones favorables sólo se encontrará la luz cuya longitud de onda quepa un número entero de veces en la longitud de la columna.

Los láseres de gas, en que el bombeo de la energía se efectúa por medio de la descarga eléctrica, se han construido para casi todos los elementos. Se han obtenido radiaciones de láser con longitudes de onda desde 0,2 hasta 133  $\mu\text{m}$ .

Han alcanzado gran propagación los láseres cuya sustancia es una mezcla de neón y helio. Lo más frecuente es que creen una luz infrarroja próxima de longitud de onda de 1,13  $\mu\text{m}$ .

Las mezclas de gases se utilizan en los láseres por la razón siguiente. En ciertos casos es más fácil excitar con la descarga en el gas una partícula *A*, que por colisiones transmite la excitación a una pantalla *B*, que excitar directamente la partícula *B*.

Vamos a describir más o menos detalladamente el mecanismo del funcionamiento del láser más potente de los conocidos hasta ahora, es decir, del láser que funciona con anhídrido carbónico.

La idea fundamental de la utilización de los gases moleculares consiste en la posibilidad de elevar considerablemente el rendimiento máximo, empleando como niveles superior e inferior del láser los niveles de vibración del estado electrónico fundamental. La comparación en este sentido de un láser atómico y otra molécula se ilustra en la fig. 236a.

Los tipos de vibraciones de la molécula de  $\text{CO}_2$  los hemos estudiado ya (fig. 231). Cualquier estado cuántico se caracteriza por los tres números cuánticos  $v_1 v_2 v_3$ ;  $v_1$  se refiere a la vibración simétrica (*a*);  $v_2$ , a la vibración (*c*); y  $v_3$ , a la vibración lineal asimétrica (*b*).

En primer lugar el investigador debe determinar el período de vida de la molécula en los distintos estados. Estos períodos pueden diferir en varios órdenes. Después tiene mucha importancia la probabilidad de transición a uno u otro nivel por la acción de los choques de los electrones.

Resultó que, desde todos los puntos de vista, como nivel superior del láser conviene tomar el nivel 001, y como nivel inferior, el 100 o el 020. Desde estos niveles la molécula pasa al nivel de 010 y luego retorna ya al estado fundamental. El esquema de estas transiciones se muestra en la fig. 236b, donde los niveles de rotación no se señalan para no complicar el dibujo. Como puede verse por el esquema, este láser posee un alto rendimiento máximo, de un 40 y un 45% respectivamente para las radiaciones de 10,6 y 9,6  $\mu\text{m}$ .

Pero no sólo es grande el rendimiento absoluto, sino también el práctico de este sistema, ya que los electrones de la descarga en el gas hacen que la molécula pase al nivel  $00v_3$ . Un hecho que resulta muy cómodo es, que las excitaciones a cualquier nivel  $00v_3$  son igualmente válidas. Recordaremos a este propósito que los niveles de vibración son equidistantes. Por esto el choque de moléculas en los estados  $00v_3$  y  $000$  da moléculas en los estados  $00(v_3-1)$  y  $001$ . Es decir, en fin de cuentas se tienen las moléculas necesarias en el nivel superior del láser.

A pesar de que las excitaciones a cualquiera de los niveles dan una aportación positiva a la acción del láser, los electrones gastan una gran energía en las excitaciones iónicas de las moléculas. La

excitación se hace considerablemente más selectiva si al  $\text{CO}_2$  se le añaden moléculas de nitrógeno.

El nitrógeno posee un nivel de vibración en  $v=1$  del estado electrónico fundamental, con una energía igual a la energía 001 de la molécula  $\text{CO}_2$ . Este estado excitado es bastante duradero, y la molécula de nitrógeno baja al nivel cero, en lo fundamental, sólo por un procedimiento, cediendo su energía a la molécula  $\text{CO}_2$  que se encuentra en el estado 000 (véase el esquema de la fig. 236b). Los niveles de vibración equidistantes del nitrógeno hacen que sean eficaces todos sus estados vibracionales (del nivel electrónico fundamental).

Los razonamientos semejantes a los que acabamos de hacer no son totalmente rigurosos, porque son muchísimos los factores que determinan la eficacia práctica del láser. No obstante, estos razonamientos muestran la metódica que se sigue en la búsqueda de sustancias para el láser. En definitiva todo lo resuelve la experiencia. Si la liberación del nivel inferior del láser se efectúa muy despacio, es conveniente mezclar otros gases. La búsqueda de estos aditivos, en general, es empírica, y los resultados pueden ser muy importantes. Por ejemplo, cuando la presión del gas es de 1 mm de la columna de mercurio, las moléculas  $\text{CO}_2$  en estado puro experimentan aproximadamente 100 colisiones por segundo que liberan el nivel. Las cifras correspondientes en presencia de helio y de agua son respectivamente 4000 y 100 000 colisiones.

Hasta ahora nada hemos dicho de cómo influye en la potencia del láser de  $\text{CO}_2$  la estructura rotacional de los niveles de vibración. Si en la radiación del láser intervinieran las transiciones en todos los subniveles rotacionales, la radiación no sería rigurosamente monocromática. El empleo de efecto fino, que pasamos a describir, se consigue hacer que el láser funcione en la transición entre dos subniveles determinados. Generalmente se utiliza el nivel 20 de la rama  $P$  de la transición (001) — (100), lo que proporciona un haz de fotones de  $10,5915 \mu\text{m}$  de longitud de onda.

A la temperatura ambiente, la energía cinética media de la molécula de  $\text{CO}_2$  es igual a 0,025 eV. La distancia entre los niveles de vibración es mayor que esta magnitud y la distancia entre los niveles de rotación es menor que ella. Por esta razón las transiciones de las moléculas de un nivel rotacional de energía a otro, debido a las colisiones térmicas, son mucho más frecuentes (10 millones por segundo) que las transiciones entre los niveles vibracionales (1000 por segundo). Respectivamente el período de vida del estado de vibración es de  $10^{-8}$  s, mientras que el de rotación es de  $10^{-7}$  s. De este modo dentro de los niveles rotacionales de cada nivel de vibración tiene tiempo de establecerse la distribución de Boltzmann correspondiente al equilibrio térmico.

En estas condiciones basta regular la columna a una transición determinada para conseguir que ésta sea la dominante. En efecto, supongamos que se ha elegido la transición  $P$  (22), es decir, la transición desde el subnivel rotacional 21 (001) al subnivel 22(100). A medida que se libera el subnivel 21, otras moléculas saltarán de otros subniveles rotacionales al 21 para que la distribución de Boltzmann se conserve. De esta manera la transición puesta en condiciones privilegiadas vence en la competición con las demás transiciones posibles.

Esta peculiaridad del láser  $\text{CO}_2$  determina sus grandes ventajas facilitando su alta cromaticidad y permitiendo también, aunque entre límites no muy amplios (9—11  $\mu\text{m}$ ), variar la longitud de onda de la radiación estimulada.

La gran duración de la vida en los estados vibracionales da la posibilidad de pasar el láser de  $\text{CO}_2$  al régimen de impulsos. Con este fin uno de los dos espejos estacionarios se sustituye por un espejo giratorio. El láser entra en acción cada vez que este último espejo ocupa la posición necesaria con respecto al espejo estacionario.

Si el láser produce una potencia constante de 50 W, con el régimen de impulsos es capaz de dar 50 kW en destellos de 150 ns de duración, con una velocidad de 400 destellos por segundo.

El láser de  $\text{CO}_2$  se hace generalmente en forma de tubos de dos metros de largo, a través de los cuales se hace pasar una corriente de gas. El esquema de este láser se muestra en la fig. 236c.

Las posibilidades del láser que hemos descrito lindan con la fantasía. El enfoque de la radiación infrarroja coherente del láser sobre una superficie de 0,001  $\text{cm}^2$  da la intensidad de  $10^8 \text{ W/cm}^2$  con régimen constante y  $10^9 \text{ W/cm}^2$  con el régimen de impulsos. El estrecho rayo de láser, que es capaz de propagarse a grandes distancias, quema instantáneamente de parte a parte un árbol, y en un segundo pasa a través del acero.

El rayo de láser puede crear campos, del orden de  $10^6 \text{ V/cm}^2$ , que cambian radicalmente las propiedades de la sustancia. Con el descubrimiento de los láseres surgieron una serie de nuevas direcciones de investigación física y técnica. Ofrece gran interés el estudio de la interacción de la luz de 10—11  $\mu\text{m}$  de longitud de onda con semiconductores que son transparentes para esta región del espectro. De algunas aplicaciones del láser ya hemos hablado en otras páginas de este libro.

Las posibilidades, completamente nuevas, que el empleo de los láseres brindan a las comunicaciones constituyen el objeto de estudio de asignaturas especiales y rebasan el marco de un manual de física.

## 30

## NÚCLEO ATÓMICO

§ 207. *Métodos experimentales de la física nuclear*

El estudio de la estructura del núcleo atómico va ligado indisolublemente al de los fenómenos de desintegración espontánea o inducida de dicho núcleo y de las partículas nucleares. Estudiando los fragmentos de un núcleo atómico destruido y analizando la suerte de estos fragmentos, obtenemos la posibilidad de sacar conclusiones acerca de la estructura del núcleo y de las fuerzas nucleares.

Como es natural, al principio se estudiaron detalladamente los fenómenos de la desintegración espontánea de los núcleos, es decir, los fenómenos radiactivos. Paralelamente a esto comenzaron a estudiarse los rayos cósmicos, que son radiaciones que poseen una fuerza de penetración extraordinaria y que llegan a nosotros procedentes del espacio cósmico. En la interacción con la sustancia, las partículas de la radiación cósmica desempeñan el papel de partículas proyectiles. Durante mucho tiempo la investigación de los rayos cósmicos fue el procedimiento más importante para estudiar la transmutación de las partículas elementales y, hasta cierto punto, para estudiar el núcleo atómico. En la actualidad adquieren cada vez mayor importancia las investigaciones basadas en la destrucción del núcleo atómico por bombardeo con corrientes de partículas creadas en aceleradores.

Los métodos experimentales a que nos vamos a referir ahora pueden utilizarse tanto para estudiar los rayos cósmicos como las partículas que se producen a consecuencia del bombardeo nuclear de tales o cuales blancos.

**CÁMARAS DETECTORAS.** El primer aparato que dio la posibilidad de ver la trayectoria de una partícula fue la cámara de niebla o cámara de Wilson. Si a través de una cámara que contiene vapor de agua sobresaturado se hace pasar una partícula rápida, que a su paso cree iones, esta partícula dejará tras sí una huella (traza) muy parecida a la que los aviones dejan a veces en la atmósfera. Esta traza está formada por vapor condensado. Los iones, que señalan el paso de la partícula, son centros de condensación del vapor; ésta es la causa de que se produzca la traza visible. La trayectoria de la partícula puede observarse directamente y fotografiarse.

El estado del vapor en la cámara se regula variando el volumen de la cámara por medio de un émbolo. Una expansión adiabática rápida hace que el vapor pase al estado sobresaturado.

Si la cámara de niebla se halla en un campo magnético, por la curvatura de las trayectorias puede determinarse la velocidad de la partícula, si se conoce la relación  $e/m$ , o  $e/m$ , si se conoce su velocidad (compárese con la fórmula de la pág. 474).

La cámara de Wilson ya ha pasado a la historia. Como la cámara está llena de gas, los choques son poco frecuentes. El tiempo «muerto» de la cámara es muy grande: las fotografías sólo pueden sacarse cada 20 segundos. Finalmente, la vida de la traza es del orden de segundos, lo que puede ocasionar el desplazamiento de las figuras.

En el año 1950 se propuso la cámara de burbujas, que desempeña un gran papel en la física de las partículas elementales. La sustancia contenida en la cámara es un líquido recalentado. La partícula cargada origina iones, y alrededor de los iones se producen burbujas que hacen visible la trayectoria. En esta cámara se pueden obtener 10 fotografías por segundo. El principal inconveniente de la cámara es la imposibilidad de regular su conexión. Por esta razón hay que sacar a veces miles de fotografías, para después elegir una sola, en que se registró el fenómeno objeto de la investigación.

Tienen gran importancia las cámaras de chispas, basadas en el principio iónico. Si a un condensador plano se le aplica una tensión alta, entre sus placas saltará una chispa. Si en el espacio entre las placas hay iones, la chispa saltará cuando la tensión sea menor. De este modo, una partícula ionizadora que pase por entre las placas producirá una chispa.

En la cámara de chispas es la propia partícula la que conecta la alta tensión entre las armaduras del condensador durante una millonésima parte de segundo. Sin embargo, la ventaja en cuanto a la posibilidad de conexión en el instante necesario se ve debilitada por inconvenientes: sólo se ven las partículas cuyas direcciones forman un ángulo no mayor de  $45^\circ$  con las placas, las trazas son muy cortas y no todos los fenómenos secundarios tienen tiempo de manifestarse.

Los investigadores soviéticos propusieron hace poco un nuevo tipo de cámara (la llamada cámara «streamer») que ya ha encontrado gran aplicación. El esquema sinóptico de esta cámara se reproduce en la fig. 237. La partícula que cae entre las placas, que en este caso, a diferencia de la cámara de chispas, se encuentran a gran distancia una de otra, es detectada por un contador. Un dispositivo lógico-electrónico distingue los sucesos primarios y separa aquel que interesa al experimentador. En este instante se le comunica a las placas alta tensión por un corto espacio de tiempo.

Los iones que se generan a lo largo de la trayectoria que recorre la partícula forman rayitas («streamer»), que se fotografían. La trayectoria de la partícula se delinea por estas rayitas. Si la fotografía está sacada a lo largo de la dirección de las rayitas, la trayectoria de la partícula tiene el aspecto de una línea punteada.

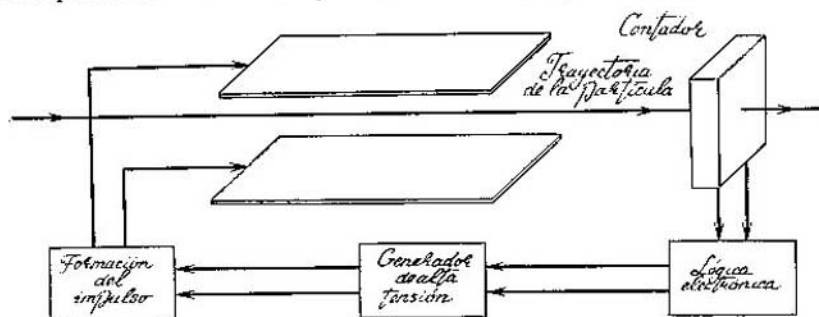


FIG. 237.

Para que esta cámara funcione eficazmente es necesario que exista una buena relación entre la avalancha electrónica que origina el ion primario y los parámetros del impulso de alta tensión. En una mezcla de un 90% de neón y un 10% de helio, siendo la distancia entre las placas igual a 30 cm, se obtienen buenos resultados cuando la tensión es de 600 000 V y la duración del impulso,  $10^{-10}$  s. En este caso el impulso debe aplicarse antes de que transcurran  $10^{-6}$  s de haberse producido el acto primario de ionización. Una cámara de este tipo es una instalación compleja y cara que está ya tan lejos de la cámara de Wilson como un acelerador de partículas moderno de un tubo electrónico.

**CONTADORES DE IONIZACIÓN Y CÁMARAS DE IONIZACIÓN.** Los aparatos de ionización que se utilizan para trabajar con la radiación consisten en la mayoría de los casos en un condensador cilíndrico, lleno de gas; uno de los electrodos es una armadura cilíndrica y el otro, un filamento o punta situado a lo largo del eje del cilindro (fig. 237a). La tensión que se aplica al condensador y la presión del gas que llena el contador deben elegirse especialmente, de acuerdo con el problema que se plantea. En la variante ordinaria de este aparato, llamada *contador de Geiger*, al cilindro y al filamento se aplica la tensión disruptiva. Si a través de la pared o de un extremo

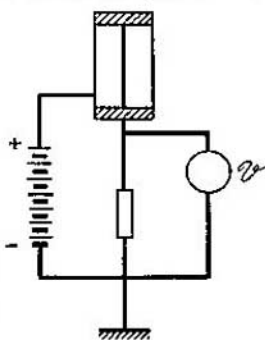


FIG. 237a.

de la pared o de un extremo



de este contador entra en él una partícula ionizadora, a través del condensador pasará un impulso de corriente, que continuará hasta que los electrones primarios y los electrones e iones creados por ellos en la descarga automantenida lleguen a la armadura positiva del condensador. Este impulso de corriente puede reforzarse por los métodos radiotécnicos ordinarios y el paso de la partícula a través del contador puede registrarse por medio de un chasquido, de un destello luminoso o de un contador numérico.

Este aparato puede contar la cantidad de partículas que entran en él. Para esto sólo es necesario que el impulso de corriente se interrumpa antes del instante en que en el contador penetre la partícula siguiente. Si el régimen de funcionamiento del contador está mal calculado, éste empieza a «ahogarse» y a contar mal. El poder separador del contador de ionización es limitado, pero suficientemente grande: de hasta 10 000 partículas por segundo.

Puede disminuirse la tensión y conseguir un régimen en el cual pase a través del condensador un impulso de corriente proporcional al número de iones formados (contador proporcional). Para esto debe funcionar en la región de descarga en gas mantenida. Los electrones primarios, al moverse en el campo eléctrico del condensador, acumulan energía. Comienza la ionización por choque y se crean nuevos iones y electrones. Los  $n$  pares de iones creados por la partícula que entra en el contador, se transforman en  $kn$  pares de iones. Como el aparato funciona con régimen de descarga mantenida, el coeficiente de intensificación  $k$  será una magnitud constante y los contadores proporcionales no sólo constatan el hecho del paso de la partícula a través de ellos, sino que miden también su poder ionizador.

En los contadores proporcionales, lo mismo que en los de Geiger, la descarga se apaga en cuanto cesa la ionización. El contador de Geiger se diferencia en que, en él, la partícula que llega actúa como si fuera un mecanismo disparador, y el tiempo de ruptura no está en relación con la ionización inicial.

Como los contadores proporcionales reaccionan al poder de ionización de la partícula, su régimen de funcionamiento se puede regular de tal modo, que sólo registren partículas de un tipo determinado.

Si el aparato funciona con régimen de corriente de saturación (lo que puede lograrse disminuyendo la tensión), la corriente que pasa por él será medida de la energía de la radiación absorbida por el volumen del aparato en la unidad de tiempo. En este caso el dispositivo recibe el nombre de *cámara de ionización*. El coeficiente de intensificación  $k$  es entonces igual a la unidad. La ventaja de la cámara de ionización es su gran estabilidad en el funcionamiento. Las estructuras de las cámaras de ionización pueden variar mucho.

El relleno de la cámara, los materiales de las paredes y el número y la forma de los electrodos varía en dependencia del objeto que tenga la investigación. Junto a cámaras diminutas, cuyo volumen es del orden de un milímetro cúbico, nos encontramos con cámaras cuyo volumen es de centenares de metros. Por la acción de una fuente continua de ionización, en las cámaras se producen corrientes cuyos límites se hallan entre  $10^{-17}$  y  $10^{-7}$  A.

**CONTADORES DE CENTELLEO.** El método de contar los destellos de una sustancia fluorescente (centelleo) como medio para determinar el número de partículas elementales fue utilizado la primera vez por E. Rutherford para sus investigaciones clásicas de la estructura del núcleo atómico. Las encarnaciones modernas de esta idea recuerdan poco al modesto aparato de Rutherford.

La partícula provoca un destello luminoso en una sustancia sólida (fósforo \*) o luminóforo). Se conoce un número bastante grande de sustancias orgánicas e inorgánicas capaces de transformar la energía de las partículas cargadas y de los fotones en energía luminosa. Muchos fósforos poseen una luminiscencia residual de duración muy pequeña, del orden de millonésimas de segundo. Esto da la posibilidad de hacer contadores de centelleo muy rápidos. En una serie de fósforos el rendimiento luminoso es proporcional a la energía de las partículas. Esto permite construir contadores para apreciar la energía de las partículas.

En los contadores modernos los fósforos se combinan con fotomultiplicadores, que tienen fotocátodos ordinarios sensibles a la luz visible. La corriente eléctrica que se crea en el multiplicador, se amplifica y después se envía al dispositivo contador.

Los luminóforos que más se utilizan son los orgánicos: el antraceno, el estilbeno, el terfenilo, etc. Todos estos compuestos químicos pertenecen a la clase de los llamados compuestos aromáticos, formados por hexágonos de átomos de carbono. Para su utilización en calidad de centelleadores hay que tomar estas sustancias en forma de monocristales. Como el cultivo de grandes monocristales es algo difícil, y como los cristales de los compuestos químicos son bastante frágiles, ofrece gran interés el empleo de centelleadores plásticos, es decir, de las llamadas disoluciones sólidas de luminóforos orgánicos en plásticos transparentes, como el poliestireno u otra sustancia superpolímera análoga. De los luminóforos inorgánicos se utilizan haluros de los metales alcalinos, sulfuro de zinc y volframatos de metales alcalinotérreos.

**CONTADORES DE CHERENKOV.** P. A. Cherenkov demostró ya en el año 1934 que cuando una partícula cargada se mueve rápida-

\*) Se da este nombre a un gran grupo de sustancias que, en general, nada tienen de común con el elemento químico llamado fósforo.

mente en un dieléctrico sólido o líquido completamente puro, se produce una luminosidad especial, que difiere esencialmente tanto de la fluorescencia, debida a las transiciones energéticas que tiene lugar en los átomos de la sustancia, como de la de frenado, del tipo del espectro continuo de rayos X. La radiación de Cherenkov se produce cuando la partícula cargada se mueve con velocidad mayor que la velocidad de fase de propagación de la luz en el dieléctrico. La peculiaridad fundamental de esta radiación consiste en que se propaga, según una superficie cónica, hacia adelante, en dirección en que se mueve la partícula. El ángulo del cono se determina por la fórmula

$$\cos \theta = \frac{v}{V},$$

donde  $\theta$  es el ángulo que forma la generatriz del cono con la dirección en que se mueve la partícula,  $V$  es la velocidad de esta última, y  $v$ , la velocidad de la luz en el medio. De este modo, para un medio de índice de refracción  $n$  dado, existe una velocidad crítica  $V=c/n$ , por debajo de la cual no se producirá la radiación. A esta velocidad crítica la radiación será paralela a la dirección en que se mueve la partícula. Si la partícula que se mueve a una velocidad muy próxima a la de la luz ( $v=c$ ), el ángulo de radiación será máximo  $\theta=\text{arc cos } (1/n)$ . Para el ciclohexano,  $n=1,437$  y  $\theta=46^\circ$ .

El espectro de la radiación de Cherenkov, como demuestra la experiencia y la teoría, se encuentra principalmente en la región visible.

La radiación de Cherenkov es un fenómeno parecido a la onda de proa que se forma cuando un barco se mueve en el agua; en este

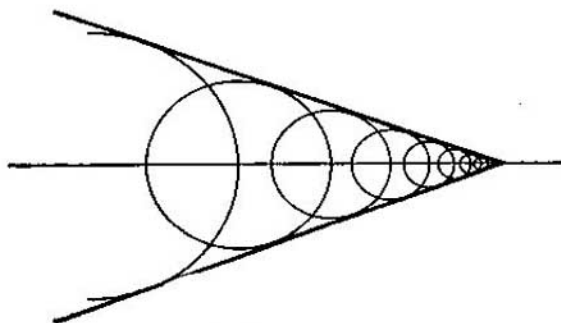


FIG. 237b.

caso la velocidad del barco es mayor que la de la onda en la superficie del agua. La fig. 237b ilustra el origen de esta radiación. La partícula cargada se mueve a lo largo de la línea axil y de camino

el campo electromagnético que sigue a la partícula polariza temporalmente el medio en los puntos de la trayectoria de la partícula. Todos estos puntos se convierten en focos de ondas esféricas. Existe un solo ángulo con el cual estas ondas esféricas coinciden en fase y forman un frente único.

Consideremos dos puntos situados en el camino de la partícula cargada (fig. 237c). Estos puntos han creado sendas ondas

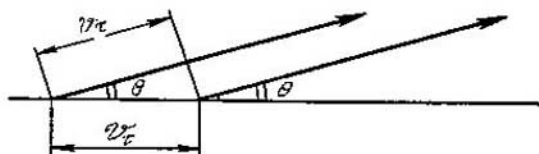


FIG. 237c.

esféricas: una en el instante  $t$  y otra en el instante  $t + \tau$ . Es evidente que  $\tau$  es el tiempo que tarda la partícula en recorrer la distancia entre dos puntos. Para que las dos ondas se propaguen formando un ángulo  $\theta$  en una misma fase, es necesario que el tiempo de marcha del primer rayo sea mayor que el tiempo de marcha del segundo en un tiempo  $\tau$ . El camino recorrido por la partícula en el tiempo  $\tau$  es igual a  $v\tau$ . La onda recorrerá en este tiempo una distancia  $v\tau$ . De aquí se deduce la fórmula citada anteriormente:  $\cos \theta = v/V$ .

La radiación de Cherenkov se utiliza mucho últimamente como procedimiento para registrar las partículas elementales. Los contadores que se basan en este efecto se llaman *contadores de Cherenkov*. La sustancia luminiscente, lo mismo que en los contadores de centelleo, se une a fotomultiplicadores y amplificadores de la corriente fotoeléctrica. Existen muchos tipos de contadores de Cherenkov.

Estos contadores tienen muchas ventajas. Entre ellas, la gran rapidez con que cuentan y la posibilidad que dan de determinar las cargas de las partículas que se mueven con velocidad muy próxima a la de la luz (no hemos dicho que el rendimiento luminoso depende mucho de la carga de la partícula). Sólo con los contadores de Cherenkov pueden resolverse problemas tan importantes como la determinación directa de la velocidad de una partícula cargada, la dirección en que se mueve una partícula ultrarrápida, etc.

INSTALACIÓN DE LOS CONTADORES. Para estudiar los diversos procesos de transformación e interacción de las partículas elementales no sólo hay que tener la posibilidad de señalar la aparición de la partícula en un punto dado, sino también de analizar la suerte ulterior de esta misma partícula. Estos problemas se resuelven valiéndose de instalaciones especiales de contadores con es-

quema de cómputo generalizado. Por ejemplo, los circuitos eléctricos de dos o más contadores pueden unirse de tal modo que sólo cuenten en el caso en que la descarga en todos los contadores se inicie exactamente al mismo tiempo. Esto puede servir para demostrar el paso de una misma partícula por todos los contadores. Este tipo de conexión de los contadores se llama «montaje en coincidencia».

**MÉTODO DE LAS EMULSIONES FOTOGRAFICAS GRUESAS.** Como es sabido, la capa sensible de las placas fotográficas es una película de gelatina en la cual se han introducido microcristales de bromuro de plata. El fundamento del proceso fotográfico es la ionización de estos cristallitos, como resultado de la cual se produce la reducción del bromuro de plata. Este proceso ocurre no sólo por la acción de la luz, sino también por la de las partículas cargadas. Si a través de la emulsión pasa una partícula cargada, en aquella aparece una traza latente, que puede verse si se revela la placa fotográfica. Las trazas en la emulsión fotográfica proporcionan muchos detalles acerca de la partícula que las provocó. Las partículas fuertemente ionizadoras dejan huellas más gruesas. Como la ionización depende de la carga y de la velocidad de las partículas, el solo aspecto de la traza dice ya mucho. Datos muy valiosos proporciona el recorrido de la partícula en la emulsión fotográfica; midiendo la longitud de la traza se puede determinar la energía de la partícula.

La investigación valiéndose de placas fotográficas ordinarias, con emulsiones delgadas, es poco apta para los fines de la física nuclear. Estas placas registrarían únicamente aquellas partículas que se mueven rigurosamente a lo largo de la placa.

Los físicos soviéticos L. V. Misovski y A. P. Zhdánov, y varios años después el inglés C. F. Powell, introdujeron en la práctica placas fotográficas cuya emulsión tiene un espesor de cerca de 1 mm (el espesor de las placas ordinarias es cien veces menor). El método fotográfico es valioso por ser intuitivo y porque da la posibilidad de observar la imagen compleja de la transformación que ocurre cuando se produce la ruptura de una partícula cualquiera.

La fig. 238 representa una fotografía característica obtenida por este procedimiento. En los puntos *P* y *S* tuvieron lugar transformaciones nucleares.

En la última variante de este método, en calidad de medio en el cual se registran los recorridos de las partículas, se utilizan cámaras de emulsión de volumen considerable.

**MÉTODOS DE ANÁLISIS DE LAS OBSERVACIONES.** Valiéndose de los aparatos descritos, el investigador tiene la posibilidad de determinar todas las constantes principales de la partícula elemental: su velocidad y energía, su carga eléctrica y su masa; todos estos parámetros pueden ser determinados con una exactitud suficientemente grande. Cuando se dispone de un flujo de partículas, se puede

hallar también el valor del espín de la partícula elemental y de su momento magnético. Esto se consigue mediante el mismo experimento de desintegración del haz en un campo magnético que describimos en la pág. 204.

Conviene recordar que directamente sólo se observan las partículas con carga. Todos los datos acerca de las partículas neutras y de los fotones se obtienen indirectamente estudiando el carácter de la acción de estas partículas invisibles sobre las cargadas. Los datos que se obtienen acerca de las partículas invisibles tienen, no obstante, un alto grado de autenticidad.

Un papel importante en la investigación de todo tipo de transformaciones de partículas lo desempeña la aplicación de las leyes de conservación del impulso y de la energía. Como quiera que operamos con partículas rápidas, al aplicar la ley de conservación de la energía hay que tener en cuenta la posible variación de la masa.

Supongamos que en una fotografía se observa la traza en forma de «horquilla» de unas partículas. La primera partícula se transformó en dos: la segunda y la tercera. En este caso deben cumplirse las siguientes relaciones. En primer lugar, el impulso de la primera partícula debe ser igual a la suma vectorial de los impulsos de las partículas que surgen:

$$p_1 = p_2 + p_3.$$



FIG. 238.

Además, entre las energías cinéticas de las partículas debe existir la relación

$$K_1 = K_2 + K_3 + \Delta\mathcal{E},$$

donde  $\Delta\mathcal{E} = c^2\Delta m$ , y  $\Delta m$  es la diferencia de masas  $(m_2 + m_3) - m_1$ .

Toda la experiencia de la física nuclear demuestra que las leyes de conservación se cumplen rigurosamente en todas las transformaciones de las partículas elementales. Esto permite utilizar dichas leyes para conocer las propiedades de una partícula neutra que no deje huella en la emulsión fotográfica y que no ionice al gas. Si en una fotografía se ven dos trayectorias divergentes, para el investigador está claro que en el punto a partir del cual se separan las trazas ocurrió la transformación de una partícula neutra. Determinando los impulsos, las energías y las masas de las partículas aparecidas pueden hacerse deducciones seguras acerca de los parámetros de la partícula neutra. Así se descubrió el neutrón, y por estos procedimientos podemos juzgar acerca del neutrino y de los mesones neutros, de los cuales trataremos más adelante.

### § 208. Partículas que entran en la composición del núcleo

Los núcleos atómicos de los elementos están constituidos por protones y neutrones.

Las características fundamentales del protón, como de toda partícula elemental, son: su carga, masa, espín y momento magnético. El protón es portador de una carga eléctrica elemental positiva, es decir, su carga es igual que la del electrón en magnitud, pero inversa por su signo. La masa del protón es igual a  $1,6725 \cdot 10^{-24}$  g, es decir, 1836 veces mayor que la masa del electrón. El espín del protón es igual a  $1/2$ , y el momento magnético, a  $1,41 \cdot 10^{-23}$  u. CGS.

La masa del neutrón es un poco mayor que la masa del protón, siendo igual a  $1,6748 \cdot 10^{-24}$  g. El espín del neutrón también es  $1/2$ . Su momento magnético es antiparalelo al espín e igual a  $0,966 \cdot 10^{-23}$  u. CGS.

El neutrón no es portador de carga eléctrica y no deja huella en la cámara de Wilson ni en la placa fotográfica. El principal procedimiento de investigar las propiedades del neutrón es el estudio de sus colisiones con otros núcleos. Conociendo la masa y la velocidad del núcleo a que va a parar el neutrón, puede determinarse la velocidad  $v_n$  y la masa  $M_n$  de este último. En efecto, según las leyes del choque elástico (véase la pág. 71)

$$v_n = \frac{2M_n}{M_n + M_N} v_n,$$

donde  $M_n$  y  $v_n$  son magnitudes que desconocemos. Analizando las colisiones de los neutrones con diferentes núcleos, puede determinarse  $M_n$ , aunque claro está, sin pretender una exactitud especial, ya que hay que suponer que las velocidades iniciales  $v_n$  de los neutrones son iguales en las distintas colisiones. El valor exacto de  $M_n$  se ha hallado por medio de reacciones nucleares, partiendo de los valores del defecto de masa (véase más adelante).

El espín y el momento magnético de los neutrones fueron determinados directamente haciendo mediciones muy interesantes de un flujo de neutrones que pasaba a través de un hierro imantado. Pero en esta cuestión no nos detendremos.

### § 209. Masa y energía del núcleo atómico

La característica del núcleo que define la designación química de un elemento es su número de protones  $Z$ . El número del orden del átomo en la tabla de Mendeléiev viene determinado precisamente por el número de protones  $Z$ .

En cada variedad química de átomos pueden existir varios isótopos que difieran entre sí por el número de neutrones que hay en sus núcleos. El isótopo de un elemento dado se caracteriza por el número másico (o de masa)  $M$ , que es igual al número total de protones y neutrones que hay en el núcleo atómico <sup>\*</sup>). Por lo tanto, el número de neutrones que hay en el núcleo es igual a  $M - Z$ .

Los cuerpos químicos simples de origen natural son mezclas de isótopos. La composición isotópica de las sustancias naturales es por lo general invariable y, por lo tanto, característica del elemento químico. Frecuentemente uno de los isótopos predomina claramente en la mezcla. Por ejemplo, el hidrógeno se encuentra en la naturaleza en forma de hidrógeno ordinario  $H^1$  y de deuterio  $H^2 = D$ , el primero, en la cantidad de un 99,98% y el segundo, en la de un 0,02%. El isótopo del oxígeno  $O^{16}$  constituye el 99,76% del oxígeno natural. El isótopo principal del uranio  $U^{238}$  constituye el 99,28% del uranio natural.

Llamemos  $M_0$  a la masa del isótopo del carbono  $C^{12}$ . La magnitud  $\frac{1}{12} M_0$  se llama *unidad atómica de masa*. En estas unidades

<sup>\*</sup> Los núcleos de los diversos isótopos se designan con el símbolo del elemento químico correspondiente. En su parte superior derecha se escribe el número másico. En la inferior izquierda se suele indicar el número de orden  $Z$  del elemento, aunque esto no es necesario, ya que el símbolo químico determina de por sí a  $Z$ . Así, por ejemplo, los tres isótopos del oxígeno pueden designarse por  $O^{16}$ ,  $O^{17}$ ,  $O^{18}$  ó  ${}_8O^{16}$ ,  ${}_8O^{17}$ ,  ${}_8O^{18}$ . En los núcleos atómicos de estos isótopos hay respectivamente 8, 9 y 10 neutrones ( $M - Z$ ).



relativas se suelen expresar los pesos atómicos  $A$  de los isótopos y de los elementos.

Por medio de mediciones exactas se ha llegado a establecer que una unidad de masa atómica es igual a la masa de  $1,6604 \cdot 10^{-24}$  g. El valor absoluto de la masa  $A$  (en gramos) de cualquier isótopo se halla por la fórmula

$$M_A = 1,6604 \cdot 10^{-24} A.$$

La masa del electrón es 1836 veces menor que la masa del protón. La masa del átomo casi coincide con la de su núcleo. Pero teniendo en cuenta la exactitud con que se mide actualmente, esta diferencia puede ser encontrada en toda una serie de casos, sobre todo en los átomos ligeros, y debe tomarse en consideración. Es evidente que entre la masa  $M_A$  del núcleo y la masa  $M_N$  del átomo de un elemento  $A$  existirá la relación

$$M_N = M_A - Zm.$$

En unidades atómicas de masa  $m = 5,486 \cdot 10^{-4}$ \*). Por consiguiente, la diferencia, entre  $M_A$  y  $M_N$  es de centésimas y, en los átomos pesados, de milésimas de tanto por ciento.

Los pesos atómicos relativos de los isótopos se aproximan a los números de masa, pero no son iguales a ellos. Por ejemplo, la masa del  $H^1$  es igual a 1,00807, la masa del  $D^2$  es igual a 2,01463, la del  $Ne^{20}$  es igual a 19,9972, etc.

Estudiando con atención la tabla de las masas de los isótopos se puede llegar a la siguiente conclusión importante: la masa de los núcleos es menor que la suma de masas de las partículas elementales que los constituyen. Por ejemplo, la masa del neutrón es 1,00888, y la del protón, 1,00807; la masa de dos neutrones y dos protones es igual a 4,0339. Pero la masa del átomo de helio, que está constituido por dos neutrones y dos protones, no es igual a dicha cifra, sino a 4,0038. Es decir, la masa del núcleo de helio es menor que la suma de las masas de las partículas que lo forman en 0,0301 unidades atómicas, cantidad que supera mil veces la exactitud de la medición.

La diferencia entre las masas de las partículas elementales que constituyen el núcleo y la masa de este último es un ejemplo muy importante de *defecto de masa*. A cada núcleo le corresponde un defecto de masa determinado.

Una de las deducciones más importantes de la teoría de la relatividad es el principio de la equivalencia de la masa y la energía (pág. 448). Este principio dice: si un sistema adquiere o pierde una

\*1 Esta cifra se obtiene dividiendo la masa del electrón, en gramos, por  $1,6604 \cdot 10^{-24}$  g.

cantidad de energía  $\Delta\mathcal{E}$ , la masa de este sistema aumenta o disminuye respectivamente en una magnitud  $\Delta m = \Delta\mathcal{E}/c^2$ . El defecto de masa del núcleo (desde el punto de vista de este principio) tiene una explicación natural: es la medida de la energía de enlace de las partículas nucleares.

Aclararemos lo que significa esta afirmación. En química y en física se entiende por energía de enlace el trabajo que hay que realizar para romper totalmente dicho enlace. Si se consiguiera dividir el núcleo en partículas elementales, como ya dijimos antes, la masa del sistema aumentaría en una cantidad igual al defecto de masa  $\Delta m$ ; esto significa, desde el punto de vista de la ley de Einstein, que al núcleo se le comunicó una energía  $\Delta\mathcal{E} = c^2\Delta m$ , que no es más que la energía de enlace. De aquí hallamos que la variación de la masa en una unidad atómica de masa equivale a la variación de la energía en  $1,6604 \cdot 10^{-24} \cdot 9 \cdot 10^{20} \text{ erg} = 1,496 \cdot 10^{-3} \text{ erg} = 931,8 \text{ MeV}$  ( $1 \text{ eV} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ erg}$ ;  $1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV}$ ). Utilizando estas cifras y conociendo la magnitud del defecto de masa, se puede calcular sin dificultad la energía de enlace de los núcleos atómicos.

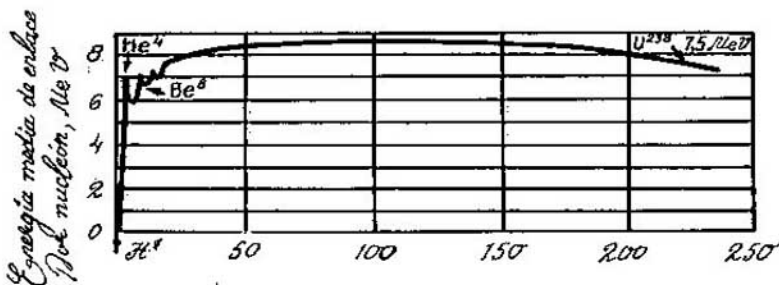


FIG. 239.

La fig. 239 representa la curva de la energía de enlace del núcleo referida al número de partículas que tiene dicho núcleo, es decir, la magnitud  $c^2\Delta m/M$ . Sobre el eje de abscisas se ha tomado el número de masa. Esta curva demuestra que la energía de enlace por partícula nuclear crece rápidamente al principio, aunque de un modo no completamente regular, después se estabiliza aproximadamente en 8 MeV y, finalmente, decrece un poco para los últimos elementos de la tabla de Mendeléiev. El hecho de la constancia del número 8 MeV se interpreta del modo siguiente. Como la energía de enlace está calculada para una partícula, y no depende del número total de partículas que hay en el núcleo, en éste sólo tiene lugar la interacción entre las partículas más próximas. De aquí se deduce, en particular, la conclusión de que las fuerzas nucleares

sólo actúan cuando las partículas se acercan hasta una proximidad inmediata (véase más adelante).

Resulta ilustrativo comparar la magnitud 8 MeV con las energías del enlace químico de las moléculas. Estas últimas son iguales, por lo general, a varios electrón-voltios por átomo. Por consiguiente, la energía necesaria para desintegrar una molécula en átomos es varios millones de veces menor que la necesaria para desintegrar un átomo.

De las fuerzas nucleares trataremos después. Sin embargo, de los ejemplos que hemos puesto se deduce claramente que estas fuerzas alcanzan valores enormes cuando se produce la ruptura del núcleo. También es evidente que las fuerzas nucleares son fuerzas de un tipo nuevo, ya que son capaces de acoplar partículas cargadas con electricidad de igual signo. Las fuerzas nucleares no pueden reducirse a eléctricas.

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

Los nucleones que forman el núcleo tienen espín y, por lo tanto, momento magnético. El hecho de que el electrón tenga espín no es, pues, una propiedad particular suya. Las partículas elementales pueden poseer espín; la interpretación gráfica de este hecho es tan inútil como pernicioso; ya advertimos al lector que la imagen de la partícula que gira alrededor de su eje es completamente convencional, porque el espín de la partícula carece de interpretación clásica.

El impulso de rotación de una partícula cualquiera, y, por lo tanto, del núcleo atómico, puede representarse por medio de la fórmula

$$\sqrt{s(s+1)} \cdot \frac{h}{2\pi},$$

y la proyección del espín sobre la dirección destacada puede tomar  $2s+1$  valores, desde  $s$  hasta  $-s$ . Generalmente se da el nombre de espín, no a la expresión que acabamos de escribir, sino al número  $s$  que la determina.

De acuerdo con las leyes de la mecánica cuántica, la diferencia  $2s$  entre los valores mayor y menor del espín debe ser igual a un número entero o a cero. Por esto el espín de la partícula puede ser igual a 0, 1/2, 1, 3/2, ...

Los espines del neutrón y del protón, lo mismo que el del electrón, son iguales a 1/2.

Observando la tabla de valores de los espines de diversos núcleos atómicos, descubrimos una serie de regularidades interesantes. En primer lugar, en los núcleos que contienen un número par de protones y un número par de neutrones, el espín del núcleo es nulo

(He, C<sup>12</sup>, O<sup>16</sup>). El número de nucleones múltiplo de cuatro desempeña en general un gran papel. En muchos casos (aunque dista mucho de ser en todos) el espín del núcleo atómico puede obtenerse del modo siguiente: se resta de  $M$  el número múltiplo de cuatro más próximo a ella, y la diferencia se multiplica por  $1/2$ . Por ejemplo, el espín del Li<sup>6</sup> es  $1 = 2 \times \frac{1}{2}$ ; el del Li<sup>7</sup> es  $3/2$ ; el del B<sup>10</sup>,  $1$ ; y el del B<sup>11</sup>,  $3/2$ .

Hay un hecho bastante evidente que constituye una regla sin excepciones: los núcleos con  $M$  par, tienen espín entero o nulo, y los núcleos con  $M$  impar, espín múltiplo de  $1/2$ .

Los espines de los núcleos atómicos se determinan por la estructura hiperfina de los espectros ópticos. El desdoblamiento de los niveles energéticos, aunque sea insignificante, se mide con bastante seguridad. Este desdoblamiento se produce porque a distintas orientaciones mutuas del espín del electrón y del espín del núcleo corresponden energías distintas.

El estudio del material acerca de los espines de los núcleos nos lleva a la conclusión de que el principio de Pauli es aplicable a los protones y neutrones del núcleo. Dos partículas idénticas sólo pueden estar en un mismo nivel de energía si sus espines son antiparalelos. Pero como el protón y el neutrón son partículas distintas, en un nivel puede haber dos protones y dos neutrones. En este grupo compacto de espín nulo reconocemos al núcleo del átomo de helio (partícula  $\alpha$ ).

La existencia de espín denota la existencia de momento magnético. Entre el impulso de rotación  $L$  y el momento magnético  $M$  debe existir una proporcionalidad directa, pudiendo ser el momento magnético paralelo o antiparalelo al espín.

Si el espín de una partícula (compuesta o simple) es igual a  $s$ , su momento magnético puede escribirse de la forma

$$M = g\mu s,$$

donde  $\mu$  es el magnetón elemental, igual a  $\frac{eh}{4\pi mc}$ ,  $m$  es la masa de la partícula, y  $g$  es un factor adimensional. Esta igualdad es la generalización de la relación que consideramos en la pág. 541 para el electrón. Para esta partícula  $s=1/2$  y  $g$  debe suponerse igual a 2, para conseguir que el resultado coincida con la experiencia.

Partículas distintas (no sólo complejas, sino también simples) tienen diferentes valores de  $g$ . Así, por ejemplo, el factor  $g$  del neutrón es 3,8206, y el del protón, 5,5791.

En el magnetón elemental figura la masa de la partícula. Sin embargo sólo se suelen utilizar dos valores de magnetones: el magnetón de Bohr para las partículas ligeras, y el magnetón nuclear

(calculado para el protón)  $\mu_N = (1/1836)\mu_B$  para las partículas pesadas. Los valores del factor  $g$  que hemos dado antes están calculados para  $\mu_N$ .

Hasta ahora no existe una teoría que relacione los factores  $g$  y los momentos magnéticos con la estructura del núcleo.

### § 211. Fuerzas de interacción de los nucleones

Los datos fundamentales acerca de las fuerzas nucleares pueden obtenerse estudiando la dispersión de las partículas. De los primeros experimentos de dispersión de partículas  $\alpha$  realizados por Rutherford se podía deducir ya que el radio de acción de las fuerzas nucleares es muy pequeño. Los experimentos de Rutherford se explicaron cuantitativamente suponiendo que la desviación de las partículas  $\alpha$  se debe a la repulsión eléctrica entre partículas con carga de igual signo. En este caso la teoría coincidía con la experiencia incluso cuando la partícula  $\alpha$  pasaba casi tocando al núcleo dispersor. Por lo tanto, basta que dos partículas nucleares se encuentren a la más mínima distancia una de otra, para que entre ellas sólo actúen las fuerzas eléctricas y las nucleares no se dejan sentir.

Unos resultados más directos dan los experimentos de dispersión de neutrones por protones. Para esto un haz de neutrones se hace pasar a través de hidrógeno en estado gaseoso. La experiencia demuestra que sólo una pequeña parte de los neutrones se encuentra con núcleos de átomos de hidrógeno. En cuanto a los neutrones dispersados, se distribuyen uniformemente por los ángulos. Este resultado difiere radicalmente de la figura de dispersión de las partículas  $\alpha$ , es decir, de la dispersión debida a las interacciones eléctricas, donde la desviación siempre existe, aunque es pequeña cuando la partícula  $\alpha$  pasa lejos del núcleo, y grande, cuando su trayectoria está próxima al núcleo dispersor. La figura que se observa en la dispersión de neutrones por protones nos conduce a reconocer que el radio de acción de las fuerzas nucleares es muy pequeño. De este experimento se deduce con seguridad un valor de este radio de acción del orden de  $2 \cdot 10^{-13}$  cm.

El estudio de la dispersión de los protones por neutrones da este mismo valor del radio de acción. Las experiencias y los cálculos son aquí algo difíciles, ya que hay que «restar» de la dispersión todo lo que depende de la interacción eléctrica pura. Sin embargo, las observaciones llevadas a cabo con altas energías y bajo ángulos grandes dan la posibilidad de hacer estos cálculos. Es de lamentar que no sea posible hacer experimentos directos de dispersión de neutrones por neutrones. No obstante, una serie de hechos indirectos hacen que sea indudable el que, en este caso, las propiedades de

Las fuerzas nucleares sigan siendo las mismas. He aquí un ejemplo de este razonamiento: se puede comparar la energía de enlace y el comportamiento en las colisiones del tritio (isótopo del hidrógeno de masa 3) y del isótopo del helio de la misma masa. En el primer caso el núcleo está formado por dos neutrones y un protón, en el segundo, de dos protones y un neutrón. La energía de enlace del helio es mayor exactamente en la magnitud que da la interacción eléctrica entre dos protones. Todas estas experiencias y razonamientos conducen a concluir que las fuerzas nucleares que actúan entre los nucleones son independientes de las cargas eléctricas de las partículas que interaccionan.

Los experimentos de dispersión de nucleones llevan también a la conclusión de que esta interacción tiene carácter de cambio. Este término se utiliza cuando las partículas que se encuentran cambian sus propiedades: la partícula que era protón se transforma en neutrón y viceversa. La necesidad de que esto sea así se deduce del experimento de dispersión, por protones, de un haz de neutrones de energías bastante grandes (decenas de veces mayores que la energía potencial de la interacción de los protones con los neutrones). En este experimento podría esperarse que la mayoría de los neutrones pasara a través del hidrógeno sin dispersarse. Pero en realidad, el haz dispersado hacia adelante está formado por un número igual de neutrones y protones.

El problema de las fuerzas nucleares se complica considerablemente por su dependencia de la disposición de los espines de los núcleos. Las fuerzas nucleares pierden a causa de esto su carácter central (es decir, la fuerza no actúa a lo largo de la línea que une los centros de las partículas).

Sin embargo, promediando esta dependencia pueden caracterizarse las fuerzas nucleares por un potencial de interacción del mismo tipo que el que consideramos para la molécula. En la fig. 240 se muestra esta curva para dos nucleones (denominación común que se da al protón y al neutrón). La energía de interacción se ha tomado en MeV, y la distancia, en fermios ( $1 \text{ fermio} = 10^{-13} \text{ cm}$ ). A la distancia de 4 fermios ya no actúan las fuerzas nucleares. Para que pueda compararse con la interacción electrostática, en la figura se ha trazado la curva punteada. Esta curva representa el potencial electrostático de dos cargas de signo contrario iguales a 3,3 veces la carga del electrón. A la distancia de dos fermios las energías de interacción son iguales. Entre estas curvas está claro que no existe analogía.

Las curvas de este tipo se construyen basándose en experimentos con diferentes núcleos. Las ordenadas y las abscisas de los pozos de potencial oscilan entre límites no muy grandes (5—20 eV, un fermio).

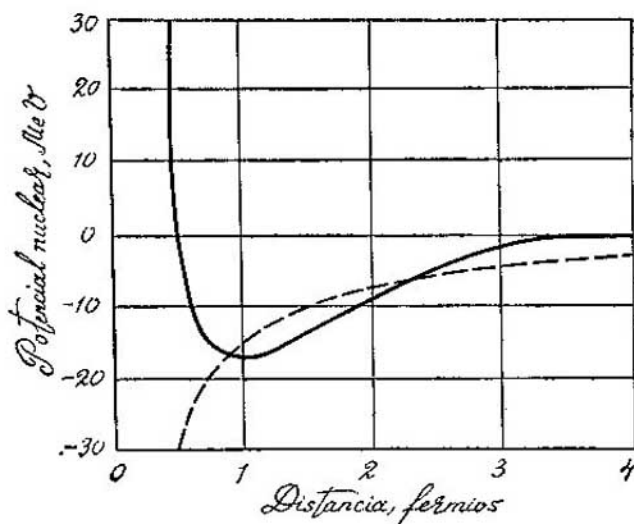


FIG. 240.

### § 212. Los nucleones en el núcleo

Es indudable que los nucleones están muy apretados dentro del núcleo atómico. En razonable acuerdo con una serie de datos experimentales está la siguiente fórmula del «radio» del núcleo:

$$R = k^3 \sqrt{M}.$$

Aquí  $M$  es el número másico, y  $k = 1,5 \cdot 10^{-13}$  cm. Esta fórmula fue deducida para los núcleos pesados, pero su validez para los núcleos ligeros no ofrece dudas. Si el radio del núcleo es proporcional a la raíz cúbica del número de partículas, su volumen será proporcional a la primera potencia de dicho número. Esta circunstancia hace suponer que, por lo menos en una aproximación burda, los nucleones están empaquetados en el núcleo con densidad uniforme.

Está claro que no podemos construir un modelo geométrico del núcleo atómico y determinar las trayectorias de los nucleones en el núcleo, puesto que los nucleones son de naturaleza ondulatoria.

En cierta aproximación podemos suponer que cada nucleón se mueve en el campo de todos los demás. Este nucleón tendrá un sistema de niveles energéticos que pueden llenarse sucesivamente yendo de los núcleos ligeros a los más pesados. El nivel más bajo, lo mismo que en el caso de los electrones, no debe poseer impulso de rotación. De acuerdo con el principio de Pauli, en este nivel más

bajo pueden alojarse dos neutrones y dos protones, cada pareja con los espines opuestos, es decir, una partícula  $\alpha$ . Considerando de un modo análogo los átomos más pesados, también se consigue destacar en los niveles siguientes grupos estables de partículas. El modelo de capas del núcleo resultó ser muy útil para determinar una serie de propiedades de éste y para explicar el grado de difusión de los isótopos.

Estudiando la composición de los núcleos atómicos, empezando por los ligeros y yendo hacia los pesados, notamos que el número de neutrones que hay en el núcleo atómico crece más de prisa que el número de protones, y en un elemento tan estable como el plomo hay 82 protones y 126 neutrones. Este aumento del número de neutrones se explica por la necesidad de equilibrar el aumento continuo de la repulsión eléctrica de los protones.

Está claro que la infracción de la igualdad del número de protones y neutrones en el núcleo lleva consigo no sólo ventajas, sino también inconvenientes. En efecto, si esta igualdad se cumpliera, podríamos llenar los niveles de energía inferiores con el número máximo de partículas, puesto que en cada estado pueden alojarse dos neutrones y dos protones de acuerdo con el principio de Pauli. Pero obrando de este modo aumentaríamos excesivamente la repulsión eléctrica y la energía total no sería la mínima. Es evidente que el caso real representa de por sí una solución de compromiso dictada por estas dos tendencias. Los fenómenos de desintegración  $\beta$ , tan frecuentemente observados en los elementos artificialmente radiactivos, representan la opción, en el sentido indicado, por una situación óptima. Si en un núcleo hay muchos protones o muchos neutrones, se remedia la situación emitiendo un electrón o un positrón.

### § 213. Espectros de los núcleos atómicos

Desde el punto de vista de la mecánica cuántica, cualquier sistema de partículas que interaccionen puede caracterizarse por un conjunto de niveles energéticos. El núcleo atómico puede ocupar el nivel más bajo (como ocurre con los núcleos de todos los elementos estables que se hallan en las condiciones ordinarias de la Tierra), pero por la acción de los choques con otras partículas puede pasar a un nivel excitado. La existencia en el estado excitado es siempre poco duradera, y el núcleo «desciende» cediendo la energía sobrante.

Los núcleos de los átomos de las sustancias radiactivas se encuentran en un estado excitado o pasan a dicho estado después de emitir una partícula  $\alpha$  (véase más adelante).

La diferencia de energía entre los niveles de los núcleos es del orden de centenares de miles de electrón-voltios (en vez de unas



unidades de electrón-voltio para los niveles electrónicos del átomo). Por esta causa los núcleos son completamente inertes en las condiciones ordinarias. Las transiciones energéticas con los núcleos se estudian detalladamente bombardeándolos en aceleradores calculados para millones de electrón-voltios.

En la fig. 240a se muestran los sistemas de niveles de energía de los núcleos, el  ${}_5\text{B}^{11}$  y el  ${}_6\text{C}^{11}$ . Estos niveles energéticos son nítidos

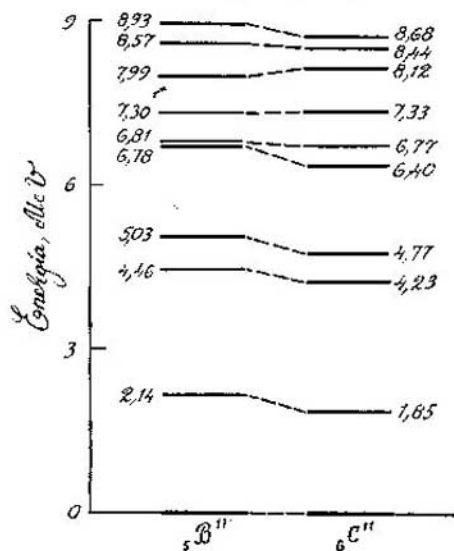


FIG. 240a.

y se miden con gran exactitud. Los valores de la energía se dan en la figura. Un par de núcleos, con igual número total de nucleones, en el cual el número de neutrones (protones) de uno de ellos sea igual al número de protones (neutrones) del otro, se llama par «especular». Es evidente que, en este caso, la diferencia entre los núcleos se reduce a la energía electrostática, que no es grande. La figura de los niveles de ambos núcleos resulta ser muy próxima, lo que ilustra una vez más la comunidad de la interacción nucleónica.

En cada uno de los estados excitados posee el núcleo cierto conjunto de propiedades. A niveles distintos les corresponden, en general, espines y pa-

riedades diferentes e isospines distintos. *Isoespines* (espines isotópicos) son los números con que se designan los niveles en cada multiplete isoespinorial. A este número cuántico nos referiremos más adelante, al tratar de los espectros de los nucleones. *La paridad* es una propiedad de la partícula debida a su simetría helicoidal (véase la pág. 642). Las dos variantes de esta simetría (hélice a la izquierda o hélice a la derecha) se designan por + y -.

Al pasar a un nivel más bajo, el núcleo atómico puede ceder su energía por dos procedimientos. El primero de ellos es el mismo que en el caso de la radiación del átomo es el único posible, es decir, la emisión de un fotón. Como la diferencia de energías  $E_2 - E_1$  es muy grande, se producen fotones «duros», que generalmente se llaman rayos  $\gamma$ . Pero también son posibles las transiciones en que se emite el llamado par de leptones. Este par puede estar formado

por un electrón y un antineutrino, o por un positrón y un neutrino (compárese con el § 225).

El cuadro de las transiciones entre los niveles de un núcleo compuesto por 12 nucleones puede verse en la fig. 240b (los números indican los espines de los estados, y los signos, la paridad).

Esta figura representa los niveles de tres núcleos. Pero estos núcleos son tres sólo formalmente. En realidad debemos considerarlos como un sistema único, entre cuyos niveles son posibles las tran-

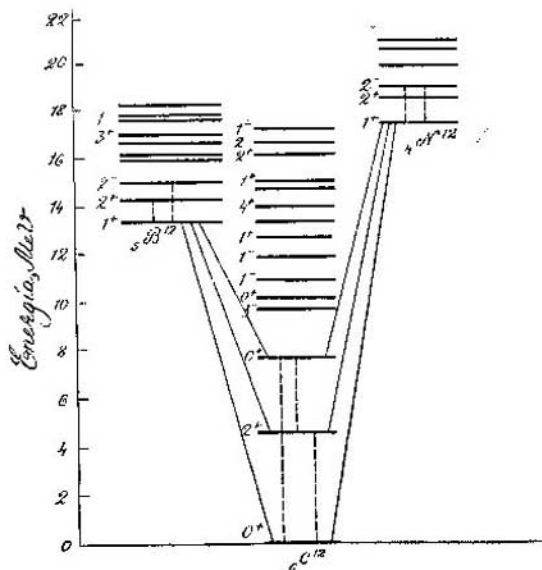


FIG. 240b.

siciones. Las líneas verticales (punteadas) indican las transiciones  $\gamma$ . Las líneas de trazo continuo, las transiciones con emisión de pares de leptones. Las líneas que van de izquierda a derecha hacia abajo corresponden a la expulsión de un electrón y un antineutrino, y las que van de derecha a izquierda hacia abajo, la expulsión de un positrón y un neutrino. Al ser expulsado un par de leptones, de acuerdo con la ley de conservación de la carga, un protón se transforma en neutrón o un neutrón en protón.

La diferencia entre los niveles energéticos, cuando se emite un par de leptones, no debe ser menor que la energía correspondiente a la masa del electrón, es decir, que 0,51 MeV (la masa en reposo del neutrino es nula). El resto, si es que existe, se transforma en energía cinética de los leptones.

§ 214. *Neutrino de desintegración beta*

La transición energética con expulsión de un par de leptones se llama desintegración  $\beta$ . El descubrimiento del neutrino era un problema experimental difícil que sólo pudo resolverse en el último decenio. Al principio las transiciones semejantes a la representada en la fig. 240b se describían como la transformación (desintegración) de un núcleo (radiactivo) en otro (estable) con expulsión de un electrón. No obstante, mucho antes de que el neutrino fuera descubierto su existencia era ya evidente.

Era difícil o, mejor dicho, imposible dudar de la corrección de las leyes de conservación del impulso de rotación y de la ley de conservación de la energía. En efecto, el neutrón, el protón, el electrón y el positrón tienen espín de  $1/2$ . Como ya hemos dicho, la desintegración  $\beta$  transforma en el núcleo atómico un protón en un neutrón o viceversa. Pero como el número de nucleones que hay en el núcleo permanece invariable, la desintegración  $\beta$  no puede en modo alguno cambiar un espín par por otro impar. Precisamente esto es lo que tendría que ocurrir si en la desintegración  $\beta$  sólo se emitiera un electrón, que se llevaría consigo un espín de  $1/2$ . Admitiendo la existencia del neutrino —partícula que también posee un espín de  $1/2$ —, esta contradicción desaparece y al mismo tiempo se eliminan las dificultades para interpretar el espectro continuo de las partículas  $\beta$ .

Si la desintegración  $\beta$  sólo consistiera en la expulsión de un electrón, este electrón debería poseer una energía perfectamente determinada. Efectivamente, las energías de los niveles inicial y final, es decir, las energías del grupo primario y del nuevo núcleo, son completamente determinadas, por lo tanto, la energía del electrón emitido también debe ser totalmente determinada. Pero en realidad se observa un espectro continuo de electrones que va desde cierta velocidad máxima hasta cero. Este cuadro resulta completamente natural si se considera que durante la desintegración son expulsadas del átomo dos partículas, de acuerdo con la ecuación  $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}$ . La energía se distribuye entre el electrón y el neutrino por la ley de la casualidad. El descubrimiento de una partícula neutra, con una masa insignificante (ahora se sabe que la masa del neutrino es menor que  $0,002$  de la masa del electrón), era un problema extraordinariamente difícil de resolver. Este problema sólo pudo ser resuelto en 1956. Conviene advertir que la partícula que recibió el nombre de neutrino, después, cuando se descubrió la ley de la antisimetría de las partículas elementales, resultó ser el anti-neutrino y se designó por  $\bar{\nu}$  (véanse los §§ 225 y 226). Un gran número de actos de desintegración de neutrones debe ocurrir en un reactor nuclear, donde se forma continuamente un número enorme

de fragmentos nucleares ricos en neutrones. Un flujo de partículas  $\bar{\nu}$ , si éstas existen, debe salir del reactor. Si un neutrino  $\bar{\nu}$  se encuentra con un protón, debe producirse la reacción  $\bar{\nu} + p \rightarrow e^+ + n$ , es decir, cuando se encuentra un neutrino con un protón se forman un positrón y un neutrón. Estas reacciones deben observarse en un blanco que contenga gran número de átomos de hidrógeno (es decir, protones) y que esté situado cerca del reactor nuclear. Esta reacción debe producirse con una frecuencia extremadamente pequeña (varias veces en una hora) debido a la enorme capacidad de penetración del neutrino. Pero al mismo tiempo, cerca del reactor tiene lugar un número grandísimo de otras reacciones nucleares. Por esto son evidentes las dificultades que ofrecía el descubrimiento del neutrino.

Estas dificultades pueden salvarse destacando los rasgos específicos de esta reacción. Aparecen un positrón y un neutrón. Sabemos que el positrón se aniquila inmediatamente con un electrón de cualquiera de los átomos del blanco y da dos fotones. En cuanto al neutrón, éste recorre cierto trayecto en el blanco y después es absorbido por los átomos de las impurezas (cadmio) que pueden introducirse especialmente en el blanco. El tiempo medio de frenado hasta su absorción podemos calcularlo; este tiempo es igual a 5  $\mu$ s. Cuando el cadmio absorbe un neutrón también se produce radiación  $\gamma$ . El problema del investigador consiste en destacar de entre todos estos sucesos, valiéndose de los medios de la técnica moderna de medición, el orden en que se producen los fenómenos: la aparición simultánea de los dos fotones y, al cabo de 5  $\mu$ s, el impulso más fuerte de la radiación  $\gamma$ . En efecto este problema fue resuelto eficazmente y, de este modo, se demostró la existencia del neutrino.

### § 215. *Leyes comunes de las transformaciones químicas y nucleares*

Vamos a detenernos ahora en ciertas consideraciones energéticas generales aplicables tanto a las reacciones químicas como a las transformaciones de los núcleos atómicos o de otras partículas.

La transformación de las partículas sólo puede producirse cuando éstas se aproximan hasta ponerse en contacto. Como para que ocurra la transformación las partículas deben traer consigo cierta energía cinética, el término «choque» está completamente justificado. No todos los encuentros de partículas ocasionan transformaciones. El mecanismo de las transformaciones tanto químicas como nucleares es muy difícil de estudiar. Como las observaciones directas son imposibles, hay que limitarse a suposiciones cuya corrección puede comprobarse por las consecuencias.

En el caso de las transformaciones químicas debe desempeñar un papel importante la disposición mutua de las moléculas al chocar. Para que se produzca la reacción es necesario que las moléculas se acerquen la una a la otra en una posición conveniente para que los átomos se reagrupen.

Para cada transformación que se realice en gran escala (como suele ocurrir en las reacciones químicas y nucleares, donde se encuentran millares de millones de moléculas o de núcleos en un pequeño

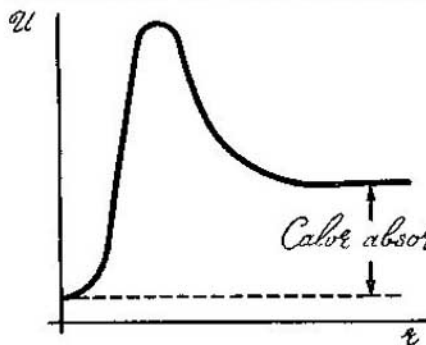


FIG. 241.

intervalo de tiempo), puede, en principio, indicarse el número  $A$  que, en términos aproximados, caracteriza la fracción del número total de encuentros de partículas en que la situación es «propicia» para la transformación. Sin embargo, la condición de que exista una orientación apropiada no es la única para la transformación. Como quiera que la partícula existe establemente y, por consiguiente, posee el mínimo de energía potencial, durante el choque hay que comunicarle cierta energía, suficiente para elevar la molécula hasta el borde del pozo de potencial en que se halla. Esta energía mínima necesaria recibe el nombre de *energía de activación*. En la fig. 241 se representa la curva de energía potencial. La partícula tiene una existencia estable cuando  $r=0$ , donde  $r$  es cierto parámetro. Para que se produzca la reacción hay que comunicarle la energía de activación  $\mathcal{E}$ ; en el caso representado en la figura, la reacción se desarrolla con desprendimiento de calor.

En los choques entre moléculas o entre núcleos (en condiciones análogas) podemos aplicar la ley de Boltzmann y suponer que el número de encuentros conducentes a la transformación es proporcional a  $e^{-\mathcal{E}/kT}$ , donde  $\mathcal{E}$  es la energía de activación.

Es evidente que la velocidad de transformación puede representarse en forma del producto  $Ae^{-\mathcal{E}/kT}$ , en el cual el primer factor tiene en cuenta las condiciones «geométricas» del encuentro, y el segundo, las energéticas.

De ordinario se considera especialmente las dos partículas que chocan en el instante en que la energía potencial se halla en el máximo. Este complejo activado (como se dice en química) o núcleo compuesto (como se dice cuando se estudian las transformaciones nucleares) sólo existe unos cortos instantes. El sistema formado

puede volver a «caer» en el pozo de potencial, pero también puede «saltar» el borde. En este último caso se produce la transformación y aparece un nuevo sistema que posee una nueva energía potencial.

Tanto en las transformaciones químicas como en las nucleares, el sistema que se forma puede ser una nueva partícula (reacción de adición); pero puede ocurrir también que se formen dos nuevas partículas de las dos viejas.

Si la energía potencial de las partículas recién formadas es mayor que la energía potencial de las partículas iniciales (la profundidad del cráter del volcán es mayor que la altura de la montaña), la transformación se desarrolla con absorción de energía. El calor absorbido será igual a la diferencia entre la energía de activación y la energía de los productos de la reacción (fig. 242).

Si la energía de las partículas recién formadas es menor que la energía de las partículas iniciales, el gasto de una pequeña cantidad de energía en la activación ocasiona el desprendimiento de una gran cantidad de energía.

Tanto en química como en física nuclear nos encontramos con transformaciones de ambos tipos. Las reacciones que se desarrollan con desprendimiento de calor se llaman *exotérmicas*, y las que lo hacen con absorción de calor, *endotérmicas*.

Con frecuencia las transformaciones (tanto químicas como nucleares) van acompañadas de radiación. No obstante, por regla general, el efecto energético principal de la reacción consiste en la transformación de la energía potencial de la disposición de los átomos en la molécula (o de los nucleones en el núcleo) en energía cinética de las partículas. Por esto, en términos aproximados, las transformaciones en que se desprende calor son aquellas en las cuales se encuentran dos partículas lentas y se separan otras dos rápidas. Está claro que la reacción recíproca tiene lugar en las reacciones endotérmicas.

La fórmula de la velocidad de la transformación, en la cual la temperatura figura en el exponente, hace comprensible la extraordinaria sensibilidad de las transformaciones químicas a las variaciones de la temperatura. Cuanto más alta es la temperatura, tanto más fuertes son los choques de las partículas que se encuentran. El papel de la temperatura en las transformaciones químicas es bien conocido. En las transformaciones nucleares, debido a los enormes valores que tiene la energía de enlace, el papel de las variaciones de la temperatura no salta a la vista. En efecto, la energía

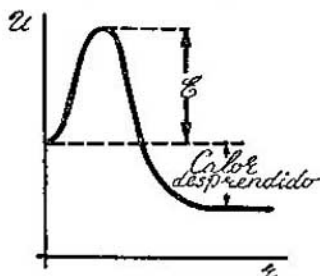


FIG. 242

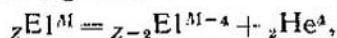
de activación de los núcleos atómicos es en esencial una magnitud del orden de varios MeV. Pero la elevación de la temperatura en 3000° aumenta la energía del núcleo atómico solamente en 0,4 eV.

Las transformaciones nucleares sólo pueden acelerarse elevando la temperatura, no en miles, sino en millones de grados (véase más adelante).

### § 216. Radiactividad

La desintegración radiactiva es la reacción nuclear más simple. Consiste en la expulsión de una partícula  $\alpha$  por el núcleo atómico.

Como la partícula  $\alpha$  está compuesta por dos protones y dos neutrones, su símbolo es  ${}_2\text{He}^4$  y el esquema de la desintegración  $\alpha$  puede escribirse de la forma siguiente:

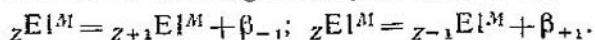


donde El es el símbolo de cualquier elemento químico. Esta desintegración nuclear, lo mismo que otras reacciones nucleares que estudiaremos en la pág. 619, cumple la ley de conservación de la carga (la suma de los subíndices del segundo miembro de la igualdad debe ser igual a  $Z$ ) y la ley de conservación del número de masa (suma de los dos índices).

Tanto el núcleo inicial como el final pueden hallarse en estado excitado. Por esto la desintegración  $\alpha$  puede ir acompañada de transiciones energéticas, tanto en emisión de fotones como en formación de pares de leptones.

Por motivos históricos la desintegración  $\beta$  se estudia en las mismas condiciones que otras reacciones nucleares. Si olvidamos el neutrino (que para la química no tiene importancia), puede decirse que la desintegración  $\beta$  consiste en la expulsión por el núcleo de un electrón negativo ordinario  $\beta^-$  o de una partícula positiva  $\beta^+$  (positón o positrón). Recordamos que tanto sus masas como las magnitudes de sus cargas son iguales. La expulsión por el núcleo de una partícula ligera con carga eléctrica da lugar a que, dentro del núcleo, se transforme un protón en neutrón o un neutrón en protón. Esta transformación asegura la conservación de la carga eléctrica al efectuarse la desintegración.

El esquema de la desintegración  $\beta$  se escribe así:



De este modo, en la desintegración  $\beta^-$  un neutrón del núcleo se transforma en protón (porque el número de protones aumentó); la transformación inversa ocurre en la desintegración  $\beta^+$ .

En la desintegración  $\beta^-$  también pueden emitirse rayos  $\gamma$ . La radiactividad  $\alpha$  sólo se observa en los elementos pesados (a par-

tir del bismuto); la radiactividad  $\beta^-$  se da con más frecuencia que la  $\beta^+$ .

Si la sustancia radiactiva puede encontrarse en la naturaleza se dice que su *radiactividad es natural*, y si se obtiene por medio de reacciones nucleares, se dice que su *radiactividad es artificial*.

Si al desintegrarse los núcleos de un elemento radiactivo se forma otro elemento, y de este segundo elemento se forma un tercero, etc., la sucesión de dichos elementos se llama *serie, familia o cadena radiactiva*. Se conocen cuatro series radiactivas que comienzan respectivamente por los elementos  $U^{238}$ ,  $Th^{232}$ ,  $U^{235}$  y  $U^{233*}$ .

La desintegración radiactiva se desarrolla según la ley

$$N = N_0 e^{-\lambda t};$$

aquí  $N_0$  es el número de núcleos que hay en el instante inicial  $t=0$ , y  $N$  es el número de núcleos (no desintegrados) que quedan en el instante  $t$ ;  $\lambda$  se llama *constante de desintegración radiactiva* y es constante para cada elemento dado.

No es difícil comprender que el tiempo que tarda en desintegrarse la mitad de la cantidad de átomos existente es

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}.$$

El tiempo  $T$  se llama *período de semidesintegración, semiperíodo, vida mitad* o simplemente *período* del elemento radiactivo.

Los semiperíodos de los elementos progenitores de las familias radiactivas naturales oscilan entre los límites de  $10^8$ — $10^{10}$  años. Por otra parte, los períodos de los productos intermedios de la desintegración, así como de los elementos radiactivos artificiales, pueden ser del orden de fracciones insignificantes de segundo.

Está claro que la cantidad de sustancia radiactiva hubiera podido expresarse en gramos, pero resulta más fácil y cómodo caracterizar esta masa por su actividad, es decir, por el número de actos de desintegración que se producen en un segundo. La unidad de medida de origen histórico es curie o curio,  $1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10}$  desintegraciones por segundo. Para la práctica de laboratorio esta unidad es demasiado grande, por lo que se utiliza frecuentemente su milésima parte, el milicurie o milicurio (m Ci). También se suele utilizar la unidad llamada rutherford,  $1 \text{ Rd} = 10^6$  desintegraciones por segundo. Por consiguiente,  $1 \text{ m Ci} = 37 \text{ Rd}$ .

Si el período  $T$  se conoce, no es difícil calcular la radiactividad inicial de la sustancia. La parte de la sustancia que se desintegra

\*) El  $U^{233}$  tiene antecesores entre los elementos transuránicos.



en  $1 s$  es igual a

$$1 - \frac{N}{N_0} = 1 - e^{-\lambda},$$

o, como  $\lambda$  es un número pequeño,

$$1 - \frac{N}{N_0} \approx \lambda = \frac{0,693}{T}.$$

Si se trata de  $m$  gramos de una sustancia de peso atómico  $A$ , su actividad se halla por la fórmula

$$\frac{0,693}{T} \cdot \frac{m}{A \cdot 1,66 \cdot 10^{-24}} \frac{\text{desintegraciones}}{s}.$$

Se admite que en cien días de funcionamiento de un reactor nuclear (véase más adelante) se forma en él una cantidad de productos radiactivos igual a 1 Ci por 1 W. La cantidad de productos de desintegración es igual aproximadamente a 500 g por 500 000 kW, es decir,  $10^{-6}$  g por 1 W. Tomemos como 100 el peso atómico medio de los productos de fisión; en este caso, aplicando la fórmula antes escrita, hallamos que el período medio de semidesintegración de los productos radiactivos es igual a  $10^5$  s, es decir, de cerca de un día.

Para definir las propiedades de una sustancia radiactiva no basta indicar su semiperiodo y su actividad. Es necesario señalar también si dicha sustancia irradia rayos  $\alpha$  o  $\beta$  y si la desintegración va acompañada de radiación  $\gamma$ . Para que la característica sea aún más exacta se necesitan datos acerca de la energía de las partículas expulsadas por el núcleo y de la radiación que se desprende. Las propiedades de las partículas  $\alpha$  que emiten los distintos materiales

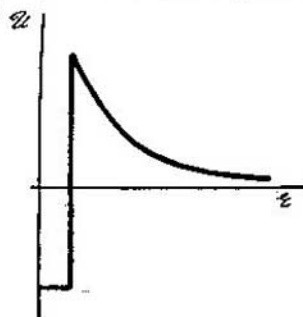


FIG. 243.

radiactivos oscilan en un grado insignificante. Sus velocidades iniciales se encuentran entre los límites 15 000—20 000 km/s; el número de pares de iones que forma la partícula  $\alpha$  en el aire se halla entre los límites de  $(1 \div 2) \cdot 10^5$ . Las energías de las partículas  $\beta$  expulsadas durante la desintegración están distribuidas continuamente entre los límites de cero a centenares o millares de kiloelectrón-voltios. La energía de los rayos  $\gamma$  también es diferente en las diversas sustancias radioactivas, pero el orden de magnitud

de esta energía es el mismo para todos los elementos.

La desintegración alfa es de por sí la infiltración de una partícula alfa a través de la barrera de potencial, seguida de la repulsión electrostática. La forma de la curva de potencial del núcleo se representa en la fig. 243. En ella hay un pozo de potencial, una ba-

rera y, después de ésta, un descenso de energía potencial electrostática según una ley hiperbólica. Para uno de los elementos radiactivos se demostró, haciendo experimentos de dispersión de partículas  $\alpha$  por núcleos de dicho elemento, que la altura de la barrera de potencial es en todo caso mayor que 9 MeV. Sin embargo, partículas que sólo tienen una energía de 4 MeV se escapan del núcleo en virtud del efecto túnel.

Esta circunstancia hace comprensibles las enormes variaciones que existen en la duración del semiperíodo de los diversos elementos radiactivos. Basta un cambio insignificante de la diferencia entre la energía de la partícula  $\alpha$  en el núcleo y la altura de la barrera de potencial, para que la probabilidad de infiltración de dicha partícula aumente bruscamente (véase la fórmula de la pág. 644).

Los efectos de desintegración  $\alpha$  y  $\beta$  pueden ponerse sin dificultad de acuerdo con la fórmula de desintegración con el tiempo:  $N = N_0 e^{-\lambda t}$ . Efectivamente, la desintegración de cada núcleo es un suceso independiente que no se refleja en modo alguno en el comportamiento de los demás núcleos. Todos los átomos tienen las mismas probabilidades de desintegración. Supongamos que al cabo de un tiempo  $t$  se desintegraron la mitad de los átomos. Pero la mitad restante se halla en las mismas condiciones que el conjunto inicial de átomos y, por lo tanto, la mitad de la mitad restante tardará el mismo tiempo en desintegrarse. El hecho de que la desintegración de cada átomo por separado sea independiente del comportamiento de sus vecinos nos conduce a afirmar que: en un intervalo de tiempo dado  $\Delta t$  se desintegrará siempre la misma fracción de la cantidad existente de átomos  $\Delta N/N$ .

Esta afirmación se escribe de la forma

$$\frac{\Delta N}{N} = -\lambda \Delta t,$$

que después de integrarse da la ley exponencial de la desintegración.

Conviene recordar que la frecuencia con que solemos encontrarlos en el caso de física con la ley exponencial se debe a que dicha ley es la expresión matemática de una disminución según la difundida regla siguiente: cuando las variaciones del argumento son iguales, la función disminuye en fracciones iguales de su magnitud.

### § 217. Reacciones nucleares

Los datos experimentales acerca de las reacciones nucleares son bastante importantes. El número de reacciones nucleares estudiadas llega a varios millares.

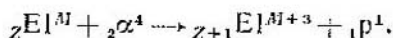
En la actualidad se conocen los siguientes tipos de reacciones (sin mencionar la desintegración radiactiva, que puede considerarse como una reacción de descomposición nuclear): la reacción provocada por captura, que consiste en la unión de dos partículas que chocan; la reacción de cambio, que consiste en la captura de una partícula y la expulsión de otra; y la reacción de fisión del núcleo por la acción de la energía que recibe éste en una u otra forma. Las reacciones nucleares debidas a la acción de los rayos  $\gamma$  duros se llaman *fotonucleares*.

Por medio de las reacciones nucleares pueden obtenerse tanto isótopos naturales estables de los elementos como isótopos radiactivos inestables que no se encuentran en la naturaleza. Entre los últimos se han logrado sintetizar elementos que carecen por completo de isótopos estables (como por ejemplo, el elemento cuyo número de orden es el 43, es decir, el tecnecio), así como elementos transuránicos.

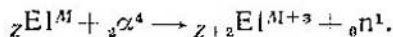
Se han estudiado con especial atención las reacciones producidas por el bombardeo de los núcleos de los diversos elementos con partículas  $\alpha$ , protones y neutrones.

Cuando una partícula  $\alpha$  choca con un núcleo, lo más corriente es que se produzcan reacciones de dos tipos: el primero consiste en la captura de la partícula  $\alpha$  y la expulsión de un protón (p); el segundo, en la captura de la partícula  $\alpha$  y la expulsión de un neutrón (n). Estas reacciones se representan por los símbolos ( $\alpha$ , p) y ( $\alpha$ , n).

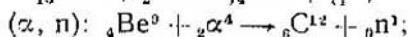
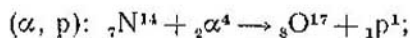
La ecuación de la reacción ( $\alpha$ , p) tiene la forma



Y la de la reacción ( $\alpha$ , n),



He aquí unos ejemplos de reacciones provocadas por partículas  $\alpha$ :



La primera de estas reacciones ( $\alpha$ , n) tiene gran importancia práctica: la mezcla de radio (fuente de partículas  $\alpha$ ) con berilio se utiliza como fuente de neutrones.

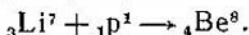
En las colisiones con protones se consigue efectuar una amplia clase de reacciones; a ellas pertenecen las reacciones (p,  $\alpha$ ), es decir, las de captura de un protón seguida de la expulsión de una partí-

cula  $\alpha$ , por ejemplo,



así como las reacciones con expulsión de neutrones (p, n).

Se conocen reacciones provocadas por captura que no van acompañadas de expulsión de una partícula. El exceso de energía se desprende en este caso en forma de rayos  $\gamma$ ; por esto dichas reacciones se designan por (p,  $\gamma$ ), por ejemplo,



Se han estudiado extensamente las reacciones con deuterones (D). Se observan reacciones (D, p) y (D, n). Cuando se bombardea con deuterones de hidrógeno pesado (es decir, también deuterones) se observa una reacción en que se forma el isótopo del hidrógeno llamado tritio:

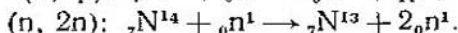
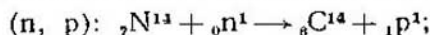


Pero esta reacción se desarrolla parcialmente según el esquema (D, n):



Las reacciones con deuterones desempeñan un papel muy importante en la técnica nuclear, debido a que se desarrolla intensamente dentro del reactor nuclear. Se producen reacciones (n,  $\alpha$ ); (n, p); (n, 2n) y (n,  $\gamma$ ). Además, por la acción de los neutrones se produce también la reacción de fisión de los núcleos pesados (véase más adelante).

El nitrógeno produce en los neutrones radiaciones de dos tipos:



La primera de estas reacciones da un isótopo del carbono de período largo (de más de 5000 años) que desempeña un gran papel en las investigaciones bioquímicas.

Casi todos los isótopos son capaces de capturar un neutrón (reacción (n,  $\gamma$ )) y formar de este modo otro isótopo del mismo elemento cuya masa será mayor en una unidad. Por lo general se producen isótopos radiactivos que poseen radiactividad  $\beta$ .

Lo mismo que en la química de las moléculas, en la química nuclear pueden desarrollarse las reacciones por vía exotérmica y por vía endotérmica. La magnitud y el signo del efecto térmico de la reacción puede determinarse valiéndose de la ley de la equivalencia de la masa y la energía.

Si de unos núcleos cuyas masas sean  $M_1$  y  $M_2$  se forman núcleos de masa  $M_3$  y  $M_4$ ,

$$M_1 + M_2 = M_3 + M_4 + \Delta m.$$

Si  $\Delta m > 0$ , es decir, si los núcleos producto de la reacción tienen una masa menor que los núcleos iniciales, la reacción será exotérmica. Cuando  $\Delta m < 0$  la reacción es endotérmica. La energía desprendida o absorbida durante la reacción se calcula por la fórmula  $Q = c^2 \Delta m$ . Los resultados de este cálculo coinciden siempre exactamente con los de las medidas efectuadas.

Los valores de los efectos térmicos de la mayoría de las reacciones nucleares son del orden de megaelectrón-voltios (calculados para el par de núcleos que reacciona). Esto es millones de veces mayor que las correspondientes magnitudes de las reacciones químicas.

Ejemplo de cálculo:

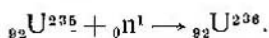


De las tablas de consulta tomamos los valores de las masas:  $m_{\text{Be}} = 9,01464$ ;  $m_{\text{p}} = 1,00807$ ;  $m_{\text{Li}} = 6,01671$ ;  $m_{\text{a}} = 4,00372$ . De donde  $\Delta m = 0,00227$ , es decir,  $\Delta m > 0$ , por consiguiente, la reacción es exotérmica. Y como la unidad de peso atómico corresponde a 931,8 MeV, la magnitud del efecto térmico será igual a  $0,00227 \cdot 931,8 = 2,12$  MeV o, aproximadamente,  $8 \cdot 10^{-11}$  cal (1 MeV =  $3,827 \cdot 10^{-14}$  cal).

### § 217 a. Reacciones de fisión de núcleos pesados

Los núcleos de los átomos más pesados que los núcleos de los átomos de estaño son capaces de dividirse en dos partes de masas aproximadamente iguales. Para que la fisión tenga lugar hay que comunicarle al núcleo una energía de activación considerable, que disminuye a medida que aumenta el número de masa del isótopo. Para los núcleos de uranio, torio y paladio esta energía es aproximadamente igual a 5 MeV. La reacción de fisión de estos núcleos es exotérmica; la energía que se desprende es considerablemente mayor que la energía de activación. La fisión puede ser provocada por protones, deuterones, partículas  $\alpha$  y radiación  $\gamma$ . No obstante, tiene una importancia particular la fisión producida por el impacto de un neutrón en un núcleo pesado.

Consideremos la fisión del isótopo 235 del uranio provocada por la acción de los neutrones. Por la captura de un neutrón se forma un isótopo cuya masa es mayor en una unidad:



La fisión se produce si la energía de activación de la fisión del  $\text{U}^{236}$  es menor que la energía aportada por el neutrón. El neutrón capturado aporta al núcleo una energía igual a la de la ligadura más la energía cinética de su movimiento. En el caso del  $\text{U}^{235}$ , la energía

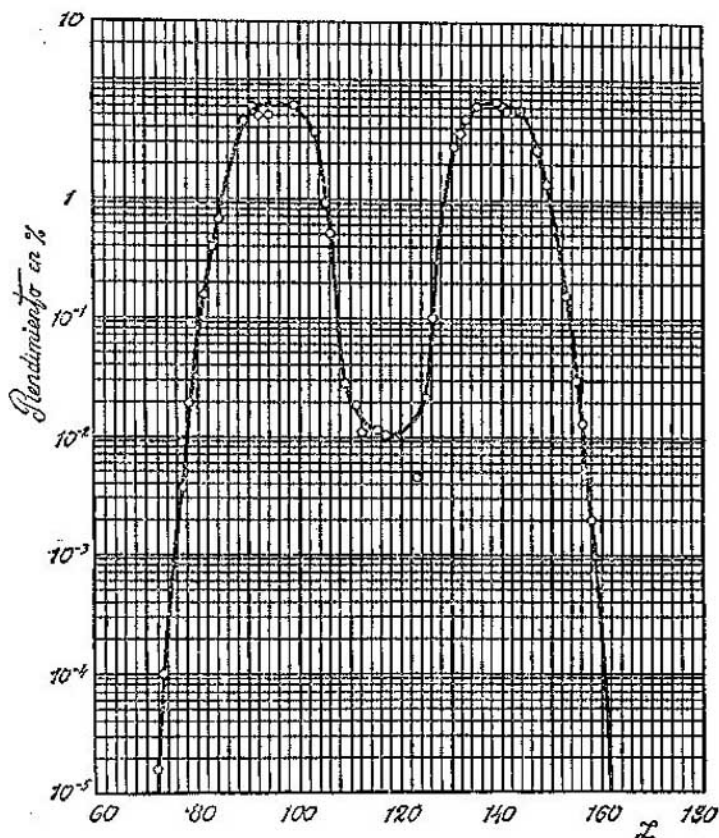


FIG. 244.

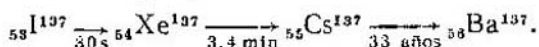
aportada por um neutrón, incluso si se mueve a velocidad térmica, es suficiente para que se produzca la fisión.

Para escindir los núcleos de  $U^{235}$  hace falta una gran energía, por esto el núcleo de este isótopo sólo se fisiona por la acción de neutrones rápidos.

La fisión de los núcleos de  $U^{235}$  origina dos fragmentos distintos. El núcleo se escinde arbitrariamente dando productos primarios diferentes. La curva del rendimiento de los fragmentos de fisión del uranio 235 en función de sus masas se da en la fig. 244. Como puede verse, el caso menos probable es el de la escisión en dos partes iguales. Lo más frecuente es que las masas de los fragmentos se relacionen entre sí como 2 es a 3, por ejemplo,  $Sr^{95}$  y  $Xe^{139}$ . Estos núcleos poseen energías enormes: el ligero, del orden de 100 MeV, y el pesado, de cerca de 65 MeV. La diversidad de los productos de

fisión se explica no sólo por las distintas variantes de desintegración del núcleo en partes, sino también porque los núcleos-fragmentos radiactivos que aparecen originan al desintegrarse otra serie de productos.

Los núcleos producto de la fisión poseen una cantidad excesivamente grande de neutrones. Por esto, los núcleos radiactivos sufren una cadena de transformaciones hasta pasar a un estado estable normal. Por ejemplo,



Debajo de las flechas se indican los períodos. Está claro que, por su período, el producto práctico de esta cadena de transformaciones es el  $\text{Cs}^{137}$ .

Entre los productos de fisión más importantes del uranio 235, además del  $\text{Cs}^{137}$ , puede mencionarse el estroncio 90 (véase más adelante).

La fisión del uranio 235 va acompañada del desprendimiento de una enorme energía: 1 g de uranio de la misma energía que puede obtenerse quemando 2,5 t de carbón, es decir, 22 000 kW-h. La principal parte de esta energía se desprende en forma de energía cinética de los fragmentos de fisión; aproximadamente un 10% de la energía corresponde a la radiación.

### § 217b. Reacción en cadena

La reacción que ocurre con el uranio 235 se conoce detalladamente. El uranio 235 es el único isótopo natural que permite realizar desprendimientos de energía en cantidades industriales.

Como para la reacción de fisión se necesitan neutrones, y el gas neutrónico no existe en la naturaleza, el desprendimiento de energía en grandes cantidades sólo puede efectuarse con una condición: que se produzca una reacción en cadena durante la cual se creen continuamente nuevos electrones. Así precisamente se lleva a cabo la fisión de los núcleos de uranio 235. En cada escisión se liberan varios neutrones, con la particularidad de que el número de neutrones expulsados puede ser diverso. En promedio, a cada fisión corresponden 2,5 neutrones. Si los neutrones que se forman al escindirse un núcleo son capaces de provocar la fisión de otros átomos de uranio, la reacción en cadena se produce.

Pero como los neutrones tienen un recorrido libre bastante grande, los que se forman al escindirse un núcleo de uranio 235 tienen muchas posibilidades de abandonar la sustancia sin producir la fisión de otros núcleos. Hay que tener en cuenta además, que no todo en-

cuentro de un neutrón con un núcleo de uranio 235 provoca la fisión.

El desarrollo de la reacción en cadena depende del factor de multiplicación neutrónica. Teóricamente puede calcularse el valor de este factor  $K_0$  para el caso de un sistema de dimensiones infinitas. Para hacer este cálculo hay que tener datos acerca de la multiplicación del número de neutrones a expensas de la fisión por neutrones lentos y rápidos, así como de las probabilidades de que los neutrones sean capturados por núcleos de sustancias no escindibles.

El valor del factor  $K_0$ , mayor que la unidad, indica cuantas veces será más numerosa la siguiente generación de neutrones que la que le precede.

Pero el reactor tiene unas dimensiones finitas. Por lo tanto, el factor de multiplicación neutrónica en el reactor deberá escribirse en este caso de la forma  $K=K_0(1-p)$ , siendo  $p$  la probabilidad de que el neutrón se escape del reactor. Para que el reactor comience a funcionar es necesario que el factor  $K$  sea mayor que la unidad. Durante el funcionamiento del reactor, el factor de multiplicación  $K$  debe ser exactamente igual a la unidad.

Las dimensiones del sistema que contienen al combustible nuclear se llaman críticas si el factor de multiplicación neutrónica en dicho sistema es igual a la unidad.

El factor de multiplicación puede regularse basándose en los razonamientos siguientes. La probabilidad de que un neutrón se encuentre con otro núcleo antes de escaparse de la sustancia se puede aumentar reuniendo una cantidad mayor de combustible nuclear. También es necesario reducir al mínimo el número de núcleos atómicos con capacidad de absorber neutrones y, por lo tanto, de excluirlos de la reacción. La probabilidad de la captura puede aumentarse retardando (moderando) los neutrones. Al escindirse un núcleo salen despedidos de él neutrones rápidos, mientras que el núcleo del uranio 235 captura mejor los lentos, es decir, los llamados neutrones térmicos.

La peculiaridad del uranio 235 consiste en que su núcleo se escinde tanto por la acción de los neutrones rápidos (aunque en este caso la probabilidad sea menor) como por la acción de los neutrones lentos. Si los núcleos de una sustancia sólo se escinden por la acción de los neutrones rápidos, con esta sustancia es imposible efectuar una reacción en cadena, porque un neutrón que salga del núcleo escindido y que después experimente cierta retardación, aunque sea insignificante, debida a uno o dos choques casuales que no provoquen la fisión, quedará eliminado ya de la reacción en cadena.

En la actualidad se consideran combustibles nucleares, en primer lugar, aquellas sustancias que permiten realizar la reacción en cadena con neutrones lentos. Entre estas sustancias figura un



solo isótopo natural del uranio, el  $U^{235}$ , y dos elementos artificiales: el plutonio 239, que se obtiene del uranio 238, y el uranio 233, que se obtiene del torio 232.

Para que empiece la reacción en cadena sólo hace falta reunir en un espacio limitado una cantidad de combustible nuclear que sea mayor que cierto mínimo. Por el primer neutrón no hay que preocuparse: en virtud de la reacción cósmica siempre hay en la atmósfera una cantidad insignificante de neutrones. También debe tenerse en cuenta que, debido al fenómeno de la fisión espontánea (es decir, que se produce por la acción de las fuerzas internas de un modo espontáneo), descubierto por los investigadores soviéticos G. N. Fliórov y K. A. Petrzhak, la fisión del uranio 235 puede producirse algunas veces sin la captura del neutrón. Finalmente, puede utilizarse como fuente de neutrones una mezcla de radio-berilio.

#### *§ 217c. Principios en que se basa el funcionamiento de un reactor nuclear*

Si dentro de un volumen determinado de combustible nuclear comienza una reacción en cadena y esta reacción no se controla, el resultado será una explosión, porque el número de neutrones, y junto con él la cantidad de energía que se desprenda en cada instante, será mayor. La cantidad de energía desprendida durante unas fracciones insignificantes de segundo será tan grande, que se producirá la explosión.

Para que la energía se desprenda constantemente o, por lo menos, en cantidad regulable, hay que crear una instalación que permita controlar el factor de multiplicación neutrónico. Estas instalaciones se llaman *reactores, calderas o pilas nucleares*. En ellas debe existir la posibilidad de iniciar la reacción en cadena con un factor de multiplicación mayor que la unidad en una cantidad insignificante. En este caso la concentración de neutrones dentro del reactor, y al mismo tiempo la potencia de éste, comenzarán a aumentar. Una vez conseguida la potencia que se desee hay que tener la posibilidad de hacer exactamente igual a la unidad el factor de multiplicación. Después de esto la reacción pasa a ser automantenida, es decir, el número de neutrones y la energía desprendida en la unidad de tiempo serán constantes.

Todo reactor debe construirse de manera que los neutrones que se desprenden en la fisión se aprovechen con la mayor eficacia posible. Sin embargo, el aprovechamiento eficaz de los neutrones no quiere decir que se utilicen exclusivamente para escindir los núcleos y desprender energía. En el reactor pueden introducirse sustancias cuyos núcleos pueden absorber neutrones. Valiéndose de la reacción

con neutrones puede obtenerse una gran cantidad de isótopos radiactivos artificiales necesarios y, lo que es muy importante, combustible nuclear artificial. Por lo tanto, un reactor nuclear no es sólo una instalación para producir energía, sino también para obtener isótopos artificiales.

Los neutrones de fisión poseen una velocidad de decenas de miles de kilómetros por segundo. La velocidad térmica de los neutrones es del orden de  $1 \text{ km/s}$  ( $0,025 \text{ eV}$ ). Los más eficaces, en el sentido de la fisión, son los neutrones térmicos lentos.

Tienen grandes ventajas los reactores nucleares que funcionan con la mezcla natural o enriquecida de uranio 235 y uranio 238.

El uranio 238 tiene la propiedad de absorber los neutrones por resonancia. La absorción es muy intensa, por ejemplo, cuando la energía es de  $7 \text{ eV}$ . Si el reactor se carga con la mezcla de estos isótopos, es absolutamente necesario moderar los neutrones hasta una energía menor que la indicada.

De lo expuesto se deduce que los elementos fundamentales de cualquier reactor son: el combustible, el moderador de neutrones, el absorbente de neutrones (necesario para regular el factor de multiplicación) y el blindaje, para proteger al personal del flujo de neutrones y de la radiación y que se desprende durante las transformaciones que ocurren en los reactores.

Existe ya una gran cantidad de reactores nucleares en explotación y de proyectos de instalaciones de este tipo. Estos reactores pueden diferenciarse unos de otros en muchos aspectos: 1) en el material mediante el cual se introduce el combustible (combustible nuclear puro, combustible enriquecido, uranio natural en forma de metal o de compuestos químicos; 2) en la disposición del combustible (red espacial, red de barras, distribución homogénea del combustible en disolución o en mezcla); 3) en el moderador (agua pesada o ligera, grafito, berilio); 4) en el tipo de refrigeración (agua, gas, sodio líquido o sin refrigeración). Los reactores se pueden proyectar para cualquier potencia, comenzando desde fracciones de kilovatio y hasta centenares de miles de kilovatios. En dependencia del tipo y de la cantidad de moderador, los reactores pueden funcionar con neutrones lentos (térmicos) o con neutrones rápidos.

El control de los reactores es totalmente automático. Este control se realiza por medio de detectores de neutrones colocados en las paredes del reactor y capaces de medir flujos neutrónicos entre los límites de  $1 \text{ a } 5 \cdot 10^{10} \text{ neutrones/(cm}^2 \cdot \text{s)}$ . En estos detectores se utiliza como material sensible a los neutrones el boro 10 o el uranio 235, que se funde sobre los electrodos de la cámara de ionización, o el gas —fluoruro de boro ( $\text{BF}_3$ )— que llena dicha cámara. En el primer caso la cámara se llena de argón, nitrógeno, helio o aire a dos atmósferas de presión.

Tiene extraordinaria importancia el funcionamiento de todo tipo de amplificadores de la corriente de ionización en los mecanismos de relé que transmiten las indicaciones del detector neutrónico a los aparatos que gobiernan el movimiento de las barras de control y de las de seguridad.

Durante el funcionamiento del reactor debe cambiar, evidentemente, la posición de las barras de control. Esto se explica, porque, a medida que se van acumulando los productos de la desintegración, la cantidad de sustancia que absorbe neutrones aumenta. Estas sustancias «venenosas» pueden ser en algunos casos evacuadas automáticamente de la caldera (por ejemplo, si son productos gaseosos). No obstante, el avance paulatino de las barras de control es condición necesaria para mantener la densidad de neutrones a un nivel invariable. Al cabo de cierto tiempo, del orden de 5—20 meses, el «envenenamiento» del reactor se hace tan considerable que es imposible que siga funcionando. Hay que limpiar la caldera de los productos de la desintegración y volverla a cargar de combustible fresco. Entre los productos de fisión que absorben intensamente neutrones figuran el rubenio 103, el xenón 131 y 135, el neodimio 143, el samario 149 y 151, el europio 151, 152 y 155 y el gadolinio 155.

Está claro que la variación del factor de multiplicación se debe a la formación de combustible artificial.

Si en el reactor, además de combustible nuclear, hay cierta cantidad de uranio 238 o de torio, este reactor a la vez que desprende calor produce combustible nuclear artificial (plutonio del uranio 238 y uranio 233 del torio).

Un reactor se llama *reproductor o generador* si la cantidad de materia fisible que hay en él aumenta o, por lo menos, permanece invariable. El reactor reproductor sólo puede llevarse a cabo con aquellas materias fisiles y en aquellas condiciones que hacen que el número medio de neutrones emitidos en cada fisión sea mayor que dos. Para crear las condiciones necesarias para la reproducción del combustible hay que calcular el reactor de manera que el número de átomos que se escindan por segundo sea por lo menos igual al de átomos de uranio 238 (torio) que se transforman por segundo en plutonio (uranio 233).

Para transformar el calor que se desprende en energía eléctrica se procede del mismo modo que en las centrales termoeléctricas que funcionan con carbón. Pero la toma del calor hay que hacerla en varias etapas. En los reactores proyectados en EE.UU. para un millón de kilovatios se propone hacer pasar por el reactor un flujo de sodio líquido, después, en el intercambiador de calor, este flujo cederá el calor a un segundo ciclo de sodio, del cual tomará a su vez el calor, en otro intercambiador, el vapor de agua que moverá la turbina.

§ 217d. *Productos radiactivos artificiales*

La cantidad más considerable de productos radiactivos se obtiene en los reactores nucleares. Dirigir este proceso, en el sentido de obtener productos deseables, no podemos, y cada hora de funcionamiento de un reactor reporta una cantidad determinada de productos de fisión de los núcleos atómicos. Entre los productos de fisión «indispensables» con período suficientemente grande para su utilización práctica figuran el  $\text{Kr}^{85}$ ,  $\text{Sr}^{90}$ ,  $\text{Sr}^{90}$ ,  $\text{I}^{131}$ ,  $\text{I}^{131}$ ,  $\text{Xe}^{135}$ ,  $\text{Cs}^{137}$ ,  $\text{Ba}^{140}$  y algunos otros.

Los productos radiactivos de fisión se utilizan en la actualidad en trabajos de investigación científica, en la técnica de control de los procesos de producción y de la calidad de ésta, con fines curativos y en otros casos.

Una rama interesante de aplicación de los isótopos radiactivos es la radiografía. En la defectoscopia de los metales se sustituyen los aparatos de rayos X por el cobalto 60 y el cesio 137.

Para obtener un isótopo determinado existen dos posibilidades: utilizar un reactor nuclear y emplear el bombardeo nuclear valiéndose de aceleradores de partículas.

Colocando cualquier sustancia en un reactor, la sometemos a la acción de los neutrones. Las reacciones con neutrones son las que se efectúan con mayor facilidad y permiten obtener isótopos radiactivos de casi todos los elementos químicos. Por esto los reactores nucleares desempeñan el papel fundamental en la producción de isótopos radiactivos.

Los isótopos radiactivos se forman en el reactor por captura de neutrones o por arranque de protones o (menos frecuentemente) de partículas  $\alpha$  de los núcleos bombardeados por los neutrones.

Conviene señalar que un reactor nuclear no puede producir un surtido tan variado de isótopos como un ciclotrón. Esto es comprensible, ya que, en el reactor, las condiciones de bombardeo de los núcleos atómicos están limitadas por un tipo de partículas (neutrones) y por un intervalo de energías. Pero los reactores también tienen inconvenientes cuando se trata de obtener grandes cantidades de un isótopo, por ejemplo, de  $\text{C}^{14}$ . La materia prima que se utiliza para obtener el  $\text{C}^{14}$  absorbe intensamente los neutrones y por esto no se puede introducir en el reactor grandes cantidades. He aquí por qué los aceleradores de partículas ocupan un puesto independiente determinado en la producción de isótopos radiactivos.

La productividad de un acelerador se determina por la energía y la cantidad de núcleos que salen lanzados de él en la unidad de tiempo. Esta cantidad no es difícil de calcular partiendo de los datos acerca de la corriente iónica media, cuya intensidad es igual

a  $10^{-11}$  A. Conociendo la carga del ion, hallamos fácilmente que en 1 s da el ciclotrón  $10^8$  núcleos, es decir,  $2 \cdot 10^{-10}$  g de deuterio.

Si se conocen estos datos, para calcular la velocidad con que, por la acción del haz de núcleos, se formará tal o cual sustancia radiactiva, hay que conocer además la «sección eficaz» de la reacción. Esta magnitud se mide en centímetros cuadrados, se designa por  $\sigma$  y posee el sentido siguiente. Si  $S$  es el área de la muestra que se bombardea,  $\sigma/S$  será la probabilidad de que el núcleo-proyectil choque con el núcleo-blanco y se produzca la reacción correspondiente. El valor de  $\sigma$  es, por su orden de magnitud, aproximadamente igual a  $10^{-24}$  cm<sup>2</sup>.

En ciertos núcleos tiene lugar un aumento brusco de la absorción cuando los neutrones tienen determinadas velocidades. Por ejemplo, el cadmio absorbe intensamente los neutrones lentos cuya energía es de 0,18 eV; la sección eficaz de esta reacción es del orden de  $7000 \cdot 10^{-24}$  cm<sup>2</sup>.

La sección eficaz depende considerablemente de la energía de la partícula incidente. Si la curva de la sección eficaz en función de la energía de la partícula incidente tiene un pico agudo, se dice que existe sección eficaz de resonancia.

Los elementos radiactivos que se obtienen en los reactores, lo mismo que los que se obtienen en los ciclotrones, se utilizan mucho como indicadores (de aquí la denominación de «átomos marcadores o trazadores») en casi todas las ramas de la ciencia y de la técnica.

Entre los isótopos más utilizados se pueden mencionar los siguientes. El cobalto 60, con radiactividad  $\beta^-$  y período de 5,2 años; su intensa radiación y lo hace muy útil para fines radiográficos y de irradiación. El carbono C<sup>14</sup> radiactivo, con período de 6360 años; se emplea mucho en la química biológica, en la geoquímica y en el estudio de la cinética de las reacciones químicas. También se utilizan mucho el P<sup>32</sup> y el S<sup>35</sup>, cuyos periodos respectivos son de 14,3 días y de 87 días. Estos dos isótopos poseen radiactividad  $\beta^-$ . Se aplican ampliamente en la agricultura para estudiar la asimilación de los abonos por las plantas.

### § 218. Reacciones termónucleares

Los cálculos teóricos demuestran que los núcleos atómicos de casi todos los elementos pueden ser en principio fuentes de energía. Resulta que todo núcleo más pesado que el de la plata posee más energía que las partes en que se puede dividir. Todos los núcleos pesados liberan energía al fisionarse. Cuanto más pesado es el núcleo, mayor es la cantidad de energía liberada. Por esto el uranio es un combustible atómico extremadamente «apto».

Sin embargo, los núcleos ligeros también pueden servir de fuentes de energía. La teoría demuestra que el núcleo resultante de la unión de dos núcleos ligeros tendrá menos energía que las partículas iniciales. Por consiguiente, cuando se funden dos átomos ligeros se libera energía. En este caso también se libera tanta más energía cuanto más nos alejamos de la mitad de la tabla de Mendeléiev. La energía máxima puede obtenerse fundiendo átomos de hidrógeno.

¿En qué condiciones puede efectuarse la reacción de fusión de núcleos ligeros? El bombardeo nuclear no puede dar un resultado eficaz a causa del intenso frenado que sufre en la sustancia la partícula cargada. La única posibilidad es elevar la temperatura. Es fácil calcular las temperaturas que hay que comunicar a los núcleos atómicos para que puedan aproximarse entre sí, hasta ponerse en contacto, venciendo la repulsión eléctrica.

En el centro del Sol, según los cálculos de los astrónomos, existe una temperatura de 20 millones de grados. Sabiendo que a un grado de libertad le corresponde una energía de  $1/2 kT$ , hallamos la energía cinética media que tendrá la partícula a esta temperatura inimaginable. La energía sólo será igual a 3000 eV. Calculemos ahora, por la fórmula de la energía potencial de la interacción eléctrica  $U = q^2/r$ , a qué distancia conseguirán acercarse entre sí dos protones. Esta distancia resulta ser igual a  $5 \cdot 10^{-11}$  cm. Como sabemos, el radio del núcleo es considerablemente menor. No obstante, las reacciones termonucleares, es decir, las reacciones que se desarrollan a alta temperatura, son posibles en las entrañas del Sol. El cálculo realizado teniendo en cuenta el efecto túnel y el hecho de que en todo gas, incluido el gas de partículas nucleares, existen partículas cuyas velocidades son considerablemente mayores que la media, demuestra que al cabo de un año un átomo de cada millón consigue tomar parte en la reacción de fusión de los núcleos. Este pequeño porcentaje resulta ser suficiente para asegurar la actividad del Sol.

En las condiciones de la Tierra ya se han producido varias veces estas altas temperaturas en las pruebas de las bombas de hidrógeno. Temperaturas de decenas de millones de grados se producen en las explosiones de las bombas de uranio. Si en la zona de una explosión de este tipo se sitúa una sustancia cuyos núcleos sean capaces de unirse liberando energía, se producirá una reacción termonuclear cuya energía será muchas veces mayor que la de la bomba de uranio, la cual desempeñará en este caso el papel de fulminante.

He aquí unos ejemplos de reacciones fáciles de realizar y que liberan mucha energía:

