

LA ESTRUCTURA DEL ÁTOMO

POR EL

Dr. Alberto Stucchi
Profesor de Física Biológica

Versión tomada por el estudiante Fernando O. Romano de las clases dictadas en el año 1936.

1. LOS HECHOS ELEMENTALES DE LA RADIOACTIVIDAD

Hacia 1896, observó Becquerel, que de algunos cuerpos simples de elevado peso atómico, se desprendían radiaciones de especial naturaleza; para ellas se reservó durante algún tiempo el nombre de rayos Becquerel. Este investigador descubrió aquella actividad en las sales de Uranio, y llegó al convencimiento de que se trataba de una propiedad de los átomos mismos de aquél elemento al comprobar experimentalmente que ella se manifestaba siempre, cualesquiera fuesen los compuestos del mismo que se utilizaran.

Las radiaciones emanadas de los cuerpos radioactivos, tienen entre otras, las siguientes propiedades principales:

- a) Excitan la fluorescencia
- b) Impresionan las placas fotográficas
- c) Ionizan los gases al progresar en su seno

Esta última propiedad fué hábilmente utilizada por los físicos para comparar la radioactividad de diversas sustancias. El método consiste fundamentalmente en medir el tiempo que tarda un electroscopio cargado, en descargarse por la presencia en igualdad de condiciones, de las distintas sustancias radioactivas.

Haciendo uso de este procedimiento, pudieron comprobar los esposos Curie hacia 1898, que la actividad de la pechblenda, mineral del cuál se extrae el Uranio, era aproximadamente cuatro veces mayor que la que debiera manifestar si su único componente fuese aquel elemento. Este hecho hizo sospechar a aquellos investigadores, que en la pechblenda debía existir otra sustancia cuya radioactividad debía ser algo mayor que la del Uranio; y después de patientísimas investigaciones lograron como es sabido, aislar de aquel mineral, un elemento nuevo al que denominaron Radio y cuya actividad es aproximadamente 2000 veces mayor que la del Uranio.

Si se somete los rayos desprendidos de un preparado radioactivo; mediante un dispositivo adecuado, a la acción, de un campo magnético, se comprueba la descomposición, o el análisis si se quiere de los mismos, viéndose que el haz principal está compuesto realmente de tres clases distintas de rayos.

Un primer haz, llamado β , se desvía en la misma forma que lo harían diminutas partículas de electricidad negativa, o si se quiere, para no prejuzgar todavía nada acerca de su naturaleza, dotadas de cargas negativas. La medida de la carga específica de estas partículas, por procedimientos a los que luego nos referiremos, permitió a los investigadores llegar a la conclusión de que las mismas eran enteramente análogas a las que constituían los rayos catódicos, es decir, se trataba de verdaderos electrones. La única diferencia entre los rayos β y los catódicos, estriba en que aquellos pueden tener velocidades mucho más grandes que estos últimos, como tendremos ocasión de comprobar más adelante.

Un segundo grupo de rayos se desvía, por la influencia del campo magnético, en la misma forma que lo harían partículas cargadas de electricidad positiva, reservándose para ellos el nombre de rayos α . La medición de la carga específica de estas partículas vino a demostrar que poseían una carga eléctrica positiva igual a dos cargas elementales (dos unidades electrostáticas C. G. S. de carga eléctrica), y una masa cuatro veces mayor que el átomo de hidrógeno. Cuando nos ocupemos de la estructura del átomo, podremos comprobar que, estas partículas no son más que núcleos de átomos de Helio.

Finalmente, mientras la influencia del campo magnético se hace sentir sobre los dos órdenes de rayos mencionados, (rayos α y rayos β) desviándolos en la forma que dejamos consignada, el mismo campo es en cambio incapaz de desviar un tercer orden de rayos, los llamados rayos γ . El estudio de las propiedades físicas de estos rayos, vino a demostrar que podían homologarse enteramente a los rayos X. Siendo sin embargo el poder de penetración de los rayos γ , mucho mayor que el de los rayos X más duros que puedan obtenerse en el laboratorio, debió admitirse para los primeros longitudes de onda aun más pequeñas que las que caracterizan a estos últimos.

En resumen, el estudio de las radiaciones de los cuerpos radioactivos reveló. 1°: que dicha radiación es heterogénea, entrando en su composición esencialmente rayos α , rayos β y rayos γ .

y 2°: Que estos tres órdenes de rayos no son componentes constantes de toda radiación radioactiva, así, como más adelante veremos hay cuerpos radioactivos de los cuáles se desprenden tan solo rayos α , otros que emiten solamente rayos β , otros de los cuáles emanan rayos α , β y γ , etc.

No podríamos comprender la importancia que el estudio de la radioactividad ha tenido para la física del átomo sin antes estudiar, aunque sea someramente los rayos catódicos, los rayos X y los rayos canales o positivos, por ello hemos creído conveniente incluir en este lugar una ligera reseña de los mismos.

2. RAYOS CATODICOS

Watson, hacia 1751, logró demostrar que el vacío casi absoluto es un mal conductor de la electricidad. Posteriormente, hicieron experiencias de descargas eléctricas en el seno de gases enrarecidos Davy (1822) y Faraday (1835). Plücker, en 1858 observó que la coloración que tomaba el gas enrarecido del tubo de descarga, era característica para cada gas, proponiendo que a sus tubos se les llamara de Geissler, apellido del vidriero de su laboratorio. Estos tubos, son sencillos tubos de vidrio, conteniendo en su interior dos

electrodos de Platino u otro metal noble, y en los que se ha hecho mediante la máquina neumática, una mayor o menor reducción de la presión del gas contenido en su interior. Para provocar en ellos la descarga eléctrica puede utilizarse una máquina electrostática de influencia, o bien una batería de acumuladores de alto potencial, (2 a 5 mil volts), o también un adecuado carrete de Ruhmkorff.

Unos diez años después de las primeras experiencias de Plücker, descubrió Hittorf, que cuando se provocaba la descarga eléctrica en un tubo de Geissler conteniendo gas a muy baja presión, (entre un centésimo y un milésimo de mm. de Hg.); tenía lugar el desprendimiento por parte del cátodo de rayos que se propagan en línea recta en el interior del tubo. Que la propagación de los rayos catódicos tiene lugar en línea recta, se demuestra interponiendo entre el cátodo y la pared anticatódica, una laminilla de una sustancia opaca para los mismos, por ejemplo mica, entonces sobre la pared anticatódica se proyecta la sombra de aquella laminilla, esto es precisamente lo que se ha hecho en el tubo de la fig. 1. Por otra parte, para demostrar que la carga de aquellas partículas es negativa, puede conectarse la placa P del tubo de la fig. 1, al polo negativo de una máquina electrostática, entonces se ve que se produce un ensanchamiento de la sombra de fluorescencia, lo cual es debido a que las partículas, al pasar por los bordes de la placa, son repelidas por ella. Los rayos catódicos pueden atravesar fácilmente delgadas láminas metálicas de oro, plata o aluminio,

en cambio, el vidrio y la mica son opacos para ellos.

Las partículas que constituyen los rayos catódicos han recibido de los físicos el nombre de electrones, entendiéndose por carga específica del electrón, al cociente que resulta de dividir la carga eléctrica de que está dotado, por su masa. Así si e representa

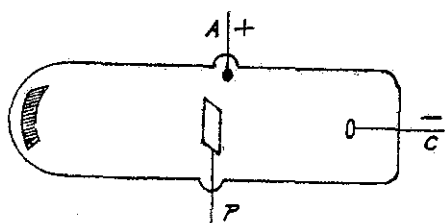


Fig. 1.

la carga eléctrica y m la masa del electrón, tendremos:

$$\text{carga específica del electrón} = \frac{e}{m} \quad (1)$$

Para determinarla puede hacerse uso del llamado tubo de Braun, fig. 2, como vemos consiste en un simple tubo de rayos catódicos, provisto además en su interior de dos placas A_1 y A_2 que pueden ser conectadas a una fuente eléctrica, para crear entre ellas un campo eléctrico.

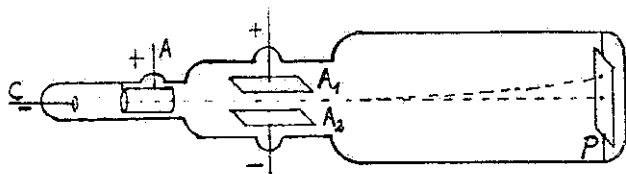


Fig. 2.

Si se hace pasar entre las láminas un delgado haz de electrones, este haz no experimentará desviación alguna mientras las placas A_1 y A_2 estén descargadas, pero tan pronto como entre ellas quede establecido el campo eléctrico, el haz catódico experimentará una desviación hacia la placa positiva. Teóricamente puede demostrarse, que el valor de esta desviación, depende para un campo eléctrico de intensidad conocida, de la velocidad (v) de los electrones, de la carga eléctrica de los mismos, y de su masa.

Hecha una primera medida de la desviación provocada por el campo eléctrico, se realiza una segunda medida de la desviación provocada por la acción de un campo magnético de intensidad también conocida. De este modo, tendremos dos relaciones entre tres mag-

nitudes, pero como en ambas relaciones figura el cociente $\frac{e}{m}$, (car-

ga específica del electrón), puede determinarse el valor de la misma, por quedar reducidas aquellas relaciones a un sistema de dos

ecuaciones con dos incógnitas, siendo estas últimas $\frac{e}{m}$ y velocidad. Siguiendo este procedimiento, se encontró que:

$$\frac{e}{m} = 1,77 \cdot 10^8 \frac{\text{coulombs}}{\text{gramos}} \quad (2)$$

Para determinar la velocidad de los electrones, bastará tener en cuenta que, si existe entre los electrodos del tubo una diferencia de potencial V , el trabajo que será necesario realizar para transportar entre ellos el electrón de carga e , será eV . Pero este trabajo en tanto se mantenga entre los electrodos aquella diferencia de potencial se utilizará íntegramente en conferir al electrón su energía cinética, en virtud de esto tendremos:

$$eV = \frac{1}{2} m v^2, \quad (3)$$

siendo m la masa del electrón y v la velocidad de que está animado. De la última ecuación podemos inferir fácilmente la relación siguiente:

$$v = \sqrt{2} \cdot \sqrt{\frac{e}{m}} \cdot \sqrt{V}. \quad (4)$$

Llegados a este punto, si se tiene en cuenta que el cociente $\frac{e}{m}$ es una cantidad constante, (precindiremos aquí de las experiencias de Kaufmann que tenderían a demostrar que la carga específica de los electrones es variable), entonces, el producto $\sqrt{2} \cdot \sqrt{\frac{e}{m}}$ podrá ser considerado como una constante de proporcionalidad, pudiéndose decir desde luego, que la velocidad de los electrones en un tubo de rayos catódicos es directamente proporcional a la raíz cuadrada de la diferencia de potencial existente entre sus electrodos.

Los procedimientos que dejamos reseñados brevemente para el estudio de los rayos catódicos, pueden ser aplicados en principio, para determinar la carga específica y la velocidad de las partículas que constituyen los rayos β de las sustancias radioactivas, y entonces puede comprobarse que aquéllas son simples electrones, dotados de velocidades que oscilan entre 0.11 y 0.998 de la velocidad de la luz.

Para conocer más completamente los electrones, después de haber logrado determinar su velocidad y su carga específica, nos faltaría investigar la magnitud de su masa; sin embargo, para poder comprender el método más sencillo de que se valieron los investigadores con tal objeto, es menester que estudiemos, aunque sea ligeramente los rayos de Roentgen.

3. RAYOS ROENTGEN

Roentgen observó hacia 1895, el desprendimiento, a partir del anticátodo de un tubo de rayos catódicos, de radiaciones que se propagaban en línea recta como los rayos catódicos que acabamos de estudiar, pero que esencialmente diferían de estos últimos, porque no eran desviados en lo más mínimo, al ser sometidos a la influencia de un campo magnético u eléctrico, propiedad esta última que los asemeja a la luz, como sabemos.

Al igual que los catódicos, las rayos X excitan la fluorescencia. Por otra parte, como los luminosos, los rayos Roentgen son capaces de impresionar las placas fotográficas. Otra importante propiedad de estos rayos, es la de poder atravesar cuerpos que son completamente opacos para la luz ordinaria; además gozan de un poder fotoeléctrico intenso y ionizan con mayor o menor facilidad los gases.

En esencia, una ampolla productora de rayos X, es sencillamente un tubo de cristal (fig. 3), conteniendo un gas más o menos enrarecido, y dentro de la cual existen dos electrodos, de los cuales uno, C, hace las veces de cátodo, en tanto que el otro, representa el ánodo, A.

El ánodo A, que en el caso de la figura, también desempeña el papel de anticátodo, presenta una superficie que forma un cierto ángulo con la dirección de los rayos catódicos incidentes. Convirtiéndose parcialmente la energía cinética de los electrones, al chocar contra el anticátodo, en calor, los tubos radiógenos están provistos de variados dispositivos que permiten la refrigeración del anticátodo y sobre los cuáles no insistiremos. Bástenos tan so-

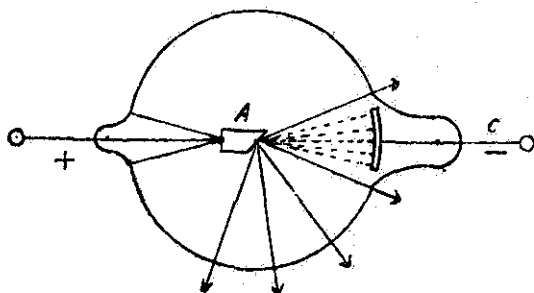


Fig. 3

lo, recordar por el momento que al incidir el haz catódico sobre el anticátodo, una parte de la energía cinética de los electrones se transforma en calor, en tanto que el resto de la misma, da origen a la formación de los rayos Roentgen, que irradian desde A en todas direcciones.

Se entiende por dureza de los rayos X, la mayor o menor capacidad de los mismos para atravesar los cuerpos. Desde este punto de vista debemos distinguir dos clases de rayos. 1° aquellos cuya dureza depende tan solo de la sustancia de que ha sido constituido el anticátodo, son los llamados rayos característicos, porque sirven precisamente para caracterizar aquellas sustancias; y 2° aquellos otros rayos cuya dureza es función tan solo de la diferencia de potencial existente entre los electrodos del tubo, aumentando con la misma; estos últimos rayos se califican de frenamiento. En realidad en toda ampolla de rayos X puede reconocerse la producción de estas dos clases de rayos.

Acabamos de ver, que entre las propiedades de los rayos de

Roentgen, figuraban dos por lo menos, que los asemejaban a la luz común, eran estas: la de impresionar las placas fotográficas, y la de no ser desviados por la acción de los campos eléctrico, ni magnético.

Por estos y otros motivos, diversos investigadores, no tardaron en sospechar de que los rayos que estamos estudiando eran por su naturaleza, análogos a la luz.

Von Laue, pensando que para ellos también debía cumplirse el fenómeno de la difracción, explicable como sabemos por el principio de Huyghens, trató de medir la longitud de onda de los rayos X. Con anterioridad a von Laue, los experimentos realizados en tal sentido fracasaron ante la imposibilidad de construir artificialmente redes de difracción adecuadas, esto es redes que satisficieran los requisitos exigidos por la teoría de la difracción.

Dijimos que con anterioridad a von Laue, no había sido posible medir la longitud de onda de los rayos Roentgen, fué este autor en efecto, quien hacia 1913 tuvo la afortunada idea de usar como redes de difracción cristales de diversas sustancias. Se acepta que, en los cristales, los átomos se hallan dispuestos de un modo regular, a distancias muy pequeñas los unos de los otros, comportándose al ser abordados por un haz luminoso como otros tantos "centros de difracción" (Principio de Huyghens).

El procedimiento de Laue, (fig. 4), consiste sencillamente en aislar un delgado haz de rayos X, mediante una pantalla de plomo P, que posee a tal efecto una pequeña ranura, luego este haz se hace incidir sobre el cristal c, recogiendo los rayos difractados en la pantalla F.

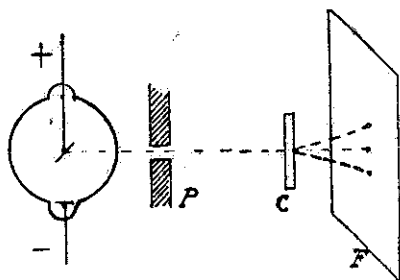


Fig. 4.

Acéptase que en los cristales, la regularidad de disposición de los átomos, de la cual ya hemos hablado, se caracteriza por constituir en su conjunto los átomos,

planos paralelos a las caras naturales de los cristales, los llamados planos reticulares.

La explicación que daremos a continuación, de la difracción de los rayos Roentgen por los cristales, se debe como es sabido a los Bragg (W. H. y W. L., padre e hijo). Suponiendo un haz de rayos X paralelos, que incidan sobre una de las caras de un cristal, formando un cierto ángulo α , al alcanzar los planos reticulares, transforman los puntos de intersección con estos últimos, en otros tantos centros de difracción, partiendo entouces de estos centros, ondas en todas direcciones. En la figura 5 estos centros están señalados con las letras A, B, C, etc. siendo 1, 2, 3, 4 las in-

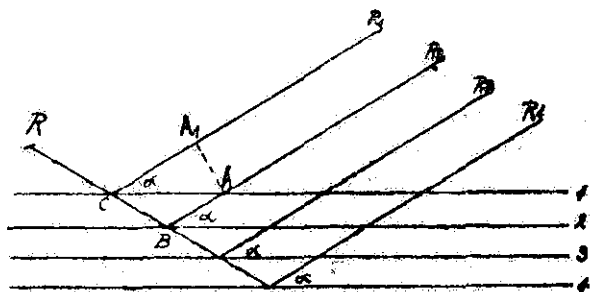


Fig. 5

tersecciones de los planos reticulares con el plano del papel. Ahora bien, habrá refuerzo de la radiación conforme se demuestra en la teoría ondulatoria, tan solo en aquella dirección para la cual la diferencia de camino entre los rayos difractados, sea igual a un número entero de longitudes de onda.

Por otra parte, solo podrán reforzarse aquellas ondas que tengan una misma dirección, y esta dirección común, es en el caso de la fig. 5, la \vec{CR}_1 , que coincide con la dirección de reflexión ordinaria.

Teniendo en cuenta estas consideraciones, si observamos los rayos R_1 y R_2 , fácil es constatar que uno y otro, tienen que recorrer

caminos distintos en longitud para llegar al mismo punto R, por ejemplo, después de haberse difractado en C y B respectivamente. En la misma figura 5 vemos que esa diferencia de camino es

$\overline{AE} + \overline{BC} - \overline{A_1C}$. Pero como puede demostrarse en forma relativamente fácil que esta diferencia de camino es igual a $2 d \sin \alpha$ siendo d la distancia que separa dos planos reticulares consecutivos, tendremos:

$$\lambda = 2 d \sin \alpha, \quad (5)$$

siendo además λ , la longitud de onda de los rayos incidentes.

Solo nos faltaría conocer d , la llamada constante de la red para poder calcular a partir de la (5) la longitud de onda que buscamos, para ello, bastará tener en cuenta las consideraciones siguientes: Supongamos que el cristal utilizado haya sido de Na Cl; si llamamos P_m al peso molecular de esta sustancia y P_e a su peso específico (al estado cristalino), el volumen ocupado por la

molécula gramo de aquella sustancia en aquel estado, será: $\frac{P_m}{P_e}$,

y la arista de un cubo de Na Cl. cuyo peso sea igual al peso molecular de esta sustancia, medirá, o tendrá una longitud igual a

$\sqrt[3]{\frac{P_m}{P_e}}$. Si se supone ahora que los átomos de Na y de Cl, se hallan dispuestos en el cristal en los vértices de pequeñísimos cubitos cuyas aristas son iguales a d , la constante de la red, y teniendo en cuenta que en la molécula gramo de Na Cl hay $2,6, 06 \cdot 10^{23}$ átomos ($6,06 \cdot 10^{23}$: número de Loschmidt), entonces la distancia que separa a dos átomos será naturalmente:

$$d = \sqrt[3]{\frac{P_m}{P_e}} = \sqrt[3]{\frac{1}{2,606 \cdot 10^{23}}} \quad (6).$$

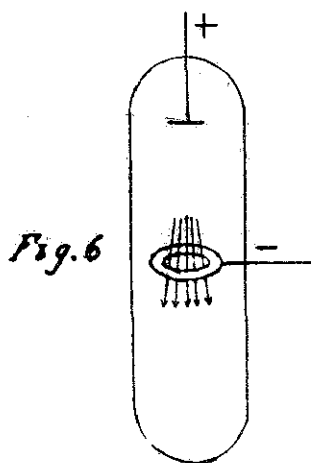
Mediciones de λ , siguiendo el procedimiento de la difracción de los rayos X por los cristales, demostraron que, los rayos que nos ocupan, son simplemente: "luz de muy corta longitud de onda", difiriendo del haz de rayos γ de las sustancias radioactivas, tan solo por su longitud de onda, que es en estos últimos mucho menor que en aquéllos:

Así para los rayos γ más penetrantes $\lambda = 0,60 \cdot 10^{-10}$ cms. = 6 X

En cambio para los rayos X más duros $\lambda = 0,6 \cdot 10^{-9}$ cms. = 60 X, siendo X, como sabemos igual a 0,001 A

4. RAYOS DE GOLDSTEIN:

También llamados rayos canales o positivos, fueron descubiertos por Goldstein hacia 1886, quién hizo la observación de que practicando un orificio en el cátodo de un tubo de rayos catódicos, a través de él pasaban rayos constituidos por partículas cargadas positivamente. (Fig. 6) Midiendo la carga específica de estas partículas por procedimientos análogos a los que vimos al estudiar los rayos catódicos, pudo comprobarse que era considerablemente menor que la carga específica de los electrones, siendo su velocidad también menor que la de estos últimos. Así, si el gas enrarecido contenido en el tubo es O_2 puede comprobarse que la carga específica de muchas de las partículas constituyentes del haz de rayos positivos es 16 veces menor, que la que correspondería a las mismas, si el gas utilizado fuera hidrógeno. Teniendo en cuenta esta relación y recordando que aproximadamente el peso atómico del O es 16 veces mayor que el del hidrógeno, dedujeron los físicos que los rayos canales obtenidos en tubos conteniendo oxí-



los obtenidos en tubos conteniendo oxí-

geno, eran en realidad, verdaderos átomos de O cargados con una unidad electroestática cegesimal de masa eléctrica positiva. Se comprueba además en el mismo tubo la presencia de partículas cuya carga específica es 32 veces menor que la del ion hidrógeno, estas partículas no son sino moléculas de O, con una sola carga elemental positiva. Finalmente, si el gas contenido en el tubo fuese Helio, sometiendo los rayos canales obtenidos a la desviación magnética y eléctrica, podría comprobarse que las partículas que constituyen estos rayos poseen una carga positiva igual a 2 cargas elementales y una masa cuatro veces mayor que la masa del átomo de hidrógeno. Estas partículas serían pues átomos de Helio doblemente ionizados.

Como veremos más adelante, al ocuparnos de la estructura del átomo, los electrones (cargas elementales de electricidad negativa), entran normalmente en la constitución del edificio atómico

Teniendo en cuenta esto, podría explicarse el origen de los rayos canales, aceptando que los electrones que salen del cátodo al chocar contra los átomos o las moléculas contenidas en el tubo, los ionizan, es decir les arrancan una o más cargas elementales de electricidad negativa, por lo cual ellos quedarían cargados positivamente siendo atraídos entonces por el cátodo, atravesando el orificio que en él se ha practicado.

Después de estas breves consideraciones sobre los rayos canales, fácil será trazar el paralelo existente entre ellos y los rayos α de los cuerpos radioactivos; bastará para ello tener en cuenta que unos y otros son de naturaleza corpuscular, que la masa de estos corpúsculos es del orden atómico o molecular, y que en ambos casos los mismos se presentan cargados positivamente.

5. DETERMINACION DE LA MASA DEL ELECTRON

Estudiaremos aquí el procedimiento de Millikan, que nos permitirá encontrar directamente la carga de los electrones; si se recuerda lo que dijimos al hablar de los rayos catódicos sobre la carga específica del electrón $\frac{e}{m}$, conocido este valor, y determinada en

la forma que veremos, e, fácil será encontrar el valor de m , es decir, la masa del electrón.

En el interior de un recipiente, disponía Millikan dos placas metálicas horizontales P y P' (Fig. 7) que podían conectarse a los bornes de una fuente eléctrica, para crear entre ellas un campo eléctrico, cuya intensidad podía variarse a voluntad, mediante dispositivos adecuados.

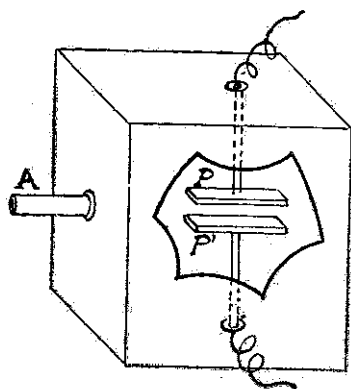


Fig. 7

Mediante un pulverizador común, determinaba la formación de una nube de finísimas gotitas de aceite, en el espacio comprendido entre ambas placas, gotitas que se hacían visibles mediante iluminación lateral y observación a favor de un microscopio A . (fenómeno de Tyndall). Observábase primeramente el lento descenso de las pequeñas gotitas, las cuales en razón de su tamaño y de la resistencia que les opone el aire a

su caída, pueden concebirse como moviéndose con movimiento uniforme. Midiendo la velocidad de caída y teniendo en cuenta que las gotitas de aceite, no son más que la fase dispersa del sistema coloidal aire-aceite, contenido en la cámara, puede calcularse fácilmente el radio de las mismas, usando para ello, la fórmula de expresión de la ley de Stockes, según la cual la velocidad de caída V_0 de las partículas de la fase dispersa de un sistema coloidal, viene dada por la expresión siguiente:

$$V_0 = \frac{2 (S_1 - S_2) r^2 g}{9 \eta} \quad \dots (7.)$$

siendo S_1 la densidad de las partículas, r , el radio de las mismas, g , la constante de gravitación, S_2 la densidad de la fase continua del sistema, cuya viscosidad es η .

A partir de la (7), podemos encontrar en función de la velo-

ciada de caída previamente determinada por la observación microscópica, el radio de las partículas, en este caso las gotitas de aceite. A su vez conocido este radio, podrá calcularse el volumen de las mismas, suponiéndolas esféricas, después de lo cual fácil será ya determinar su peso.

Hechas estas primeras determinaciones, se procede a electrizar las gotitas, lo cual puede lograrse haciendo incidir sobre ellas un haz de rayos X, pues como ya sabemos, estos rayos son capaces de hacer saltar electrones de los cuerpos sobre los cuales caen. De tal manera lógrase, que algunas gotitas pierdan electrones, con lo cual, quedaban aquellas cargadas positivamente, en tanto que otras, al encontrarse con electrones errantes y captarlos, adquirirían carga eléctrica negativa.

Una vez logrado esto, se carga el condensador, y mientras se continúa la observación microscópica, se varía gradualmente la diferencia de potencial existente entre las placas (con lo cual varía paralelamente la intensidad del campo creado entre ellas), constatándose en determinado momento, que la gotita examinada se detiene en su carrera de descenso. Caso de ser negativa la placa superior del condensador, nada más lógico que atribuir el fenómeno, a la atracción que esta placa ejerce sobre la gotita cargada positivamente por haber perdido uno o más electrones. Si la diferencia de potencial entre las placas, es en tal momento V , y la distancia que las separa l , la intensidad de campo eléctrico existente entre ellas E , será:

$$E = \frac{V}{l} \quad (8), \text{ como podría demostrarse fácilmente}$$

Por otra parte, si la gota no cae, ello es debido precisamente, a que la fuerza de atracción eléctrica, es igual al peso de la gotita P , que suponemos ya averiguado por el procedimiento indicado anteriormente. Entonces, podrá establecerse la siguiente igualdad

(9), $P = E \epsilon$, en la cual ϵ , representa la carga eléctrica de la misma gotita.

Practicando así numerosas observaciones, pudo lograrse la comprobación del hecho de que, el valor de ϵ , aislado de la (9), era

siempre un múltiplo entero de una cantidad dada, y nunca jamás una fracción de dicha cantidad. Esta cantidad de electricidad, resultó ser, después de haberse realizado numerosísimas observaciones, igual a:

4,77. 10^{-10} unidades electrostáticas C. G. S. de carga o masa eléctrica, debía pues concluirse que este valor representaba la carga eléctrica e , del electrón al que nos referíamos al hablar de la carga específica.

Por otra parte, no solamente queda de esta manera determinado el valor de la carga eléctrica del electrón, sino también otro importante hecho: el de la atomicidad de la electricidad, que había sido prevista ya por Helmholtz al considerar las leyes fundamentales de la electrólisis.

Ahora bien, al estudiar los rayos catódicos, tuvimos ocasión de ver que la carga específica del electrón, determinada con los métodos de que hicimos mención era:

$$\frac{e}{m} = 1,77 \cdot 10^8 \frac{\text{coulombs}}{\text{gramos}} \quad (10)$$

o lo que es lo mismo:

$$\frac{e}{m} = 1,77 \cdot 10^8 \cdot 3 \cdot 10^9 \frac{\text{unid. electrostát. C G S. de carga}}{\text{gramos}} \quad (11).$$

Como la experiencia de Millikan nos ha permitido conocer el valor de la carga eléctrica e , del electrón, fácil será encontrar el valor de la masa del mismo, mediante la ecuación de la carga específica: (11) así, de aquella ecuación resulta:

$$m = \frac{e}{1,77 \cdot 10^8 \cdot 3 \cdot 10^9} \text{ gramos, } (12).$$

y substituyendo e , por el valor dado más arriba tendremos:

$$m = \frac{4,77 \cdot 10^{-10}}{1,77 \cdot 10^8 \cdot 3 \cdot 10^9} \text{ gramos} = 9 \cdot 10^{-28} \text{ gramos. } (13)$$

Si tenemos en cuenta ahora, que en una molécula gramo de hidrógeno, cuyo peso es de 2.1,008, grs., existen $6,06 \cdot 10^{23} \cdot 2$ átomos de aquel elemento, la masa del átomo de Hidrógeno m_H vendrá dada por la relación siguiente:

$$m_H = \frac{1,008 \cdot 2}{6,06 \cdot 10^{23} \cdot 2} \text{ gramos.} = 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ gramos (14)}$$

A su vez, la relación entre la masa del átomo de hidrógeno y la masa electrónica será:

$$\frac{m_H}{m} = \frac{1,66 \cdot 10^{-24}}{9 \cdot 10^{-28}} = 1850, \text{ aproximadamente. (15)}$$

Conforme se desprende de esta última igualdad, la masa del átomo de H. es alrededor de 1850 veces mayor que la del electrón.

En razón de la considerable pequeñez del electrón, algunos físicos opinan que es menester ver en el electrón, no ya una partícula material en el sentido corriente de esta última palabra, sino que debiéramos considerarla como una "partícula de energía", el quantum elemental de electricidad de Helmholtz, cuya masa sería meramente electromagnética, mas no mecánica.

6 TEORIA DE LA DESINTEGRACION DE LOS ELEMENTOS RADIOACTIVOS

Si se tiene un trozo de Ra, en el interior de una ampolla A, (Fig. 8) y se insufla aire u otro gas cualquiera a través del tubo

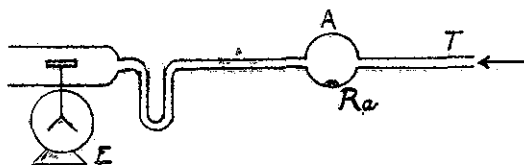


Fig 8

T, y en la dirección indicada por la flecha, se comprueba si el electroscopio E está cargado, que este último se descargue en un tiempo más o menos largo. El hecho no debe extrañarnos si se recuerda que los distintos componentes de los rayos desprendidos de las sustancias radioactivas, son capaces de provocar la ionización de los gases, haciéndolos de este modo conductores de la electricidad.

Por otra parte, si se sumerge el tubo en U en aire líquido, y estando cargado el electroscopio se insufla nuevamente el gas en la misma forma en que lo hacíamos anteriormente, el electroscopio no se descarga.

En el caso del Ra. que estamos estudiando, se comprueba experimentalmente, que cada átomo de este elemento al emitir una partícula α , se convierte en un átomo de otra sustancia, que a la temperatura ordinaria se halla en estado gaseoso y a la cual se le da el nombre de emanación. Se comprueba además que el peso atómico de la emanación es 4 unidades menor que el peso atómico del elemento que le diera origen. Este hecho es ya para nosotros perfectamente explicable, si recordamos que una partícula α , tiene una masa cuatro veces mayor que el átomo de hidrógeno. La emanación puede recogerse en el tubo en U, pues se condensa a -150°C .

La emanación, es como el Ra una sustancia radioactiva y las mediciones de su actividad demostraron que esta última reducíase a la mitad del valor que tiene en el momento de su "nacimiento" en el término de 3,80 días, aproximadamente.

A su vez, cada átomo de la emanación, por emisión de una partícula α , se transforma en el átomo de otro elemento, el Ra A, cuyo peso atómico es en 4 unidades también, menor que el peso atómico de la emanación.

Pero el Ra A, tiene a su vez un "tiempo de reducción a la mitad" muy breve, de apenas 3 minutos como se sabe, lo cual quiere decir que, si en un momento dado existen n átomos de Ra A,

al cabo de 3 minutos quedan de esta sustancia tan solo $\frac{n}{2}$ átomos.

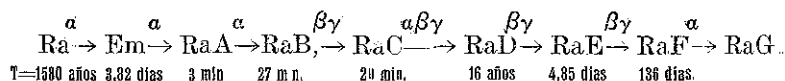
Los $\frac{n}{2}$ átomos restantes se han convertido en Ra B, cuyo peso ató-

mico es 4 unidades menor que el peso atómico del Ra A, pues esta sustancia emite como sabemos partículas α .

A su vez el Ra B se transforma en Ra C, pero mientras las anteriores transformaciones eran directamente tributarias del desprendimiento por cada átomo, de una partícula α , la transformación del átomo de Ra B, en átomo de Ra C, se efectúa por irradiación de parte del 1° de partículas β y rayos γ . Este hecho no va acompañado de variación alguna apreciable del peso atómico, lo cual no es extraño ya para nosotros que hemos tenido ocasión de ver con anterioridad, que los electrones tienen una masa despreciable en razón de su pequeñez.

El Ra C, tiene a su vez un tiempo de reducción a la mitad de 19 minutos y medio, al cabo de los cuales puede constatarse en el preparado radioactivo la presencia de átomos de Ra D, átomos que se han originado por pérdida de partículas α , β y rayos γ , de la sustancia madre. El Ra D, tiene un tiempo de reducción a la mitad de unos 16 años, transformándose por emisión de partículas β y rayos γ en Ra E. A su vez, este último por emisión de partículas β y rayos γ , se transforma en Ra F o Polonio cuyo tiempo de reducción a la mitad es de unos 136 días. Finalmente el Ra F. se convierte por emisión de partículas α en Ra G, sustancia esta última que por sus propiedades se parece muchísimo al plomo.

Resumimos en el cuadro siguiente la serie de transformaciones mencionadas anteriormente, indicándose además los tiempos de reducción a la mitad:

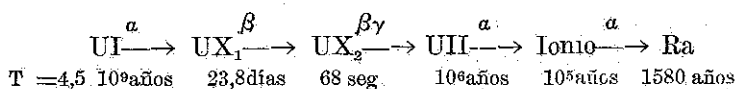


La ley que rige cuantitativamente el fenómeno de la desintegración es una ley exponencial por lo cual, dado el carácter elemental de estos apuntes, no nos ocuparemos de ella.

Tan solo recordaremos aquí que: tiempos de reducción a la mitad y "vida media" de los elementos, no son términos sinónimos.

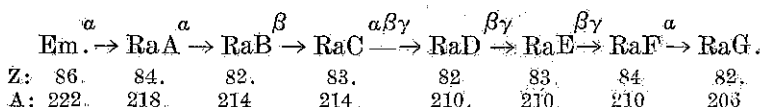
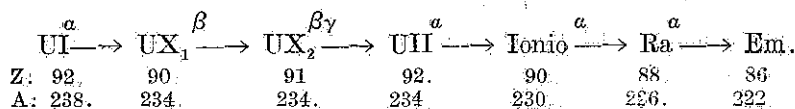
Hemos mencionado anteriormente las transformaciones que experimenta el Ra hasta adquirir los caracteres del Ra G.

Conforme es sabido el Ra descende del Uranio, dando idea de ello el siguiente cuadro:



Como más adelante veremos el N° de orden de los elementos en el sistema periódico, se representa ordinariamente por la letra Z, correspondiendo este número a la carga eléctrica positiva del núcleo, expresada en unidades C. G. S.

Los números de orden Z de los elementos y sus respectivos pesos atómicos, en los elementos de la familia del Uranio, vienen dados en el siguiente cuadro:



Una simple observación del cuadro precedente nos muestra entre otras cosas que un átomo al perder una partícula α , se transforma en el átomo de otro elemento cuyo peso atómico es en 4 unidades inferior al peso atómico del elemento madre, en tanto que el número de orden del elemento así originado queda disminuído en 2 unidades, (caso del UI al transformarse en UX_1 , por ej.). Este hecho no debe causarnos extrañeza si recordamos lo que dijimos a propósito de la masa y de la carga eléctrica de la partícula α , así como también de la definición de Z que adelantamos hace un momento.

Vemos también en el último cuadro elementos que, poseyendo un peso atómico distinto, tienen sin embargo un mismo número de

orden, estos elementos son llamados isótopos, (caso del Ux_1 y del Ionio por ejemplo), de ellos nos ocuparemos con más detención más adelante, así como también de los elementos llamados isóbaros, que son los que poseyendo iguales pesos atómicos, difieren en cambio por su N° de orden, tales como el Ux_1 , el Ux_2 y el Uii .

En el cuadro anterior vemos también, que la pérdida por parte de un átomo dado de una partícula β , no va acompañada de variación alguna apreciable del peso atómico, lo que para nosotros es explicable si recordamos que la masa del electrón es considerada como prácticamente despreciable en virtud de su pequeñez.

Tampoco hay variación apreciable de la masa del átomo cuando este emite partículas β y rayos γ simultáneamente, como ocurre en el caso de la transformación del Ux_2 en Uii , lo cual tampoco ha de extrañarnos si se recuerda lo que dijimos acerca de la naturaleza de los rayos γ .

Se conocen además de la familia del Uranio, las del torio y del actinio y las transformaciones que los átomos de los distintos elementos de estas familias experimentan para dar origen a sus "descendientes" son análogas a las que dejamos reseñadas para los términos de la familia que acabamos de estudiar.

Demás estaría hacer recalcar el hecho de que, al enunciar Rutherford y Soddy esta teoría de la desintegración de los átomos de las sustancias radioactivas; ya no quedaba en el espíritu de los investigadores la más mínima duda en el sentido de que el átomo no era tan sencillo como se lo había supuesto primitivamente.

Por otra parte, al demostrar la experiencia que existían elementos que espontáneamente se transformaban los unos en los otros como acabamos de ver, resurgió en el horizonte de la ciencia la idea groseramente esbozada por Prout de la existencia de un algo elemental, primario si se quiere, que por sucesivas integraciones daría origen a los átomos de todos los elementos.

7 LA CAMARA DE NUBES DE WILSON. GENESIS DE LAS IDEAS DE RUTHERFORD

Al estudiar los hechos fundamentales de la radioactividad, vimos que se desprendían de los cuerpos radioactivos, además de rayos γ , partículas α y partículas β . A pesar de que a simple vista, no pueden verse estas partículas, puede sin embargo conocerse el número que de ellas se desprende en cierto tiempo, de un preparado radioactivo, así como también la longitud del trayecto que son capaces de efectuar, en el seno de una determinada masa gaseosa.

Ya sabemos que los rayos α excitan la fluorescencia, y bien, si nosotros disponemos a cierta distancia de un preparado radioactivo, una placa fluorescente de sulfuro de Zn por ej.; al chocar dichas partículas con la placa, provocarán en ella escintilaciones o pequeñas chispitas, que podrán observarse mediante un microscopio común. Considerando que cada chispita sea producida por el choque de una partícula α , y midiendo la distancia que separa al preparado de la placa, supuesta conocida la superficie de esta última y teniendo en cuenta que las partículas se desprenden del cuerpo radioactivo radialmente en todas direcciones, podrá conocerse por un simple cálculo, el número de aquéllas que se desprenden en un tiempo dado.

También haciendo uso de un método indirecto podemos medir el alcance de las partículas α y visualizar por así decirlo sus trayectorias. Así, si en el interior de un recipiente conteniendo aire ó cualquier otro gas mezclado con vapor de agua, hacemos descender la temperatura, el vapor de agua se condensará y las pequeñas gotitas formadas, no tardarán en constituir una "nube". Se comprueba que en ausencia absoluta de partículas de polvo en el ambiente de la cámara, no se produce la condensación, o a lo menos tarda muchísimo más tiempo en declararse, por lo cual las partículas de polvo hacen las veces de verdaderos "núcleos" de condensación.

Sin embargo, en ausencia de partículas de polvo, puede acelerarse la formación de las pequeñas gotitas en el interior de la cá-

mara, ionizando el gas, comportándose los iones gaseosos a los efectos de la condensación análogamente que las partículas de polvo.

Dijimos anteriormente que en ausencia de polvo quedaba considerablemente dificultada la condensación del vapor de agua de la cámara; si en tales condiciones se deja penetrar en ella partículas α , provenientes de una sustancia radioactiva, podrán verse las trayectorias seguidas por las mismas en la atmósfera coloidal que atraviesan, si se ilumina convenientemente esta última. Mas no solamente podrán verse dichas trayectorias, sino también fotografiarse como lo logró Wilson en sus experimentos. Ahora bien, las trayectorias que de una u otra manera se ponen de manifiesto son debidas al hecho de que, al progresar la partícula α a través de la masa gaseosa, va ionizando los átomos del fluido que encuentra en su camino, los cuales quedan así convertidos en núcleos de condensación alrededor de cada uno de los cuales casi instantáneamente se forma una pequeñísima gotita de agua. La sucesión de estas gotitas de agua a lo largo del camino recorrido por cada partícula α , forma una "línea de niebla", que se hace visible al ser iluminada convenientemente, en virtud de un conocido fenómeno, el fenómeno de Tyndall.

Las fotografías obtenidas por Wilson hacia 1912 y difundidas en todos los tratados de Física, nos muestran que, las trayectorias de las partículas α , son en general rectilíneas, deteniéndose o terminando bruscamente en muchos casos sin presentar accidente alguno, pero en otros formando antes de detenerse en forma igualmente repentina, ángulos más o menos abiertos.

Si dejamos entrar a la cámara de nubes, tan solo partículas β , podremos constatar que sus trayectorias no son rectilíneas como en el caso de las partículas α , sino que por el contrario, se presentan sumamente sinuosas, lo cual es menester atribuirlo a la pequeñez de la masa de las mismas, circunstancia que hace que, al chocar contra las moléculas gaseosas, sean fácilmente desviadas de su camino.

Se comprueba que la velocidad de las partículas α depende de la sustancia radioactiva de que provengan, oscilando entre el 4 y el 7 % de la velocidad de la luz, dándose el nombre de alcance de

las mismas, a la longitud del trayecto que son capaces de realizar en el seno de una atmósfera dada. En las condiciones normales de presión y temperatura, las partículas α de mayor velocidad pueden efectuar en el aire un camino de 10 a 12 cms. La experiencia y el cálculo han demostrado que el alcance es proporcional a la 3ª. potencia de la velocidad inicial de las partículas. Depende también el alcance de la naturaleza del medio en el cual se lo considere, así en el hidrógeno las partículas de mayor velocidad pueden recorrer hasta 25 cms., en tanto que una delgada lámina de aluminio de unas 50 a 60 μ . de espesor es capaz de absorberlas por completo.

Se explica la detención brusca de las partículas α en la cámara de nubes, teniendo en cuenta que, poseyendo cada partícula una cierta energía cinética, y gastándose esta energía a lo largo de la trayectoria en provocar la ionización de las moléculas gaseosas, disminuye constantemente en virtud de esto la velocidad de que están animadas (desde que la masa de las mismas permanece prácticamente invariable). Ahora bien, cuando toda la energía cinética de la partícula, se ha consumido de esta manera, la partícula evidentemente se detiene en su camino, cesando por lo tanto el rastro dejado por su progresión a través de la atmósfera coloidal de la cámara. No queremos sin embargo, decir con esto que la partícula pierda "totalmente" su energía cinética y quede por lo tanto completamente inmóvil al final de su camino; pues en realidad al llegar a ese punto queda oscilando por así decirlo alrededor de un centro fijo, como lo quiere la teoría cinética.

La cámara de nubes vino a demostrar que una partícula α es capaz de atravesar rectilíneamente varios centímetros de una atmósfera gaseosa dada. Por otra parte la teoría cinética en base a sus especulaciones relativas al tamaño de los átomos, al número de ellos que se encuentran en un volumen dado de gas, y a la distancia que los separa en determinadas condiciones de presión y temperatura, nos demuestra, que una línea recta, trazada en el espacio que ocupa dicha masa gaseosa, y aún en el caso de que su longitud apenas tenga unos pocos milímetros, tiene necesariamente que atravesar el territorio ocupado por los mismos átomos. En otros

términos: las partículas α , al progresar en el seno de una masa gaseosa deben necesariamente atravesar, por las consideraciones que preceden, el interior mismo de los átomos.

En realidad, antes de formular Rutherford su hipótesis sobre la estructura del átomo, J. J. Thomson había construido un modelo atómico de acuerdo a las siguientes ideas:

Todo átomo neutro está constituido por una carga positiva "dentro" de la cual debe moverse un sistema de anillos de electrones.

Según Thomson, cada anillo está constituido por un número mayor o menor de corpúsculos con cargas negativas, siendo el peso atómico proporcional al número total de electrones contenidos por el átomo. La adquisición de un anillo más, significa el paso a una nueva serie horizontal del sistema periódico. Esta concepción no pudo sin embargo subsistir por mucho tiempo, porque entrañaba el concepto de que las modificaciones del peso atómico debían atribuirse al mayor o menor número de electrones que poseyera el átomo, lo cual no fué posible aceptar cuando las mediciones de la masa del electrón dieron cuenta de su verdadero tamaño; corroborando también este aserto el estudio de las transformaciones espontáneas de los elementos radioactivos.

La conclusión teórica a que acabamos de referirnos, acerca de la progresión de las partículas α en la cámara de nubes de Wilson, fué el primer hecho que llevó a los investigadores a aceptar que en todo átomo existe un núcleo central, cuyas dimensiones espaciales debían ser muy pequeñas con respecto al espacio ocupado por el átomo total. Por otra parte, poseyendo las partículas α , una masa mecánica y una carga eléctrica positiva perfectamente ponderables como sabemos, y experimentando las mismas en la parte final de su recorrido, fuertes desviaciones, conforme lo revelan las fotografías de Wilson, era menester aceptar para el aludido núcleo, una cierta carga eléctrica, a cuya presencia principalmente serían debidas las mencionadas desviaciones. Pero la magnitud de estas desviaciones demostraba a todas luces, en virtud del principio de acción y reacción, que el núcleo de los átomos contenidos en la cámara en que se realizaba la experiencia de Wilson, poseía una ma-

sa más o menos considerable, del orden de la masa del átomo total; pues en virtud de aquel principio, si así no fuera, en lugar de desviarse las partículas α , quienes lo harían serían naturalmente los núcleos. Por otra parte, conforme lo ha revelado la experiencia, la magnitud de las desviaciones de las partículas α , crece al aumentar el peso atómico del gas con el cual se realice aquella experiencia.

Poseyendo además el núcleo, una masa comparable a la del átomo total, la carga eléctrica de que está dotado debe ser positiva, desde que esta clase de electricidad es la única que se presenta indisolublemente unida a la materia, cosa que no ocurre con la electricidad negativa, que puede como sabemos, presentarse en partículas, dotadas tan solo de masa electromagnética (electrones). Así pues de lo que llevamos dicho se infiere que: “la casi totalidad de la masa del átomo se halla concentrada en el núcleo”. Por otra parte, el átomo total es eléctricamente neutro, para neutralizar la carga nuclear positiva, supuso Rutherford que, a una cierta distancia del núcleo, giraban alrededor de él electrones. Estos electrones opondrían a la fuerza de atracción electrostática creada entre ellos y el núcleo, la fuerza centrífuga que los solicitaría en virtud de su movimiento circular. Finalmente, aceptaba Rutherford, que la carga E del núcleo, es cuantitativamente igual a la suma de las cargas eléctricas de los electrones que giran alrededor de él, así si el número de electrones planetarios es z y la carga eléctrica de cada electrón es e , tendremos: $E = ze$. (16).

Finalmente, y antes de entrar al estudio de la teoría de Bohr, recordaremos que fué Van den Broeck el 1° en expresar la idea de que para todos los átomos es válida la relación siguiente: $z = Z$, (17), que puede expresarse diciendo que el número de electrones planetarios (z), es igual al número de orden del elemento (Z).

8. LA TEORIA DE NIELS BOHR.

Acabamos de exponer en forma sucinta las ideas de Rutherford. Las experiencias que sugirieron los razonamientos de este autor y que le llevaron a formularlas, no podían menos que inspirar

la confianza de los investigadores para quiénes significaron un gran paso dado en el conocimiento de la estructura del átomo.

Faltaba sin embargo dar forma concreta a las mismas y robustecerlas con nuevas conclusiones sacadas de la experiencia y fundamentadas por lógicas interpretaciones teóricas. La teoría de Bohr que vamos a estudiar, fué en este último sentido una de las mayores adquisiciones de la física atómica.

Sin embargo, menester es reconocerlo, aun estamos muy lejos de poseer un conocimiento acabado de los hechos. Al tratar los investigadores de solucionar todos los problemas planteados por las nuevas ideas, tropezaron con graves dificultades, tan graves que, en un principio parecían insalvables y de las cuáles daremos una ligera idea al exponer y desarrollar en forma elemental los postulados fundamentales de Bohr. Debemos desde ya reconocer a propósito de esto, que el problema, cuando se trata de un electrón único que gira alrededor del núcleo, se parece al caso de un satélite girando alrededor de su astro central, cumpliéndose el movimiento, de acuerdo a las leyes de Keppler.

En cambio, cuando los electrones planetarios son más de uno, además de las fuerzas centrales debe considerarse la acción recíproca de los electrones entre sí. A propósito de esta, debemos recordar que, ni el problema del átomo neutro de Helio ha sido resuelto en forma exhaustiva hasta el día; sabemos que este átomo posee dos electrones periféricos, adquiriendo así la cuestión, nada menos que la magnitud del llamado "problema de los tres cuerpos" que, como es sabido es uno de los más grandes escollos de la mecánica celeste.

Demás está decir que la fundamentación teórica de los hechos en el caso de tratarse de átomos con 3, 4, 5, etc. electrones periféricos, ofrece aún más considerables dificultades. Así pues en vista de esto, al exponer la teoría de Bohr y tratar de dar una explicación teórica elemental de sus postulados fundamentales, supondremos siempre que estamos frente al átomo de hidrógeno, es decir, el más simple de todos como sabemos, por estar constituido por un núcleo a cuyo alrededor gira un solo electrón periférico.

En su primer postulado acepta Bohr que es válida para el átomo la ley de Coulomb y que el electrón gira alrededor del núcleo siguiendo una órbita circular, con velocidad tal que la fuerza centrífuga del electrón iguala a la atracción eléctrica del núcleo. Este primer postulado encuentra una clara interpretación en las consideraciones siguientes:

Llamando a_1 , al radio de la órbita recorrida por el electrón, si la masa del mismo es m y v_1 , la velocidad tangencial de que está animado, la aceleración centrípeta A_c de su movimiento circular supuesto uniforme, será:

$$A_c = \frac{v_1^2}{a_1} \quad (18)$$

y la fuerza centrífuga F_c que actúa sobre el electrón en tanto se mueva con aquella velocidad será según se desprende del principio de masa:

$$F_c = m \frac{v_1^2}{a_1} \quad (19)$$

Por otra parte, aceptando Bohr en su primer postulado la validez para el átomo de la ley de Coulomb, tendremos en virtud de ella, siendo E la carga eléctrica del núcleo y e la carga eléctrica del electrón, que la fuerza de atracción electrostática F_e creada entre ellos vendrá dada por la expresión siguiente:

$$F_e = \frac{Ee}{a_1^2} \quad (20),$$

pero siendo $E = Ze$ como lo había hecho notar Van den Broeck y lo recordamos anteriormente en las ecuaciones (16) y (17) tendremos:

$$F_e = \frac{Ze^2}{a_1^2} \quad (21)$$

Además, siendo según el postulado que estamos estudiando, la

fuerza de atracción electroestática igual a la fuerza centrífuga que solicita al electrón, tendremos comparando la (19) con la (21) :

$$m \frac{v_1^2}{a_1} = \frac{Ze^2}{a_1^2} \quad (22),$$

que simplificada puede expresarse en esta otra forma :

$$m v_1^2 = \frac{Ze^2}{a_1} \quad (23).$$

2°. postulado: Conforme se desprende del primer postulado que acabamos de estudiar, a cada velocidad del electrón debe corresponder una órbita de radio dado. A este propósito, debemos recordar que Bohr fué el primero en introducir en la física del átomo el concepto de órbitas posibles o estacionarias y el de órbitas imposibles. Las primeras serían aquellas en las cuales el electrón podría permanecer indefinidamente girando alrededor del núcleo; en tanto que, a nivel de las órbitas imposibles jamás podría tener lugar el movimiento propio del electrón. Esta manera de ver se impuso en la física atómica desde que fué llevada a sus dominios para explicar las manifestaciones energéticas del átomo, la teoría que Planck introdujera en la física teórica hacia 1900 y que se conoce con el nombre de teoría de los cuantos. La índole elemental de estos apuntes, nos impide entrar en el desarrollo de aquella teoría, razón por la cual nos limitaremos a recordar que, en virtud de los conceptos fundamentales que ella encierra: los radios de las órbitas estacionarias del electrón, deben ser tales que, el momento de la cantidad de movimiento del electrón: $m v_n a_n$, iguale a un múltiplo entero del co-

ciente $\frac{h}{2\pi}$, siendo h la constante de Planck. La expresión del 2° postulado será pues :

$$m v_n a_n = n \frac{h}{2\pi} \quad (24);$$

en la cuál n expresa el número de orden de la órbita, empezando a contarse desde la más cercana al núcleo, para la cual según lo

dicho $n = 1$. Adelantemos desde ya que, consideraciones teóricas que escapan a la índole de estos apuntes, justifican la expresión (24) del segundo postulado. En este lugar no hacemos más que enunciarlo con el objeto de calcular a partir de él el radio de las órbitas estacionarias y las velocidades tangenciales del electrón, correspondientes a cada una de aquéllas.

La expresión (23) del 1er. postulado, puede escribirse generalizando los subíndices de v y de a y transponiendo este último valor al primer miembro, así:

$$m v_n^2 a_n = Ze^2 \quad (25)$$

Dividiendo esta expresión por la (24) y simplificando, tendremos:

$$\frac{m v_n^2 a_n}{m v_n a_n} = \frac{Ze^2}{h}, \text{ de donde resulta: } v_n = \frac{1}{n} \cdot \frac{2\pi Ze^2}{h} \quad (26);$$

expresión esta última que nos da la velocidad del electrón v_n en la órbita enésima.

En cuanto al valor de a_n , es decir el radio de la enésima órbita estacionaria, puede calcularse así:

Elevando ambos miembros de la (24) al cuadrado, tendremos:

$$m^2 v_n^2 a_n^2 = n^2 \cdot \frac{h^2}{4\pi^2} \quad (27) \text{ y dividiendo esta expresión por la (25) nos da:}$$

$$\frac{m^2 v_n^2 a_n^2}{m v_n^2 a_n} = \frac{n^2 \frac{h^2}{4\pi^2}}{Ze^2}; \text{ simplificando esta última obtenemos por}$$

fin:

$$a_n = \frac{n^2}{Z} \cdot \frac{h^2}{4\pi^2 m e^2} \quad (28)$$

El radio de la primera órbita estacionaria del átomo de H, se representa comúnmente por a_0 , y la velocidad del electrón planetario de esta órbita por v_0 . Sus valores obtenidos a partir de las expresiones (26) y (28) serían:

$$v_0 = \frac{2\pi e^2}{h} \quad (29); \quad \text{y} \quad a_0 = \frac{h^2}{4\pi^2 m e^2} \quad (30)$$

De esta manera pudo calcularse que $a_0 = 0,532 \cdot 10^{-8}$ cms, y

$$v_0 = 2,19 \cdot 10^8 \frac{\text{cm}}{\text{seg}}. \quad \text{Esta velocidad es aproximadamente igual}$$

a $0,00729 c$, siendo c la velocidad de la luz.

3er. postulado: Conforme nos enseña la electrodinámica clásica, dentro de cuyas ideas enmarca la teoría electromagnética de Maxwell, el electrón, que está dotado de un movimiento acelerado, da origen en virtud de él a la formación de un campo electromagnético, en el cual la energía radiante que origina, se propaga con la velocidad de la luz. Pero esta energía radiante producida, implica, según se desprende del principio de conservación, una disminución paulatina y proporcional de la energía cinética del electrón, por lo cual, en determinado momento, debe necesariamente cesar el movimiento circular que lo anima. Estas consideraciones llevaron a Bohr al enunciado de su tercer postulado, según el cual, "cuando el electrón se encuentra en una cualquiera de las órbitas estacionarias calculadas de acuerdo con los postulados 1° y 2°, el átomo no absorbe ni emite energía.

Evidentemente este 3er postulado es de todos el de mayor audacia desde que implica la afirmación de que para el átomo no se cumple en absoluto la teoría electromagnética de Maxwell.

4° postulado: Bohr admite en su teoría que los electrones individuales pueden saltar de una órbita posible o estacionaria a otra. Suponiendo un átomo con un solo electrón periférico, la energía del sistema formado por este electrón y el núcleo alrededor del cual gira es tanto mayor, cuanto mayor sea el número de orden de la ór-

bita estacionaria en que aquél se encuentre. El paso de un electrón desde una órbita estacionaria n a otra órbita estacionaria cuyo número de orden fuera $n + p$, por ejemplo, no podría tener lugar sin el auxilio de una causa exterior, desde que la energía del átomo en esta última órbita es mayor que en la primera. Evidentemente esta causa exterior deberá ser tanto más energética cuanto mayor sea el número de orden de la órbita estacionaria a la cual quiere llevarse desde el centro a la periferia, al electrón; siendo el mayor trabajo requerido, el correspondiente a la ionización del átomo.

En cambio, disminuyendo la energía del átomo, a medida que la órbita estacionaria en la cual se encuentra el electrón, está más próxima al núcleo, el electrón podrá pasar por sí mismo, es decir, sin el concurso de una causa exterior, desde una órbita cualquiera a otra situada a menor distancia del núcleo, con lo cual, según se desprende de las consideraciones que preceden, el átomo experimentará una cierta disminución de su energía. El 4° postulado de Bohr no solamente se refiere a esta pérdida de energía por parte del átomo, sino que también establece concretamente su destino; puede enunciarse de la siguiente manera: "Si el electrón salta de una órbita estacionaria a la cual, corresponde una energía E_2 , a otra cuya energía es E_1 , inferior a E_2 , la diferencia de estas energías se irradia en forma de luz, cuya frecuencia ν , está dada por la relación:

$$E_2 - E_1 = h \nu. \quad (31).$$

en la cual h , representa la constante de Planck. Esta ecuación puede utilizarse para inferir de ella la frecuencia de la perturbación luminosa producida ν , en la forma que de inmediato trataremos de explicar.

Si nosotros llamamos E_n a la energía total del átomo cuyo único electrón gira en la órbita estacionaria n , deberá cumplirse la siguiente igualdad:

$$E_n = E_c + E_p. \quad (32)$$

si E_c representa la energía cinética del electrón y E_p su energía

potencial. Si a nivel de la órbita estacionaria enésima, la velocidad del electrón es v_n , entonces tendremos:

$$E_c = \frac{1}{2} m v_n^2. \quad (33)$$

En cuanto a la energía potencial del sistema núcleo-electrón, fácil será concebir su existencia, si se tiene en cuenta que el electrón posee una cierta carga eléctrica y que además, se halla en el seno del campo eléctrico creado por el núcleo. Como no ofrece por otra parte, mayores dificultades concebir la carga Ze del núcleo, concentrada en el centro del mismo, el potencial del campo eléctrico por él creado, V_n será para los puntos de la órbita de radio a_n :

$$V_n = \frac{Ze}{a_n} \quad (34);$$

y la energía potencial correspondiente tendrá entonces el valor:

$$E_p = - \frac{Ze^2}{a_n} \quad (35);$$

siendo de valor negativo por ser negativa la carga eléctrica del electrón.

Sustituyendo ahora en la (32) los valores de E_c y E_p dados en (33) y (35), resulta:

$$E_n = \frac{1}{2} m v_n^2 - \frac{Ze^2}{a_n} \quad (36);$$

y si se tiene en cuenta el valor de $\frac{Ze^2}{a_n}$, que resulta de la (25), tendremos.

$$E_n = \frac{1}{2} m v_n^2 - m v_n^2, \quad \text{y} \quad \therefore \quad E_n = -\frac{1}{2} m v_n^2 \quad (37).$$

Finalmente, si en esta última ecuación, damos a v , el valor que hemos encontrado en la (26) podremos escribir:

$$E_n = - \frac{2 \pi^2 m Z^2 e^4}{h^2} \cdot \frac{1}{n^2}. \quad (38).$$

La energía total del átomo, cuando el electrón gire en la órbita k , será análogamente:

$$E_k = - \frac{2 \pi^2 m Z^2 e^4}{h^2} \cdot \frac{1}{k^2} \quad (39)$$

Si se observa la ecuación del 4° postulado (31), tendremos para la frecuencia ν de la luz emitida:

$$\nu = \frac{E_n - E_k}{h} \quad (40).$$

Haciendo en esta última ecuación $E_2 = E_n$ y $E_1 = E_k$, supuesto $n > k$, podremos escribir:

$$\nu = \frac{\frac{2 \pi^2 m Z^2 e^4}{h^2} \cdot \frac{1}{n^2} + \frac{2 \pi^2 m Z^2 e^4}{h^2} \cdot \frac{1}{k^2}}{h}; \text{ y factorando y simplificando tenemos: } \nu = \frac{2 \pi^2 m Z^2 e^4}{h^3} \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (41).$$

Recordando ahora, que la longitud de onda λ , en función de la frecuencia ν , y de la velocidad de la luz c , viene dada por la igualdad siguiente. $\lambda = \frac{c}{\nu}$; el número de ondas por centímetro, que de-

$$\text{signamos con la letra } N_c \text{ será } \frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c} = N_c. \quad (42).$$

Si en la ecuación (42), sustituimos ν , por el valor encontrado en (41), tendremos:

$$N_c = Z^2 \cdot \frac{2 \pi^2 m e^4}{c h^3} \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (43)$$

El valor $\frac{2 \pi^2 m e^4}{c h^3}$, no es sino la constante de Ridberg, que convenientemente se representa por la letra R , por lo cual podrá escribirse la (43), de esta otra forma:

$$N_c = Z^2 R \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (44).$$

Si a partir de la igualdad $R = \frac{2 \pi^2 m e^4}{c h^3}$, se calcula el valor y dimensiones de esta constante, se obtiene: $R = 109100 \frac{1}{\text{cm}}$. (45).

9. LOS ESPECTROS DE LINEAS Y LA TEORIA DE BOHR

Observando mediante un dispositivo adecuado, el espectro de la luz emitida por el hidrógeno contenido en un tubo de Geissler, cuyos electrodos hayan sido conectados a una fuente eléctrica conveniente; se comprueba que, cuando la temperatura del gas es baja el espectro está constituido por muchísimas líneas, muy próximas las unas a las otras, (espectro de líneas numerosas) dando la impresión de que se trata de un espectro de bandas como los que se obtienen con los gases en general cuando ellos se hallan al estado molecular.

Si se eleva suficientemente la temperatura del gas, determinando con ello la disociación de sus moléculas, en los átomos de H correspondientes, se reduce notablemente el número de líneas del espectro (espectro de pocas líneas), apareciendo distribuidas aproximadamente en la forma de que da idea la fig. 9. El conjunto de estas líneas constituye una "serie", y para el caso particular del hidrógeno, que estamos estudiando se designan con las letras H_α , H_β , H_γ , etc.



**Fig 9. ESPECTRO DE LÍNEAS
DEL HIDRÓGENO
(SERIE DE BALMER)**

Conforme es sabido, a cada línea corresponde una luz de determinada longitud de onda, y esta última es tanto mayor cuanto más próxima al extremo rojo del espectro se encuentre, e inversamente.

Ahora bien, midiendo la longitud de onda de la luz correspondiente a cada una de esas líneas, y encontrando luego, mediante la

relación $N_c = \frac{1}{\lambda}$, de la cual ya hemos hablado anteriormente, el

número de ondas por centímetro, Balmer pudo comprobar que existía una cierta relación cuantitativa entre los distintos valores de N_c encontrados para las diversas líneas del espectro de la luz del hidrógeno atómico.

Fué en efecto, hacia 1885, que el último investigador mencionado, descubrió que los valores de N_c correspondientes a las líneas por él estudiadas y que forman lo que conocemos con el nombre de serie de Balmer, podían calcularse dando a n valores enteros y sucesivos a partir de 3, en la fórmula siguiente:

$$N_c = 109678 \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (46)$$

Así, si en la última ecuación, damos a n el valor 3, podrá obtenerse con asombrosa aproximación el valor de N_c para la línea H_α . Si hacemos $n = 4$, obtendremos el valor de N_c para la línea H_β y así en lo sucesivo, con lo cual podríamos calcular todos los valores de N_c pertenecientes a cada una de las líneas de la serie de Balmer.

Haciendo investigaciones análogas, encontró Paschen hacia 1909, otra serie de líneas en la región infrarroja del espectro, comprobando que los valores de N_c correspondientes a las líneas de la

serie por él descubierta, podían calcularse mediante la fórmula:

$$N_c = 109678 \left(\frac{1}{9} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (47)$$

dando a n valores enteros progresivos a partir de 4.

En la porción ultravioleta del espectro del hidrógeno descubrió a su vez Lyman una tercera serie de líneas, dando para el cálculo de N_c la fórmula siguiente, en la cual tomará n valores enteros y progresivos a partir de 2:

$$N_c = 109678 \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) \quad (48)$$

Lyman encontró esta última relación hacia 1914, más recientemente, hacia 1922, estudiando el espectro del hidrógeno, observó Brackett en la porción infrarroja del mismo, líneas que podrían agruparse en una nueva serie que lleva como las anteriores el nombre de su descubridor respectivo, y en la cual, los valores de N_c pueden calcularse mediante la siguiente expresión:

$$N_c = 109678 \left(\frac{1}{16} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (49)$$

dando a n valores enteros crecientes a partir de $n = 5$.

Casi estaría demás hacer notar que las fórmulas (46), (47), (48) y (49) pueden escribirse bajo la forma general:

$$N_c = R \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (50)$$

expresión que toma la forma de la (46) cuando $k = 2$ (serie de Balmer, de la (47), cuando $k = 3$, (serie de Paschen); de la (48), cuando $k = 1$; y finalmente de la (49), (serie de Brackett), cuando $k = 4$.

Si después de este breve repaso de los caracteres del espectro de líneas del hidrógeno, recordamos lo dicho al estudiar la energía total del átomo correspondiente a las distintas órbitas estacionarias

sobre las cuales puede girar el electrón, fácil nos será comprender la teoría de Bohr de los espectros. En efecto, al estudiar el 4° postulado, llegamos por razonamientos que estaría demás repetir en este lugar, a las fórmulas (38) y (39), mediante las cuáles como vimos, podían calcularse las energías totales correspondientes a los casos en que el electrón supuesto único girara a nivel de las órbitas n y k respectivamente.

Vimos también a propósito del 4° postulado de Bohr, que cuando un electrón salta de una órbita estacionaria dada a otra órbita de menor número de orden, la energía perdida por el átomo, daba lugar a la emisión por el mismo de energía radiante cuya frecuencia podía deducirse de la expresión general de aquel postulado (31).

A partir de la frecuencia calculamos luego a través de las ecuaciones (41) a (44) el valor de N_o , que definimos en aquella oportunidad y de ese modo logramos la expresión general de aquel valor que acá reproducimos:

$$N_o = Z^2 R \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (44')$$

Como se recordará N representa el número de ondas por cm. de la radiación emitida por el átomo, a expensas de la disminución de la energía total, que el mismo experimenta, al saltar el electrón desde una órbita n a otra órbita k , en el supuesto de que n sea mayor que k , como ya sabemos.

En la última ecuación Z representa como sabemos el número de orden del elemento. Este número es 1 para el hidrógeno, por lo cual la (44') queda reducida para este elemento a la siguiente expresión:

$$N_o = R \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (44'')$$

Comparando esta última expresión con la fórmula que da los valores N_o , para las líneas de la serie de Balmer (46) y comprobando que el número constante 109678 que figura en esta última fór-

mula, se aproxima ostensiblemente al valor de la constante de Rydberg calculado a partir de la igualdad $R = \frac{2\pi^2 me^4}{ch^3}$, y sobre la cual ya hablamos anteriormente, llegó Bohr a las siguientes conclusiones acerca del origen de los espectros de líneas del hidrógeno:

Encontrándose el electrón del átomo de hidrógeno en la órbita estacionaria 1, a la cual como sabemos corresponde la menor

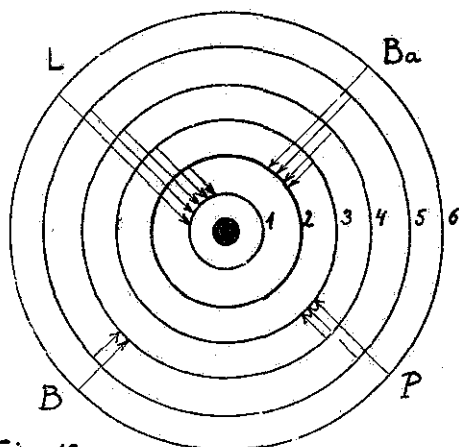


Fig. 10.

*L: SERIE DE LYMAN, Ba: DE BALMER.
P; DE PASCHEN, B. DE BRACKETT.*

energía, el mismo giraría indefinidamente alrededor del núcleo en aquella órbita, mientras ninguna causa exterior obre sobre el mismo. Vimos además al estudiar la energía del átomo, que el electrón es capaz de saltar desde una órbita estacionaria dada a otra órbita posible de mayor número de orden que la primera, pero que para ello era menester el concurso de una causa exterior. Ahora bien, acepta Bohr, que cuando los átomos del gas son abordados por energía radiante, sea ella calorífica, eléctrica u de otra naturaleza, absorben del medio en que se encuentran una cierta cantidad de dicha energía, que sería utilizada por los mismos átomos, para desplazar en sentido centrífugo al electrón, llevándolo hacia órbitas es-

tacionarias más alejadas del núcleo. En tales condiciones el átomo de hidrógeno se encontraría en un estado particular, capacitado por así decirlo, para librar en cualquier momento, una cierta cantidad de energía radiante. Por otra parte la diversidad de longitudes de onda de la luz emitida reconocería por origen saltos electrónicos que impliquen, cambios energéticos también diversos. Teniendo en cuenta esto último, si examinamos la fórmula general de los valores de N_e para las líneas de la serie de Balmer, veremos que estas líneas, o mejor dicho, la luz que las determina, se origina a favor de las pérdidas energéticas, experimentadas por los átomos cuyos electrones saltan hasta la órbita 2. Esto último se comprenderá si recordamos que en la fórmula de la serie de Balmer es $k = 2$. Además según se desprende de la comparación de las fórmulas de N_e obtenidas, por un lado por la medición directa de las longitudes de onda, como lo hicieron Balmer, Paschen, etc; y por otra parte por las consideraciones teóricas de Echr que ya hemos dado resumidamente, resulta lógico admitir que la línea $H\alpha$ de la serie de Balmer, corresponde a saltos del electrón desde la órbita 3 a la 2, la línea $H\beta$, sería originada por saltos electrónicos, que comenzando en la órbita 4, terminan igualmente en la 2 y así sucesivamente.

En cuanto a las líneas de la serie de Paschen, corresponden evidentemente a saltos del electrón que irían a terminar en la órbita 3. Y si hiciéramos análogas consideraciones acerca del origen de las líneas de las series de Lyman y de Brackett, veríamos que las Iras. se originan por saltos electrónicos que terminan en la órbita 1 y las de la última serie por saltos de electrones, que, provenientes de órbitas estacionarias mayores que la órbita 4, terminan en esta órbita, conforme hemos tratado de esquematizarlo en la figura 10.

Se ha demostrado que las consideraciones que preceden valen también para los demás elementos, existiendo en los átomos para los cuales el número de electrones periféricos es mayor que 1, electrones que saltando entre las diversas órbitas estacionarias, originan luz de longitud de onda determinada, para cada caso, (electrones luminosos).

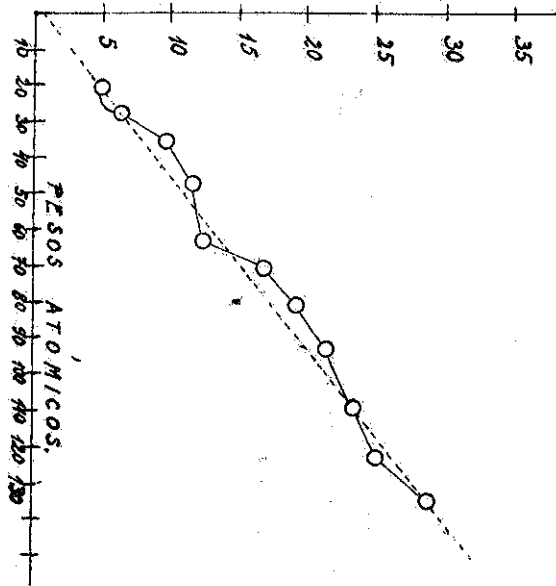
De este modo, quedaba claramente explicado el origen de los espectros de líneas, sobre el cual nada podía respondernos la física teórica con anterioridad a las investigaciones de Niels Bohr.

Antes de pasar al estudio de la ley de Moseley, recordaremos que, en la primitiva teoría de Bohr, se aceptaba que en los átomos cuyos números de orden fueran mayores que 1, los electrones se disponían en órbitas circulares, en cada una de las cuales, podían moverse varios electrones separados por distancias iguales entre sí. A propósito de esto último, debemos decir que la física del átomo se ha enriquecido notablemente en estos últimos tiempos con los aportes valiosísimos de nuevos investigadores. Mas adelante nos ocuparemos brevemente de esas nuevas investigaciones, y veremos que ha sido necesario modificar el modelo atómico de Bohr, sustituyendo sus órbitas circulares y coplanares por órbitas elípticas y situadas en distintos planos.

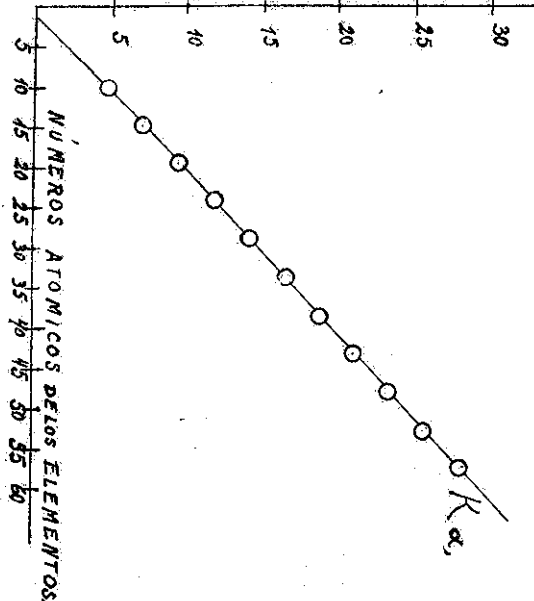
10 LA LEY DE MOSELEY. DETERMINACION DE LOS NÚMEROS DE ORDEN DE LOS ELEMENTOS

Al estudiar los rayos de Roentgen, dimos una ligera idea de uno de los métodos utilizados para medir su longitud de onda, el método de la difracción por los cristales creado por von Laue como sabemos. Dijimos que, para una determinada longitud de onda de estos rayos, cuando inciden paralelamente sobre una de las caras del cristal formando con ella un cierto ángulo α , la radiación difractada seguía una dirección definida. Si ahora nosotros suponemos que, en lugar de incidir sobre una de las caras del cristal, un haz paralelo de rayos de longitud de onda λ únicamente, incide un haz a la vez divergente y formado por rayos Roentgen de diversas longitudes de onda, evidentemente, según se desprende de las consideraciones teóricas de la difracción, la dirección de los rayos difractados, no será la misma para todos ellos. Recogiendo estos últimos, en una pantalla adecuada, obtendremos un espectro de rayos X, o espectro de alta frecuencia. Sabemos además, que en toda ampolla de rayos X se producen a la vez rayos de frenamiento

RAÍCES CUADRADAS DE LOS NÚMEROS
DE VIBRACIONES $\times 10^{-8}$



RAÍCES CUADRADAS DE LOS NÚMEROS
DE VIBRACIONES $\times 10^{-8}$.



(NOTA). Las figuras de esta 1ª parte han sido imitadas del Tratado Elemental de Física de Loyarte Loedel.

y rayos característicos, dijimos ya cuáles son los factores que determinan la longitud de onda de una y otra especie de rayos. Ahora agregaremos, que conforme lo revela la experiencia, mientras el espectro de los rayos de frenamiento es continuo, el espectro de los característicos, es en cambio un espectro de líneas. Por otra parte, estas líneas espectrales pueden agruparse en series o sistemas; las líneas a las cuales corresponde la menor longitud de onda, forman la llamada serie K; la serie L está formada por líneas a las cuales corresponden rayos X de mayor longitud de onda, siguiéndole las series M y N, cuyas líneas corresponden a radiaciones de longitud de onda más o menos considerable, por lo que son los rayos X correspondientes, de los más blandos que pueda emitir un elemento dado. Debemos recordar que las frecuencias de las líneas de cada serie son tanto más elevadas, cuanto mayor sea el peso atómico del elemento.

Cualquiera sea el estado en que se encuentre un elemento dado constituyendo el anticátodo, así como también se hallen los elementos, libres o al estado de combinación, aparecen siempre los mismos espectros característicos. Así, si el anticátodo está cubierto por una sal metálica, ClK por ejemplo, se observan las líneas características de los dos elementos que forman esta sal, es decir, las líneas características del cloro y del potasio.

Si el anticátodo es una aleación, bronce por ejemplo, aparecen en el espectro las líneas características de los elementos que la constituyen, es decir, las líneas del cobre y del estaño.

Estudiando el espectro K de los elementos ligeros comprendidos entre el sodio y el neodimio, se comprueba que, el mismo consta siempre de cinco rayas, llamadas $K\alpha_1$, $K\alpha_2$, $K\beta_1$, $K\beta_2$ y $K\gamma$. Entre estas rayas se nota que las dos primeras son más intensas que las demás, y se encuentran muy juntas formando un doblete.

A partir del Zn, y en elementos de mayor peso atómico que este último aparece en el espectro de rayos característicos una nueva serie de líneas, se trata de la serie o espectro L, que consta de 10 a 14 rayas, la más intensa de las cuales, lleva la denominación $L\alpha_1$.

Los elementos comprendidos entre el neodimio y el Uranio, parecen dar tan solo el espectro L, no habiéndose comprobado la formación por los mismos del espectro K. Finalmente los elementos comprendidos entre el disprosio y el Uranio, que son como es sabido los de más elevado peso atómico, se caracterizan por presentar el espectro M, formado de 3 a 5 líneas, en parte dobletes.

La circunstancia de que espectros característicos de distintos elementos presentaran análoga constitución, llamó poderosamente la atención del físico inglés Moseley. Dijimos anteriormente que los elementos ligeros, comprendidos entre el Na. y el neodimio, por sus pesos atómicos crecientes, daban todos ellos un espectro K de rayos característicos. De entre las líneas de este espectro, dijimos también que era la $K\alpha_1$ siempre la más intensa y a la que correspondía la menor longitud de onda de la serie. Ahora bien, relacionando Moseley el peso atómico de esos elementos con las raíces cuadradas del número de vibraciones por segundo, correspondientes a las líneas $K\alpha_1$ de los espectros característicos de aquellos elementos, pudo comprobar que entre ambos valores no existía una relación lineal sencilla, conforme se ha representado en la fig. 12. En cambio, relacionando las frecuencias de la radiación $K\alpha_1$ de aquellos elementos con los números atómicos o números de orden de los mismos, pudo comprobar con gran sorpresa de su parte que entre estos valores existe realmente una relación lineal sencilla; relación que viene dada por la fórmula de expresión de la ley de Moseley:

$$\sqrt{\nu} = AZ + B, \quad (51)$$

en la cual A y B son constantes propias de la serie K y Z el número de orden del elemento. Se ha representado para la radiación $K\alpha_1$ esta relación lineal en la fig. 11. Se ha comprobado experimentalmente, que la ley de Moseley se cumple no solamente para la línea $K\alpha_1$, sino también para todas las líneas del espectro K y de los espectros o series L, M y N de los distintos elementos. Tan solo debemos recordar que las constantes A y B de la (51) son propias o particulares de cada serie. Corrientemente se enuncia la ley de Moseley diciendo que "la raíz cuadrada de la frecuencia de las

radiaciones correspondientes de distintos elementos, son una función lineal del número de orden de los mismos”.

La relación descubierta por Moseley, tiene una enorme importancia en la física del átomo. En efecto, mediante ella han podido determinarse los números de orden de los elementos, es decir, la posición relativa de los mismos en la clasificación de Mendelejeff. En este lugar no insistimos mayormente sobre esta última clasificación, remitiendo al lector para su estudio a los tratados de Física. Haremos notar tan solo a propósito de la misma, que la ordenación de los elementos debe estar regida en realidad por algo distinto de los pesos atómicos de los mismos. Así, si observamos el sistema periódico, y para citar solamente un caso, el Argo a pesar de tener mayor peso atómico que el Potasio, está colocado en la mencionada clasificación, un lugar antes que este último; se recordará a propósito de esto que el número atómico del Argo es 18, mientras que, el del Potasio, es 19. Más adelante, después de haber estudiado las modificaciones introducidas por Sommerfeld a la teoría de Bohr, nos referiremos a las diferencias estructurales fundamentales que existen entre los átomos de los elementos que forman los diversos “períodos” constituyentes de la clasificación de Mendelejeff. Recordemos por último, antes de entrar en este nuevo estudio, que Van den Broeck había emitido la idea de que el número de electrones planetarios (z es igual al número de orden del elemento, Z). Véanse las igualdades (16) y (17).

11. ALGUNAS DE LAS MODIFICACIONES INTRODUCIDAS POR SOMMERFELD EN LA TEORÍA DE BOHR

Tomando en cuenta el primer postulado de Bohr, según el cual, como vimos, vale para el átomo la ley de Coulomb; y siendo esta ley por otra parte, enteramente análoga a la ley de Newton de la gravitación universal, fué conducido Sommerfeld a la hipótesis de que el movimiento de los electrones periféricos está regido al igual que el de los planetas, por las leyes de Kepler. De este modo, de acuerdo con aquellas leyes, el movimiento del electrón del átomo de hi-

drógeno, para tomar siempre el más simple, tendría lugar a nivel de una órbita elíptica en uno de cuyos focos se encontraría el núcleo.

Sommerfeld acepta enteramente el 2° postulado de Bohr, que como se recordará, se refiere a las órbitas estacionarias, haciendo notar tan solo que, para el cálculo de las órbitas elípticas posibles, es menester realizar dos "cuantificaciones" en lugar de una, como ocurre en el cálculo de los valores de los radios de las órbitas estacionarias de Bohr. Consideraciones teóricas sobre las cuales no entraremos en este lugar, permitieron a Sommerfeld demostrar que, las únicas órbitas estacionarias elípticas eran aquellas que satisfacían a la vez a las dos condiciones siguientes:

$$p = i_1 \frac{h}{2\pi} \quad (52) \quad \text{y} \quad 1 - \epsilon^2 = \frac{i_1^2}{(i_1 + i_2)^2} \quad (53)$$

En la igualdad (52), p es una constante igual al doble producto de la masa del electrón por la constante de la 2ª ley de Kepler.

En cuanto a los valores i_1 e i_2 son siempre números enteros, y en la terminología de Sommerfeld reciben, el 1° el nombre de número cuántico azimutal y el 2° el de número cuántico radial; ϵ representa la excentricidad de las órbitas elípticas.

Por medio de uno de los diversos medios que existen para calcular los semiejes mayor (a) y menor (b), correspondientes a los números cuánticos i_1 e i_2 de las órbitas elípticas posibles, pudo encontrar Sommerfeld el valor del semieje mayor:

$$a = \frac{h^2}{4\pi^2 me E} (i_1 + i_2)^2 \quad (54)$$

Si se recuerda por otra parte que la excentricidad ϵ de la elipse viene dada en función de sus semiejes por la fórmula:

$$\epsilon = \frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{a} \quad (55)$$

fácil será calcular el semieje menor b , de la órbita, relacionando

esta última igualdad, con las expresiones (53) y (54). De este modo puede encontrarse:

$$b = \frac{h^2}{4\pi^2 m e E} \cdot i_1 (i_1 + i_2). \quad (56)$$

De la (53), haciendo $\epsilon = 0$, cosa que ocurre en una órbita circular, como es sabido, resulta que para tal órbita $i_2 = 0$. Ahora bien, si en las fórmulas (54) y (56), damos a i_2 el valor cero, podrá demostrarse que en tal caso es $a = b$. En efecto, haciendo $i_2 = 0$ en aquellas ecuaciones, obtenemos:

$$a = b = \frac{h^2}{4\pi^2 m e \cdot E} i_1^2. \quad (57)$$

fórmula que es enteramente análoga a la (28), que obtuvimos al hablar del radio de las órbitas circulares de Bôhr.

Hemos visto además, la hablar de la energía del átomo en la teoría de Bohr, que la energía total venía dada para la órbita estacionaria n , por la igualdad (37), que aquí reproducimos:

$$E_n = - \frac{1}{2} m v_n^2 \quad (37')$$

A partir de esta última ecuación y de la (25); $m v_n^2 a_n = Ze^2$; puede encontrarse este otro valor de E_n :

$$E_n = - \frac{Ze^2}{2a_n} \quad (58)$$

Análogamente se demuestra en la teoría de Sommerfeld, que en una órbita elíptica dada, la energía total, que en este caso llamaremos \mathcal{E} , viene dada por la expresión siguiente:

$$\mathcal{E} = - \frac{Ze^2}{2a} \quad (59)$$

siendo a el semieje mayor de la órbita. Comparando las igualdades (56) y (59), fácil será constatar que el radio a_n de la primera, está reemplazado en la segunda por el semieje mayor. Además, si en la (59), damos al semieje a , el valor mencionado en la (54), tendremos:

$$\mathcal{E} = - \frac{2 \pi^2 m e^4 Z^2}{h^2} \frac{1}{(i_1 + i_2)^2} \quad (60)$$

Fácil será ver, comparando esta fórmula de \mathcal{E} con la (38) que da el valor de E_n para una órbita circular, que la suma $i_1 + i_2$ desempeña en la teoría de Sommerfeld, en lo que a la energía total del átomo se refiere, el mismo papel que el número de orden de las orbitas circulares, desempeña en la teoría de Bohr.

Por otra parte, observando las ecuaciones (54) y (60), veremos que, tanto el semieje mayor a , como la energía total \mathcal{E} , dependen de la suma de los números cuánticos azimutal y radial $i_1 + i_2$, por lo cual, naturalmente, todas aquellas órbitas para las cuales la mencionada suma sea idéntica, tendrán los mismos valores de \mathcal{E} siendo sus semiejes mayores de igual longitud.

En las expresiones (53), (54), (56) y (60), solamente se han conservado los valores i_1 e $(i_1 + i_2)$, para evitar confusiones en los razonamientos que hagamos más adelante, adelantaremos las notaciones convencionales siguientes, aceptadas en todos los tratados de Física:

$$i_1 = k \quad , \quad i_1 + i_2 = k + i_2 = n' \quad , \quad n' - k = i_2 \quad (61)$$

Hemos creído conveniente hacer una sola innovación: la de designar al número cuántico principal de la teoría de Sommerfeld, con el símbolo n' , para distinguirlo así de los simples números de orden de las órbitas circulares de Bohr. A i_1 que hemos hecho igual a k , continuaremos llamándolo número cuántico azimutal. Si en las igualdades (53), (54), (56) y (60), sustituimos i_1 y la suma $i_1 + i_2$ por los signos dados en la (61), tendremos para aquellas ecuaciones, las nuevas formas siguientes:

$$1 - \epsilon^2 = \frac{k^2}{n'^2} \quad (53'), \quad a = \frac{h^2}{4\pi^2 m e E} n'^2. \quad (54')$$

$$b = \frac{h^2}{4\pi^2 m e E} n' k \quad (56'), \quad \frac{a}{b} = \frac{n'}{k}. \quad (62)$$

$$\mathcal{E} = - \frac{2 \pi^2 m e^4 Z^2}{h^2} \frac{1}{n'^2}. \quad (60')$$

Comparando esta última igualdad con la (38) no tardará en notarse la gran analogía existente entre ambos valores de la energía total del átomo, diferenciándose tan solo en que, en lugar del único número cuántico de Bohr, figura en la fórmula de Sommerfeld la suma de los números cuánticos i_1 e i_2 que hemos designado con el símbolo n' . Otra consecuencia importante podrá inferirse de las consideraciones que preceden y es que: para los casos en que $n = n'$; la energía correspondiente a la órbita circular n de Bohr, es idéntica a la que poseería el átomo si su electrón, ocupara la órbita elíptica cuyo número cuántico principal es n' .

Por otra parte, la igualdad (60'), nos muestra claramente, que todas las órbitas de igual número cuántico principal son idénticos "niveles de energía" del átomo.

En la teoría de Sommerfeld, toda órbita elíptica queda completamente determinada por el N° cuántico principal n' y el cuántico azimutal k , y de ahí la conveniencia en la notación de las órbitas del símbolo n'_k . El subíndice k caracteriza la excentricidad de la elipse. El conjunto de elipses de igual número cuántico principal, constituye un "grupo" caracterizado por aquél número.

En la (61) vimos que $n' = k + i_2$; los 3 números que figuran en esta igualdad, son números enteros, por lo que, para un valor dado de n' , k puede adoptar los valores $k = 0$, en cuyo caso $n' = i_2$; $k = 1$, ($i_2 = n' - 1$); $k = 2$, ($i_2 = n' - 2$) etc., hasta que, siendo $k = n'$, quede reducido a 0 el valor de i_2 .

Ahora bien, siendo $k = 0$, resulta de la (53') que $\epsilon = 1$ y de la (56') resulta a su vez $b = 0$, lo que nos indica (siendo como se

recordará, b , el semieje menor de la elipse), que esta última queda transformada en una recta que pasa por el núcleo. De este modo nos vemos obligados a excluir como posible el caso $k = 0$, por lo cual este último número podrá tener tan solo los valores 1, 2, 3, 4, N. Refiriéndonos ahora al caso particular del grupo n' , resulta naturalmente, según lo que llevamos dicho, y conforme se desprende por otra parte de la igualdad ya mencionada $n' = k + 1_2$; que en este grupo solo podrán encontrarse las órbitas siguientes:

$n'_{1'}, n'_{2'}, n'_{3'}, n'_{4'} \dots \dots \dots n'_{n'}$, es decir, en conjunto n' órbitas. Si ahora fijamos nuestra atención en la órbita $n'_{n'}$ veremos que en realidad ella es una circunferencia. En efecto, siendo para esta órbita $k = n'$, resulta de la (53'), $\epsilon = 0$; y además, por si esto no fuera suficiente, haciendo en la (56') $k = n'$, resulta para b , el mismo valor hallado en la (54') para el semieje mayor a . De este modo queda demostrado que, en cada grupo, una de las órbitas es igual a la circunferencia de Bohr; el radio de la misma como fácilmente podría demostrarse a partir de las consideraciones que preceden, es igual al semieje mayor de las órbitas elípticas del mismo grupo. En los modelos atómicos que presentamos más adelante, hemos tratado de esquematizar esta última relación.

(Concluirá)