

# EXTRACTOS DE REVISTAS

---

## EXTRACTOS DE REVISTAS DE FÍSICA.

**E**STADO ACTUAL DE LA TEORÍA DE LOS RAYOS X Y  $\gamma$ ; SU APLICACIÓN AL ESTUDIO DE LA ESTRUCTURA DE LA MATERIA, por **B. Cabrera.** (Continuación.)

### II.

**30.** *Dispersión de los rayos X y  $\gamma$ .*—Mucho antes de que la difracción de los rayos X y  $\gamma$  por los cuerpos cristalizados fuese prevista y descubierta, se reconoció que un haz de estas radiaciones se dispersa cuando encuentra un objeto material. J. J. Thomson <sup>44</sup> fué el primero que formuló una teoría elemental del fenómeno, admitiendo el carácter ondulatorio de las referidas radiaciones, y suponiendo que en el interior de cada átomo existen electrones susceptibles de cambiar de lugar bajo la acción del campo eléctrico  $\vec{E}$  de la onda (§ 2). Pero el electrón posee una aceleración

$$\dot{v} = \frac{Ec}{m},$$

obtenida aplicando la ecuación fundamental de la dinámica, y vimos ya (§§ 2 y 3) que la existencia de tal aceleración engendra una nueva onda esférica.

---

<sup>44</sup> J. J. Thomson: *Conduction of Electricity through Gases*, 321, 2.<sup>a</sup> ed., 1906.

El espesor de la onda será, evidentemente, igual á  $c\tau$ , si  $\tau$  representa el tiempo durante el cual  $\dot{v} \neq 0$ , tiempo que debe ser sensiblemente igual al invertido por la onda primitiva en pasar sobre el electrón que consideramos; sobre todo si se admite, con J. J. Thomson, la independencia mutua de los electrones, aunque formen parte del mismo átomo, y se suponen, además, despreciables las acciones que los ligan á su posición de equilibrio. Resulta, pues, como una primera consecuencia de esta teoría, que la *dureza de la radiación dispersa por la materia, debe ser igual á la del haz primitivo*.

Barkla <sup>45</sup> ha comprobado esta consecuencia de la teoría para los rayos X, principalmente cuando los cuerpos que constituyen el obstáculo contra el cual chocan los rayos, contienen sólo elementos de peso atómico bajo (inferior al azufre), pues para los restantes aparecen otras radiaciones que estudiaremos más adelante, cuya mezcla con la meramente dispersa dificulta las medidas experimentales. Esto sugiere á Barkla <sup>46</sup> la afirmación de «que no ha sido aún probado que una radiación X secundaria, que no contiene radiación X fluorescente», radiación, por consiguiente, meramente dispersa, «difiera, en potencia penetrante, de la radiación primaria que la produce». Posteriormente á esta afirmación de Barkla, Sadler y Mesham <sup>47</sup>, han demostrado que existe una ligera disminución en el poder de penetración de los rayos X, que puede haber pasado desapercibida para el primero.

Mucho más claro es el resultado obtenido en este sentido, operando con los rayos  $\gamma$ , que difieren únicamente de los X en ser más penetrantes, según tendremos ocasión de ver en el curso de este trabajo. En efecto, tanto Florance <sup>48</sup> como Gray <sup>49</sup> han demostrado que los rayos  $\gamma$  del radio C, dispersos por diferentes substancias, son menos penetrantes que el haz primitivo; y esto, tanto más, cuanto mayor sea el ángulo que forme la dirección en que se estudie la dureza del rayo disperso, con la de incidencia, independientemente de la naturaleza de aquellas substancias. Pudiera pensarse, como creyó Florance <sup>50</sup> en

---

<sup>45</sup> C. G. Barkla: «Secondary Radiations from Gases subject to X-rays», *Phil. Mag.*, **5**, 685, 1903; «Energy of Secondary Röntgen Radiation», **7**, 543, 1904; «Note on the Energy of Scattered X-radiation», *Phil. Mag.*, **21**, 618, 1911.

<sup>46</sup> C. G. Barkla: «The Spectra of the Fluorescent Röntgen Radiations», *Phil. Mag.*, **22**, 396, 1911.

<sup>47</sup> Sadler y Mesham: «The Röntgen Radiation from Substances of Low Atomic Weight», *Phil. Mag.*, **24**, 138, 1912.

<sup>48</sup> D. C. H. Florance: «Secondary  $\gamma$  Radiation», *Phil. Mag.*, **27**, 225; **28**, 263, 1914.

<sup>49</sup> J. A. Gray: «The Scattering and Absorption of the  $\gamma$  Rays of Radium», *Phil. Mag.*, **26**, 611, 1913.

<sup>50</sup> D. C. H. Florance: «Primary and Secondary  $\gamma$  Rays», *Phil. Mag.*, **20**, 921, 1910

un trabajo preliminar, que se trate de un efecto aparente, debido á que los rayos  $\gamma$  del radio  $C$  sean heterogéneos y se dispersen mejor los menos penetrantes; pero el propio físico ha eliminado esta posible interpretación, observando que una substancia absorbente, interpuesta en el haz primitivo, no altera el fenómeno. Por consiguiente, es necesario admitir que el haz incidente pierde energía y disminuye de dureza al atravesar la materia que lo dispersa, por un mecanismo que la teoría de Thomson no puede aplicar.

Acaso ello dependa de la supuesta independencia de los electrones, de que parte el profesor de Cambridge, pues Webster <sup>51</sup>, eliminando únicamente esta condición, previó la disminución de dureza de los rayos que llegan á un punto del espacio, cuando resultan de la superposición de ondas, procedentes de electrones próximos, cuyas diferencias de fase son inferiores al espesor de la onda primitiva. Este efecto puede ser pequeño con los rayos X y alcanzar los  $\gamma$ , mucho más duros, una magnitud mayor.

**31.** Volvamos á la teoría de J. J. Thomson. He dicho ya (§ 3), que si  $\beta$  es suficientemente pequeño, la intensidad de los rayos que forman un ángulo  $\varphi$  con la dirección del movimiento del electrón es proporcional á  $\text{sen}^2 \varphi$ . Ahora bien; si los rayos primitivos se propagan según  $OA$  (fig. 29) y  $OE$ ,  $OH$  representan los campos eléctrico y magnético de la onda, el electrón se moverá en el sentido de  $OE$  y, por consiguiente, la intensidad de la nueva onda emitida en la dirección  $OB$  será proporcional á  $\text{sen}^2 \varphi$ . En general, el haz de rayos primitivo no está polarizado, de suerte que los campos eléctrico y magnético toman, en un intervalo de tiempo muy pequeño, todas las posiciones posibles en el plano perpendicular á  $OA$ ; y, en definitiva, la intensidad del rayo observado según  $OB$  será proporcional al valor

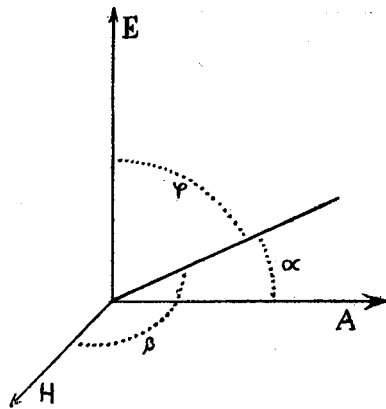


Fig. 29.

<sup>51</sup> D. L. Webster: «On the theory of the Scattering of Röntgen Radiation», *Phil Mag.*, 25, 234, 1913.

medio de  $\text{sen}^2 \varphi$ , que un cálculo sencillo demuestra ser proporcional á  $\frac{1 + \cos^2 \alpha}{2}$ . Así, pues, teniendo en cuenta que este factor es  $\frac{1}{2}$

para  $\alpha = \frac{\pi}{2}$ , se llega en definitiva á

$$S_{\alpha} = \frac{S_{\pi}}{2} (1 + \cos^2 \alpha),$$

fórmula idéntica á la obtenida por Lord Rayleigh, desde 1871, para la luz difundida por partículas materiales muy pequeñas, sin que hasta el presente haya sido comprobada experimentalmente. No es éste el único caso en que los rayos X han venido en auxilio de las teorías ópticas.

Independientemente Crowther<sup>52</sup>, Owen<sup>53</sup> y Barkla y Ayres<sup>54</sup>, sometieron esta fórmula á la comprobación experimental, estudiando la relación  $\frac{S_{\alpha}}{S_{\pi}}$  para diferentes valores de  $\alpha$  entre  $20^{\circ}$  y  $170^{\circ}$ , y de ambos

trabajos resulta que, mientras para valores de  $\alpha$  superiores á  $90^{\circ}$  se cumple la ley teórica, antes de alcanzar este límite y sobre todo para

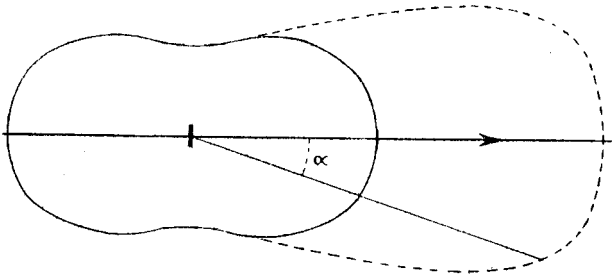


Fig. 30.

ángulos menores de  $30^{\circ}$  ó  $40^{\circ}$ , la intensidad de la radiación difundida es muy superior á lo previsto por la teoría. La figura 30, en que el trazo lleno corresponde á la curva teórica y el de puntos á los resulta-

<sup>52</sup> J. A. Crowther: «On the distribution of the Secondary Röntgen Radiations round the radiator», *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **16**, 112, 1910.

<sup>53</sup> E. A. Owen: «On the Scattering of Röntgen Radiation», *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **16**, 161, 1911.

<sup>54</sup> C. G. Barkla y T. Ayres: «The Distribution of Secondary X-rays and the Electromagnetic Pulse Theory», *Phil. Mag.*, **21**, 270, 1911.

dos experimentales, traduce gráficamente lo dicho anteriormente. Más tarde el propio Crowther<sup>55</sup> estudió cuidadosamente esta disimetría, empleando papel parafinado y hojas de aluminio para producir la dispersión (radiador) y rayos de dureza diferente, medida por la distancia explosiva necesaria para que la descarga no pase por el tubo Röntgen.

Cuantos físicos han estudiado el fenómeno que nos ocupa, convienen en que la conformidad entre las previsiones teóricas y los resultados experimentales para valores de  $\alpha$  superiores al límite referido, prueba que la disimetría en cuestión se debe á una radiación especial que se superpone á la prevista por la teoría, y á la cual llama Crowther «exceso de radiación». *Este exceso tiene idéntica naturaleza que el resto de la radiación dispersa*, por cuya circunstancia no existe otro medio para medirla que restar la intensidad observada de la calculada por la fórmula. Así se obtiene la curva  $E$  de la *figura 31*, tomada de la

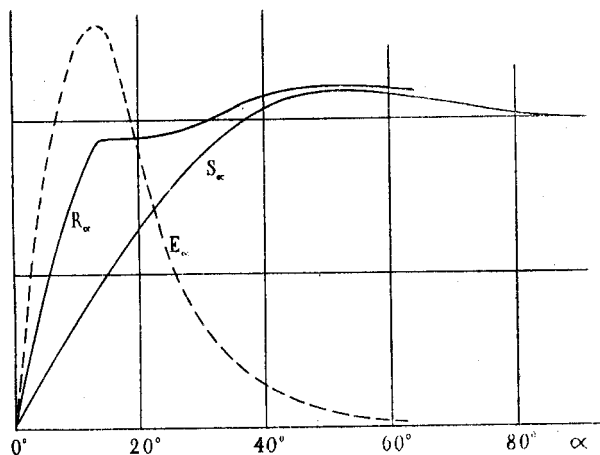


Fig. 31.

memoria de Crowther, donde  $R$  y  $S$  son las intensidades observada y calculada respectivamente. Entre los límites fijados por los errores de observación, esta curva admite por ecuación

$$E_{\alpha} \delta \alpha = \frac{2K}{b} e^{-\alpha^2} : b \alpha \delta \alpha, \quad [5]$$

<sup>55</sup> J. A. Crowther: «On the Distribution of the Scattered Röntgen Radiation» *Proc. of the R. Soc., (A)*, **86**, 478, 1912.

donde  $\alpha$  es el ángulo con el rayo primitivo;  $b$ , una constante definida por la condición  $\alpha^2 = \frac{1}{2} b$ , para el máximo de la curva, y  $K$  otra constante independiente de  $\alpha$ .

El exceso de radiación se modifica cuando aumenta la dureza de los rayos primitivos: 1.º, disminuyendo el área total envuelta por la curva  $E$ ; 2.º, corriéndose el máximo hacia los valores más pequeños de  $\alpha$ , y 3.º, aumentando su altura. De aquí resulta que, si los rayos utilizados son suficientemente duros, y las observaciones no alcanzan á valores pequeños de  $\alpha$ , el exceso puede pasar desapercibido. Conviene notar á este respecto que, sería consecuencia lógica de esto último, la falta del exceso de radiación con los rayos  $\gamma$ , mucho más duros que los X, mientras que los resultados experimentales de Florance <sup>48</sup> parecen indicar lo contrario; ha de tenerse en cuenta, no obstante, la complejidad de los fenómenos que se producen en este caso y á los cuales hemos ya hecho referencia (§ 30).

En el exceso de radiación influyen, también, el espesor del radiador, al que es proporcional, y el peso atómico del mismo, con el cual crece, siendo mucho mayor con el aluminio que con el papel parafinado.

El origen de este exceso de radiación no es, hoy por hoy, cosa completamente averiguada. Crowther <sup>56</sup> supuso primeramente que podría tratarse del efecto de una pequeña refracción irregular, sufrida por los rayos primitivos al atravesar el radiador, inducido á ello por la analogía de forma de la fórmula [5], con la que se obtiene partiendo de dicha hipótesis, mediante el teorema de Lord Rayleigh para la composición de corrimientos caprichosos, originados por una causa única. Pero, según esta teoría, la intensidad de la radiación refractada debe crecer cuando  $\alpha$  tiende hacia cero, en tanto que la experimentación apenas da un 2 % de la cantidad que era de esperar para un ángulo próximo de 2º.

Algo más tarde, el propio Crowther <sup>57</sup> ha formulado una segunda teoría, en la que supone el exceso de radiación originado por la detención de partículas catódicas que, según veremos más adelante, produce todo haz de rayos X al encontrar un átomo. Esta teoría explica cualitativamente las particularidades del fenómeno, pero para lograrlo

<sup>56</sup> J. A. Crowther: «On an attempt to detect Diffusion in a Pencil of Röntgen Rays», *Proc. of Camb. Soc.*, **16**, 177, 1911.

<sup>57</sup> J. A. Crowther: «On a theory of the dissymmetrically distributed Secondary Röntgen Radiation», *Proc. of Camb. Soc.*, **16**, 584, 1912.

ha sido necesario introducir no pocas hipótesis auxiliares, alguna de las cuales es hoy poco probable.

Por último, Webster <sup>51</sup>, según ya he dicho, ha prescindido, en la teoría de la dispersión de los rayos X de J. J. Thomson, de la supuesta independencia mutua de los electrones, desarrollando una teoría más general, que hoy no puede conducir á cálculos numéricos, pero que, al menos cualitativamente, parece conforme con los hechos experimentales, tal y como la observación los suministra. Nótese que tal punto de vista posee la inestimable ventaja de atribuir á una misma causa radiaciones que son idénticas, puesto que su dureza y, por ende, su longitud de onda, son iguales. En efecto, la distinción entre la radiación propiamente dispersa y el exceso de radiación, hemos ya visto que se apoya, exclusivamente, en suponer exacta la teoría elemental de J. J. Thomson; si dicha teoría no hubiese sido formulada con anterioridad á estos estudios nadie hubiese pensado en semejante distinción.

Sin embargo, es indudable que la radiación dispersa, principalmente por los cuerpos metálicos, es un fenómeno complejo, en el que pueden intervenir diversas causas. Entre todas ellas conviene citar la difracción producida por los pequeños cristales que integran la masa de un cuerpo metálico. Keene <sup>58</sup> ha demostrado que, recogiendo sobre una placa fotográfica un haz de rayos X que haya atravesado una lámina metálica, se obtiene, á más de la mancha bien definida que corresponde al haz primitivo y el velo general debido á la radiación dispersa, un halo constituido por infinidad de pequeñas manchas, dispuestas en la forma que indica la *figura 32*, cuyo origen se encuentra en la radiación difractada por las caras de los cristales, según las leyes ya conocidas, como ha logrado demostrar Broglie <sup>59</sup> posteriormente. Cierta que Friedrich <sup>60</sup>, simultánea é independientemente de Keene, ha obtenido efectos análogos con sustancias completamente

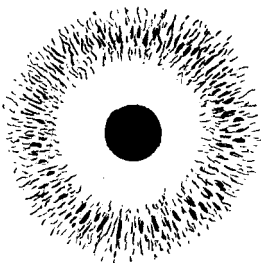


Fig. 32.

<sup>58</sup> H. B. Keene: «On the Transmission of X-Rays through Metals», *Phil. Mag.*, **26**, 712, 1913.

<sup>59</sup> M. de Broglie: «Sur l'obtention des spectres des rayons de Röntgen par simple passage des rayons incidents au travers de feuilles minces», *Comp. Rend.*, **158**, 333, 1914.

<sup>60</sup> W. Friedrich: «Eine neue Interferenzerscheinung bei Röntgenstrahlen», *Phys. Zeits.*, **14**, 317, 1913.

amorfos, como la cera blanca, el bálsamo de Canadá y la parafina, si bien los halos son más continuos; pero ello no empece para que este fenómeno haya de considerarse responsable, en parte al menos, del aumento del exceso de radiación en los cuerpos metálicos. Además, H. A. Wilson <sup>61</sup> ha discutido con detalle esta interpretación, llegando á la fórmula

$$S_{\alpha} = S_{\pi} \frac{\left( \frac{1 + \cos^2 \alpha}{\cos \frac{\alpha}{2}} + 1 + \cos^2 \alpha \right)}{2},$$

que está de acuerdo con los resultados de Crowther para el aluminio.

**32.** La teoría de J. J. Thomson conduce, aún, á otro resultado interesantísimo. Vimos (§ 3) que para  $\beta$  suficientemente pequeño la cantidad de energía contenida en la onda, por unidad de superficie, es

$$S_{\varphi} = \frac{e^2 \dot{v}^2 \beta}{16 \pi^2 c^3 r^2} \text{sen}^2 \varphi.$$

Por otra parte, esta fórmula se ha obtenido suponiendo constante la aceleración del electrón, de suerte que, tomando en vez de la onda completa la porción de ella correspondiente á un intervalo de tiempo  $dt$ , se llega sin dificultad á

$$dS_{\varphi} = \frac{e^2 \dot{v}^2}{16 \pi^2 c^3 r^2} \text{sen}^2 \varphi dt,$$

ó también, para la totalidad de la energía radiada en este tiempo por el electrón,

$$dS = \frac{e^2 \dot{v}^2}{6 \pi c^3} dt.$$

Pero la aceleración  $\dot{v}$  se la comunica el campo  $E$  de la onda primitiva; de suerte que

$$\dot{v} = \frac{E e}{m}$$

y

$$dS = \frac{e^4}{6 \pi c^3 m^2} E^2 dt.$$

<sup>61</sup> H. A. Wilson: «The Distribution of Scattered Röntgen Radiation», *Phil. Mag.* 27, 383, 1914.



Un electrón irradiará energía mientras actúe sobre él el campo  $E$  ó, lo que es lo mismo, durante todo el tiempo que la onda primitiva pase por él; de modo que la radiación total en dicho tiempo será

$$S = \frac{e^4}{6\pi c^4 m^2} \int E^2 dl,$$

donde se ha reemplazado la variable  $t$  por el espesor de la onda  $l$ . La integral que figura en el segundo miembro es la energía contenida en la onda primitiva, por unidad de superficie; así es que, designándola por  $W$  y admitiendo que existan  $N$  electrones en la unidad de volumen del radiador, la energía total dispersa por dicho volumen será, en definitiva,

$$S = \frac{N e^4}{6\pi c^4 m^2} W.$$

La primera consecuencia que de esta fórmula deriva es la independencia de la fracción de energía dispersa por el radiador, respecto de las cualidades del haz primario. En primera aproximación, Barkla <sup>45</sup> ha comprobado este hecho, tanto directamente, midiendo la energía dispersa para rayos de dureza muy distinta, como indirectamente, comparando el haz primitivo con los dispersos en diferentes direcciones: la composición de ambos era siempre la misma. Es evidente, después de lo que hemos dicho anteriormente (§ 30), que esta consecuencia de la fórmula anterior no puede ser más que aproximada, y que, desde luego, no ha de cumplirse para los rayos  $\gamma$ .

Si, por el contrario, se comparan las fracciones de energía dispersas por diferentes radiadores, los rayos X y  $\gamma$  se comportan de la misma manera. Barkla <sup>45</sup>, para los primeros, y Florance <sup>48</sup> y Gray <sup>49</sup> para los segundos, han demostrado cumplidamente que radiadores de igual masa, por unidad de superficie, dispersan exactamente la misma fracción de energía. O, de otro modo, el número de electrones es proporcional al peso atómico, puesto que la fórmula anterior nos dice que aquella cantidad de energía es proporcional á  $N$ . De otra parte, afirmar que la masa por unidad de superficie es la misma, equivale á decir que el producto,  $\nu A$ , del número de átomos  $\nu$  en la lámina por el peso atómico  $A$ , ha de ser constante y, por tanto, si  $\nu$  se mantiene invariable,  $\frac{S}{W}$  será proporcional á  $A$  ó, lo que es lo mismo,

$$\frac{N}{A} = \text{const.}$$

Era interesante calcular el valor numérico de esta relación, y Barkla <sup>46</sup> lo efectuó, hallando que es aproximadamente  $\frac{1}{2}$ ; esto es, *el número de electrones en un átomo es sensiblemente igual á la mitad de su masa.*

Conviene citar aquí una anomalía inexplicable que presentan los rayos X, y que no existe en los  $\gamma$ . Para que lo dicho anteriormente sea exacto, es indispensable que se trate de cuerpos cuyo peso atómico no exceda al del azufre. En los elementos más pesados la energía dispersa es mayor de lo que corresponde á la ley anterior, alcanzando en la plata, por ejemplo, el séxtuplo del valor normal.

**33. Radiación característica.**— Cuando se va aumentando la dureza del haz de rayos X que llega á un cuerpo, empleado como radiador, para estudiar la radiación secundaria que de él procede, se observa que, mientras aquella dureza no alcanza un cierto límite, los rayos secundarios obedecen á las leyes que acabamos de reseñar y, por tanto, son los mismos rayos primarios dispersos por el radiador. Pero en cuanto este límite se rebasa, surge una nueva radiación mucho más abundante que la anterior, pues su intensidad es un centenar de veces mayor. Se le ha llamado *radiación Röntgen característica*, ó también *radiación Röntgen fluorescente*, nombres que aluden á sus propiedades específicas, según veremos en el momento oportuno; y su descubrimiento y estudio se debe á Barkla y sus colaboradores, de entre los cuales merece especial mención Sadler. El primero ha publicado una Memoria <sup>62</sup> de conjunto de sus trabajos, á la cual principalmente nos referimos, salvo indicación en contrario. En esta publicación Barkla prefiere la segunda denominación para esta radiación, porque ello convenía mejor al estado del asunto en aquella época; pero, como veremos más adelante, es preferible designarles con el primero.

La propiedad que más inmediatamente choca en la radiación característica, por distinguirla claramente de la radiación dispersa, y aun del haz de rayos primarios, es su homogeneidad. La homogeneidad de los rayos X se reconocía en la época en que estos trabajos se efectuaron, y aún hoy constituye el método más sencillo de realizarlo, estudiando la absorción de los rayos por láminas de aluminio de espesores diferentes: si los rayos son todos de la misma naturaleza, entre la masa de metal atravesado y la intensidad, existe la relación  $I = I_0 e^{-m\lambda m}$ ; de suerte que, construyendo una curva con  $m$  por

---

<sup>62</sup> C. G. Barkla: «The Spectra of the Fluorescent Rontgen Radiations», *Phil. Mag.*, **22**, 396, 1911.

abscisas y  $\log I$  para ordenadas, se obtendrá una recta de coeficiente angular  $\lambda_m$ . Cuando, por el contrario, el haz es heterogéneo, la relación aludida es una suma de exponenciales y la línea en cuestión no puede ser recta.

Utilizando este método, reconocieron Barkla y Sadler la homogeneidad de la radiación característica, que contrasta con la heterogeneidad manifiesta de los rayos primarios y, por ende, de los dispersos. También, á diferencia de lo que ocurre con estos últimos, la radiación característica se distribuye uniformemente alrededor del radiador, indicando que las ondas que la integran no proceden directamente de los rayos primarios, sino que estos últimos obran como meros exitadores. Por último, tampoco manifiestan polarización sensible.

Si se estudia la radiación característica emitida por los elementos comprendidos entre la plata y el cerio, se reconoce inmediatamente la existencia de dos radiaciones homogéneas superpuestas, cuya dureza es muy diferente y que, por tanto, son fácilmente separables. Para los restantes elementos existe una radiación única. Se comprende el interés que ofrece realizar el estudio comparativo de las radiaciones correspondientes á los distintos elementos, en función de sus pesos atómicos. En las gráficas de la *figura 33* van señalados con un círculo y un triángulo, respectivamente, los resultados obtenidos en esta vía, tanto por Barkla y Sadler, como por Chapman <sup>63</sup>, á quien se debe el análisis de la radiación de los elementos más pesados.

Salta á la vista que las radiaciones se agrupan en dos series, en las cuales el coeficiente  $\lambda_m$ , para el aluminio, es función continua y decreciente del peso atómico. Desde luego, parece una inducción, no ya lógica, sino casi inevitable, de los resultados experimentales, el que todos los elementos poseen, por lo menos, dos radiaciones características; siquiera para los elementos de peso atómico inferior á la plata, la más blanda ( $L$ ) es de tal manera absorbible, que no ha podido ser reconocida con los procedimientos puestos en práctica por los físicos mencionados. Por el contrario, para los elementos de peso atómico superior al cerio, es la radiación más dura ( $K$ ), la que escapa á la observación. Además, era bien presumible la existencia de otras series, y por ello Barkla empleó para la designación de aquéllas las letras  $K$  y  $L$ , que pueden servir de fundamento á una notación más completa.

La posibilidad de estas nuevas series, de mayor dureza que la  $K$ , es

---

<sup>63</sup> J. C. Chapman: «Flourescent Röntgen Radiation from Elements of High Atomic Weight», *Proc. of the R. Soc., (A.)*, **86**, 439, 1912.

hoy una realidad, pues Laub <sup>64</sup> ha demostrado recientemente la existencia para el Fe, Cu, Zn, Pt y Pb de radiaciones, cuyos valores de  $\lambda_m$  son 43,8; 23,8; 18,5 y 5,6; 21,5 y 7,2, y 16,2, y aun, para el C y el S, radiaciones de dureza tal,  $\lambda_m = 0,37$  y  $\lambda_m = 0,21$ , que las  $\lambda_m$  son comparables á los rayos  $\gamma$ . Evidentemente, ninguna de estas radiaciones forman parte de las *K* y *L*, ni tampoco una serie nueva única. Las correspondientes al Fe, Cu y Zn se agrupan por bajo de la serie *K* y próximas á ella, y las del Pt y Pb ocupan una situación análoga respecto de la *L*. En cuanto á las del C y S, son ejemplo evidente de una nueva serie que podríamos llamar *H*. En la gráfica no figuran estas radiaciones, por haber llegado estos números á nuestro conocimiento posteriormente á su construcción, pero los puntos relativos á las radiaciones  $\gamma$ , sobre las cuales insistiremos más adelante, constituyen un caso análogo.

Desde los primeros experimentos hubo de verse que las radiaciones características lo son del átomo, sea cual fuere la combinación en que se encuentre, ó el estado físico y temperatura del cuerpo que integre, pero corresponde á Chapman y Guest <sup>65</sup> el mérito de haberlo demostrado cuantitativamente, comparando la intensidad de estas radiaciones, procedentes del cloruro y nitrato de estroncio, y del estaño metálico y el nitrato del mismo metal. Tal circunstancia, propia de todo lo que afecta á las relaciones de la materia para con los rayos X, facilita enormemente este género de trabajos.

**34.** Es notorio el interés teórico que ofrece averiguar qué relación puede existir entre las dos radiaciones *K* y *L*, emitidas por un mismo elemento; ó entre los elementos que emiten *radiaciones iguales*, si bien correspondientes á diferente serie. De otra manera: relación entre los valores de  $\lambda_m$  correspondientes al mismo de *A* (peso atómico), y entre los de *A* que corresponden á la misma  $\lambda_m$ . El primer problema no puede abordarse sin un conocimiento más perfecto del mecanismo de la absorción, pues es evidente que  $\lambda_m$  ha de depender tanto de la naturaleza de la radiación como de la del cuerpo absorbente, siquiera éste sea siempre el aluminio, según hemos ya advertido.

En cuanto al segundo, conviene, antes de exponer los resultados que en su estudio se han logrado, insistir un poco sobre las palabras subrayadas en el párrafo anterior. La naturaleza de la radiación *X* se

---

<sup>64</sup> J. Laub: «Über die durch Röntgenstrahlen erzeugten Strahlen», *Ann. des Phys.*, **46**, 785, 1915.

<sup>65</sup> J. C. Chapman y E. D. Guest: «The Intensity of Secondary Homogeneous Röntgen Radiation from Compounds», *Proc. of the Camb. Phil. Soc.*, **16**, 136, 1911.

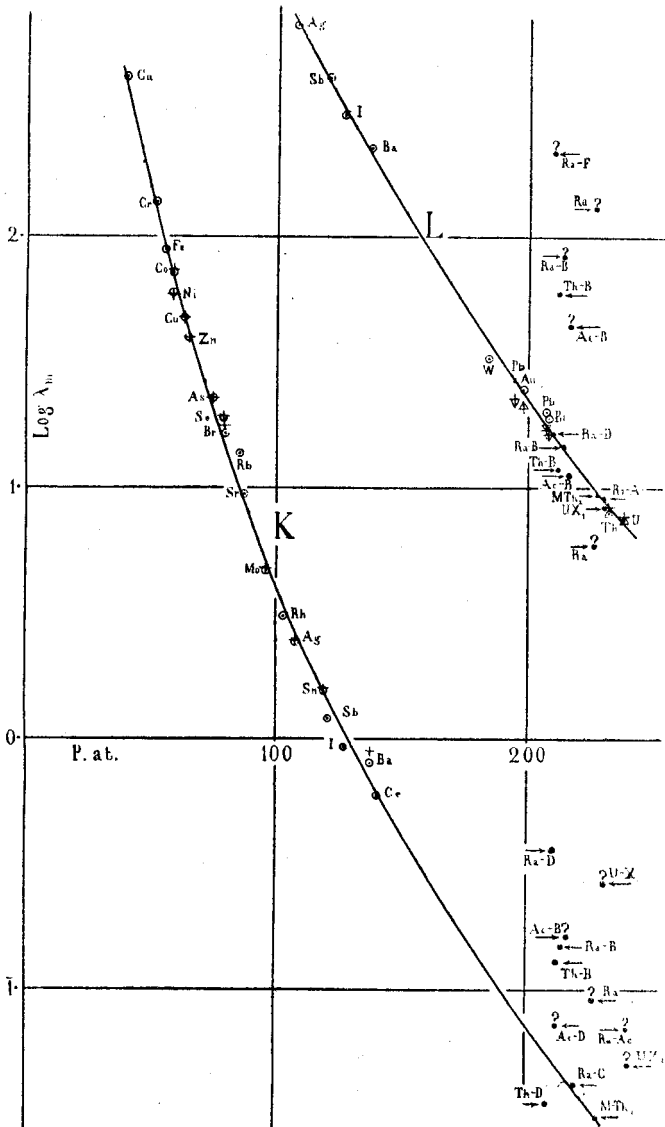


FIG. 33.

define en lo que llevamos dicho por el valor de  $\lambda_m$  para el aluminio, y nada nos prueba *à priori* que, en efecto, dos radiaciones igualmente absorbidas por dicho metal sean completamente idénticas. Esta identidad ha sido demostrada por Chapman <sup>66</sup>, estudiando la absorción en diferentes metales, el poder ionizante y la excitación de rayos  $\beta$ , correspondientes á radiaciones de los dos grupos. Las radiaciones características del bromo (*grupo K*) y del bismuto (*grupo L*), cuyos coeficientes  $\lambda_m$  en el aluminio, 16,3 y 16,1, son iguales, dentro de los errores experimentales, fueron elegidas para dicho fin, y los resultados obtenidos se consignan en el siguiente cuadro:

	Br ( <i>grupo K</i> ).	Bi ( <i>grupo L</i> ).
$\lambda_m$ en el Al.....	16,3	16,1
— Cu.....	128,5	126,7
— Ag.....	75,4	72,9
Int. de rayos $\beta$ del Cu.....	59 *	56 *
— W.....	39 *	41 *
Ionización en		
Ionización en el aire	11,2	11,0
Ionización en el bromuro de etilo		
Ionización en el aire	7,9	8,2

\* Expresa la ionización determinada en el aire por los rayos  $\beta$ , engendrados por un haz de rayos característicos, que producen en el mismo gas una ionización igual á 100.

Podemos, por consiguiente, afirmar la identidad de dos radiaciones *K* y *L* de igual ordenada en la gráfica de la *figura 33*. Así, pues, una relación establecida entre las abscisas correspondientes, que son los pesos atómicos de los elementos que las emiten, expresará una ley de sentido físico perfectamente definido. Whiddington <sup>67</sup> primero y poco más tarde Chapman <sup>63</sup>, señalaron la existencia de la relación

$$A_K = \frac{1}{2} (A_L - C),$$

donde *C* es una constante á que el primero de los físicos asignaba el valor 50, y el segundo, 48. Esta fórmula es una primera indicación de otras más interesantes que analizaré más adelante.

**35.** Decía más arriba (§ **33**), que la radiación característica de un metal se produce en cuanto la dureza de los rayos primarios alcanza un

<sup>66</sup> J. C. Chapman: «A Comparison of the Spectra of Fluorescent Röntgen Radiations», *Proc. of the R. Soc.*, (A), **88**, 24, 1912.

<sup>67</sup> R. Whiddington: «Characteristic Röntgen Radiations», *Nature* **88**, 143 1911.

cierto límite. Este límite es precisamente la dureza de los rayos homogéneos procedentes del cuerpo; de tal suerte que, empleando como radiación exitante la característica de un elemento, se obtienen con ella las de todos los elementos de peso atómico inferior, dentro de la misma serie, pero nunca las que corresponden á elementos más pesados. Así, utilizando como radiación primaria la del Cu, se pueden excitar las del Fe, Co y Ni, pero no las del Zn, As, Se, etc. Claro es, cuando un mismo elemento puede emitir dos radiaciones, una de las cuales es más blanda que la utilizada como exitante, se produce esta última. Tal ocurre con la Ag y Sb, por ejemplo, cuando los rayos primarios proceden del Cu. En una palabra, en la emisión de las radiaciones características se cumple una ley análoga á la de Stockes para la fluorescencia ordinaria, y de aquí, juntamente con la semejanza en el modo de producción, el nombre preferido por Barkla. Pero, según veremos en seguida, cualquier procedimiento que permita perturbar de manera suficientemente profunda al átomo, puede provocar la emisión de dichas radiaciones, circunstancia que hace más propio el nombre aquí adoptado.

Una vez pasado el límite de dureza necesario para excitar la radiación característica, ésta se produce siempre, y cabe preguntarse cuál pueda ser la ley de variación de su *intensidad* á partir de dicho punto. Este problema se ha planteado de dos maneras diferentes: Barkla y Sadler han estudiado el cambio de intensidad de los rayos característicos, en función de la dureza de los rayos primarios, hallando que aquélla pasa por un máximo, que alcanza muy rápidamente, para disminuir luego; en tanto que Whiddington <sup>68</sup> ha establecido su relación con  $v^4$ , siendo  $v$  la velocidad de los rayos catódicos que engendran el haz de rayos X primitivo. La curva de la *figura 34* correspondiente al Cu es típica de los resultados obtenidos por este autor. En ella se distingue una primera porción, que corresponde á la radiación dispersa y, á partir del punto *b*, una recta; la prolongación de esta parte hasta el eje de las abscisas, da la velocidad crítica  $v_c$  de las partículas catódicas que engendran los rayos X capaces de excitar la radiación característica. En el siguiente cuadro están contenidos estos valores de  $v_c$  para algunos elementos, y se observa fácilmente la existencia de una proporcionalidad aproximada con el peso atómico. Además, la última columna, que contiene los coeficientes angulares de las rectas, medidos en unidades arbitrarias, demuestra que la intensidad de la ra-

---

<sup>68</sup> R. Whiddington: «The Production of Characteristic Röntgen Radiations», *Proc. of the R. Soc., (A.)*, **85**, 323, 1911.

diación característica, para una misma radiación primaria, crece con el peso atómico.

	Peso atómico.	$v_c \times 10^{-9}$	$m$
Al.....	27,0	2,06	—
Cr.....	52,5	5,09	10,0
Fe.....	56,0	5,83	30,0
Ni.....	58,6	6,17	46,5
Cu.....	63,2	6,26	59,1
Zn.....	65,1	6,32	72,7
Se.....	78,9	7,38	91,0

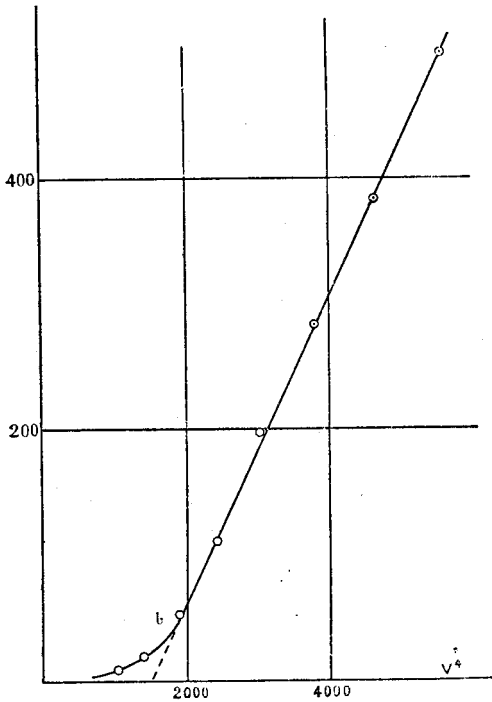


Fig. 34.

La proporcionalidad de la radiación característica á  $v^4$  demuestra que se cumple igual relación entre la energía de los rayos primarios y la correspondiente á los característicos, pues Whiddington comprueba, de acuerdo con una predicción teórica anterior de J. J. Thomson, que



esta última es proporcional á aquella potencia de  $v$ . Más adelante hemos de insistir sobre esta interesante ley.

**36.** ¿Pueden las radiaciones características ser provocadas por otro medio que la acción de los rayos X? Prescindiendo del caso de excitación por rayos  $\gamma$ , que parece lógica consecuencia de su identidad de naturaleza con los X, y que ha sido comprobada por Gray <sup>69</sup> en la plata, el estaño, el bario y el cerio, y en el plomo por Florance, los procedimientos que parecen más adecuados para tal fin son, las partículas electrizadas que constituyen los rayos catódicos, y los  $\beta$  y  $\alpha$ . Ya Kaye <sup>70</sup> demostró que los rayos X procedentes del anticátodo de un tubo Röntgen contienen una gran cantidad de la radiación característica del metal que le forma, pero Barkla y Sadler lo interpretaron como una transformación secundaria, suponiendo que los rayos primarios provocan en el propio anticátodo la emisión de los característicos; en vista de lo cual, Beatty <sup>71</sup> se propuso la resolución directa del problema. Para este fin utilizó dos anticátodos de cobre de dimensiones idénticas, uno de los cuales estaba recubierto de una hoja de aluminio sumamente delgada (0,0003 cm.). En el anticátodo de Cu desnudo, el haz de rayos X podía contener radiación característica, producida directamente por los rayos catódicos é indirectamente por los rayos X primitivos; pero en el cátodo cubierto únicamente podían engendrarse los de la última clase. Si, pues, la radiación característica es provocada directamente, con el anticátodo desnudo debe lograrse una intensidad mayor que con el recubierto por la hoja de aluminio; esto fué lo que la experiencia demostró de manera concluyente.

Así, cuando las partículas catódicas encuentran los átomos de un elemento pueden provocar la emisión de dos clases de rayos X: unos que Beatty llamó radiación independiente, porque su intensidad y propiedades son función exclusiva de la velocidad de los electrones y la rapidez de su detención, y la característica del átomo. Esta última no aparece hasta que aquella velocidad excede de un cierto valor crítico, precisamente igual al determinado por Whiddington, y aunque su energía crece con dicha velocidad, su dureza no cambia. Pero, además, demostró Beatty que la aparición de esta radiación no va acompañada por disminución alguna en la *independiente*, lo cual sugiere que el meca-

---

<sup>69</sup> J. A. Gray: «The Similarity in Nature of X-and Primary  $\gamma$ -Rays», *Proc. of the R. Soc.*, (A.), **87**, 489, 1912.

<sup>70</sup> Kaye: *Phil. Trans.*, (A.), **209**, 123, 1909.

<sup>71</sup> R. T. Beatty: «The Direct Production of Characteristic Röntgen Radiations by Cathode Particles», *Proc. of the R. Soc.*, (A.), **87**, 511, 1912.

nismo encargado de su producción no tiene nada de común con el que emite esta última.

Es evidente, que la capacidad de provocar la emisión de las radiaciones características, han de compartirla con los rayos catódicos los  $\beta$  y aun poseerla en mayor grado, puesto que es la misma su naturaleza. Sin embargo, la experimentación no es tan sencilla como para los primeros, á causa de que todo cuerpo que emite rayos  $\beta$  también posee una radiación  $\gamma$ , que puede mezclarse con la característica que se desea estudiar; esta dificultad se hace ya sensible al comprobar la producción de rayos X independientes, adoptando la nomenclatura de Beatty, no obstante lo cual Gray <sup>72</sup>, Chadwick <sup>73</sup> y Starke <sup>74</sup> lograron ponerle en evidencia. Richardson <sup>75</sup> ha sido el primero que ha conseguido demostrar la exactitud de aquella predicción, por una técnica cuidadosa que no hemos de describir, y con la cual ha podido medir los valores de  $\lambda_m$  para las radiaciones características de ambas series, correspondientes á diferentes metales. Los puntos marcados con una cruz en la *figura 33* se refieren á este trabajo. La posibilidad de excitar los rayos característicos mediante los  $\beta$  tiene una enorme importancia, porque permite vislumbrar el origen de la conexión necesaria entre las radiaciones  $\beta$  y  $\gamma$  de las substancias radiactivas, según veremos más adelante.

En cuanto á la posibilidad de que los rayos  $\alpha$  sean también capaces de excitar la emisión de radiaciones características, únicamente puede considerarse hoy como un problema planteado y no resuelto. Aquí, las dificultades de que hablaba al referirme á los rayos  $\beta$  se acrece enormemente por dos razones: 1.<sup>a</sup>, porque, á más de los rayos  $\gamma$  primarios, es menester eliminar el efecto perturbador de los  $\beta$ , y 2.<sup>a</sup>, porque la radiación que procede de la acción de una partícula  $\alpha$ , debe ser mucho más blanda que la correspondiente á los  $\beta$ , como se comprueba recordando lo que dijimos (§ 1) respecto de los rayos X provocados por los positivos. Sin embargo, Chadwick <sup>76</sup> primero, y Russell y Chadwick <sup>77</sup> últimamente, han logrado demostrar la existencia

---

<sup>72</sup> A. J. Gray: «Secondary  $\gamma$ -Rays produced by  $\beta$ -Rays», *Proc. of the R. Soc., (A.)*, **85**, 131, 1911.

<sup>73</sup> J. Chadwick: «The  $\gamma$ -Rays excited by the  $\beta$ -Rays of Radium», *Phil. Mag.*, **24**, 594, 1912.

<sup>74</sup> H. Starke; «Versuche sur Erregung von  $\gamma$  Strahlen durch  $\beta$ -Strahlen», *Phys. Zeitsch.*, **14**, 1035, 1913.

<sup>75</sup> H. Richardson: «The Excitation of  $\gamma$  Rays by  $\beta$ -Rays», *Proc. of the R. Soc., (A.)*, **90**, 521, 1914.

<sup>76</sup> J. Chadwick: «The Excitation of  $\gamma$ -Rays by  $\alpha$ -Rays», *Phil. Mag.*, **25**, 193, 1913.

<sup>77</sup> A. S. Russell y J. Chadwick: «The  $\gamma$ -Rays of Polonium, Radium and Radioactinium», *Phil. Mag.*, **27**, 112, 1914.

de una radiación X excitada por las partículas  $\alpha$ . En particular, cuando estas últimas proceden del polonio y actúan sobre el cobre, los rayos X obtenidos tienen un coeficiente  $\lambda_m$  para el aluminio igual á 1300, aproximadamente, y los dos físicos últimamente citados sospechan pueda tratarse de la radiación característica del Cu perteneciente á la serie L. No obstante, si se admite que la ley de variación de  $\lambda_m$  con el peso atómico, para dicha serie, se conserva hasta dicho límite, el valor de  $\lambda_m$  que le correspondería sería mucho mayor, no lejos de 5.000.

**37.** De lo dicho en los párrafos anteriores resulta que cada elemento, por lo menos aquéllos cuyo peso atómico excede al del Al, emite una ó más radiaciones X características, cuando se las excita con otros rayos X de dureza superior, ó con partículas catódicas  $\beta$  ó  $\alpha$ , cuya energía excede un cierto límite. Pero es sabido que la ruptura de los átomos radiactivos se denuncia, precisamente, por la emisión de partículas  $\alpha$  ó  $\beta$  acompañadas por rayos  $\gamma$ , que son fácilmente observables cuando corresponden á las  $\beta$ , y muy blandos y poco intensos si á las  $\alpha$ , tanto que fueron desconocidos hasta estos últimos años, en que Chadwick y Russell <sup>78</sup> los descubrieron para el ionio, radiotorio, polonio, radio y radiactinio, elementos de los cuales se conocía su radiación  $\alpha$ . Ciertamente que los mismos físicos demuestran la presencia simultánea de rayos  $\beta$ , pero, por lo menos en alguno de ellos (ionio) la intensidad de estos últimos es demasiado pequeña para que sea atribuible á ellos la totalidad de los  $\gamma$ .

En estos términos la cuestión, surge lógicamente el siguiente problema: ¿los rayos  $\gamma$  de los elementos radiactivos son radiaciones características de estos elementos? Rutherford <sup>79</sup>, que fué el primero en formular esta pregunta, sugirió su respuesta afirmativa, tanto más probable cuanto que, en general, los rayos  $\gamma$  de los diferentes elementos, ó son homogéneos ó están formados por un conjunto de rayos homogéneos. Para comprobar esta hipótesis, Rutherford y Richardson <sup>80</sup> han emprendido el análisis de los rayos  $\gamma$  de la mayoría de los elementos radiactivos, cuyo trabajo se completa con los realizados simultánea ó pos-

---

<sup>78</sup> J. Chadwick y A. S. Russell: «The Excitation of  $\gamma$ -Rays by the  $\alpha$ -Rays of Ionium and Radiothorium», *Proc. of the R. Soc. (A)*, **88**, 217.

<sup>79</sup> E. Rutherford: «The origin of  $\beta$  and  $\gamma$ -Rays from Radioactive Substances», *Phil. Mag.*, **24**, 1912.

<sup>80</sup> E. Rutherford y H. Richardson: «The Analysis of the Gamma Rays from Radium B and Radium C», *Phil. Mag.*, **25**, 722; «Analysis of the  $\gamma$ -Rays from Radium D and Radium E», *Phil. Mag.*, **26**, 324; «Analysis of the  $\gamma$ -Rays of the Thorium and Actinium Products», **26**, 937, 1913.

teriormente por el propio Richardson <sup>81</sup> y por Chadwick <sup>76</sup> y Russell <sup>77</sup>. Los resultados obtenidos se resumen en el siguiente cuadro:

	Peso atómico.	Radiaciones.	$\lambda_m$ para Al de rayos $\gamma$ .
SERIE DE URANIO.			
Uranio 1.....	238,5	$\alpha$	
↓			
Uranio X <sub>1</sub> .....	230,5	$\beta - \gamma$	$\left\{ \begin{array}{l} 8,32 \\ 0,27 \end{array} \right.$
↓			
Uranio X <sub>2</sub> .....	230,5	$\beta - \gamma$	0,051
↓			
Uranio 2.....	234,5	$\alpha$	
↓			
Ionio.....	230,5	$\alpha - \beta - \gamma$	$\left\{ \begin{array}{l} 147 \\ 3,0 \\ 0,055 \end{array} \right.$
↓			
Radio.....	226,5	$\alpha - \beta - \gamma$	$\left\{ \begin{array}{l} 130 \\ 6 \\ 0,09 \end{array} \right.$

SERIE DEL RADIO.			
Radiemanación.....	222	$\alpha$	
↓			
Radio A.....	218	$\alpha$	
↓			
Radio B.....	214	$\beta + \gamma$	$\left\{ \begin{array}{l} 85 \\ 14,7 \\ 0,188 \end{array} \right.$
↓			
Radio C.....	214	$\alpha + \beta + \gamma$	0,0424
↓			
Radio C <sub>2</sub> .....	—	$\beta$	
↓			
Radio D.....	210	$\beta + \gamma$	$\left\{ \begin{array}{l} 16,5 \\ 0,36 \end{array} \right.$
↓			
Radio E.....	210	$\beta + \gamma$	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Análogos á los ante-} \\ \text{riores, pero muy dé-} \\ \text{biles.} \end{array} \right.$
↓			
Radio F (polonio).....	210	$\alpha + \beta + \gamma$	215

<sup>81</sup> H. Richardson: «Analysis of the  $\gamma$ -Rays from the Uranium Products». *Phil. Mag.*, 27, 252, 1914.

Peso atómico.	Radiaciones.	$\lambda_m$ para Al de rayos $\gamma$ .
------------------	--------------	---

SERIE DEL ACTINIO.

Uranio X <sub>1</sub> .....			
↓ ?			
Actinio.....	230 ?		
↓			
Radiactinio.....	230 ?	$\alpha + \beta + \gamma$ {	9,2 0,070
↓			
Actinio X.....	226 ?	$\alpha$	
↓			
Actiniemanación.....	224 ?	$\alpha$	
↓			
Actinio A.....	220 ?	$\alpha$	
↓			
Actinio B.....	216 ?	$\beta + \gamma$ {	44 11,4 0,165
↓			
Actinio C.....	216 ?	$\alpha$	
↓			
Actinio D.....	212 ?	$\beta + \gamma$	0,073

SERIE DEL TORIO.

Torio.....	232	$\alpha$	
↓			
Mesotorio I.....	228		
↓			
Mesotorio 2.....	228	$\beta + \gamma$ {	9,5 0,031
↓			
Raditorio.....	228	$\alpha$	
↓			
Torio X.....	224	$\alpha + \beta + \gamma$	
↓			
Toriemanación.....	220	$\alpha$	
↓			
Torio A.....	216	$\alpha$	
↓			
Torio B.....	212	$\beta + \gamma$ {	59 11,8 0,13
↓			
Torio C.....	212	$\alpha + \beta$	
↓			
Torie C <sub>2</sub> .....	212	$\alpha$	
↓			
Torio D.....	208	$\beta + \gamma$	0,035

En la *figura 33* se señalan con una flecha los puntos que corresponden á cada una de las anteriores radiaciones, acompañando con un interrogante aquéllos cuya situación es dudosa, bien por serlo el valor de  $\lambda_m$ , ya porque el peso atómico no está bien comprobado (serie del Ac). Los rayos  $\gamma$  de los diferentes elementos radiactivos se clasifican claramente en cuatro grupos: dos que corresponden á las series *L* y *K*, y otros dos evidentemente fuera de las mismas. Respecto de los agrupados en la serie *L*, la duda es imposible, pues la separación de la curva para cada uno de ellos no excede de las correspondientes á los restantes elementos; nótese, además, que para el actinio constituye una comprobación de su peso atómico probable. Los rayos asignados á la serie *K* ofrecen un interés grandísimo por hallarse bastante alejados de los que había sido posible observar en los elementos ordinarios; pero no parece posible dudar de la justeza de su clasificación, principalmente habida cuenta de las dificultades con que los valores de  $\lambda_m$  se han podido fijar.

Los otros dos conjuntos de rayos corresponden, según se ve, á durezas inferiores á la serie *L*, ó comprendidas entre las *K* y *L*. Es difícil saber si cada uno de estos grupos definen una sola nueva serie ó más de una, por el escaso intervalo de pesos atómicos que cubren. Concretándonos á la primera de las señaladas, es notable que los diferentes puntos aparezcan situados sobre una recta casi vertical, de donde se deduce fácilmente que, de formar una serie, no se encuentra relacionada con las anteriores por una expresión análoga á la obtenida por Widdington.

Pero sea de esto lo que fuere, es evidente que las series *K* y *L*, en la forma establecida por Barkla, únicamente pueden considerarse como una primera aproximación de leyes mejor definidas, que no se han podido descubrir hasta que ha sido posible medir las longitudes de onda de estas radiaciones.

**38.** *Medida de las longitudes de onda de los rayos X.*—En varias ocasiones he dicho anteriormente que la ecuación [3] puede utilizarse en la medida de las longitudes de onda, en cuanto sea conocida la estructura de los cristales empleados para difractar el haz de rayos. En algunos, al menos, de los analizados anteriormente (§ 26), como ocurre con el diamante, no parece probable que futuros estudios puedan alterar la constitución asignada y, por consiguiente, aquella medida ofrece garantías de exactitud. Claro es que el tema más interesante para este orden de investigaciones fué el estudio de la longitud de onda de las radiaciones características de los diferentes elementos, pues nadie dudó de que dichas radiaciones fuesen una verdadera prolongación

del espectro luminoso del átomo, del lado ultravioleta. Las cúspides *A*, *B*, *C* de la *figura 14* son representación de esta radiación característica en el caso del platino, exitada por los rayos catódicos (§ 15), y con su auxilio, ó el de las correspondientes á otros metales, se ha efectuado el estudio de la estructura cristalina.

Y aparece tanto más interesante este nuevo método de analizar las radiaciones características, cuanto que desde el primer momento hubo de reconocerse que su homogeneidad, demostrada por la penetración en el aluminio, es aparente, puesto que las tres cúspides de la *figura 14*, que Moseley y Darwin<sup>22</sup> elevaron á cinco, y que aún veremos es de mayor complicación, integran la radiación *L* de dicho elemento.

El grado de precisión que puede lograrse para  $\lambda$  depende, evidentemente, de aquélla con que se ejecute la medida de  $\varphi$  y del grado de seguridad que pueda lograrse en la determinación de  $d$ . Comenzando por esto último, recordemos que la longitud  $a$  de la arista del cubo fundamental, se obtiene igualando la masa de dicho cubo,  $a^3\rho$ , deducida de su densidad  $\rho$ , á la suma de las masas de los átomos en él contenidos,  $nm$ . De los dos factores de este último producto, el número  $n$  de átomos se fija por el conocimiento de la estructura del cristal, y la masa se calcula dividiendo el peso atómico  $A$  por la constante de Avogadro,  $N$ .

Así, pues,

$$a = \sqrt[3]{\frac{nA}{\rho N}};$$

$d$  se deduce de  $a$ , multiplicándole por un factor numérico, que depende de la posición del sistema de los planos reflectores respecto de las aristas del cubo.

De todos los factores que figuran en este radical es  $N$  el que ofrece menores garantías de precisión. La inseguridad de su valor puede evaluarse en algunas unidades por ciento, de suerte que  $a$  lleva envuelto un error que, seguramente, es un poco superior al 1<sup>o</sup>/<sub>10</sub>. Tal es, por ende, el límite de la exactitud con que nos es dado conocer las longitudes de onda de los rayos X, en valor absoluto, y probablemente en mucho tiempo, apenas si será dado ganar un orden más de magnitud.

Más interesante que aumentar la precisión de los valores absolutos de  $\lambda$  es mejorar cuanto sea posible el conocimiento de sus valores relativos, puesto que las leyes que puedan ligar las diferentes rayas de un elemento, ó las homólogas en los distintos elementos, dependen

de dichos valores relativos, mientras que los absolutos únicamente serán indispensables para establecer relaciones precisas entre este género de espectros y los luminosos, problema aún muy alejado del actual dominio de la ciencia. De aquí que los esfuerzos de los especialistas se hayan dirigido á mejorar las condiciones de la observación, para lograr el mayor grado de precisión en este sentido.

Ello depende fundamentalmente de la medida de  $\varphi$ . Concretándose por ahora al método eléctrico (§ 14), es evidente que la mejor determinación de  $\varphi$  correrá parejas con el mayor estrechamiento de la curva de la *figura 13*, porque, de esta suerte, quedará mejor definida la abscisa de su máximo. Es bien claro que el referido estrechamiento de la curva tiene un límite teórico, puesto que, en todo caso, las rayas espectrales no responden á un valor único de  $\lambda$ , sino á un dominio de ancho  $\delta\lambda$ , perfectamente determinado por las circunstancias físicas en que los átomos se encuentran (temperatura del medio, campos eléctricos ó magnéticos que sobre ellos actúan en todo caso, etcétera); pero en la observación de los rayos X nos hallamos aún sumamente alejados de dicho límite teórico, principalmente por la intervención de dos causas de error inherentes á los métodos en uso: la falta de paralelismo de los rayos y la irregularidad de las caras de los cristales. La primera se disminuye reduciendo la abertura del haz mediante el empleo de rendijas muy estrechas; pero ello agrava la influencia de la segunda, que á su vez amengua su influjo dando al cristal un movimiento alternativo de giro á un lado y otro de la posición teórica.

Se debe á W. H. Bragg<sup>24,82</sup> el perfeccionamiento de este método y los mejores resultados por él logrados. De entre ellos mencionaremos exclusivamente la medida de la longitud de onda de la raya más intensa del  $R\lambda$ , ejecutada utilizando el conjunto de planos (111) de un diamante y de un cristal de carbonato cálcico. Admitiendo para la constitución de ambos cristales la descrita anteriormente (§ 26), y asignando á  $N$  el valor  $61,0 \times 10^{22}$ , obtiene los valores

$$\begin{aligned} \lambda &= 0,614 \times 10^{-8} \text{ cm. con el C} \\ \lambda &= 0,613 \qquad \qquad \qquad \text{con el CO}_3\text{Ca;} \end{aligned}$$

cuya concordancia es una de las más brillantes comprobaciones de la estructura de los repetidos cuerpos.

**39.** *Espectrografía de los rayos X y  $\gamma$ .*— El método eléctrico no

<sup>82</sup> W. H. Bragg: «The Relation between certain X-rays Wave-lengths and their Absorption Coefficients», *Phil. Mag.*, **20**, 407, 1915.



es el único para acusar la presencia de rayos reflejados por el cristal. Puede utilizarse también una placa fotográfica (§ 14); procedimiento que, seguramente, suministra peores resultados cuando se pretende, fundamentalmente, la medida de la intensidad, pero que, en cambio, es más seguro si lo que se busca es denunciar la existencia de todos los rayos. Claro es que la mera substitución de la cámara de ionización por la placa mejora poco las condiciones, puesto que para cada posición relativa de la rendija y el cristal habrá un solo rayo reflejado; pero Broglie <sup>83</sup>, y Broglie y Lindemann <sup>84</sup>, han descrito por primera vez dos procedimientos operatorios que consienten obtener en una misma placa, y simultáneamente, el registro de la totalidad del espectro.

El primer inconveniente que ofrecen los rayos X para obtener la definición precisa de una raya espectral, es la imposibilidad de producir imágenes definidas, como las que los medios ópticos corrientes suministran en los espectroscopios ordinarios. Pero H. Bragg ha hecho notar que un efecto análogo se logra con el movimiento del cristal reflector. Sea *A*, en la *figura 35*, la porción del anticátodo de donde procede el haz de rayos X, y *S* la ventana que define el pincel cuyo análisis espectrográfico se desea. Dicho pincel será, evidentemente, cónico, según en la figura se representa y, por tanto, sólo una porción del mismo, aquella que hace con la normal el ángulo  $\varphi$ , definido por (3), dará lugar á un rayo reflejado que pasará por el punto *B*, cual si procediera de la imagen *S*, de la ventana respecto del cristal. Pero hagamos girar á éste, pasando de la posición 2 á la 3; distintas porciones del pincel irán incidiendo en el espejo bajo el referido ángulo  $\varphi$ , dando

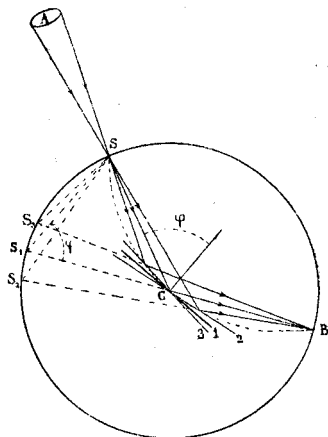


Fig. 35.

<sup>83</sup> M. de Broglie: «Enregistrement photographique continu des spectres des rayons de Röntgen; spectre des tungstène. Influence de l'agitation thermique», *Comp. Rend.*, **157**, 1413, 1913. «La Spectrographie des rayons de Röntgen», *Jour. de Phys.*, **4**, 101, 1914.

<sup>84</sup> M. de Broglie y F. A. Lindemann: «Sur un nouveau procédé permettant d'obtenir très rapidement les spectres des rayons de Röntgen», *Comp. Rend.*, **158**, 944, 1914. M. de Broglie: «Sur les Spectres des rayons Röntgen obtenus au moyen de lames de mica», *Jour. de Phys.*, **4**, 265, 1914.

rayos reflejados que pasarán siempre por  $B$ , cual si procedieran de las sucesivas imágenes de  $S$  respecto de  $C$ , como la simple inspección de la figura pone de manifiesto. De suerte que, en definitiva, tendremos en  $B$  una imagen de  $S$  análoga á la que se hubiese obtenido con un colimador y un objetivo para las radiaciones ordinarias.

Lo mismo puede repetirse para los rayos de las diferentes longitudes de onda, que corresponderán á distintos valores de  $\varphi$ ; de suerte, que en el círculo  $SB$  se irán formando las imágenes de  $S$  suministradas por cada radiación monocromática, si dotamos al cristal de un movimiento de rotación continuo. Si, pues, colocamos á lo largo de dicho círculo una placa fotográfica, se obtiene el espectro completo. En la práctica la longitud del espectro es suficientemente pequeña para que baste una placa plana tangente al círculo.

El movimiento de rotación del cristal conviene que sea alternativo, porque el tiempo necesario para obtener una prueba puede ser muy largo y las condiciones del foco podrían variar de unas rayas á otras. Con tal movimiento estos cambios influyen por igual en todas las rayas. Los mecanismos con cuyo auxilio se logra, automáticamente, este movimiento cambian de un observador á otro, y no merecen me detenga en su descripción. Sí diré que mientras unos, como el propio Broglie y Wagner<sup>85</sup>, hacen girar únicamente el cristal, manteniendo fija la placa, otros, como J. Herweg<sup>86</sup> y E. Rutherford<sup>87</sup>, fijan la placa al cristal, que la transporta consigo. La única diferencia entre ambos casos es que las distancias entre las rayas en este último son la mitad que en el primero.

**40.** En la técnica operatoria anterior el espectrograma es, en realidad, el registro de un proceso que se desarrolla en el tiempo. El segundo procedimiento, á que aludía arriba, debido á Broglie y Lindemann, consiste en utilizar una serie de cristales que forman ángulos diferentes con el haz, y que, por ende, suministran simultáneamente las rayas de las diferentes longitudes de onda. La *figura 36* representa esquemáticamente esta disposición.  $S$  es un haz de rayos paralelos que encuentra una lámina de mica,  $MM$ , arrollada sobre un cilindro. Las distintas porciones del haz caen bajo diferentes ángulos de incidencia sobre la mica, de suerte que los rayos de longitudes de onda corres-

<sup>85</sup> E. Wagner: «Spektral untersuchungen an Röntgenstrahlen», *Ann. der Phys.*, **46**, 868, 1915.

<sup>86</sup> J. Herweg: «Über das Spektrum der Röntgenstrahlen», *Verh. d. D. Phys. Ges.*, **16**, 73, 1914.

<sup>87</sup> E. Rutherford y E. N. da C. Andrade: «The Wave-Length of the Soft  $\gamma$ -Rays from Radium B», *Phil. Mag.*, **27**, 854.

pondientes á los expresados ángulos se reflejarán simultáneamente, impresionando á la placa  $OB$  en puntos diferentes. Se reconoce inmediatamente en la figura que la abscisa  $OB$  de uno de estos rayos será

$$OB = r \operatorname{sen} \varphi + r \cot 2\varphi (1 + \cos \varphi),$$

que para valores grandes de  $\varphi$ , como en la práctica ocurren, se convierte en

$$OB = 2(1 + \pi - 2\varphi).$$

Este método operatorio, empleado también por Rohmann<sup>88</sup>, independientemente de Broglie y Lindemann, es indudablemente menos preciso que el anterior, pero es mucho más rápido.

41. La *figura 37* representa, esquemáticamente, el espectro del platino, según resulta de los fotogramas publicados por Wagner<sup>89</sup>, que presentan estrecha conformidad con los obtenidos con igual método por Broglie<sup>83</sup>. Sirve este caso de muestra de los resultados obtenidos con el método fotográfico.

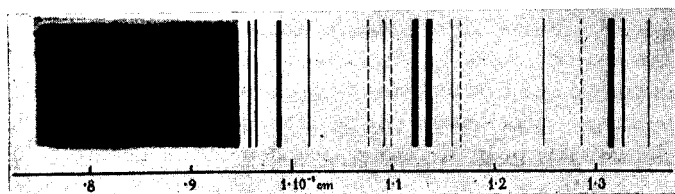


Fig. 37.

En sus líneas generales las particularidades del espectro denunciado por la fotografía coinciden con las registradas por el método eléctrico. A la izquierda de la figura, del lado de las longitudes de onda más pequeñas, existe un espectro continuo que recuerda la llamada reflexión

<sup>88</sup> H. Rohmann: «Ein Röntgenspektroskop», *Phys. Zeits.*, **15**, 560, 1914; «Die Röntgenspektren einiger Metalle», *Phys. Zeits.*, **15**, 715, 1914.

<sup>89</sup> E. Wagner: «Das Röntgenspektrum des Platins», *Phys. Zeits.*, **16**, 30, 1915.

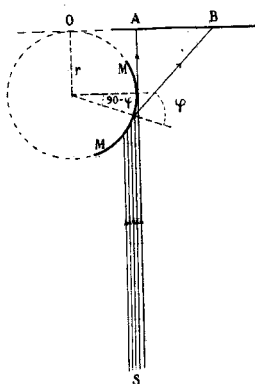


Fig. 36.

general (§ 15); á la derecha el espectro de líneas que corresponde á la reflexión selectiva, cuyas primeras rayas quedan aún dentro de la banda.

En realidad, la estructura del espectro continuo es bastante más complicada de lo que aparece en la figura. En todos los espectrogramas se reconoce la existencia de dos bandas, que comienzan por un borde perfectamente cortado del lado de las mayores longitudes de onda, difuminándose en su extremo opuesto. En la figura adjunta sólo se representa la correspondiente al mayor valor de  $\lambda$ . Es evidente que esta estructura no se parece en nada á lo que era de esperar, en vista de las curvas de Moseley y Darwin; pero, además, los bordes cortados á que hacíamos referencia, tienen longitud de onda *absolutamente independiente* de la naturaleza del anticátodo de donde procede el haz de rayos y de las restantes condiciones del tubo. Ello sugirió á Bragg la presunción de que se trata de un fenómeno propio de la placa: en la emulsión sensible existen Ag y Br que, excitados por las radiaciones de *frecuencia igual ó mayor* á la característica de estos elementos (§ 35), deben emitir estas últimas en el seno mismo de la película y, por ende, impresionarla. Ello explica cumplidamente el borde cortado del lado de las frecuencias bajas; y, además, se confirma teniendo en cuenta que dicho borde corresponde, en efecto, á la longitud de onda característica de los referidos elementos. Se debe á Wagner <sup>85</sup> la demostración completa de la hipótesis de Bragg, no sólo mediante estas medidas, sino por experimentos de absorción que discutiremos más adelante. Según esto, las referidas bandas no son un registro directo de la radiación procedente del tubo, cuya longitud de onda está definida por su posición en la placa, sino de la radiación característica de uno de los cuerpos mencionados (Br en el caso de la figura) excitada por aquélla; se trata, pues, de una especie de refuerzo automático de dicha radiación.

Se ha discutido últimamente por Seemann <sup>90</sup> el carácter continuo de la banda referida; pero Wagner <sup>89</sup> demuestra cumplidamente que las rayas obtenidas por Seemann en substitución de dicha banda dependen de su técnica operatoria, unida á las irregularidades del cristal empleado. En cuanto á las rayas, se reconoce inmediatamente que su número es muy superior al indicado por Moseley y Darwin <sup>22</sup>, que únicamente lograron denunciar cinco. Las enormes diferencias de intensidad acusadas por la fotografía, entre las más débiles, que se señalan

---

<sup>90</sup> H. Seemann: «Das Röntgenspektrum des Platins», *Phys. Zeits.*, **15**, 794, 1914. «Zur Röntgenspektrographie», *Phys. Zeits.*, **15**, 32, 1915.

en la gráfica por líneas de trazos, y las más enérgicas, explica cumplidamente este hecho.

**42. Espectro de rayos X en los diferentes elementos. Números atómicos.**—Conocida la interesante relación existente entre las radiaciones características de los diferentes elementos (§ 33), definidas por su coeficiente  $\lambda_m$  en el aluminio, era lógico buscar la relación equivalente entre las longitudes de onda de dichas radiaciones y la constante específica de cada elemento, constante que no podía sospecharse con fundamento sólido fuese otra que el peso atómico. Ello únicamente puede realizarse analizando los espectros de cada cuerpo, siquiera en primera aproximación, y éste fué el trabajo emprendido por Moseley<sup>91</sup> y continuado principalmente por Malmer<sup>92</sup> y Broglie<sup>93</sup>. El primer resultado interesante que surgió de las medidas de Moseley es la completa analogía del espectro de los diferentes elementos, dentro de cada una de las radiaciones *K* y *L*. Para la primera todos poseen dos rayas bien marcadas, que se designan por  $\alpha$  y  $\beta$ , de las cuales H. Bragg ha logrado últimamente desdoblarse la primera en dos,  $\alpha_1$  y  $\alpha_2$ , descubriendo además una tercera,  $\gamma$ , de menor longitud de onda que la  $\beta$ . La radiación *L* es más compleja: en un principio creyóse eran cinco sus componentes, pero el propio Moseley hubo de elevar su número, y la figura 36 pone bien de manifiesto su complejidad; las diferentes rayas se designan también por las letras griegas  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ .... Para adoptar un simbolismo uniforme, designaré en adelante cada raya por la letra que expresa el grupo con un subíndice correspondiente á la raya; así la raya  $\alpha$  de la radiación *K*, la notaremos  $K_\alpha$ , la  $\gamma$  de la radiación *L*,  $L_\gamma$ .

En segundo lugar, demostró Moseley que la frecuencia  $\nu$  de las rayas homólogas en los diferentes elementos satisface aproximadamente á una relación de la forma

$$\nu = A(N - a)^2,$$

donde *A* y *a* son constantes y *N* un número entero, que se ha llamado número atómico por las razones que más adelante se verán. La adjunta

<sup>91</sup> H. G. J. Moseley: «The High-Frequency Spectra of the Elements», I, *Phil. Mag.*, **26**, 1024, 1913; II, **27**, 703, 1914.

<sup>92</sup> I. Malmer: «The High-Frequency Spectra of the Elements», *Phil. Mag.*, **28**, 787, 1914.

<sup>93</sup> M. de Broglie: «Sur le spectroscopie des rayons secondaires émis hors des tubes á rayons de Röntgen, et les spectres d'absorption», *Comp. Rendus*, **158**, 493, 1914. «Sur l'analyse spectral directe par les rayons secondaires des rayons de Röntgen», **158**, 1785. «Sur l'analyse spectral par les rayons secondaires de Röntgen et son application au cas des substances rares», **159**, 304, 1914.

figura 37 prueba la aproximación con que esta ley general se cumple. En ella se han tomado como abscisas los valores de  $N$  correspondientes á los diferentes elementos, y para ordenadas  $\sqrt{\frac{1}{\lambda}}$ : si la ley es exacta todos los puntos relativos á cada raya han de estar sobre una

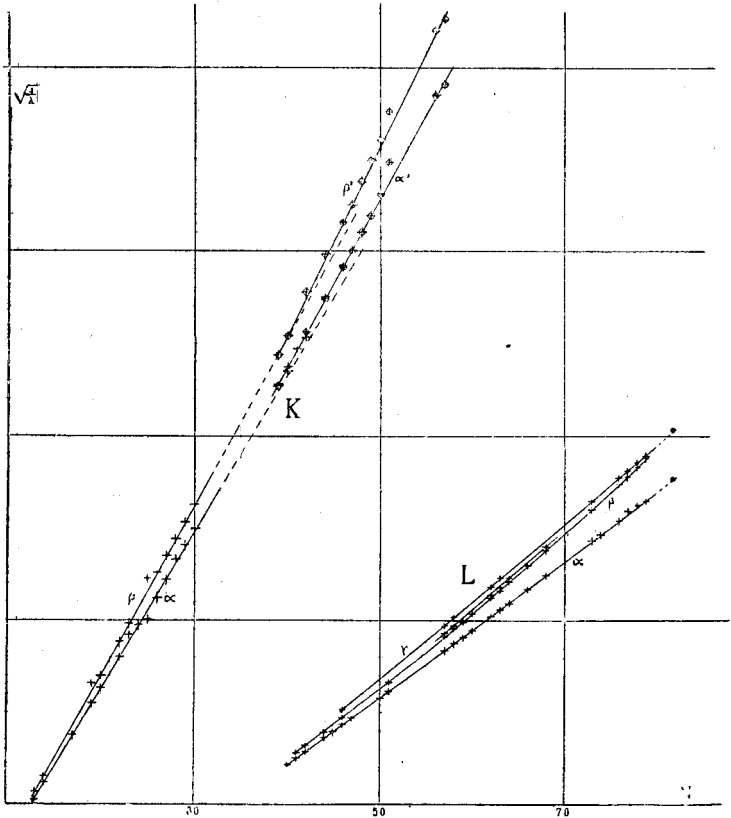


Fig. 38.

recta. Ya Moseley indicó que tal circunstancia no se cumple, y Malmer ha insistido en este hecho, en cuanto se refiere á la serie  $K$ , sustituyendo las rectas únicas  $\alpha$  y  $\beta$  por dos segmentos independientes, según aparece también en la figura 38. Cabe ahora preguntarse si, en realidad, se trata de dos segmentos rectilíneos independientes ó de una curva única, con la convexidad hacia el eje de las abscisas.

Conviene señalar que Rutherford y Andrade <sup>84</sup> han logrado medir las longitudes de onda de los rayos penetrantes del radio B ( $\lambda_m = 0,188$ ) por dos métodos distintos con resultados bien concordantes, no obstante las dificultades técnicas del problema. Parece indudable que este espectro contiene una pareja de rayas muy próximas, de longitudes  $1,59 \times 10^{-9}$  y  $1,69 \times 10^{-9}$ , que indudablemente corresponden á las series  $K_{\alpha_1}$  y  $K_{\alpha_2}$  de Bragg. Ahora bien, ambos puntos caen más arriba de la prolongación de la recta  $\alpha'$  de la figura, de suerte que, ó se trata de una curva en las condiciones que arriba se indica, ó existe una nueva recta para los elementos que siguen al lantano.

Si se tiene en cuenta que es precisamente en esta serie, y en los elementos Rh, Pd y Ag, que corresponden al segmento  $\alpha'$ , donde H. Bragg ha demostrado el desdoblamiento de la raya  $K_{\alpha_1}$ ; y si, además, se observa que la distancia entre ambas rayas crece con  $N$ , acaso no sea muy aventurado formular la siguiente hipótesis: al recorrer la serie de los elementos, en el sentido de los valores crecientes de  $N$ , no solamente se modifica el espectro por el aumento de la distancia entre las rayas, que es bien evidente sobre la figura, sino que junto á cada una de las rayas  $K_{\alpha}$  y  $K_{\beta}$  aparece una nueva componente, cuya intensidad va creciendo al propio tiempo que disminuye la primitiva hasta su completa desaparición, repitiéndose varias veces este proceso en la totalidad de la serie. En tal supuesto,  $K_{\alpha'}$  sería la compañera de la primitiva  $K_{\alpha}$ , ya desaparecida;  $K_{\alpha_2}$  la compañera naciente de  $K_{\alpha'} = K_{\alpha_1}$ , que al llegar al Ra-B puede coincidir con la  $\lambda = 1,69 \times 10^{-9}$ , siendo la  $\lambda = 1,59 \times 10^{-9}$  la nueva compañera de mayor frecuencia.

En la radiación  $L$  la curvatura de la línea  $\beta$  y aun de la  $\alpha$  no deja lugar á ninguna duda, y juzgando por ello, acaso la solución más probable del dilema arriba planteado sea la curvatura de las  $K_{\alpha}$  y  $K_{\beta}$ . En la figura hemos agregado, señalándolos con círculos negros, los valores de  $\sqrt{\frac{1}{\lambda}}$  para la radiación blanda ( $\lambda_m = 14,7$ ) del Ra-B, deducida de las medidas de Rutherford y Andrade <sup>87</sup>. La identificación de una de ellas en el grupo  $L_{\alpha}$  no ofrece duda alguna, y respecto á la segunda, parece lo más probable se trate de la  $L_{\gamma}$ . Nótese que este resultado confirma la predicción hecha por el propio Rutherford, partiendo de las medidas de  $\lambda_m$  en el aluminio (§ 37).

No ocurre lo mismo en cuanto á la radiación más penetrante de que me he ocupado antes, que en la *figura 33* aparecía franca-

<sup>84</sup> E. Rutherford y E. N. da C. Andrade: «The Spectrum of the Penetrating  $\gamma$ -Rays from Radium B and Radium C», *Phil. Mag.*, 28, 263, 1914.

mente fuera de la curva *K*. Por el contrario, la del Ra-C que aquella gráfica parece señalar como perteneciente á este grupo, resulta estar completamente fuera de él, y probablemente formando parte de un nuevo grupo *H* de radiaciones más penetrantes, grupo que probablemente nada tiene de común con el que he designado con igual letra al referir los trabajos de Laub (§ 33).

43. Moseley calculó los valores de las constantes *A* y *a* para las rayas *K<sub>α</sub>* y *L<sub>α</sub>*, y mediante ellas los valores de *N*, suponiendo que para el aluminio *N* = 13. En el siguiente cuadro van contenidos todos los elementos conocidos ordenados por los valores de *N*, juntamente con los que se obtienen experimentalmente para dicho número partiendo de *K<sub>α</sub>* y *L<sub>α</sub>*. Las dos columnas que llevan este encabezamiento contienen los resultados de Moseley, salvo el correspondiente al Ra-B que se deduce de las medidas de Rutherford y Andrade. La columna *K<sub>α</sub>'* se refiere á las determinaciones Malmer, de las cuales he deducido los valores de *A* y *a*.

Los números marcados con un asterisco proceden de las observaciones de Broglie<sup>93</sup>, recalculadas, bien por simple interpolación gráfica, cuando se ha tratado de elementos intercalados entre los que han sido objeto de medidas cuidadosas por parte de Moseley y Malmer, bien aplicando la fórmula del primero de los citados cuando se trataba de una extrapolación, como en el Bi, el Tu y el Ur.

Elementos.	Peso atómico.	N			
		Teórico.	<i>K<sub>α</sub></i>	<i>K<sub>α</sub>'</i>	<i>L<sub>α</sub></i>
Hidrógeno.....	1,008	1			
Helio.....	4	2			
Litio.....	6,9	3			
Berilio.....	9,1	4			
Boro.....	11,0	5			
Carbono.....	12,0	6			
Nitrógeno.....	14,0	7			
Oxígeno.....	16,0	8			
Fluor.....	19,0	9			
Neo.....	20,2	10			
Sodio.....	23,0	11			
Magnesio.....	24,3	12			
Aluminio.....	27,1	13	13,05		
Silicio.....	28,3	14	14,04		
Fósforo.....	31,0	15			
Azufre.....	32,1	16			
Cloro.....	35,5	17	17,00		
Argo.....	39,9	18			
Potasio.....	39,1	19	18,98		



N

Elementos.	Peso atómico.	Teórico.	K <sub>α</sub>	K <sub>α'</sub>	L <sub>α</sub>
Calcio.....	40,1	20	20,00		
Escandio.....	44,1	21			
Titanio.....	48,1	22	21,99		
Vanadio.....	51,0	23	22,96		
Cromo.....	52,0	24	23,98		
Manganeso.....	54,9	25	24,99		
Hierro.....	55,8	26	25,99		
Cobalto.....	59,0	27	27,00		
Niquel.....	58,7	28	28,04		
Cobre.....	63,6	29	29,01		
Cinc.....	65,4	30	30,01		
Galio.....	69,9	31	31 *		
Germanio.....	72,5	32	32 *		
Arsénico.....	75 0	33	32 6 33*		
Selenio.....	79,2	34	34 *		
Bromo.....	79,9	35	35 *		
Kripton.....	82,9	36			
Rubidio.....	85,45	37	37 *		
Estroncio.....	87,6	38	38 *		
Ytrio.....	89 0	39	39,1	39,1	
Circornio.....	90,6	40	40,1	39,9	40,2
Niobio.....	93,5	41	41 2		41,2
Molibdeno.....	96,0	42	42,2	42,1	42 2
		43			
Rutenio.....	101,7	44	44,6	44,0	44,1
Rodio.....	102,9	45			45,1
Paladio.....	106,7	46	46,6	45,8	46,1
Plata.....	107,9	47	47,6	46,8	47,0
Cadmio.....	112,4	48	48 *	47,9	
Indio.....	114,8	49		48,9	
Estafío.....	119,0	50	49 *		50,0
Antimonio.....	120,2	51	50 *	51,8	51,0
Telurio.....	127,5	52	51 *		
Iodo.....	126,9	53	52 *		
Xeno.....	130,2	54			
Cesio.....	132,8	55			
Bario.....	137,4	56		55,7	
Lantano.....	138,9	57		56,4	56,9
Cerio.....	140,2	58			58,0
Praseodimio.....	141,0	59			58,9
Neodimio.....	144,0	60			59,9
		61			
Samario.....	150	62			61,9
Europio.....	152	63			62,9
Gadolinio.....	157	64			63 9
Terbio.....	159	65			
Holmio.....	163,5	66			66 0
Disprosio.....	162	67			
Erbio.....	167	68			68,0
Tulio I {.....		69			
Tulio II {.....	168,5	70			

Elementos.	Peso atómico.	N		
		Teórico.	$K_{\alpha}$	$K_{\alpha'}$
Yterbio.....	172	71		
Lutecio.....	174	72		
Tantalio.....	181,5	73		73,0
Tungstenio.....	184,0	74		73,9
		75		
Osmio.....	190,9	76		75,9
Iridio.....	193,1	77		77,0
Platino.....	195,2	78		78,0
Oro.....	197,6	79		78,8
Mercurio.....	200,6	80		80*
Talio.....	204	81		81*
Radio C <sub>2</sub> .....	?			
Torio D.....	208			
Actinio D.....	212?	82		82,0
Plomo.....	207,1			
Radio D.....	210			
Radio B.....	214			
Torio B.....	212			
Actinio B.....	216?	83		82,8*
Bismuto.....	208			
Radio E.....	210			
Radio C.....	214			
Torio C.....	212			
Actinio C.....	216?			
Radio F.....	210			
Radio C'.....	?	84		
Radio A.....	218			
Torio C'.....	?			
Torio A.....	216			
Actinio C'.....	?			
Actinio A.....	220?	85		
Nito.....	222,4	86		
Toriemanación.....	220			
Actiniemanación.....	224?			
		87		
Radio.....	226,5	88		
Mesotorio I.....	228			
Torio X.....	224			
Actinio.....	226?			
Mesotorio II.....	228	89		
Actinio.....	230			
Ionio.....	230,5			
Uranio X <sub>1</sub> .....	230,5	90		89,4*
Radiotorio.....	228			
Torio.....	232			
Tadiactinio.....	230?			
Uranio X <sub>2</sub> .....	230,5		91	
Uranio II.....	234,5			
Uranio I.....	238,5	92		

El análisis del cuadro anterior demuestra que los números atómicos de los elementos comprendidos entre el aluminio y el oro pueden hoy considerarse establecidos de manera definitiva, puesto que es muy corto el número de aquéllos en que  $N$  no se ha determinado experimentalmente y, además, se encuentran de tal manera esparcidos, que no parece posible otra ordenación que la establecida por Moseley<sup>94</sup>, á quien se debe la formación de esta parte del cuadro. El orden de los elementos definidos por  $N$  es el mismo que el de sus pesos atómicos crecientes, con la sola excepción del argo y el potasio, el cobalto y el níquel, cuyos elementos, como es sabido, forman excepción á la ley de variación continua de las propiedades con el peso atómico; guiado por esta circunstancia, Moseley escribe también el telurio antes que el iodo, hipótesis confirmada más tarde por Broglie. Salta á la vista la excepcional importancia de este hecho: *los números atómicos rigen las propiedades físico-químicas de los elementos, sin excepción alguna.*

Es más evidente la importancia de esta conclusión en la última parte del cuadro anterior, formado tomando por base la medida de  $N$  para el radio B, realizada por Rutherford y Andrade, y para el talio, plomo, bismuto, torio y uranio, debidas á Broglie, juntamente con los resultados de Soddy<sup>95</sup> y Fajans<sup>96</sup>, que han conducido á la noción de los elementos *isotópicos*. Suponen éstos que la emisión de una partícula  $\alpha$  por un elemento hace retroceder al resultante dos lugares en la serie periódica y, por el contrario, la emisión de una partícula  $\beta$  ó una transformación sin rayos le hace avanzar un lugar. Partiendo de esta hipótesis y del valor obtenido para  $N$  en el Ra-B, Rutherford y Andrade asignan á todos los elementos de las series del uranio y el radio los números atómicos que aparecen en el cuadro.

Observan, además, Soddy y Fajans, que frecuentemente los elementos que, en virtud de la aplicación de la regla preinserta, caen en el mismo lugar de la serie de los elementos, son químicamente inseparables, y generalizan el hecho afirmando *la identidad de todas sus propiedades físico-químicas, incluyendo el espectro*; tal identidad se expresa llamándoles *isotópicos*. Así, son isotópicos todos los elementos que aparecen adscritos al mismo valor de  $N$ . La identidad del espectro ordinario en los elementos isotópicos la sugiere los estudios del espectro de una mezcla de torio é ionio, ejecutados por Exner y Haschek, y Russell y Rossi, separadamente, utilizando productos de diferente ori-

<sup>95</sup> F. Soddy: «The Periodic Law from the Standpoint of Radiactivity», *Scientia*, **7**, 357, 1913.

<sup>96</sup> K. Fajans: «Die Stellung der Radioelement im Periodischem System», *Phys. Zeits.*, **14**, 136, 1913.

gen, en los cuales la cantidad de ionio podía oscilar entre un 10 % y un 20 %; no obstante, el espectro es absolutamente idéntico al del torio puro.

Era lógico presumir la misma identidad en el espectro de la radiación característica, presunción que Rutherford y Andrade<sup>93</sup> han confirmado de manera concluyente, comparando entre sí los referidos espectros para el Ra-B y el plomo, que figuran en la clasificación Soddy-Fajans como isotópicos. Si se tiene en cuenta la posibilidad de analizar las radiaciones características de otros muchos elementos de este conjunto (§§ 33 y 37), se puede presumir que no ha de pasar mucho tiempo sin que los trabajos de Rutherford y Andrade se completen en dicho sentido y dejen asentada como ley fundamental de la Química teórica, que

*No es el peso atómico, sino el número atómico, N, ú otra magnitud con él íntimamente relacionada, la variable de quien dependen las propiedades de los elementos.*

Nada he dicho aún respecto de los elementos de peso atómico inferior al aluminio. Si no existen más elementos de esta clase que los conocidos y aislados en el laboratorio, la asignación de los respectivos valores de  $N$  no ofrece dificultad alguna. Pero el número de elementos es aquí precisamente igual al de lugares vacantes, de suerte que parece imposible la aparición de otros nuevos. Aquí existe realmente una dificultad grave, pues es bien sabido que la Astrofísica ha señalado la existencia de dos elementos probables: el nebulio y el coronio, caracterizados por su espectro; ahora bien, Buisson, Fabry y Bourget<sup>97</sup> han logrado determinar el peso atómico del primero, midiendo el ancho de las rayas correspondientes en el espectro de la nebulosa de Orion, y aun á presumir el de otro gas existente también en dicha constelación; el primero es, aproximadamente, 3, y el segundo comprendido entre 1 y 3. Para estos gases no queda lugar en la serie de los valores de  $N$ , y el propio hecho de encontrarse caracterizados por su espectro impide considerarles como isotópicos del H ó el He, según sugiere van den Broek<sup>98</sup>.

**44.** *Interpretación física del número N y la constitución del átomo.*— La dispersión de los rayos X por los átomos permitió á Barkla (§ 32) demostrar que el número de electrones que intervienen en dicho fenómeno es igual, aproximadamente, á la mitad del peso atómico. Por otra

---

<sup>97</sup> H. Buisson, Ch. Fabry y H. Bourget: «Application des Interferences á l'étude de la nébuleuse d'Orion», *Jour. de Phys.*, 4, 357, 1914.

<sup>98</sup> A. van den Broek: «Ordinals or Atomic Numbers», *Phil. Mag.*, 28, 630, 1914.

parte, Geiger y Marsden, estudiando la desviación que sufre una partícula  $\alpha$  al atravesar una lámina metálica, lograron demostrar cumplidamente la teoría que del fenómeno formuló Rutherford <sup>99</sup>, teoría que supone el átomo constituido por un núcleo positivamente electrizado, rodeado por una ó varias capas de electrones negativos, cuya carga ha de ser equivalente á la del núcleo. Era lógico presumir, por ende, que esta última debe ser aproximadamente igual á  $\frac{1}{2} A$  veces la del electrón, presunción que Geiger y Marsden confirmaron para el oro, pues la mencionada teoría de Rutherford permite calcular directamente dicho número.

Evidentemente, el valor  $\frac{1}{2} A$  para la carga del núcleo no puede ser exacto, porque el hidrógeno posee, sin duda alguna, una carga y su peso atómico es la unidad. Por otra parte, obsérvase que el lugar que ocupa cada elemento en la serie de los cuerpos simples, ordenados por los pesos atómicos crecientes, es también aproximadamente igual á la mitad de dicha cantidad. Ambas premisas llevaron por la mano á van den Broek <sup>100</sup> á sugerir que el número de cargas del núcleo y, por tanto, el de electrones corticales, está determinado por el lugar que cada elemento ocupa en aquella serie.

N. Bohr <sup>101</sup>, en tres notables Memorias, desarrolló la teoría del átomo de Rutherford, admitiendo la hipótesis de van den Broek. Para el físico danés, el átomo contiene un núcleo de volumen muy pequeño con una carga positiva igual á la de  $N$  electrones, siendo  $N$  el lugar que el elemento ocupa en la serie ordenada por los pesos atómicos; en cuanto á la constitución misma del núcleo, es indiferente para el problema actual. Alrededor de este núcleo gravitan  $N$  electrones distribuidos en anillos coplanares concéntricos, á cada uno de los cuales corresponde un número de electrones determinado por las condiciones de estabilidad del sistema, cuyas condiciones se definen con el auxilio de la mecánica ordinaria. Las configuraciones de equilibrio dinámico posibles en el sistema son múltiples, y el paso de las menos á las más estables tiene lugar juntamente con la emisión de un número entero  $\tau$  de *quanta* de energía de Plank,  $\tau h\nu$ , donde  $h = 6,58 \times 10^{-27}$  y  $\nu$  la frecuencia de la onda emitida; según esto, el tránsito de una configu-

<sup>99</sup> E. Rutherford: «The Structure of the Atom.», *Phil. Mag.*, **27**, 488, 1914.

<sup>100</sup> A. van den Broek: «Die Radioelemente, das periodische System und die Konstitution der Atome», *Phys. Zeits.*, **14**, 32, 1913.

<sup>101</sup> N. Bohr: «On the Constitution of Atoms and molecules», *Phil. Mag.*, **26**, 1, 476, 857, 1914.

ración á la otra no se rige por la mecánica ordinaria. A la misma constante  $\hbar$  se encuentra ligada la cantidad de movimiento angular  $M$  de cualquier electrón en cualquiera de sus órbitas de equilibrio dinámico, mediante la condición  $M = \frac{\hbar}{2\pi}$ .

Partiendo de estas hipótesis fundamentales, obtiene Bohr para la frecuencia de las ondas emitidas en el paso de una configuración á otra, definidas por dos valores distintos de  $\tau$ ,  $\tau_1$  y  $\tau_2$ , en el caso sencillo de un electrón único gravitando alrededor del núcleo  $N = 1$ ,

$$\nu = \frac{2\pi^2 m e^4}{\hbar^3} \left( \frac{1}{\tau_2^2} - \frac{1}{\tau_1^2} \right), \quad [6]$$

que corresponde perfectamente á las series de Balmer en el hidrógeno si  $\tau_2 = 2$ . Pero, además, el factor exterior al paréntesis debe ser igual, según la teoría, á la constante universal de Rydberg; cuyo valor experimental es  $3,290 \times 10^{15}$ , en tanto que, substituyendo los valores conocidos de  $e$ ,  $\frac{e}{m}$  y  $\hbar$ , se obtiene

$$\nu_0 = \frac{2\pi^2 m e^4}{\hbar^3} = 3,26 \times 10^{15};$$

notable coincidencia que revela cuán próxima de la realidad debe encontrarse la teoría de Bohr.

Si existe más de un electrón sobre la misma órbita, la fuerza centrípeta determinada por el núcleo en cada uno de ellos se halla en parte contrarrestada por las repulsiones de los restantes, determinando una disminución aparente en  $N$ , de suerte, que la expresión [6] debe contener un factor

$$(N - s_n)^2,$$

donde  $s_n$  varía con el número  $n$  de electrones en el anillo, tomando los valores contenidos en el siguiente cuadro:

$n$	$s_n$	$N >$	$n$	$s_n$	$N >$	$n$	$s_n$	$N >$
1	0	0	7	2,305	6,35	12	4,984	30,80
2	0,25	0,25	8	2,805	9,56	13	5,565	38,57
3	0,577	0,58	9	3,328	13,14	14	6,159	48,38
4	0,957	1,41	10	3,863	18,13	15	6,764	58,83
5	1,377	2,43	11	4,416	23,60	16	7,379	71,65
6	1,828	4,25						

La última columna del cuadro anterior da un número que limita inferiormente el valor de  $N$  para que exista estabilidad en el anillo de  $n$  electrones.

En lo dicho se supone que existe un solo anillo. Cuando haya más de uno y sus radios sean muy diferentes, las condiciones en el de menor diámetro cambian poco, en tanto que para el exterior el límite del valor de  $N - n_i$ , donde  $n_i$  expresa el número de electrones interiores al anillo considerado, es más grande que el consignado en el cuadro.

**45.** Tal era el estado de la teoría del átomo de Rutherford cuando Moseley realizó su trabajo. Era lógico sospechar la aplicabilidad de la fórmula [6] para calcular la frecuencia de los rayos X, previa la inclusión del factor  $(N - s_n)^2$ , puesto que se trata siempre de elementos que ocupan un lugar relativamente elevado en la serie periódica, con lo cual se convierte en

$$\nu = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^3} \left( \frac{1}{\tau_2^2} - \frac{1}{\tau_1^2} \right) (N - s_n)^2. \quad [7]$$

Si hubiese de aplicarse esta fórmula á la comparación de las frecuencias correspondientes á un elemento, el factor  $(N - s_n)^2$  sería constante, cayendo en una fórmula del tipo de la de Balmer. Pero el problema de Moseley consistía en comparar las frecuencias que corresponden á rayos homólogos en los diferentes elementos, con lo cual los dos primeros factores son constantes y la fórmula se convierte en la

$$\nu = A(N - a)^2,$$

que estudiamos anteriormente.

Para las líneas  $K_\alpha$  Moseley encontró  $A = \frac{3}{4} \nu_0$  y  $a = 1$ . Comparando este último con los valores de  $s_n$  se deduce que existen cuatro electrones en el anillo de donde procede la onda en cuestión. En cuanto á la constante  $A$ , su valor corresponde exactamente á  $\left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right) \nu_0$ , lo cual conduce á suponer que los rayos en cuestión se emiten en el paso de dicho anillo de la posición estable  $\tau = 2$  á la  $\tau = 1$ . Moseley sugiere que el repetido anillo es el más interno de cuantos integran el átomo, pero teniendo en cuenta que, de una parte, las medidas de Laue y, de otra, las de Rutherford y Andrade para el radio  $C$ , de-

muestran la existencia de una ó más series de rayos más penetrantes, acaso sea preferible no dar un gran valor á dicha hipótesis.

En la serie  $L_{\alpha}$   $a = 7,4$  y  $A = \frac{5}{36} \nu_0$ . Atendiendo á la primera constante, parece evidente que el número de electrones en el anillo que la emite debe ser mucho mayor que en el caso anterior; de suerte que, de acuerdo con los resultados experimentales, únicamente puede aparecer en elementos que ocupan un lugar suficientemente elevado en la serie periódica.  $A$  es sensiblemente igual á  $\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2}\right) \nu_0$ , y, por tanto, las ondas parecen emitidas entre las posiciones  $\tau_2 = 2$  y  $\tau_1 = 3$  de equilibrio dinámico del anillo, circunstancia de significación no muy clara, pues, evidentemente, no se trata aquí del mismo anillo que en la  $K_{\alpha}$ .

Las constantes numéricas preinsertas, así como las consideraciones de ellas deducidas, no pueden tener más valor que el de meras aproximaciones. Ya dijimos que la ecuación  $\nu = A(N - a)^2$  es sólo aproximada, bien porque las líneas que se agrupan en una misma serie no sean realmente homólogas, al comparar elementos distantes, bien porque  $\nu$  sea una función de  $N$  más complicada de lo que corresponde á la fórmula anterior. Además, nótese que se prescinde aquí de todas las demás líneas que corresponden á las dos radiaciones  $K$  y  $L$ , líneas que han de encontrarse ligadas á las  $K_{\alpha}$  y  $L_{\alpha}$ , respectivamente, y cuyos agentes productores han de influir sobre los períodos de estas últimas. Acaso sea la hipótesis más verosímil suponer que, en vez de anillos aislados, existan en el átomo grupos de anillos, tanto más complicados cuanto más alejados se encuentren del núcleo, puesto que la radiación  $L$  lo es más que la  $K$ , y el espectro visible mucho más que el  $L$ . Sólo un conocimiento más detallado de estos espectros de rayos X puede dar la clave de la textura atómica que los engendra.

Conviene notar, además, que la existencia de estas complicaciones no puede tampoco aducirse como un argumento en contra de la teoría de Bohr, que es sólo un primer paso en la interpretación del espectro; interpretación que sólo ha dado resultados cuantitativos en el caso de los espectros del hidrógeno y el helio, por tratarse de los sistemas más simples. Cuando la complejidad es mayor, la teoría de Bohr apenas si es un esbozo. Nicholson<sup>102</sup> ha formulado reparos que se refieren á los

<sup>102</sup> J. W. Nicholson: «Atomic Structure and the Spectrum of Helium», *Phil. Mag.*, 8, 90, 1914.



casos precitados y á cuyo examen no podemos descender. Baste decir que de esta crítica resulta, con toda evidencia, que la repetida teoría encierra una parte de la verdad, pero exige profundas modificaciones en sus mismos fundamentos.

Aun, para que los valores de las constantes obtenidas por Moseley puedan aducirse como una confirmación de las ideas de Bohr, es necesario cambiar uno de sus postulados <sup>103</sup>: aquél en que supone que se emite *un solo quantum* de energía en el paso del anillo de un estado estacionario á otro; postulado que habría de ser modificado suponiendo que se emiten *tantos quanta como electrones* forman el anillo. En efecto, Nicholson hace notar que Moseley ha cometido un error de cálculo al deducir la fórmula [7], en la cual debe figurar como factor el número *n* de electrones en el anillo, caso de que no se modifique en la forma indicada la teoría de Bohr.

**46.** En lo que llevo dicho respecto de la ley de Moseley, relativa á la frecuencia de los rayos X, el modelo del átomo de Rutherford es esencial. Cabe, no obstante, plantearse este problema más general: ¿Es dicho modelo atómico el único compatible con los resultados experimentales? Mucho antes que Rutherford, J. J. Thomson <sup>104</sup> formuló otra teoría, en la cual se suponen los electrones sumergidos en una esfera homogénea de electricidad positiva, y dispuestos en anillos concéntricos, cuyas contexturas y radios se determinan en vista de las condiciones de estabilidad del sistema. Tiene este modelo la ventaja de no exigir modificación alguna en las leyes de la mecánica ordinaria, y por ende ha sido realizable experimentalmente, bien por procedimientos magnéticos, como lo han hecho Mayer <sup>104</sup>, Wood <sup>104</sup>, y últimamente Lyon <sup>105</sup>, bien por métodos electrostáticos, como en los modelos de Monckman <sup>104</sup> y de Crehore <sup>106</sup>. En cambio, ofrecía el átomo de Thomson el grave inconveniente de no poder explicar la dispersión de los rayos  $\alpha$ , según resulta de los experimentos de Geigen y Marsden, ya citados, porque Thomson supone el diámetro de la esfera positiva comparable al de una molécula, según resulta de los cálculos fundados en la teoría cinética de los gases; esto es,  $10^{-8}$  cm.

---

<sup>103</sup> J. W. Nicholson: «The High-frequency Spectra of the Elements, and the Structure of the Atom», *Phil. Mag.*, **27**, 541, 1914.

<sup>104</sup> J. J. Thomson: *The Corpuscular Theory of Matter*, pág. 103.

<sup>105</sup> E. R. Lyon: «An extension of Prof. Mayer's experiment with floating Magnets», *Phys. Rev.*, II, **3**, 232, 1914.

<sup>106</sup> A. C. Crehore: «On the Formation of the Molecules of the Elements and their Compounds, with Atoms as constituted on the Corpuscular-Ring Theory», *Phil. Mag.*, **26**, 25, 1914.

Crehore <sup>106, 107</sup>, modificando y desarrollando la teoría del modelo en cuestión, supone que el volumen de la esfera positiva es proporcional al peso atómico, y el número total de electrones en ella sumergidos igual á dicha constante. Para el hidrógeno aquel volumen, deducido de la energía de disociación de su molécula, es  $2,7 \times 10^{-36}$  centímetros cúbicos, de suerte que el radio es inferior á  $10^{-12}$  cm.; para los restantes elementos el volumen atómico se obtendrá multiplicando el anterior por su peso. Los electrones describen órbitas circulares alrededor del centro, sin que durante este movimiento exista radiación alguna, de acuerdo con la hipótesis de Bohr; tal radiación tiene sólo lugar cuando una acción externa perturba dicho movimiento.

Asemejando el átomo á un girostato complejo, toda perturbación de un anillo se descompone en una *nutación* del mismo, de período comparable á la duración del movimiento orbital de los electrones, y un movimiento lento de *precesión*. La primera origina la radiación X y el segundo la luminosa. Admitiendo que la energía necesaria para separar un electrón de la esfera positiva esté medida por un *quantum* y la exactitud de la ley de Moseley aplicada á la serie  $K_{\alpha}$ , juntamente con las que rigen la distribución de los electrones en anillos concéntricos, calcula Crehore los radios de los anillos sucesivos para cada uno de los átomos comprendidos entre el aluminio y el arsénico.

Aunque no puede Crehore explicar concretamente la desviación de las partículas  $\alpha$  en su paso por los átomos, de acuerdo con los experimentos de Geiger y Marsden, llama la atención sobre los enérgicos campos electromagnéticos existentes en el seno de la esfera positiva, capaces, indudablemente, de producir tales efectos. Ciertamente que el campo magnético engendrado por el movimiento orbital de los electrones ó por la presencia en el átomo de un cierto número de magnetones, puede ser bastante para explicar la indicada desviación, según ha demostrado Hicks <sup>108</sup>, y que en todo caso no es posible prescindir de tales campos, pero la falta de precisión de la teoría de Crehore en este punto, y en todos los que con él se encuentran conectados, aconseja prescindir por ahora de ella, y en cuanto sigue me atenderé al átomo de Rutherford, á menos de indicación en contrario.

**47.** Lo expuesto en los párrafos anteriores supone la exactitud de la interpretación del número  $N$ , considerándole como medida de la

---

<sup>107</sup> A. C. Crehore: «The Gyroscopic Theory of Atoms and Molecules», *Phil. Mag.*, **29**, 310, 1915.

<sup>108</sup> W. M. Hicks: «The Effect of the Magnetron on the Scattering of  $\alpha$ -Rays», *Proc. of the R. Soc. (A.)*, **90**, 356, 1915.

carga positiva del núcleo atómico; pero cabe preguntarse si tal hipótesis es la única posible. Ya anteriormente hemos dicho que la probable existencia del coronio y el nebulio plantea un problema sin fácil solución dentro de tal manera de pensar; puesto que no existe lugar vacante entre los primeros elementos, ordenados por los valores de  $N$  para dichos cuerpos; que, además, es imposible considerar como isotópicos del hidrógeno ó del helio, por la absoluta diferencia entre sus espectros.

J. R. Rydberg <sup>109</sup> ha dado una interpretación completamente diferente para  $N$  que solventa dicha dificultad, siquiera pierde la significación física sencilla y clara que le corresponde en la de Moseley. Desde 1896 Rydberg emitió la opinión de que los pesos atómicos no son la verdadera variable independiente de quien dependen las propiedades físico-químicas de los elementos, según viene suponiéndose en todas las aplicaciones de la ley periódica de Mendeleef, sino que es necesario introducir como tal el *número de orden* de los elementos en la serie formada *atendiendo á la totalidad de aquellas propiedades*. La fijación de este número de orden la logra Rydberg gracias al descubrimiento de la siguiente ley natural: La serie de los elementos se divide en grupos,  $G_p$ , cada uno de los cuales contiene  $4p^2$  elementos. Los gases nobles separan entre sí los grupos y ocupan, además, el punto medio de cada uno.

Estos *números de orden* de Rydberg, publicados <sup>110</sup> poco antes de los trabajos de Moseley, difieren en dos unidades de los *números atómicos* de este último, puesto que Rydberg asigna al aluminio el lugar 15 en vez de 13. Era lógico, por consiguiente, que Rydberg se propusiera reemplazar en la fórmula

$$\nu = A(N - a)^2$$

los números atómicos por los números de orden y para ello calculó las constantes  $A$  y  $a$  en cada uno de los pares de series  $K_\alpha$  y  $K_\beta$ ,  $L_\alpha$  y  $L_\beta$ ,  $L_\gamma$  y  $L_\phi$ , obteniendo los siguientes valores:

<sup>109</sup> J. R. Rydberg: «The Ordinals of the Elements and the High-frequency Spectra», *Phil. Mag.*, **28**, 144, 1914.

<sup>110</sup> J. R. Rydberg: «Untersuchungen über das System der Grundstoffe», *Lunds Univ. Arsskrift.*, N. F., Afd., 2, **9**, N. 18, 1913, trad. al francés y publicado en el *Jour. de Chem. Phys.*, **12**, 585, 1914.

Series.	$K_\alpha$	$K_\beta$	$L_\alpha$	$L_\beta$	$L_\gamma$	$L_\phi$
$a$	3	3,5	9	10,5	12	14
$\sqrt{A}$	$1 \times (3)$	$1 \times (3,5)$	$3 \times (3)$	$3 \times (3,5)$	$4 \times (3)$	$4 \times (3,5)$
$A$	0,8660	0,9275	0,3694	0,3951	0,4226	0,4309
$\frac{A}{a}$	0,7500	0,8603	0,1365	0,1561	0,1786	0,1857
$\frac{A}{a}$	0,2500	0,2458	0,0152	0,0149	0,0149	0,0133

Este cuadro pone de manifiesto en las constantes  $a$  ciertas regularidades que pasan desapercibidas adoptando los números atómicos, y que permiten clasificar las series en tres grupos. Además, la relación  $\frac{A}{a}$  parece característica de cada grupo  $K$  y  $L$ .

Broek<sup>98</sup> ha llamado la atención sobre el escaso valor que, á pesar de todo, poseen estas coincidencias numéricas, pues es fácil obtener concordancias mayores con otros valores de  $a$ ; aparte de que cuanto se haga en tal sentido antes de un estudio más completo de los espectros en cuestión es prematuro.

Pero conviene dejar consignado que, si bien estas regularidades no pueden aducirse como argumento decisivo en pro de los números de orden, milita en su favor la posibilidad de dar cabida en la serie á los gases hipotéticos, nebulio y coronio, y si ello sólo no justifica el que se les prefiera á los números atómicos, debido es á que tal ventaja se encuentra contrarrestada por las dificultades con que se tropieza cuando se les quiere interpretar físicamente.

*(Continuará.)*