

# EXTRACTOS DE REVISTAS

## EXTRACTOS DE REVISTAS DE FÍSICA.

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

### III.

48. *Absorción de las radiaciones.*—Es conocido, desde el descubrimiento de los rayos X, que la intensidad de los mismos, ó sea la cantidad de energía que atraviesa la unidad de sección normalmente al haz, disminuye con el espesor de la substancia. Aplicando las leyes generales de la absorción de la energía radiante, esta disminución de intensidad vendrá definida en una capa de espesor  $dx$  mediante la expresión

$$-dI = \mu I dx,$$

de donde, por integración,

$$I = I_0 e^{-\mu x}, \quad [8]$$

siendo  $I_0$  la intensidad inicial y  $\mu$  el *coeficiente de absorción por unidad de volumen* para el cuerpo absorbente estudiado.

Evidentemente, caso de cumplirse esta ley, la curva que ligue el logaritmo de la intensidad después de atravesar un espesor  $x$  de la substancia estudiada al logaritmo de este espesor, debe ser una recta.

Operando sin tomar precauciones especiales, los resultados experimentales no confirman la predicción anterior; pero ello depende de que, según veremos muy pronto,  $\mu$  es una función de la longitud de onda; de suerte que, si el haz empleado no es monocromático, el valor medido de  $I$  será la suma de varios términos de la forma [8]. Cuando se trata simplemente de la superposición de algunos haces monocromáticos cuyas longitudes de onda difieren bastante entre sí, la simple construcción de las curvas de  $\log I$  permite separar los distintos términos, calculando los valores correspondientes de  $\mu$ . Tal ocurre en los trabajos de Barkla y sus colaboradores sobre las radiaciones características de las series  $K$  y  $L$ , así como en los relativos á las radiaciones  $\gamma$  de las sustancias radiactivas. Pero si se trata de un intervalo finito de longitudes de onda, como en la radiación independiente de los tubos Röntgen, ó de haces monocromáticos cuyos valores de  $\lambda$  sean muy próximos, como los que integran cada una de las series  $K$  y  $L$ ; tal procedimiento es inaplicable, y la radiación satisface ó no, aproximadamente, á la ley [8], según sea corto ó grande el intervalo de longitudes de onda utilizado.

Lo expuesto basta para comprender las dificultades con que se tropieza al investigar las leyes de la absorción si no se opera con rayos suficientemente homogéneos, cosa que se logró aproximadamente con el descubrimiento de las radiaciones características y de una manera completa utilizando el método de reflexión de Bragg. No obstante, los primeros experimentadores, operando con haces complejos, lograron ya establecer algunas leyes fundamentales, que el empleo de los últimos métodos ha precisado y completado.

Benoist <sup>411</sup> resumió estas leyes en una interesante Memoria. Expresa la primera que el cociente  $\frac{\mu}{\rho}$ , designando por  $\rho$  la densidad para una especie química determinada, es independiente del estado físico de la misma. Ello conduce á reemplazar el coeficiente  $\mu$  por la constante  $\lambda_m = \frac{\mu}{\rho}$ , que llamaré *coeficiente específico de absorción*, con lo cual la expresión [8] se convierte en la

$$I = I_0 e^{-\lambda_m m},$$

á que me he referido en párrafos anteriores (§§ 1 y 33). Esta ley la

<sup>411</sup> L. Benoist: «Lois de transparence de la matière pour les rayons X», *Jour. de Phys.*, 35, 10, 653, 1901.

comprobaron Benoist y otros varios físicos, entre los cuales merecen especial mención Rutherford, Crowther y Malozoli, demostrando que  $\lambda_m$  es la misma para cada cuerpo, sea cual fuere su estado físico (iodo sólido, líquido ó gaseoso), estado alotrópico (diamante y grafito, fósforo rojo ó amarillo), temperatura (gases á diferentes temperaturas, platino frío ó al rojo) y presión.

Pero no sólo es la absorción específica  $\lambda_m$  independiente del estado físico, sino que para los elementos es independiente de los compuestos de que forma parte; ó, de otra manera, la absorción de los rayos X es una propiedad aditiva; tal es otra ley importante enunciada por Benoist en la Memoria precitada, y de la cual ha dado últimamente, en colaboración con Copaux <sup>112</sup>, tres interesantes confirmaciones. Es bien sabido que son muchas las propiedades aditivas que dejan de ser tales cuando los elementos entran á formar parte de complejos, cual ocurre con la susceptibilidad magnética, por ejemplo; esto llevó á los mencionados físicos á buscar la confirmación de la ley, comprobada por varios experimentadores en los compuestos sencillos, para el ferricianuro potásico  $[\text{Fe}(\text{CN})_6] \text{K}_3$ , la cloropentamina cobáltica  $[\text{Co}(\text{NH}_3)_5 \text{Cl}] \text{Cl}_2$  y el silicomolibdato potásico  $\text{Si}(\text{Mo}_2\text{O}_7)_6 \text{K}_4 \text{H}_4 + 16 \text{H}_2\text{O}$ . Benoist mide la absorción por la masa  $E$  del cuerpo, que absorbe lo mismo que un prisma de parafina de 75 mm. de altura, cantidad que llama *equivalente de transparencia* y que evidentemente es inversamente proporcional á  $\lambda_m$ . Así, la ley de aditividad se expresa por

$$\frac{M}{E} = \sum \frac{m}{e},$$

representando por las letras mayúsculas la masa y equivalente del compuesto, y por las minúsculas las mismas magnitudes para los elementos integrantes. Para los tres casos mencionados se obtiene:

	$[\text{Fe}(\text{CN})_6] \text{K}_3$	$[\text{Co}(\text{NH}_3)_5 \text{Cl}] \text{Cl}_2$	$[\text{Si}(\text{Mo}_2\text{O}_7)_6] \text{K}_4 \text{H}_4 + 16 \text{H}_2\text{O}$
E calc. ....	0,795 gr.	0,697	0,229
E obs. ....	0,798	0,700	0,235

La ligera diferencia, siempre en el mismo sentido, la explican los

<sup>112</sup> L. Benoist y H. Copaux: «Verifications nouvelles des lois de transparence de la matière aux rayons X, dans le cas de complexes minéraux; application de ces lois á la fixation des poids atomiques des thorium, du cerium et du glucinium», *Jour. de Phys.*, (5), 4, 545, 1914.

autores por haber operado siempre con radiaciones heterogéneas y en épocas muy diferentes; pero de todas suertes la ley no deja lugar á duda.

Esta ley de aditividad sugiere la conveniencia de reemplazar el coeficiente específico  $\lambda_m$  por el atómico  $\lambda_{at}$ , cuyo valor se deduce inmediatamente de aquél multiplicándole por el peso atómico

$$\lambda_{at} = A\lambda_m;$$

pero hasta el presente sólo W. H. Bragg y Peirce <sup>113</sup>, <sup>114</sup> ha iniciado el empleo del mismo, refiriéndole al átomo real y no al átomo gramo.

49. Para obtener la ley que liga  $\lambda_m$  ó  $\lambda_{at}$  con la longitud de onda, es indispensable un estudio experimental acabado del fenómeno, utilizando rayos monocromáticos separados por reflexión en una lámina cristalina, estudio apenas comenzado por Bragg. Sin embargo, prescindiendo de ciertas regiones críticas, los resultados obtenidos utilizando las radiaciones características suministran una primera aproximación de dicha ley que no dista mucho de la realidad. En efecto, en el cuadro adjunto están contenidos, para los metales que se citan, los valores de  $\lambda_m$  correspondientes á las radiaciones monocromáticas  $K_\alpha$  y  $K_\beta$  de la plata, obtenidos por Bragg y Peirce <sup>113</sup>, y al haz complejo  $K$ , según ha sido empleado por Barkla y Sadler <sup>115</sup>:

Radiador.	Al	Fe	Ni	Cu	Zn	Ag	Sn	Pt	Au	
Ag {	$\lambda = 0,491 \cdot 10^{-8}..$	0,93	14,2	17,8	20,9	21,8	10,3	12,2	46,8	48,0
	K.....	2,5	17,4	22,7	24,3	27,1	13,3	16,5	56,5	61,4
	$\lambda = 0,554.....$	2,7	20,4	25,0	26,6	30,3	14,3	18,1	64,0	65,9

Resultados idénticos se obtienen con las radiaciones del Pd y el Rh. En todo caso, los coeficientes para la radiación compleja son intermedios á aquéllos que corresponden á los rayos monocromáticos, según era de presumir, y más próximos de los relativos á  $K_\alpha$  que de los referentes á  $K_\beta$ , sin duda por la mayor intensidad de la primera.

Esta circunstancia justifica el que se refieran los valores de  $\lambda_m$  me-

<sup>113</sup> W. H. Bragg y S. E. Peirce: «The Absorption Coefficients of X Rays», *Phil. Mag.*, **28**, 624, 1914.

<sup>114</sup> W. H. Bragg: «The Relation between certain X-ray Wave lengths and their Absorption Coefficients», *Phil. Mag.*, **29**, 407, 1915.

<sup>115</sup> C. G. Barkla y C. A. Sadler: «The Absorption of Röntgen Rays», *Phil. Mag.* **17**, 739, 1909.

dados para las radiaciones características complejas á las longitudes de onda de  $K_{\alpha}$ , según lo han hecho Siegbahn <sup>116</sup> y Kossel <sup>117</sup> para lograr una primera aproximación á las leyes en cuestión. Evidentemente nos acercáramos más á la realidad utilizando como variable independiente una longitud de onda intermedia á  $K_{\alpha}$  y  $K_{\beta}$ , y tanto más próxima á la primera cuanto mayor sea la relación de sus intensidades; pero la inseguridad que tal apreciación lleva consigo hace que la mejora en la exactitud de los resultados no compense el trabajo que ello supone.

En la *figura 39* están contenidas las curvas que expresan el  $\log \lambda_m$  en función de  $\log \lambda$  para el aluminio, el hierro y la plata. El primero

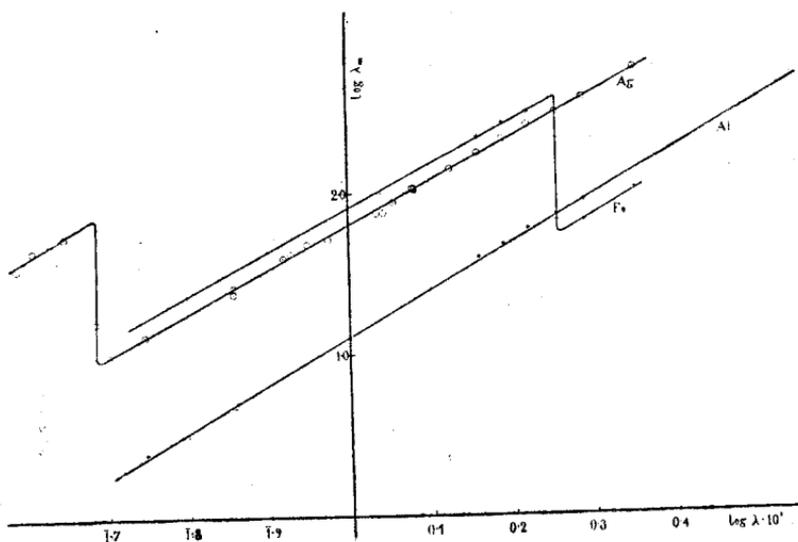


Fig. 39.

de estos metales es típico de los elementos de peso atómico inferior al del azufre: en todos ellos la curva es una línea recta, por lo menos en el intervalo de longitudes de onda fácilmente asequible. El segundo corresponde á aquellos elementos que emiten únicamente la radiación característica del grupo  $K$ , y el último presenta ya claramente la radiación  $L$ , á más de la  $K$  (*fig. 33*). Las gráficas de estos últimos elemen-

<sup>116</sup> M. Siegbahn: «Über den Zusammenhang zwischen Absorption und Wellenlänge bei Röntgenstrahlen», *Phys. Zeitschr.*, **15**, 753, 1914.

<sup>117</sup> W. Kossel: «Bemerkung zur Absorption homogener Röntgenstrahlen», I, *Verh. d. D. Phys. Ges.*, **16**, 898, 1914.

tos aparecen formadas por dos rectas sensiblemente paralelas á la del Al, ligadas entre sí por una porción vertical. La interpretación física de esta dislocación es inmediata; para longitudes de onda inferiores á un cierto límite, el coeficiente de absorción experimenta un incremento brusco.

Ya Barkla y Sadler <sup>115</sup> notaron la existencia de este fenómeno, señalando, además, la interesantísima particularidad de que el límite que marca el comienzo del incremento de absorción coincide aproximadamente con la longitud de onda de la radiación característica del cuerpo absorbente. En realidad, ni Barkla y Sadler, cuyas gráficas traducen la variación de  $\lambda_m$  para el cuerpo estudiado, en función del valor de  $\lambda_m$  en el aluminio para la misma radiación, ni Siegbahn y Kossel, que emplean las mismas variables de la *figura 39*, dan al trazo de unión entre los dos segmentos de la curva la forma que tiene en la indicada figura, sino que dejándose conducir más estrictamente por la posición de los puntos dibujan un segmento de curva inclinado respecto del eje vertical.

Pero Wagner <sup>89</sup> demostró que la absorción cambia bruscamente, según corresponde á la forma de las gráficas. Para ello interponía en el trayecto de los rayos X, procedentes de un tubo con anticátodo adecuado, una lámina de espesor conocido del metal cuya absorción quería estudiar. En el espectrograma aparecía una banda de absorción cuya extremidad, del lado de las ondas largas, era tan cortada como una raya bien definida. Este borde define el incremento brusco de absorción á que venimos aludiendo, y á partir de él, hacia las ondas cortas, la intensidad va decreciendo lentamente, perdiéndose por difuminación.

De acuerdo con la observación de Barkla y Sadler, el incremento del coeficiente  $\lambda_m$  tiene lugar para una longitud de onda algo inferior á la característica del elemento, y aun pudiéramos decir á todas las rayas que integran el grupo *K*. Esto ha sido comprobado por Wagner, muy particularmente para el caso de Pd. Bragg <sup>114</sup> y Wagner, independientemente, han demostrado para este cuerpo la existencia de una componente  $K_\gamma$ . Ahora bien, empleando un anticátodo de dicho metal, é interponiendo una hoja del mismo en el trayecto de los rayos, Wagner halló la cabeza de la banda de tal manera próxima á  $K_\gamma$ , que le fué imposible medir la diferencia de longitudes de onda. Conviene advertir que dicha diferencia entre  $K_\beta$  y  $K_\gamma$  es sólo de  $0,013 \times 10^{-8}$ , á pesar de lo cual, su separación es de unas cuantas décimas de milímetro en los fotogramas publicados por el repetido físico. También esta situación del comienzo de la banda está de acuerdo con las medidas de Bragg, realizadas por el método eléctrico, según se demuestra en el

adjunto cuadro, donde inmediatamente se observa que el incremento de  $\lambda_{at}$  tiene lugar entre las radiaciones  $K_{\beta}$  para el Pd y la Ag, cuya diferencia de longitudes de onda es sólo 0,021:

Radiación.	$\log \lambda$	$\log \lambda_{at}$ para Pd
Ag $\beta$ .....	1,6946	2,064
Pd $\beta$ .....	1,7126	1,301
Rh $\beta$ .....	1,7364	1,350
Ag $\alpha$ .....	1,7469	1,377
Pd $\alpha$ .....	1,7657	1,452
Rh $\alpha$ .....	1,7882	1,498

Resumiendo lo que llevo dicho en este apartado, puede formularse la siguiente conclusión: para una longitud de onda ligeramente inferior á la radiación  $K_{\gamma}$  de cada elemento, los coeficientes  $\lambda_m$  ó  $\lambda_{at}$  experimentan un incremento brusco, siendo, además, su ley de variación idéntica á ambos lados de dicho punto y para las curvas de todos los elementos.

De la primera parte de esta conclusión se deduce la probabilidad de que también en los casos análogos al Al exista una dislocación en la curva, siquiera para longitudes de onda alejadas de la región que más frecuentemente se utiliza. En el caso del aluminio la experiencia lo confirma, pues de las medidas de Whiddington <sup>118</sup> resulta para el valor de  $\lambda_m$  relativo á la radiación característica de dicho metal ( $\log \lambda = 0,922$ ), 580 ( $\log \lambda_m = 2,763$ ); de suerte que el punto que le correspondería en la gráfica de la *figura 39* estaría situado por bajo de la recta á una distancia sensiblemente igual á la que separa los dos segmentos en la plata y el hierro. Para otros elementos de número atómico inferior al del aluminio, como el C y el Mg, entre los estudiados por Barkla y Sadler, la quebradura de la gráfica corresponderá á un valor de  $\lambda$  aún más grande y, por consiguiente, para todos ellos la gráfica será una recta única, dentro de la región del espectro de rayos X ordinariamente empleado.

Esta circunstancia justifica el empleo de la absorción por el aluminio como constante característica de la naturaleza de los rayos X, y permite la utilización de la mayoría de los resultados obtenidos antes de la medida de las longitudes de onda, puesto que  $\lambda$  es función uniforme del coeficiente  $\lambda_m$  para dicho metal. Según ha observado

<sup>118</sup> R. Whiddington: «The Production and Properties of Soft Röntgen Radiation», *Proc. of the R. Soc., A.* 85, 99, 1911.

Barkla<sup>62</sup>, nos hallamos aquí en idénticas condiciones que al tomar como índice de una luz monocromática su refrangibilidad por una substancia que no posee ninguna banda de absorción en la región empleada del espectro. Claro es que, desde tal punto de vista, con tanto ó más derecho podía haberse utilizado cualquiera de los elementos de menor número atómico, como el C y el Mg; pero la mayor maleabilidad del aluminio compensa con creces aquella ventaja y justifica perfectamente la elección.

50. En cuanto al paralelismo de las rectas que ligan  $\log \lambda_m$  y  $\log \lambda$ , que ya la figura justifica, encuentra su confirmación más acabada determinando las ecuaciones que las representan. Es evidente que dichas ecuaciones serán de la forma

$$\lambda_m = a \lambda^b,$$

donde  $\log a$  es la ordenada en el origen y  $b$  el coeficiente angular de las rectas de la figura. Así, pues, mientras  $a$  debe ser distinto, tanto para los diferentes elementos como para las dos porciones de línea en cada elemento,  $b$  será una constante universal, por lo menos en primera aproximación. El siguiente cuadro contiene los valores de esta constante relativos á los cuerpos estudiados por Barkla y Sadler, según han sido calculados por Siegbahn:

	$a$	$b$		$a$	$b$
C.....	1,5	2,91	Cu.....	17	2,55
Mg.....	12	2,82	Zn.....	19	2,71
Al.....	13	2,87	Ag.....	64	2,71
Fe.....	81	2,67	Sn.....	81	2,71

La porción de la izquierda de este cuadro se refiere al segmento anterior á la discontinuidad de la curva, en tanto que la porción de la derecha corresponde al segmento posterior. Es evidente que, por lo menos en primera aproximación,  $b$  es constante.

En una región más limitada han obtenido Bragg y Peircé<sup>413</sup> una confirmación de esta misma ley, cuyo interés es grande, puesto que se trata de las únicas medidas realizadas con rayos perfectamente monocromáticos. Bragg procede hallando las diferencias de  $\log \lambda_{at}$  para un mismo valor de  $\lambda$ , y encuentra que, para un par de elementos y seis longitudes de onda comprendidas entre  $0,491 \times 10^{-8}$  y  $0,615 \times 10^{-8}$ , dichas diferencias se mantienen constantes, dentro de los errores de observación.

Claro está que la constancia de  $b$  puede sólo considerarse como una primera aproximación, siquiera bastante cercana á la realidad, puesto que la diferencia entre sus valores para elementos muy distantes es pequeña y no sigue orden alguno. Conviene agregar, en confirmación de tal idea, que á los números contenidos en el cuadro preinserto hay que agregar los siguientes:

Pt.....	$b = 2,43$
Au.....	2,42

calculados partiendo también de los datos experimentados de Barkla y Sadler y, por tanto, en el mismo intervalo de  $\lambda$  que antes.

En cuanto á la constante  $a$ , es evidente un crecimiento con el peso atómico, extremo de que me ocuparé más adelante; pero es también interesante el notar que la diferencia de sus logaritmos,  $\log a - \log a'$ , para las dos porciones de la curva, en un mismo elemento, parece constante, dentro de los mismos límites de precisión que la constancia de  $b$ . Su valor parece ser próximo de 0,85.

Si hubiésemos de admitir la existencia real de un cambio en  $b$  y  $\log \frac{a}{a'}$ , al pasar de unos elementos á otros, el sentido probable de este cambio sería una disminución en  $b$  y un aumento en  $\log \frac{a}{a'}$  á medida que crece el peso atómico.

**51. Longitudes de onda y coeficientes de absorción reducidos.**—

Supuesta la constancia de  $b$  y  $\log \frac{a}{a'}$  en los diferentes elementos, se concibe la posibilidad de llevar todas las curvas en coincidencia, por simple traslación, sin rotación. Ello equivale á un cambio de unidades para  $\lambda$  y  $\lambda_m$  en cada elemento, con lo cual se obtendrá un nuevo sistema de valores para las referidas magnitudes, que llamaremos longitudes de onda y coeficientes de absorción *reducidos*. La unidad que parece más lógica para  $\lambda$  es la longitud de onda  $\lambda_A$ , que corresponde en cada caso á la discontinuidad de la curva, y para  $\lambda_m$  uno de los límites del segmento vertical correspondiente. Semejante elección significa un traslado paralelo al eje de  $\log \lambda$  en la *figura 39*, hasta que coincidan dichos segmentos, y otro paralelo al eje de  $\log \lambda_m$  hasta que se confundan los puntos mencionados. En la hipótesis hecha al principio de este párrafo, las curvas se superpondrán en toda su longitud.

Si tal hipótesis no responde exactamente á la realidad, las curvas continuarán siendo distintas fuera del segmento rectilíneo. Algo en tal

sentido se vislumbra cuando se pretende la superposición indicada, que responde al cambio ligero en  $b$  y  $\log \frac{a}{a'}$  de que he hablado ya (§ 49); pero el sentido en que tales cambios tienen lugar sugiere la posibilidad de llegar á la coincidencia perfecta en toda la curva, modificando el coeficiente de absorción reducido de tal manera que, para todos los elementos, el nuevo valor de  $\log \frac{a}{a'}$  sea el mismo; á cuyo fin bastará multiplicar  $\log \frac{\lambda_m}{\lambda_{m_a}}$  por un factor  $c$ , específico de cada cuerpo. Entonces las ecuaciones reducidas para  $\lambda > \lambda_A$  y  $\lambda < \lambda_A$ , respectivamente, serían:

$$\left(\frac{\lambda_m}{\lambda_{m_a}}\right)^c = B \left(\frac{\lambda}{\lambda_A}\right)^{b'}$$

$$\left(\frac{\lambda_m}{\lambda_{m_a}}\right)^c = \left(\frac{\lambda}{\lambda_A}\right)^{b'}$$

donde  $B$  y  $b'$  son constantes universales. Dicho se está que es ésta una hipótesis para cuya comprobación no existen datos en la literatura; de suerte que es preferible continuar admitiendo la constancia de  $b$  y  $\log \frac{a}{a'}$ , supuesto que será siempre una primera aproximación de la realidad.

Ya Barkla y Collier <sup>119</sup> comprobaron la posibilidad de superponer las curvas de absorción de los diferentes elementos, construídas eligiendo como variable independiente el valor de  $\lambda_m$  para el aluminio, sin más que tomar para coordenadas los cocientes  $\frac{\lambda_m}{\lambda_{m_0}}$  en el elemento estudiado y en el aluminio. Aquí  $\lambda_{m_0}$  es, para las ordenadas, el coeficiente de absorción en  $C$  de la radiación característica del mismo cuerpo, y para las abscisas el valor correspondiente en el aluminio.

Esta elección coincidiría perfectamente con la indicada más arriba, si la longitud de onda  $\lambda_A$  del punto en que se produce la discontinuidad de la absorción fuese igual á la correspondiente  $\lambda_\alpha$  á la radiación característica, ó se hallase con ella en una relación constante; pero las medidas de Wagner <sup>85</sup>, transcritas á continuación, demuestran que esto no es así, puesto que  $\frac{\lambda_\alpha}{\lambda_A}$  es ligeramente variable:

---

<sup>119</sup> C. G. Barkla y V. Collier: «The Absorption of X-Rays and Fluorescent X-Ray Spectre», *Phil. Mag.*, **23**, 987, 1912.

Serie K.

	$\lambda_A \cdot 10^8$	$\lambda_\alpha \cdot 10^8$	$\frac{\lambda_\alpha}{\lambda_A}$
Sn.....	0,425	0,488	1,148
Cd.....	0,468	0,536	1,145
Ag.....	0,490	0,560	1,143
Pd.....	0,513	0,586	1,136
Br.....	0,926	1,06	1,145
Cu.....	1,386	1,549	1,116
Ni.....	1,502	1,662	1,106
Fe.....	1,750	1,946	1,106

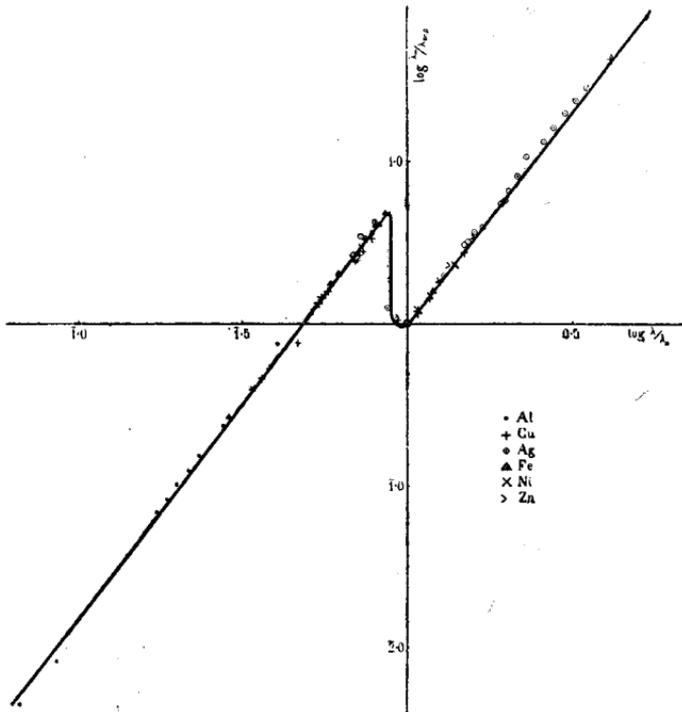


Fig. 40.

A pesar de esta manifiesta discordancia entre lo que la lógica sugiere y la elección hecha por Barkla y Collier, he seguido en la construcción de la *figura 40* á estos físicos, porque los datos de que es neces-

rio partir para realizar una construcción de este género están mejor dispuestos para proceder así, á más de que el único error á que ello conduce es la falta de superposición en las porciones verticales de las gráficas de los diferentes elementos. Así, pues, la dibujada en la figura coincide con la de un elemento próximo al Fe; pero es de advertir que en la escala en que está trazada la diferencia entre las más distantes no excede mucho del grueso de la línea y, por tanto, es del orden de los errores experimentales.

Kossel <sup>117</sup>, movido por una relación que más adelante discutiremos, elige otro sistema de coordenadas reducidas, que se distingue del de Barkla y Collier, empleado en la *figura 40*, por substituir la ordenada  $\log \frac{\lambda_m}{\lambda_{m_0}}$ , con la magnitud  $\log \frac{\lambda_m}{\lambda_\alpha}$ ; esto es, el logaritmo del cociente de la absorción específica por la longitud de onda de la raya  $K_\alpha$ . Si se prescinde de la precitada relación, no es fácil la interpretación física de dicho cociente, cuyas dimensiones son, además, diferentes de cero. No es extraño, por consiguiente, que con tal sistema únicamente exista coincidencia en las gráficas relativas á elementos muy próximos en la serie ordenada por los números atómicos.

**52. Absorción en el espectro.** — Intencionadamente he prescindido en lo que precede de la absorción en las proximidades de la radiación característica  $L$  del elemento estudiado. Era lógico presumir aquí la existencia de una discontinuidad análoga á la que se produce en la región de la radiación  $K$ , presunción que confirmaron independientemente Chapman <sup>63</sup>, para el Pb y el Bi, y Barkla y Collier <sup>112</sup> para el platino y el oro. Entre los elementos cuyas gráficas van contenidas en la *figura 39*, es la plata el único que posee una radiación  $L$  conocida; pero, desgraciadamente, existe sólo una medida de  $\lambda_m$  correspondiente á una longitud de onda superior á  $\lambda_{L\alpha}$ , que es la hecha por Whiddington <sup>118</sup> para la radiación característica del Al, con cuyo punto no basta para la construcción. Sin embargo, es interesante hacer constar que dicho punto se encuentra por bajo de la recta de la figura, prolongada hacia la derecha, á una distancia sensiblemente igual á las longitudes de las porciones verticales que corresponden á la región  $K$ .

Barkla y Collier, siguiendo un procedimiento análogo al empleado para los elementos que poseen una radiación  $K$ , construyeron una curva reducida, sobre la cual están contenidos los puntos del Pt y el Au, curva que es análoga á la que se obtenía para aquéllos, si bien la dislocación resulta algo inferior. No pasó tampoco desapercibido para los físicos ingleses el que algún punto del oro resultaba bastante por bajo de la gráfica que la analogía con el caso anterior inducía á dibu-

jar, pues por esta razón, sin duda, trazaron de puntos una cierta parte de la misma; pero corresponde á Kossel el mérito de haber visto claro en este asunto, admitiendo la existencia de una doble ruptura en la curva.

La *figura 41* muestra esta ley de variación, partiendo de las medidas de Barkla y Collier, exclusivamente, y eligiendo el mismo sistema de coordenadas reducidas. En ella he adoptado, sin duda alguna, la doble ruptura señalada por Kossel, porque aquí, como en el caso de la radiación *K*, los trabajos de Wagner <sup>85</sup> han esclarecido totalmente el fenómeno. Estudiando la absorción del Pt y el Au por el mismo método referido arriba (§ 49), demostró la existencia de *dos* bandas, *A*<sub>1</sub> y *A*<sub>2</sub>, de constitución idéntica á la que acompaña á la radiación *K*, pero más débiles, y esto en mayor proporción para la *A*<sub>2</sub>, de menor longitud de onda, que para *A*<sub>1</sub>, según corresponde á la diferente longitud de sus porciones verticales en la gráfica. En el cuadro adjunto se contienen los

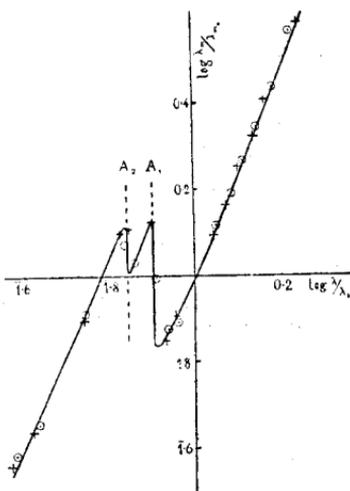


Fig. 41.

valores de  $\lambda_{A_1}$ ,  $\lambda_{A_2}$ ,  $\frac{\lambda_{A_1}}{\lambda_\alpha}$  y  $\frac{\lambda_{A_2}}{\lambda_\alpha}$ , obtenidos por Wagner, y en la figura se señalan por líneas de puntos la posición de las mismas, que sirvió para situar las porciones verticales de la gráfica.

	$\lambda_{A_1}$	$\lambda_{A_2}$	$\lambda_\alpha$	$\lambda_{A_1}:\lambda_\alpha$	$\lambda_{A_2}:\lambda_\alpha$
Pt.....	1,072	0,934	1,316	0,815	0,710
An.....	1,042	0,914	1,287	0,811	0,710

La conformidad de unos y otros resultados nada deja que desear, pero debo advertir que, no obstante, esta curva no tiene tanto valor como la contenida en la *figura 40*. Como Barkla y Collier no han medido el valor de  $\lambda_m$  que corresponde á la radiación característica de cada uno de estos elementos, el trasladado paralelo al eje  $\log \lambda_m$  se ha hecho de suerte que se estableciera la coincidencia de ambas curvas, de modo que la significación misma de la ordenada reducida es desconocida.

Esta cuestión es interesante, porque la legitimidad de la aplicación á esta región de idéntico proceso de reducción que para la regida por la radiación  $K$ , es problemática. Físicamente, obtener una ecuación reducida supone que los fenómenos á que la misma se refiere dependen del fenómeno que suministra las unidades: en este caso particular, que la absorción en la región  $K$  esté regida por la emisión de esta radiación característica. Ahora bien; es evidente, y ya Barkla y Collier insistieron sobre ello, que la curva general de absorción, sea cual fuere el número de radiaciones del elemento estudiado, es única; sin que se puedan separar porciones privativas de cada una de éstas. Esto parece indicar la imposibilidad de elegir independientemente las variables reducidas para cada caso, á menos de que, por la naturaleza misma de los hechos, tales elecciones sean equivalentes. Sólo el estudio completo de la totalidad de la absorción en un mismo elemento puede resolver este problema, y, sin duda alguna, son los comprendidos entre la  $Ag$  y el  $Ba$  los que mejor se prestan para ello.

**53.** *La absorción y el número atómico.*—En cuanto precede, relativo á la absorción de un elemento determinado, se ha adoptado como variable independiente la longitud de onda de los rayos incidentes, lo cual conduce á una expresión para el coeficiente de absorción específico de la forma

$$\lambda_m = a \lambda^b,$$

donde  $b$  es una constante universal (2,7 ?), al menos en primera aproximación, y  $a$  cambia de un elemento á otro, y aun de una región á otra de la curva para un mismo elemento.

Pero con anterioridad se ha visto (§§ 42 y 45) que la frecuencia y, por tanto,  $\frac{1}{\lambda}$ , de una onda emitida por un elemento, cuyo número atómico es  $N$ , está definida por una ecuación que podemos escribir aquí bajo la forma

$$\lambda = \frac{c}{(N - a)^2},$$

donde  $a$  es siempre un número pequeño y constante para cada raya, cualquiera que sea el elemento de que procede. Si, por ende, reemplazamos  $\lambda$  por  $N$  en la expresión de  $\lambda_m$ , obtenemos

$$\lambda_m = a (N - a)^{-2b}$$

fórmula dada primeramente por Siegbahn <sup>116</sup>, pero prevista antes por van der Broek <sup>120</sup>. Así, pues, si se construyen gráficas, para las cuales las abscisas sean los logaritmos de los números atómicos correspondientes á los cuerpos que emiten los rayos, su forma será análoga á las dibujadas en la *figura 39*, siquiera su inclinación sea mayor. Ello depende, en realidad, de que la constante  $a$  es relativamente pequeña (la unidad) para los cuerpos emisores utilizados, y las diferencias que pueden proceder de este término aditivo caen dentro de los errores experimentales.

También esta circunstancia consiente el interpretar una ley deducida por Owen <sup>121</sup> para la absorción por los gases, que fué generalizada más tarde por Kauffmann <sup>122</sup> para el aluminio. Según esta ley, la absorción específica es inversamente proporcional á la quinta potencia del peso atómico del elemento que emite los rayos absorbidos, y recordando que  $N$  tiene un valor no muy alejado de la mitad del peso atómico, es evidente su identidad con la formulada más arriba. Esto exige que  $5 = 2b$ , en tanto que partiendo del valor de  $b$  se obtiene  $2b = 5,4$ . Conviene aquí notar que, como realmente  $N$  es inferior á  $\frac{1}{2}A$ , la inclinación de la curva en función de  $\log A$  debe ser inferior que cuando se tome  $\log N$ .

Posteriormente, pero con independencia de los trabajos anteriores, Laub <sup>123</sup> ha ensayado una fórmula del mismo tipo

$$k_m = KN^{-x}$$

para la absorción en el aluminio, hallando que, para los elementos que emiten la radiación  $K$ , si se hace  $x = 6,5$ ,  $K = 1663,5 \times 10^{-8}$ , con separaciones que alcanzan á un 15,8 %, y para los que emiten la radiación  $L$ , si  $x = 7$ ,  $K = 3606,8 \times 10^{11}$ , con un error máximo de 12 %. Como es lógico, Laub encuentra mejores resultados dividiendo la serie  $K$  en secciones con diferentes valores de  $x$ .

<sup>120</sup> A. van den Broek: «Röntgenstrahlung und Ordnungszahlen», *Phys. Zeits.*, **15**, 891, 1914.

<sup>121</sup> E. A. Owen: «The Passage of Homogeneous Röntgen Rays through Gases», *Proc. of the R. Soc.*, A, **86**, 426, 1912.

<sup>122</sup> W. Kauffmann: «Über eine Regel bezüglich der fluoreszirende Röntgenstrahlen», *Phys. Zeits.*, **14**, 386.

<sup>123</sup> J. Laub: «Zur Frage nach einem Emissionsgesetze der homogenen Röntgenstrahlen», *Verh. d. D. Phys. Ges.*, **17**, 101, 1915.

**54.** Más interesante que analizar la relación entre el coeficiente específico  $\lambda_m$ , y el número atómico del elemento emisor, es compararle con el número atómico propio. Tal comparación ha sido realizada independientemente por Kossel <sup>112</sup> y Bragg <sup>113</sup>, el primero utilizando los números de Barkla y Sadler y el segundo partiendo de sus medidas directas del coeficiente atómico  $\lambda_{at}$ .

Kossel halla que el cociente  $\frac{\lambda_m}{N^2}$ , del valor  $\lambda_m$  para radiación característica del mismo elemento por  $N^2$ , es una cantidad constante para elementos próximos, pero cambia al pasar de un extremo á otro de la serie de los mismos, seguramente por saltos. Así, para el Al,  $\frac{\lambda_m}{N^2} = 9,82 \times 10^4$ ; entre el Fe y el Zn,  $\frac{\lambda_m}{N^2} = 4,46 \times 10^4$ , y para la Ag,  $\frac{\lambda_m}{N^2} = 2,94 \times 10^4$ . Se comprende el escaso valor de esta relación, que por un proceso evidente llevó á Kossel á elegir la ordenada reducida á que hemos hecho referencia más arriba (§ 51).

Aunque Bragg opera en un intervalo muy pequeño de longitudes de onda, la precisión con que se cumple la ley por él formulada demuestra su segura validez fuera del mismo. Esta ley puede enunciarse en la forma siguiente: el coeficiente atómico de absorción es proporcional á la cuarta potencia del número atómico, *siempre que se comparen regiones idénticas de las curvas de absorción*. Aunque la parte subrayada no ha sido explícitamente consignada por Bragg, esta condición no ha pasado desapercibida para él, si bien acaso no con la generalidad que posee y que resulta de los propios números del autor.

He dicho ya (§ 50), que Bragg demostró la constancia de  $\log \frac{\lambda_{at}}{\lambda'_{at}}$  para cada par de elementos en la región de longitudes de onda por él utilizadas. En el siguiente cuadro están contenidos los valores de dicha cantidad, tomados directamente de dicho autor ó calculados con los resultados de sus medidas; la parte de la izquierda se refiere á porciones homólogas de la curva de absorción en los dos elementos que se comparan, y en la parte de la derecha la absorción de cada uno de los metales tiene lugar en una región diferente de su propia curva.

	$\log \frac{\lambda_A}{\lambda'_A}$	$4 \log \frac{N}{N'}$		$\log \frac{\lambda_A}{\lambda'_A}$	$4 \log \frac{N}{N'}$	$\Delta$
Anterior á <i>K</i>	Fe-Al... 1,183	1,204	Núm. de la región <i>K-L</i> Denom. de la anterior á <i>K</i>	Ag-Pd'... — 0,804	0,036	0,840
	Ni-Fe... 0,112	0,128		Pd'-Zn... — 0,126	0,743	0,869
	Cu-Ni... 0,069	0,060		Sn-Ni... 0,157	1,008	0,851
	Zn-Cu... 0,053	0,060		Au-Fe... 1,051	1,928	0,877
	Pd-Zn... (0,695)	0,743		Ag-Al... 1,329	2,232	0,903
Entre <i>K</i> y <i>L</i>	Ag-Pd... 0,036	0,036		Sn-Al... 1,453	2,340	0,887
	Sn-Ag... 0,123	0,108		Pt-Al... 2,212	3,112	0,900
	Pt-Sn... 0,760	0,760		Au-Al... 2,235	3,132	0,897
	Au-Pt... 0,023	0,024				
						0,878

Desgraciadamente, en las medidas de Bragg no existe ningún coeficiente que se refiera á la región posterior á la radiación *L*, pero no parece dudoso el que la ley siga cumpliéndose, principalmente si se tiene en cuenta que entre *K* y *L* es donde más exactamente queda satisfe-

cha. La columna  $\Delta$  viene á ser la medida de  $\log \frac{a}{a'}$  para las regiones anterior y posterior á *K*, y su valor es sensiblemente constante, de acuerdo con lo que he dicho al ocuparme de la expresada magnitud. No obstante, aquí como allí, parece vislumbrarse un aumento á medida que el número atómico disminuye, cambio que permanece dentro de los límites del error experimental posible.

Agrupando esta ley con la referente á la longitud de onda, deducida de los experimentos de Owen y la ley de Moseley, Bragg expresa el coeficiente atómico de absorción por la fórmula

$$\lambda_{at} = CN^4 \lambda^{2/5},$$

donde  $C = 1,79 \times 10^{-6}$  para la región anterior á *K*, y  $C = 0,235 \times 10^{-6}$  para la comprendida entre *K* y *L*. El exponente de  $\lambda$  no responde á los cálculos realizados por Siegbahn, partiendo de las medidas de Barkla, según he dicho ya, ni á los resultados del propio Bragg, según reconoce él mismo <sup>114</sup>, por lo cual aquellos valores de *C* deben ser, seguramente, algo altos.

**55. Ley de Stokes.**— En un apartado anterior (§ 35) se vió que la emisión de una radiación característica ha de exitarse por otra de mayor dureza, ó sea de menor longitud de onda, de igual manera como ocurre con la fluorescencia de la luz ordinaria, si hemos de admitir la ey de Stokes. Según los experimentos de Barkla y Sadler, entonces

referidos, esta ley no parece discutible aquí, á diferencia de lo que pasa en los dominios del espectro visible, donde los experimentos de Lommel, primero, y los de Nichols y Merritt, más tarde, la han puesto en entredicho. En varias ocasiones he señalado la mayor simplicidad de los diferentes fenómenos de la óptica en este dominio de los rayos X, y ello hace interesante el analizar aquí cuidadosamente la ley en cuestión.

En éste, como en otros asuntos ya tratados ó que se tratarán más adelante, es Wagner <sup>85</sup> quien más ha avanzado en el esclarecimiento de los hechos. Si nos limitamos primero á la radiación  $K$ , donde los datos acumulados son más completos, no sólo aparece absolutamente confirmada la observación de Barkla y Sadler respecto de la más intensa de las rayas del grupo, sino para la totalidad del mismo, según ya he dicho (§ 49); á lo cual conviene agregar ahora, para dejar perfectamente clara una de las particularidades de la emisión del grupo de radiaciones en cuestión, que *la totalidad* de las rayas que le integran son emitidas *simultáneamente*, entendiéndose por tal adverbio la imposibilidad de exitar una de ellas sin que aparezcan los restantes. Este es un hecho importante, sobre el cual ha llamado la atención Bragg <sup>114</sup>; las longitudes de onda de las rayas  $K_{\alpha_1}$  y  $K_{\alpha_2}$  de la Ag son superiores á las  $K_{\beta}$  y  $K_{\gamma}$  del Pd y el Rh, no obstante lo cual, estas últimas son incapaces de exitar aquéllas, porque  $\lambda$  es para ellas superior á las homólogas en la Ag.

Más importante que esta demostración, al parecer concluyente, de la ley de Stokes es la existencia de una relación cuantitativa entre las

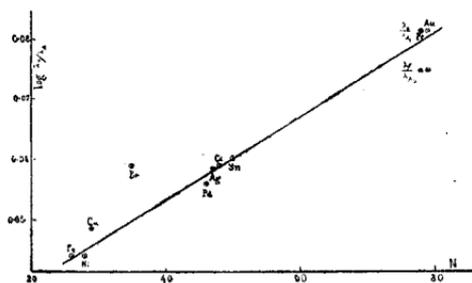


Fig. 42.

longitudes de onda que corresponden al cambio brusco de la absorción,  $\lambda_{A_1}$ , y la de la raya  $K_{\alpha}$ , principal de la serie, relación á que Wagner denomina *salto de Stokes*, y que crece muy lentamente con el número atómico, según se observa en la *figura 42*. Sólo el Br parece contradecir la marcha

lineal de la curva, pero el valor de  $\lambda$  para su raya  $K_{\alpha}$  se ha deducido por interpolación, y bastaría suponer  $\lambda = 1,04$  para que cayese en la curva, suposición que tiene tanto ó más valor que la adoptada por Wagner ( $\lambda = 1,06$ ).

56. En cuanto al grupo  $L$ , los hechos son más complicados, tanto por la presencia de las bandas  $A_1$  y  $A_2$ , cuanto por sus posiciones respecto de las diferentes rayas del grupo. Las  $L_\alpha$ ,  $L_\beta$  y  $L_\gamma$  pueden, indistintamente, considerarse engendradas por cualquiera de aquellas bandas, pues sus longitudes de ondas son mayores que las cabezas de aquéllas; la  $\delta$  sólo puede ser exitada por  $A_2$ , y existen aún otras, como las dos últimas de la izquierda de la *figura 37*, situadas á uno y otro lado del borde de la banda del Br que allí aparece, cuyas longitudes de onda son inferiores á  $A_2$  y, por consiguiente, ó nos encontramos ya con una excepción á la ley de Stokes ó existe otra banda  $A_3$  que comienza en una región de longitudes de onda más pequeñas. Wagner cree vislumbrar en el oro la existencia de esta banda, pero no puede considerarlo como un hecho probado.

Prescindiendo de este extremo, Wagner ha investigado cuáles de las rayas del grupo  $L$  deben agruparse con cada una de las bandas  $A_1$  y  $A_2$ , llegando á la conclusión que son  $L_\alpha$  y  $L_\gamma$  las originadas por  $A_1$ , y  $L_\rho$ ,  $L_\delta$  las exitadas por  $A_2$ . En efecto; entre las longitudes de onda correspondientes para el Pt, pueden establecerse las relaciones

$$\begin{aligned} \lambda_\alpha : \lambda_\gamma : \lambda_{A_1} &= 1,23 : 1,03 : 1 \\ \lambda_\beta : \lambda_\delta : \lambda_{A_2} &= 1,20 : 1,03 : 1 \end{aligned}$$

que se satisfacen también por el Au. Además, Wagner recuerda, como una confirmación indirecta de esta distribución de las rayas entre los dos grupos, que ya Moseley y Darwin apreciaron cambios en la relación de las intensidades de  $L_\beta$  y  $L_\gamma$ , según las condiciones de funcionamiento del tubo Röntgen, que parecen indicar su independencia mutua.

En cuanto al *salto de Stokes*, es también instructiva la comparación siguiente:

$$\begin{array}{l} \text{Serie K.} \quad \left. \begin{array}{l} \frac{\lambda_\alpha}{\lambda_{A_1}} = 1,14 \\ \frac{\lambda_\beta}{\lambda_{A_2}} = 1,20 \end{array} \right\} \quad \left. \begin{array}{l} \frac{\lambda_\beta}{\lambda_{A_1}} = 1,14 \\ \frac{\lambda_\gamma}{\lambda_{A_2}} = 1,03 \end{array} \right\} \quad (\text{Pd}) \\ \text{Serie L.} \quad \left. \begin{array}{l} \frac{\lambda_\alpha}{\lambda_{A_1}} = 1,23 \\ \frac{\lambda_\beta}{\lambda_{A_2}} = 1,20 \end{array} \right\} \quad \left. \begin{array}{l} \frac{\lambda_\gamma}{\lambda_{A_1}} = 1,03 \\ \frac{\lambda_\delta}{\lambda_{A_2}} = 1,03 \end{array} \right\} \quad (\text{Au ó Pt}) \end{array}$$

Es más evidente el interés de esta comparación, en cuanto se refiere á la primera columna, si se tiene en cuenta que los dos últimos

puntos que figuran á la derecha en la *figura 42* corresponden, precisamente, á  $\frac{\lambda_\alpha}{\lambda_{A_1}}$  y  $\frac{\lambda_\beta}{\lambda_{A_2}}$ . No está, por ende, fuera de lugar el considerar esta correlación entre las series *K* y *L*, como una demostración de la *universalidad del mecanismo de la fluorescencia*, según indica Wagner.

#### IV.

**57.** *Velocidad de los rayos  $\beta$  secundarios.* — Antes de continuar analizando las importantes consecuencias que para la teoría del átomo se deducen del estudio de las relaciones entre la absorción y la emisión de los rayos X, conviene resumir los resultados obtenidos para otro fenómeno íntimamente ligado con los anteriores. De igual suerte que, según han demostrado Stark y Steubing, la fluorescencia luminosa viene siempre acompañada por una emisión de electrones excitada por la iluminación, fenómeno que se conoce con el nombre de emisión fotoeléctrica; de igual manera los rayos X ó  $\gamma$  provocan también un desprendimiento de partículas electrizadas más rápidas que las anteriores, que constituyen los rayos  $\beta$  ó catódicos secundarios, descubiertos por Sagnac. La naturaleza electrónica de las partículas fotoeléctricas fué demostrada por J. J. Thomson midiendo la relación  $\frac{e}{m}$  por la acción de un campo magnético sobre sus trayectorias. Análogamente comprobó Bestelmeyer <sup>124</sup> que los rayos  $\beta$  secundarios son también electrones: de sus medidas se deduce que el valor límite de  $\left(\frac{e}{m}\right)$  cuando  $\frac{v}{c}$  tiende hacia cero es  $1,72 \times 10^7$ , número muy próximo de  $1,77 \times 10^7$ , que dan las últimas medidas para dicho valor en un electrón.

La velocidad con que estos rayos  $\beta$  abandonan el cuerpo iluminado por los rayos X puede medirse por tres procedimientos utilizados por diferentes físicos. En primer lugar, si se crea un campo magnético uniforme, cuyas líneas de fuerza sean perpendiculares á las trayectorias de los electrones, es bien sabido que la velocidad  $v$  está ligada al valor del campo  $H$  y al radio  $\rho$  del círculo descrito por aquéllos, mediante la ecuación

$$v = H\rho \frac{e}{m}.$$

<sup>124</sup> A. Bestelmeyer: «Spezifische Ladung und Geschwindigkeit der durch Röntgenstrahlen erzeugten Kathodenstrahlen», *Ann. d. Phys.*, **22**, 429, 1907.

Como  $\frac{e}{m}$  es conocido, frecuentemente los autores dan  $H\rho$  en vez de  $v$ . Es, sin duda, este método el más perfecto, porque consiente separar los electrones que poseen velocidades distintas y medir sus valores respectivos. En efecto; la disposición experimental suele ser siempre análoga á la esquematizada en la *figura 43*, que corresponde á la empleada por Rutherford y Robinson <sup>125</sup> para medir  $v$  en los rayos  $\beta$  del radio  $B$  y el  $C$ , y más tarde por estos mismos físicos y Rawlinson para los rayos  $\beta$  secundarios.  $S$  es el punto de donde parten los *electrones*, sea cual fuere su origen;  $L$  un bloque de plomo que sirve de pantalla para interceptar los rayos del tipo  $X$  que puedan llegar hasta la placa fotográfica  $P$ , situada sobre  $L$ . En la prolongación de  $P$  existe una pantalla con la rendija  $V$ , que limita el haz sometido á la acción del campo magnético, cuyas líneas de fuerza son perpendiculares al plano del dibujo. La rendija  $V$  no necesita ser muy estrecha, pues según se observa en la figura, todos los círculos de igual radio que pasan por  $S$  vienen á interceptar la placa en una región mucho más estrecha que  $V$ . Si los electrones parten de  $S$  con velocidades bien definidas, aunque pudiendo tener valores diferentes, se obtienen en la placa una serie de rayas paralelas, de cuya posición se puede deducir  $\rho$ , mientras si aquellas velocidades poseen todos los valores posibles entre ciertos límites, en la placa aparecerá una banda de bordes más ó menos difusos. El primer caso se presenta generalmente en los rayos  $\beta$  de las substancias radiactivas, y siempre en los secundarios excitados por rayos homogéneos  $X$  ó  $\gamma$ , como en los recientes experimentos de Robinson y Rawlinson <sup>126</sup> y en los de Rutherford <sup>127</sup>, en unión de los mismos físicos; el segundo siempre que la radiación provocadora de la emisión de rayos  $\beta$  es heterogénea, como cuando se emplea un tubo Röntgen, según ocurrió en los trabajos de Bestelmeyer.

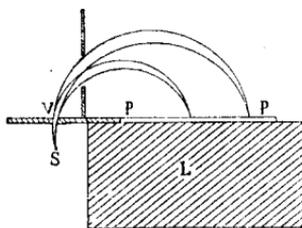


Fig. 43.

El segundo método que puede utilizarse en la medida de  $v$  consiste

<sup>125</sup> E. Rutherford y H. Robinson: «The Analysis of the  $\beta$  Rays from Radium Band Radium C»; *Phil. Mag.*, **26**, 717, 1913.

<sup>126</sup> H. Robinson y W. F. Rawlinson: «The Magnetic Spectrum of the  $\beta$  Rays excited in Metals by of X Rays», *Phil. Mag.*, **28**, 277, 1914.

<sup>127</sup> E. Rutherford, H. Robinson y W. F. Rawlinson: «Spectrum of the  $\beta$  Rays excited by  $\gamma$  Rays», *Phil. Mag.*, **28**, 281, 1914.

en crear un campo eléctrico uniforme que se oponga al movimiento del electrón. El fenómeno que se produce es comparable al movimiento de un proyectil que se lanza con una componente en dirección opuesta á la gravedad; la componente vertical de la velocidad se puede deducir de la altura alcanzada por el proyectil. Análogamente, si se establece el campo mediante una diferencia de potencial  $V$  entre la superficie del cuerpo de donde parten los rayos  $\beta$  y un plano metálico paralelo, la componente normal de la velocidad de las partículas que toquen este plano en el vértice de la parábola que describen, será:

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m} V} = 5,7 \sqrt{V} \cdot 10^7 \frac{cm}{sec}.$$

Esta velocidad será la que se desea medir, si se limita con pantalla, el haz de partículas, de suerte que únicamente se opere con aquéllas cuyas trayectorias son sensiblemente normales. El valor máximo de  $v$  se obtiene haciendo variar  $V$  hasta que no pase corriente entre ambos platillos, puesto que ello indicará que los electrones más rápidos acaban de poder recorrer la distancia entre ambos planos. Evidentemente, si se mide la corriente que atraviesa del uno al otro para diferentes valores de  $V$  se obtendrá el número de electrones que parte con cada velocidad, y por un método indirecto, y por tanto más inseguro que el anterior, se puede deducir en definitiva cómo se distribuyen los rayos  $\beta$  entre las diferentes velocidades. Análogamente á lo que hemos dicho para el caso anterior, en este método es corriente que los experimentadores den  $V$  en vez de  $v$ . Entre los que han estudiado la emisión de los rayos  $\beta$  secundarios por este método, merece especial mención Laub <sup>128</sup>.

El tercer método empleado para medir la velocidad en cuestión se funda en la absorción de esta clase de rayos al atravesar la materia. Es, sin duda alguna, el peor de cuantos se han puesto en práctica, pero en manos de Beatty <sup>129</sup> y Sadler <sup>130, 131</sup>, sobre todo gracias á la discusión hecha por Whiddington <sup>132</sup> de sus resultados, ha suministrado noticias

<sup>128</sup> J. Luab: Über die durch Röntgenstrahlen erzeugten sekundären Kathodenstrahlen, *Ann. d. Phys.*, **26**, 712, 1908.

<sup>129</sup> R. T. Beatty: «Production of Cathode Particles by Homogeneous Röntgen Radiations, and their Absorption by Hydrogen and Air», *Phil. Mag.*, **20**, 320, 1910.

<sup>130</sup> C. A. Sadler: «Homogeneous Corpuscular Radiation», *Phil. Mag.*, **19**, 337, 1910.

<sup>131</sup> C. A. Sadler: «The Transformation of the Energy of Homogeneous Röntgen Radiation into Energy of Corpuscular Radiation», *Phil. Mag.*, **22**, 443, 1911.

<sup>132</sup> R. Whiddington: «The Velocity of the secondary Cathode Particles excited by the Characteristic Röntgen Rays», *Proc. of the R. Soc., A.*, **86**, 371, 1912.

de interés fundamental sobre el fenómeno que discutimos. En principio el método se reduce á oponer al avance de los electrones una atmósfera gaseosa que detiene á aquéllos después de un recorrido tanto mayor cuanto más grande es su velocidad. El mecanismo, en cuya virtud se produce la

pérdida de velocidad de los rayos  $\beta$ , es simplemente el choque con las moléculas seguido de ionización. Si, pues, establecemos un campo eléctrico entre el platillo que emite los rayos  $\beta$  y otro que le es paralelo, y cuya distancia al primero puede cambiar, los iones serán arrastrados, dando lugar á una corriente eléctrica que alcanzará su valor máximo constante cuando los rayos  $\beta$  no rebasen la distancia entre ambos platillos, según expresa claramente la *figura 44*. Así, pues, la máxima distancia recorrida por aquellos rayos está definida por la abscisa  $d$  del principio de la parte horizontal de la curva.

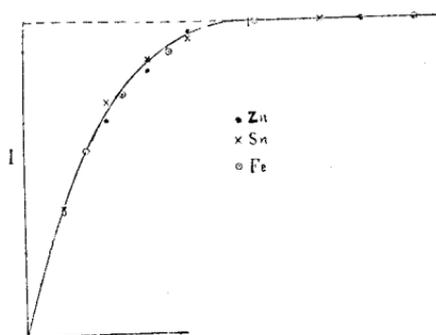


Fig. 44.

En un trabajo anterior, Whiddington<sup>133</sup> consiguió demostrar la exactitud de la relación

$$v_0^4 - v_x^4 = \alpha x$$

prevista por J. J. Thomson, entre la velocidad  $v_x$  de los rayos catódicos que han atravesado un espesor  $x$  de una substancia, caracterizada por el parámetro  $\alpha$  y el indicado espesor;  $v_0$  es la velocidad en el momento de penetrar en dicha substancia. El parámetro  $\alpha$ , para el Al, Au y el aire á 760 mm. y 15°, tiene los siguientes valores:

Al.....	$7,32 \times 10^{42}$
Au.....	$2,54 \times 10^{43}$
Aire.....	$2,0 \times 10^{40}$

que no satisfacen á ninguna ley sencilla. Es evidente que la intensidad

<sup>133</sup> R. Whiddington: «The Transmission of Cathode Rays through Matter», *Proc. of the R. Soc., A.*, **86**, 360, 1912.

de la corriente, á que aludía arriba, ha de depender tanto de la velocidad que un electrón posee al final del recorrido  $x$  donde está situado el segundo platillo metálico, esto es, de  $v_0^4 - ax$ , como del número de electrones que hayan podido llegar hasta dicho punto, número definido por una expresión de la forma

$$N = N_0 e^{-\gamma x}.$$

Whiddington ha encontrado que la forma de esta función, que liga  $I$  con la distancia  $x$  entre los platillos, es

$$I = k \int_0^x e^{-\gamma x} (v_0^4 - ax)^{\frac{1}{2}} dx,$$

fórmula á que corresponde la línea dibujada en la *figura 44*, mientras los puntos representan las intensidades medidas por Beaty para los rayos  $\beta$  procedentes de los metales que se indican, reducidas á la misma escala.

Evidentemente, el mayor recorrido  $d$  de una partícula catódica, cuya velocidad inicial es  $v_0$ , está definido por la ecuación

$$v_0^4 - ax = 0,$$

de suerte que

$$v_0^4 = ad,$$

y como  $d$  se puede medir sobre la gráfica, se deduce inmediatamente  $v_0$ . Es claro que este método únicamente puede suministrar el valor máximo de esta magnitud.

**58.** El primer problema que se puede plantear respecto de la velocidad con que son emitidos los rayos  $\beta$ , es averiguar si esta velocidad es función exclusiva de los elementos característicos de la radiación que los provoca, como de su intensidad ó de su longitud de onda, ó de la naturaleza del cuerpo que los emite, ó aun si ambas circunstancias influyen conjuntamente.

Como indicación útil, recordaré <sup>134</sup> que en la descarga fotoeléctrica la velocidad de emisión de los electrones es completamente independiente de la intensidad del foco luminoso, según demostró inicial-

<sup>134</sup> H. Stanley Allen: *Photo-electricity*, 1913.

mente Lenard y han comprobado después cuantos de este asunto se han ocupado. Por el contrario, es una función creciente de la frecuencia de la luz que provoca el desprendimiento del electrón, función cuya forma es, según los trabajos de A. Ll. Hughes y Richardson y Compton

$$\frac{1}{2} m v^2 = h(\nu - \nu_0), \quad [8]$$

siendo  $m$  la masa del electrón y  $\nu$  la frecuencia de la luz incidente. En cuanto á  $h$  y  $\nu_0$ , la primera es una constante universal y la segunda una constante específica que señala el límite por encima del cual no se produce ningún fenómeno de este género. El valor de  $h$ , deducido de las medidas de Hughes relativas al Ca, Mg, Cd, Zn, Pb, Bi, Sb y As, es  $5,6 \times 10^{-27}$ , y el obtenido partiendo de los experimentos de Richardson y Compton con Na, Al, Mg, Zn, Sn y Pt,  $5,1 \times 10^{-27}$ .

No puede menos de impresionar la proximidad de esta constante al valor de la constante universal de Plank,  $h = 6,58 \times 10^{-27}$ , introducida en la teoría de los *quanta* de energía que por dos veces (§§ 17 y 44) he debido mencionar. Según esta teoría, ó la absorción de la energía radiante, ó su emisión, ó ambos fenómenos, tienen siempre lugar según múltiplos exactos de un *quantum* ó átomo de energía, cuya magnitud  $h\nu$  es proporcional á la frecuencia  $\nu$ . Fundándose en esta hipótesis, Einstein formuló una explicación de los fenómenos fotoeléctricos, según la cual, tratándose de un cambio de energía entre la radiación y el electrón, la de este último tendrá que ser

$$\frac{1}{2} m v^2 = h\nu - w_0,$$

que coincide con la escrita más arriba como resultado de la experiencia, y donde  $w_0$  mide el trabajo necesario para abandonar el cuerpo, ó sea lo que Richardson ha llamado calor interno latente de evaporación de un electrón. Evidentemente, esta fórmula teórica pierde su significación si se prescinde de la teoría de Plank en la *absorción de la luz*, según el propio autor pretende hoy; pero es indudable que esto no afecta en nada á su valor experimental; en último término, ello significará que la *emisión* del electrón no tendrá lugar hasta que se haya acumulado en el átomo la energía  $h\nu$ .

Cierto que Richardson ha llegado á la misma expresión sin necesidad de presuponer directamente la teoría de Plank; pero, en cambio,

su razonamiento se aplica exclusivamente á cuerpos metálicos y no á los átomos libres donde, indudablemente, se produce el fenómeno con idénticos caracteres.

Sea de estas discusiones teóricas lo que fuere, que en ello no puedo detenerme más, es indiscutible el valor experimental de la fórmula [8], donde  $\nu_0$  tiene para los elementos arriba mencionados valores comprendidos entre  $50 \times 10^{13}$  y  $100 \times 10^{13}$ . Resumiendo, podemos decir que la velocidad de los electrones en la emisión fotoeléctrica depende fundamentalmente de la frecuencia de la vibración y, por modo secundario, de la naturaleza del metal.

**59.** Si se admite la identidad de naturaleza entre los fenómenos fotoeléctricos y la emisión de los rayos  $\beta$  secundarios, pueden deducirse de la fórmula de Einstein determinadas consecuencias sometibles á la comprobación experimental. Wien y Stark procedieron ya así en 1907, y llegaron á los mismos resultados que voy á indicar:

1.º La velocidad de los electrones debe ser totalmente independiente de la intensidad de los rayos X que provocan su emisión.

2.º Si la constante  $\nu_0$  es en realidad función exclusiva de la naturaleza del radiador, sea cual fuere la frecuencia de la onda incidente, como su valor es muy pequeño para todos los cuerpos estudiados, comparado con los límites entre los cuales se hallan comprendidas las frecuencias correspondientes á los rayos X y  $\gamma$  ( $36000 \times 10^{13}$  para  $K_\alpha$  en el aluminio, á  $4200000 \times 10^{13}$  para la onda más penetrante del radio C), le podemos despreciar; de donde se deduce que la energía de los rayos  $\beta$  secundarios es proporcional á la frecuencia de la radiación que les provoca, y totalmente independiente del cuerpo que los emite.

3.º La teoría, tal y como fué formulada por Einstein, debe aplicarse, tanto á la emisión de electrones bajo la acción de los rayos X, como á la producción de estos últimos por el choque de aquéllos. Por consiguiente, la transformación de energía entre unos y otros podríamos expresarla por la ecuación

$$\frac{1}{2} m v^2 \rightleftharpoons h\nu,$$

que, traducida al lenguaje vulgar, conduce á esta ley; la velocidad de los rayos  $\beta$  secundarios es igual á la de los rayos catódicos que provocaron la emisión de los rayos X exitantes.

**60.** La primera de las proposiciones transcritas ha sido confirmada por cuantos de este orden de estudios se han ocupado, por cuya

razón no merece que me extienda más respecto de ella. La segunda, en cambio, tiene importancia capital, tanto porque los resultados que á ella se refieren no ofrecen la misma claridad, cuanto por el interés teórico que su comprobación encierra. Claro es que debemos dejar á un lado cuantas medidas de  $v$  se han ejecutado sobre electrones que han sido emitidos bajo la acción de rayos X procedentes de un tubo Röntgen ordinario; por la heterogeneidad de la radiación correspondiente y la consiguiente falta de definición precisa de  $v$ . Así, pues, los trabajos de Sadler <sup>130</sup> y Beatty <sup>129</sup> son los primeros que hemos de tomar en consideración.

Ya el primero de los físicos citados demuestra que la absorción de los rayos  $\beta$  procedentes de un metal es independiente de su naturaleza y función exclusiva de la dureza de los rayos X que la provocan, de tal manera, que si se mide esta dureza por el peso atómico del elemento de que procede como radiación característica, aquella absorción disminuye proporcionalmente á este peso. Ahora bien, esta absorción varía en razón inversa de la máxima distancia  $d$  que los electrones pueden recorrer sin detenerse, según Whiddington <sup>132</sup> ha demostrado y, por ende, de la cuarta potencia de  $v_0$  (§ 56), que permite extender á esta magnitud las leyes que Sadler atribuye á la absorción.

Pero son más precisos los resultados que Whiddington ha deducido de las medidas de Sadler y Beatty por el método más arriba descrito. De una parte, he dicho ya que el valor del camino máximo de los electrones  $d$  es proporcional á  $v_0^4$  y de otra, el cuadro siguiente, donde la primera columna contiene los elementos que suministran los rayos X homogéneos y la segunda los pesos atómicos correspondientes, demuestra que existe también proporcionalidad entre  $d$  y el referido peso, de donde se deduce sin dificultad

$$v_0 = kA.$$

	$d$	$\frac{\text{const}}{d}$	$\text{const} \frac{A^4}{d}$
Fe. ....	55,9	87,2	$0,85 \times 10^9$
Cu. ....	63,6	51,9	0,85
Zn. ....	65,3	42,7	0,78
As. ....	75,0	27,4	0,86
Sn. ....	119,0	3,97	0,78

Esta ecuación se refiere á las radiaciones características del grupo  $K$  de los elementos citados. Si en vez de este grupo se tratase del  $L$ ,

se deduce inmediatamente de la relación que liga los pesos atómicos de elementos que emiten una misma onda como radiación  $K$  y  $L$ , respectivamente (§ 34)

$$v_0 = \frac{1}{2} k (A_L - C).$$

Es fácil pasar de estas ecuaciones á otras que ligen  $v_0$  con la frecuencia  $\nu$ , sin más que recordar la ley general de Moseley  $\nu = A(N - a)^2$ , teniendo presente que el grado de precisión de aquéllas es suficientemente pequeño para que, sin error sensible, se pueda sustituir el peso atómico ó el paréntesis  $(A_L - C)$ , por  $2(N - a)$ , siendo  $a = 1$  en el primer caso y  $a = 7,4$  en el segundo. Así, para el Au,  $\frac{1}{2}(A_L - 50) = 74$  y  $N - a = 71,6$ .

Se obtiene de esta manera

$$\frac{1}{2} m v_0^2 = \frac{1}{2} \frac{m k^2}{A} \nu,$$

cuya forma coincide con la fórmula de Einstein. Para que esta última se satisfaga plenamente, es necesario que

$$h = 2 \frac{m k^2}{A},$$

de donde

$$k^2 = \frac{h A}{2 m}.$$

Ahora bien; tomando para  $\frac{e}{h} = 7,27 \times 10^{16}$ , para  $\frac{e}{m} = 5,31 \times 10^{17}$  y para  $A = \frac{3}{4} 3,29 \times 10^{15}$ , se obtiene para  $k = 0,95 \times 10^8$ , mientras los resultados experimentales le dan á Whiddington  $0,96 \times 10^8$ , cuya coincidencia excede á cuanto pudiera esperarse de la precisión de los métodos puestos en práctica.

**61.** Una confirmación más precisa de la misma ley se obtiene partiendo de las medidas del radio de curvatura de las trayectorias que describen los electrones en un campo magnético, realizadas por Robinson y Rawlinson <sup>126</sup> para los rayos  $\beta$  del Fe y Pb, exitados por la

radiación característica del níquel, y por Rutherford <sup>127</sup> en unión de los mismos físicos para los del Al, Ag, Au y Pb, bajo la influencia de los rayos  $\gamma$ , del radio  $B$  y del  $C$ . En el cuadro inmediato, que contiene los resultados del primer trabajo, la segunda columna da los valores de  $\frac{1}{2} \frac{m}{e} v^2$  para los principales rayos  $\beta$  registrados y la tercera la longitud de onda de los rayos que deben provocar la emisión de estos electrones, supuesta exacta la ley de Einstein, cuya longitud se ha calculado por la ecuación

$$\lambda = 3.10^{10} \frac{h}{\frac{1}{2} m v^2},$$

partiendo de los datos experimentales y de las constantes más arriba transcritas.

	$\frac{1}{2} \frac{m}{e} v^2$	$\lambda$
Fe. .... {	2,09 . 10 <sup>11</sup>	1,971 . 10 <sup>-8</sup>
	3,26	1,266
	3,87	1,065
Pb. .... {	1,72	2,400
	2,48	1,663

La primera de las longitudes de onda del Fe coincide, dentro de los errores de medida, con la  $K_{\alpha}$  de dicho metal (1.946), y la última de las del plomo con la  $K_{\alpha}$  del níquel (1.662). Las restantes no tiene identificación fácil. Parece de aquí indudable la exactitud de la fórmula de Einstein, pero acaso no tan clara la independencia de los rayos  $\beta$  de la naturaleza de la substancia en que se provoca su emisión. Sin embargo, conviene notar que la radiación X característica del Fe puede exitarse por la del Ni (§ 35), de suerte que los electrones más lentos que aparecen en la primera línea del cuadro anterior pueden engendrarse mediante este proceso indirecto.

Más claras y más interesantes son las deducciones que pueden sacarse del segundo de los trabajos citados, muchas de las cuales han sido formuladas un poco más tarde por Rutherford <sup>135</sup>. Especialísimo in-

<sup>135</sup> E. Rutherford: «The Connexion between the  $\beta$  and  $\gamma$  Ray Spectra», *Phil. Mag.*, 28, 305, 1914.

terés tenía el estudio de los rayos  $\beta$  del plomo excitados por los  $\gamma$  del radio  $B$ , pues ya dije anteriormente (§ 43) que Rutherford y Andrade <sup>93</sup> demostraron la identidad del espectro  $L$  de ambos elementos; era, por consiguiente, presumible que exista la misma identidad entre los rayos  $\beta$  espontáneos ó secundarios. La experiencia comprobó esta presunción, según el siguiente cuadro, que contiene algunos de los valores de  $H_0$  para ambos casos, pone de manifiesto:

Rayos $\beta$ sec. en Pb	Rayos $\beta$ prim. en Ra-B
2225	2235
2130	2140
2000	1990
1935	1925
1825	1815
1750	1752
1400	1392
800	798

Los experimentos realizados sustituyendo el Pb por la Ag y el Au demuestran claramente que los rayos  $\beta$  obtenidos son los mismos que en el Pb, si bien para el Au parecen poseer una velocidad ligeramente superior. Así es probable que la independencia de la velocidad de los electrones, respecto de la naturaleza del cuerpo que los emite sea sólo aproximada.

La casi completa identidad de los rayos  $\beta$  del radio  $B$  y del  $C$  con los provocados en otros cuerpos por la radiación  $\gamma$  de dichos elementos, permite aplicar á estos últimos cuantas consecuencias se deduzcan para los primeros, referentes á la relación entre su energía y los *quanta* que correspondan á aquellos rayos  $\gamma$ . Rutherford <sup>135</sup> ha hecho esta comparación obteniendo resultados de importancia capital.

El siguiente cuadro, tomado de su trabajo, contiene en su primera columna los valores  $\frac{1}{2} \frac{m}{\rho} v^2$ , correspondientes á los principales rayos  $\beta$ , observados por Rutherford y Robinson <sup>125</sup> para el Ra — C, y en la segunda los valores calculados, multiplicando por los factores contenidos en una de las tres siguientes columnas, el *quantum* de energía de la onda de rayos  $\gamma$ , que encabeza á estas últimas:

$\frac{1}{2} \frac{mv^2}{e}$		$\lambda = 0,71 \times 10^{-9}$	$\lambda = 0,99 \times 10^{-9}$	$\lambda = 1,64 \times 10^{-9}$
Obs.	Cal.	$\frac{h\nu}{e} = 1,75 \times 10^{13}$	$\frac{h\nu}{e} = 1,285 \times 10^{13}$	$\frac{h\nu}{e} = 0,74 \times 10^{13}$
$1,49 \times 10^{13}$	$1,48 \times 10^{13}$			2
2,59	2,57		2	
2,96	2,96			4
4,48	4,44			6
5,16	5,14		4	
5,94	5,92			8
6,74	6,76			9
7,68	7,71		6	
8,91	8,88			12
10,31	{ 10,36			14
	{ 10,28		8	
11,07	11,10			15
11,49	11,56		9	
11,86	11,84			16
12,82	12,85		10	
13,28	13,32			18
14,09	{ 14,06			19
	{ 14,12		11	
15,42	15,41		12	
16,28	16,28			22
16,71	16,70		13	
17,11	17,02			23
17,5	17,5	10		
17,96	17,99		14	
21,02	21,0	12		

Este cuadro demuestra hasta la saciedad que una sola clase de rayos  $\gamma$  puede excitar la emisión de electrones, cuya energía es un múltiplo, á veces grande, de su *quantum*. La única interpretación posible de este hecho es que los referidos rayos son emitidos por trenes de ondas, circunstancia que ofrece dificultades para la interpretación de la estructura del átomo, según más tarde veremos. Si se tiene en cuenta que las energías de los rayos  $\beta$  del Ra — B, cuyo espectro de rayos  $\gamma$  comprende longitudes de ondas mayores, no son múltiplos tan grandes de los *quanta* respectivos, dándose el caso de que los  $\lambda = 2,29 \times 10^{-9}$ ,  $2,42 \times 10^{-9}$  y  $3,24 \times 10^{-9}$  provocan únicamente rayos  $\beta$  de un solo *quantum*. Teniendo en cuenta esta circunstancia, decía, parece probable que la emisión por trenes de ondas corresponda únicamente á los

rayos de mayor frecuencia, y, por ende, engendrados sólo por los elementos radiactivos.

Dicho se está que estos trenes de ondas pueden provocar, al ser absorbidos, la emisión de un solo electrón ó la de varios, con la única condición de que la suma total de sus energías no exceda el número de *quanta* correspondiente al tren. Además, según veremos muy pronto, estas emisiones van acompañadas frecuentemente de la excitación de los rayos característicos del átomo, cuya frecuencia  $\nu_2$  sea superior á los primitivos  $\nu_1$ , de suerte que, en definitiva, la energía puede venir expresada por una ecuación de la forma

$$\frac{1}{2} m v^2 = n h \nu_1 - n' h \nu_2,$$

donde  $n$  y  $n'$  son números enteros cualesquiera, con la limitación única de que  $n \nu_1 - n' \nu_2 > 0$ . Se comprende, pues, la complejidad del espectro magnético de rayos  $\beta$  que puede corresponder á la excitación por un haz monocromático ó casi monocromático de rayos X ó  $\gamma$ .

Si esta manera de interpretar los hechos es general, como parece sospechar Rutherford, ó si, por el contrario, es únicamente aplicable á los elementos de peso atómico elevado, es cosa que únicamente la experimentación puede resolver, y no existen aún elementos de juicio en cantidad suficiente. Sin embargo, los resultados obtenidos hasta ahora con los cuerpos de peso atómico bajo, como los de Sadler y Beatty, más arriba discutidos, y los de Barkla, que hasta este momento sólo han sido dados á la publicidad en dos notas preliminares<sup>136, 137</sup>, se conforman perfectamente á la teoría de Einstein, suponiendo que los rayos X son ondas sencillas.

**62.** De las proposiciones formuladas más arriba (§ 58) queda por analizar la tercera; esto es, la identidad de la velocidad de los rayos catódicos que engendran la radiación X y la máxima alcanzada por los rayos  $\beta$  secundarios. Ha sido Whiddington quien ha comprobado experimentalmente aquella deducción teórica, aunque con independencia completa de todo prejuicio de este género. Dije más arriba (§ 59) que de su crítica de los trabajos de Beatty dedujo la relación

$$v_0 = kA,$$

<sup>136</sup> C. G. Barkla: «Problems of Radiation», *Nature*, **94**, 670, 1915.

<sup>137</sup> C. G. Barkla: «X-Ray Fluorescence and the Quantum Theory», *Nature*, **95**, 7, 1915.

entre la velocidad de los electrones y el peso atómico del cuerpo emisor de los rayos X que los provocaron. Por otra parte, mucho más atrás (§ 35) hubo también de recordar la proporcionalidad entre la velocidad crítica,  $v_c$ , de los rayos catódicos y el mismo peso atómico del radiador de los rayos X característicos,

$$v_c = k' A.$$

Si, pues,  $k$  y  $k'$  fuesen iguales,  $v_0 = v_c$ , que es lo afirmado por la proposición que nos ocupa. Ahora bien;  $k$  dije ya que vale  $0,95 \times 10^8$ , en tanto que del cuadro contenido en el § 35 se deduce para  $k'$ , prescindiendo del Al,  $0,99 \times 10^8$ , con un error promedio de 0,04. Existe, por consiguiente la identidad pretendida dentro de los errores experimentales.

**63. Número de electrones emitidos.**—La teoría y la experimentación indican de común acuerdo la proporcionalidad entre el número de electrones emitidos y la intensidad del haz luminoso productor, tanto en el efecto fotoeléctrico ordinario, como en el que aquí discutimos relativo á los rayos X. Las medidas de Holtsmark <sup>138</sup>, en que la intensidad se hace variar por alejamiento del tubo, y que están resumidas en los siguientes números:

Número de electrones. . . . .	1 : 1,88 : 4,36 : 6,72
$\frac{1}{r^2}$ . . . . .	1 : 1,96 : 4,84 : 6,77

y las de Angerer <sup>139</sup>, que mide dicha constante por un método volumétrico, no dejan lugar á duda en este extremo. Sin embargo, Hoepner <sup>140</sup> en un trabajo reciente, contando directamente el número  $n$  de electrones por el método de Rutherford y Geiger, encuentra una ligera disminución de  $\frac{n}{I}$  cuando  $I$  decrece, si bien el propio autor indica que tal resultado no puede considerarse definitivo.

También influye sobre el número de electrones emitidos la naturaleza del cuerpo emisor, y esto obedeciendo á la ley aditiva que

<sup>138</sup> G. Holtsmark: «Eine Method: für die Intensitätsmessung von Röntgenstrahlen nebst einer Berechnung der Wellenlänge derselben», *Ann. der Phys.*, **10**, 527, 1903.  
<sup>139</sup> E. Angerer: «Bolometrische Untersuchungen über die Energie der X-Strahlen», *Ann. der Phys.*, **21**, 87, 1906.  
<sup>140</sup> E. Hoepner: «Eine Zählung der Elektronen, die eine Metallscheibe bei Bestrahlung mit schwachen Röntgenstrahlen emittiert», *Ann. der Phys.*, **46**, 577, 1915.

tan exactamente se cumple en todos estos fenómenos. A este respecto, los trabajos de Moore <sup>141</sup> merecen mención especialísima. Es cosa averiguada, principalmente por los trabajos de Barkla y Simons, de C. T. R. Wilson y de Barkla y Philpot <sup>142</sup> que la ionización producida en un gas por un haz de rayos X es un fenómeno secundario, debido exclusivamente á los rayos  $\beta$  que aquéllos provocan; basta, pues, medir la ionización y dividir por la específica de cada uno de los electrones, para obtener el número de éstos emitido por las moléculas del gas. Así ha operado Moore, y los números contenidos en la columna *Obs.*, del siguiente cuadro traducen estos resultados referidos al aire. Admitiendo la exactitud de la ley aditiva le es posible calcular los que corresponden á cada átomo, que están contenidos en la última fila. La conformidad de los valores calculados partiendo de estos últimos con los observados, no deja lugar á duda sobre la exactitud de la ley.

		Obs.	Cal.
Formiato de metilo. . . . .	$C_2H_4O_2$	1,64	1,64*
Óxido de etilo. . . . .	$C_4H_{10}O$	1,42	1,42*
Formiato de etilo. . . . .	$C_3H_6O_2$	1,84	1,84
Acetato de metilo. . . . .	$C_3H_6O_2$	1,79	1,84
Benceno. . . . .	$C_6H_6$	1,15	1,20
Acetato de etilo. . . . .	$C_4H_8O_2$	2,03	2,04
Alcohol etílico. . . . .	$C_2H_6O$	0,83	1,02
Óxido nitroso. . . . .	$N_2O$	1,32	1,30
Anhidrido carbónico. . . . .	$CO_2$	1,44	1,44
Amoniaco. . . . .	$NH_3$	0,33	0,34
Sulfuro de carbono. . . . .	$S_2C$	21,95	22,0
Cloroformo. . . . .	$CHCl_3$	43,5	44,3
Ácido clorhídrico. . . . .	$ClH$	15,2	14,7
Tetracloruro de carbono. . . . .	$Cl_4C$	58,6	59,0

$H = 0, \quad C = 0,20 \quad O = 0,62, \quad N = 0,34, \quad S = 10,9, \quad Cl = 14,7.$

<sup>141</sup> H. Moore: «On the ionization in various Compounds of Carbon, Hydrogen and Oxygen by Homogeneous X-radiation», *Phil. Mag.*, **27**, 177, 1914; «On the Corpuscular Radiation Liberated in Vapours by Homogeneous X-radiation», *Proc. of the R. Soc., A*, **91**, 337, 1915

<sup>142</sup> G. Barkla y L. Simons: «Ionization in Gaseous Mixtures by Röntgen Radiation», *Phil. Mag.*, **23**, 317 1912; C. T. R. Wilson: «On and Expansion Apparatus for making Visible the Tracks of Ionising Particles in gases and some Results obtained by its Use», *Proc. of the R. Soc., A.*; **87**, 277, 1912; G. Barkla y A. J. Philpot: «Ionization in Gases and Gaseous Mixtures by Röntgen and Corpuscular Radiations», *Phil. Mag.*, **26**, 832, 1913.

**64.** Otro interesantísimo resultado obtiene Moore en sus trabajos. Si se comparan los números contenidos en la última fila con la cuarta potencia del peso atómico del elemento, la proporcionalidad entre ambas magnitudes se cumple dentro de la precisión atribuible á estas medidas. Recuérdese á este propósito que Bragg y Pierce (§ 54) han formulado una ley idéntica para el coeficiente de absorción en los metales y se comprenderá la justeza con que calificábamos de interesantísimo este resultado. Cierto, que la proporcionalidad la establece Moore para el peso atómico, en tanto que Bragg y Pierce operan sobre el número atómico, pero el siguiente cuadro demuestra, como ya Moore dice, que la mediana precisión que en estas medidas se puede lograr no consiente distinguir entre el peso y el número atómico:

	$\mu$ .	$A^4$ .	$N^4$ .	$\frac{A^4}{\mu}$	$\frac{N^4}{\mu}$
C.....	0,2	$2,07 \times 10^4$	$13 \times 10^2$	$10,3 \times 10^4$	$6,5 \times 10^3$
N.....	0,34	3,84	24	11,3	7,1
O.....	0,62	6,55	41	10,4	6,6
S.....	10,9	104,8	655	9,6	6,0
CL.....	14,7	158,8	835	10,8	5,7

Esta correlación entre la emisión de electrones y la absorción de rayos X sugiere inmediatamente el que la energía absorbida se gaste precisamente en aquella emisión y que, por ende, también aquí debe cumplirse la ley aproximada que liga la absorción atómica con la longitud de onda,  $\lambda_{\alpha} = C \lambda^{3/2}$ . Desgraciadamente, las medidas de Moore se han realizado con un solo haz de rayos homogéneos (K del Cu) y no es posible comprobar directamente esta presunción. Indirectamente, en cambio, las medidas de Barkla y Philpot <sup>142</sup> la justifican, pues, para todos aquellos gases que no contienen elementos susceptibles de emitir rayos X característicos, la ionización se conserva proporcional á la del aire, para un largo número de longitudes de onda comprendidas entre las K del Cr y el Ba.

Este paralelismo de marcha se rompe en cuanto los rayos X utilizados exceden en dureza á los característicos de alguno de los átomos que forman parte de la molécula gaseosa, cual ocurre para las radiaciones de menor longitud de onda que la K del Se en el  $\text{SeH}_2$ . Entonces la ionización aumenta mucho, sugiriendo la existencia de un incremento en el número de electrones emitidos por el átomo simultáneamente con la aparición de sus rayos característicos. La realidad de este hecho fué ya demostrada por Sadler <sup>131</sup> y se reconoce con manifiesta

evidencia en las gráficas de la *figura 45*, donde la línea llena corresponde á la fracción  $k$  de energía de los rayos exitantes gastada en la emisión de electrones por unidad de longitud, y la de puntos á la fracción  $k'$  invertida en la producción de los rayos característicos.

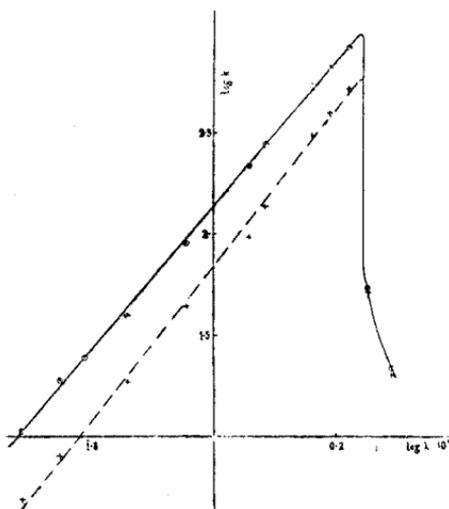


Fig. 45.

**65.** Esta distribución de la energía del haz primario entre los rayos  $\beta$  y  $\gamma$  emitidos por los átomos sometidos á su acción, ha sido nuevamente estudiada por Barkla <sup>136</sup> en una de las comunicaciones preliminares á que hacía referencia más arriba, y los resultados obtenidos no pueden ser más interesantes. Si un haz de rayos de frecuencia  $\nu_1$ , superior á la característica (*grupo K*)  $\nu_2$  del átomo, es absorbido en cantidad  $E_K$ , esta energía se distribuye en dos partes: una  $C_K$  que se invierte en comunicar energía á los electrones emitidos en forma de rayos  $\beta$ , y otra  $F_K$  representada por la radiación característica de frecuencia  $\nu_2$ . Así, pues,

$$E_K = C_K + F_K. \quad [10]$$

Por otra parte, el número de electrones, es igual al número de *quanta* de la radiación característica; de donde inmediatamente se deduce una nueva relación entre  $C_K$  y  $F_K$ . En efecto; según he dicho ya (§§ 59 y 60) cada electrón parte con una energía igual al *quantum*,

$h\nu$ , del rayo excitador, de suerte que

$$C_K = nh\nu_1$$

y como, según lo que acabamos de decir,

$$F_K = nh\nu_2,$$

se obtiene inmediatamente

$$\frac{C_K}{F_K} = \frac{\nu_1}{\nu_2},$$

de donde en definitiva

$$C_K = \frac{\nu_1}{\nu_1 + \nu_2} E_K \text{ y } F_K = \frac{\nu_2}{\nu_1 + \nu_2} E_K.$$

De estas fórmulas se deduce que para

$$\nu_1 = \nu_2 \quad C_K = F_K = \frac{1}{2} E_K;$$

esto es, la energía total gastada en ambos fenómenos es idéntica. A partir de este valor, y á medida que  $\nu_1$  crece,  $C_K$  aumenta y  $F_K$  disminuye, tendiendo la primera hacia  $E_K$  y la segunda hacia cero. Lo dicho parece perfectamente de acuerdo con los resultados obtenidos para el Br principalmente, según Barkla asegura; pero además, no se halla en contradicción con los resultados anteriormente conocidos.

Comenzando por el caso en que  $\nu_1$  es grande comparado con  $\nu_2$ , la conclusión á que llega Barkla se puede traducir al lenguaje vulgar de esta manera: la energía absorbida al haz de rayos X se invierte en comunicar á los rayos  $\beta$  secundarios su energía cinética, que es precisamente lo que decía un poco más arriba, como consecuencia inmediata de la comparación de ambos fenómenos en los gases que sólo contienen elementos de peso atómico pequeño, y cuya radiación característica corresponderá, si existe, á un valor muy grande de  $\nu_2$ .

Para el caso de ser  $\nu_1$  próximo á  $\nu_2$ , los valores del coeficiente de ionización, relativo al aire, obtenidos por Barkla y Philpot<sup>142</sup> para el  $C_2H_3Br$  y por Beatty para el  $SH_2$ , contenidos en el siguiente cuadro, demuestran claramente el aumento de dicho coeficiente (propor-

cional, según se ha dicho ya á  $C_K$ ) con la frecuencia de la radiación, á partir de la característica del Se y el Br, respectivamente, á diferencia de la disminución manifiesta del coeficiente de absorción.

Radiación K del	Fe.	Cu.	Zn.	As.	Se.	Gr.	MO.	Ag.	Su.	I.
Se $H_2$ .....	30,3	29,2	•	•	30,6	122	190	231	250	286
$C_2H_5$ Br...	41,2	42	41,6	42,2	41,7	153	213	272	335	•

Acaso pueda parecer que existe contradicción entre esto y el paralelismo sensible de las dos curvas de la *figura 45*, pero nótese que estas curvas se refieren á la energía gastada en la emisión electrónica y la total absorbida por *unidad de longitud*, y la conclusión que de la ley anterior debe sacarse para esta magnitud, es de un decrecimiento menor en  $k$  que en  $k'$ , con lo cual está conforme la figura, pues el paralelismo es sólo aproximado y la separación de él tiene lugar en el sentido previsto.

Ahora bien; volviendo al trabajo de Barkla, ¿la ecuación [10] puede ser exacta? Para que así fuese, sería menester que la emisión de las diferentes radiaciones características de un mismo elemento fuesen completamente independientes, cosa que veremos muy pronto no es exacto. El propio Barkla <sup>137</sup> en la segunda de sus comunicaciones sugiere la necesidad de agregar un término correspondiente á  $F_L$  y acaso también á  $F_M$ ..... Más adelante he de insistir sobre este asunto, que arroja gran claridad sobre la estructura del átomo, pero antes conviene estudiar otra particularidad de la emisión de los rayos  $\beta$  secundarios.

**66.** *Asimetría en la distribución de los rayos  $\beta$ .* — Bragg y Madsen <sup>143</sup> demostraron que la distribución de los rayos  $\beta$  secundarios no es uniforme, siendo mayor la energía que en esta forma aparece del lado hacia donde se propaga la radiación  $\gamma$  exitante, que del opuesto. Cooksey <sup>144</sup> y Stuhlmann <sup>145</sup> demostraron más tarde que también se verifica el mismo fenómeno, aunque con menor intensidad, cuando se emplean los rayos X ó la luz ordinaria, en vez de los  $\gamma$ . Esta disimetría,

<sup>143</sup> W. H. Bragg y J. P. V. Madsen: «An experimental Investigation of the Nature of the  $\gamma$  Rays», *Phil. Mag.*, **15**, 653, 1908.

<sup>144</sup> C. D. Cooksey: «On the Asymmetry in the Distribution of Secondary Cathode Rays produced by X-rays; and its Dependence on the Penetrating Power of the Exciting Rays», *Phil. Mag.*, **24**, 37, 1912.

<sup>145</sup> O. Stuhlmann: «The Difference in the Photoelectric Effect caused by Incident and Emergent Light», *Phys. Rev.*, **32**, 621, 1911.

unida á la correspondiente de los rayos  $\gamma$ , provocados por electrones de velocidad grande (§ 5), fué el apoyo de la teoría corpuscular á que aludí en aquel apartado, y á ello debió su principal interés, pero hoy la naturaleza ondulatoria de estas radiaciones es un hecho indiscutible y la importancia de estos fenómenos ha pasado á segundo término.

Merecen, sin embargo, que dedique algunas líneas más á su consideración, para hacer notar que su explicación no exige el abandono de la teoría ondulatoria, como Bragg pretendió. Entre las varias tentativas de interpretación de este hecho, ofrece más garantías de exactitud la formulada por O. W. Richardson<sup>146</sup>. Es sabido que un haz de rayos luminosos, sea cual fuere su naturaleza, transporta una cantidad de movimiento por unidad de tiempo ligada á su energía  $E$  por la expresión  $\frac{1}{c} E$ ; así, cuando  $n$  *quanta* son absorbidos por la emisión de otros tantos electrones, este conjunto habrá adquirido una cantidad de movimiento total igual á  $\frac{n}{c} h\nu$ , en la dirección del haz primitivo. Esta misma magnitud se puede expresar por  $nm\bar{v}$ , siendo  $\bar{v}$  la media de las componentes de la velocidad de todos los rayos  $\beta$  en dicha dirección; de suerte que

$$\bar{v} = \frac{h\nu}{mc},$$

que expresa el aumento de  $\bar{v}$ , y por tanto de la disimetría cuando  $\nu$  crece, de acuerdo con la experiencia.

## V.

**67.** *Relación entre las radiaciones emitidas por un átomo y la constitución del mismo.* — El estudio de las relaciones cuantitativas existentes entre las radiaciones  $X$  y  $\beta$  que un átomo puede emitir, bien bajo la acción de un agente externo, como generalmente ocurre, bien por autoexcitación, como en el caso de los elementos radiactivos, arroja abundante luz sobre la constitución del átomo, suministrando nuevos argumentos en pro del átomo de Bohr; hasta tal punto que Barkla<sup>137</sup> ha sido conducido al referido modelo por los resultados experimenta-

<sup>146</sup> O. W. Richardson: "The Asymmetric Emission of Secondary Rays", *Phil. Mag.*, 25, 144, 1913.

les, sin ninguna idea preconcebida. Además, la sencillez de los hechos en este dominio de las vibraciones características de un átomo, sugiere un camino que, sin duda alguna, llegará á poner un poco de orden en el enmarañado espectro luminoso.

Para mayor claridad de la exposición que sigue, adoptaré el lenguaje de la teoría de Bohr (§§ 44 y 45). Pero esta teoría la supondré reducida á esta serie de hechos concretos: el átomo está constituido por un núcleo central con  $N$  cargas positivas, á cuyo alrededor gravitan  $N$  electrones negativos, dispuestos sobre anillos, ó grupos de anillos, de propiedades radicalmente diferentes, que distinguiré por  $K, L, M, \dots$ . La emisión de las ondas tiene lugar por *quanta*, correspondiendo uno al paso de cada electrón de un anillo á otro, y no al tránsito de un anillo completo de una configuración de equilibrio á otra, como suponía Bohr.

Si un haz de rayos X, de frecuencia  $\nu$ , cae sobre este átomo, de él parte un electrón con una energía igual á  $h\nu$ , según se desprende de la teoría y la experiencia parece confirmar (§§ 59 y 60). Pero arrancar un electrón de su posición de equilibrio, supone el gasto de una cierta cantidad de energía, correspondiente á la energía potencial del sistema constituido por el electrón y el residuo atómico, con el lugar de aquél vacante. Por consiguiente, la energía total absorbida por el átomo se compone de la cinética,  $h\nu$ , del electrón, y esta segunda, cuyo valor es lógico suponer esté dado por  $h\nu_A$ ; donde  $\nu_A$  es la frecuencia que corresponde á la discontinuidad de la absorción (§ 49); así, por cada electrón emitido, la energía total absorbida del haz

$$E = n \frac{1}{2} m v^2 + h \nu_A.$$

Esta expresión únicamente se distingue de la de Barkla (10) en la substitución de la energía correspondiente á los rayos característicos,  $F_k$ , por  $h\nu_A$ .

Se sigue de la fórmula anterior que, si  $\nu = \nu_A$ , ambos términos son iguales, de suerte que, de acuerdo con la observación del profesor de Edimburgo, la energía total absorbida se divide en partes iguales entre ambos fenómenos. Por el contrario, si  $\nu > \nu_A$  el primer término se hace mayor que el segundo, que puede llegar á ser despreciable; de suerte que, á medida que  $\nu$  aumenta la fracción de  $E$  convertida en energía cinética de la radiación electrónica crece, y disminuye la que se gasta en acumular energía potencial en el sistema electrón-átomo. Esto también está de acuerdo con las observaciones de Barkla.

Conviene observar que en el razonamiento anterior se supone que la absorción de energía radiante puede realizarse de un modo continuo, de conformidad con la segunda teoría de Plank, y con una de las conclusiones que Barkla <sup>136</sup> parece deducir de sus trabajos experimentales.

**68.** Supondré, para seguir, que el electrón arrancado al átomo pertenece al anillo  $K$ , donde queda un lugar vacante. Puesto que la energía potencial de un electrón y este residuo atómico es mucho mayor que el que correspondería si la vacante tuviese lugar en cualquiera de los restantes anillos, puesto que para  $\nu_A$ ,  $K_A > L_A > M_A \dots$ , es lógico admitir con Kossel <sup>147</sup> la precipitación de uno de los electrones de cualquiera de los restantes anillos sobre el  $K$ . Sea, en primer término, uno del  $L$ ; este tránsito irá acompañado por la emisión de la onda característica  $K_\alpha$ , y la diferencia entre  $h\nu_A$  y el *quantum* de esta onda,  $h\nu_\alpha$ , será, evidentemente, la energía potencial del sistema electrón-átomo con vacante en  $L$ . Así, entre las frecuencias correspondientes debe existir la relación

$$K_A = K_\alpha + L_{A_1}. \quad [11]$$

La mejor comprobación de esta fórmula la ha dado Wagner <sup>85</sup>, utilizando sus medidas para  $K_A$  y  $K_\alpha$  en el  $Pd$  y deduciendo  $L_{A_1}$  de la relación  $\frac{L_{A_1}}{L_\alpha} = \frac{K_A}{K_\alpha}$  (§ 56). El cuadro siguiente reproduce este cálculo y el análogo hecho para el  $Sn$  y la  $Ag$ :

	$K_\alpha$ .	$L_{A_1}$ .	$K_\alpha + L_{A_1}$ .	$K_A$ .	Dif. %.
Sn . . . .	$6,186 \times 10^{18}$	$0,951 \times 10^{18}$	$7,137 \times 10^{18}$	$7,059 \times 10^{18}$	— 1,1
Ag . . . .	5,358	0,825	6,183	5,123	— 1,0
Pd . . . .	5,118	0,783	5,901	5,847	— 0,9

La diferencia es pequeña, pero siempre del mismo signo, cosa que puede interpretarse suponiendo  $L_{A_1}$  demasiado grande, dada la forma de realizar el cálculo.

Por idéntica razón que el caso anterior, debe suponerse que el lugar vacante en el anillo ha de ocuparse inmediatamente con uno procedente de los anillos sucesivos  $M$ ,  $N \dots$ , y repitiendo el mismo ra-

<sup>147</sup> W. Kossel: «Bemerkung zur Absorption homogener Röntgenstrahlen II», *Verh., d. D. Phys. Ges.*, **16**, 953, 1914.

zonamiento de antes, se llegaría á generalizar la relación de Kossel en la forma

$$K_A = K_\alpha + L_\alpha + M_A, \quad [12]$$

ó de una manera más general

$$K_A = K_\alpha + L_\alpha + M_\alpha + \dots$$

Tal es la relación formulada primeramente por Wagner <sup>85</sup>. Si se prescindiese de los términos superiores al segundo, que son desconocidos, el error cometido en el cálculo de  $K_A$  debe ser por defecto y pequeño, cosa que confirma el siguiente cuadro:

	$K_\alpha$ .	$L_\alpha$ .	$K_\alpha + L_\alpha$ .	$K_A$ .	Dif.	Dif. %.
Sn...	$0,186 \times 10^{18}$	$0,828 \times 10^{18}$	$7,014 \times 10^{18}$	$7,059 \times 10^{18}$	$+0,045 \times 10^{18}$	+ 0,6
Ag...	5,358	0,720	6,078	6,123	+0,045	+ 0,7
Pd...	5,118	0,684	5,802	5,847	+0,045	+ 0,8

Conviene notar que, según las fórmulas anteriores, la columna *Dif.* debe dar el valor de  $M_A$ , pero los números en ella contenidos resultan cortos, al compararlos con otros cálculos de la misma magnitud.

**69.** Si el electrón que cubre la vacante en el anillo  $K$  procediera del  $M$  en vez del  $L$ , es evidente que la energía de la onda emitida en el tránsito ha de ser igual á la diferencia  $K_A - M_A$ , ó lo que es lo mismo, teniendo en cuenta la [11]

$$\nu_x = K_\alpha + L_\alpha.$$

Comparando esta suma con los valores de  $K_\beta$ , según se realiza á continuación,

$$K_\beta = K_\alpha + L_\alpha, \quad [13]$$

	$K_\alpha + L_\alpha$	$K_\beta$	Dif. %
Sn.....	$7,014 \times 10^{18}$	$7,026 \times 10^{18}$	+ 0,2
Ag.....	6,039	6,012	- 0,45
Pd.....	5,769	5,748	- 0,4

relación también prevista por Kossel. Wagner, al tratar de comprobarla, encuentra diferencias mayores, que *supone* excede á los errores ex-

perimentales, por tratarse de magnitudes directamente medidas. Yo disiento de tal opinión, y los resultados anteriores parecen autorizarme á ello. Las medidas realizadas por un mismo observador en rayas diferentes, poseen errores relativos inferiores al 1 %; pero cuando se comparan las efectuadas por experimentadores distintos pueden exceder de dicho límite. Por eso, en el cuadro anterior he tomado para  $K_\alpha$  y  $K_\beta$  los valores de Malmer <sup>92</sup>, único que ha medido  $K_\beta$  en los tres metales citados. Desgraciadamente, este físico ha prescindido del espectro  $L$ , por lo cual el número correspondiente procede de Moseley.

Además, para dos de los metales anteriormente citados, y lo mismo ocurre seguramente para el tercero, H. Bragg <sup>11</sup> ha demostrado que la raya  $K_\alpha$  es doble. Cabe, por consiguiente, preguntarse cuál de las dos ha de introducirse en la relación de Kossel, y para responder he realizado los cálculos anteriores con los números de Bragg para el espectro  $K$  y los de Mosely para  $L_\alpha$ :

	$K_\beta$	$\lambda_{\alpha_1} + L_\alpha$	Dif. %	$K_{\alpha_2} + L_\alpha$	Dif. %
Ag. . . . .	$6,060 \times 10^{18}$	$6,057 \times 10^{18}$	+ .05	$6,105 \times 10^{18}$	— .74
Pd. . . . .	5,814	5,778	+ .62	5,829	— .15
Rh. . . . .	5,505	5,496	+ .18	5,526	— .38

$K_\beta$  tiene, pues, una frecuencia intermedia, á la que resulta mediante el cálculo con  $K_{\alpha_1}$  y  $K_{\alpha_2}$ , pero más próxima á la primera que á la segunda, si se prescinde del caso del paladio. Así, la relación de Kossel es, indudablemente, una primera aproximación de una ley natural, que sólo podrá formularse de una manera precisa cuando se haya desentrañado de manera más completa el espectro de esta clase de radiaciones.

**70.** Sea, aún, el caso en que el electrón pasa directamente de  $N$  á  $K$ . La onda emitida deberá tener una frecuencia

$$\nu_x = K_\alpha + L_\alpha + M_\alpha,$$

y por una natural generalización de la ley de Kossel, que acabamos de discutir, se puede afirmar que dicha onda no es otra que la  $K_\gamma$  descubierta por Bragg para la Ag, el Pd y el Rh, y por Wagner para el Pd. Y admitida esta generalización, tenemos un medio de calcular  $M_\alpha$ , que la experimentación no ha logrado hasta ahora encontrar, obteniendo los siguientes resultados:

	$K_{\beta}$	$K_{\gamma}$	$M_{\alpha} = K_{\gamma} - K_{\beta}$
Ag.....	$6,060 \times 10^{18}$	$6,147 \times 10^{18}$	$0,087 \times 10^{18}$
Pd.....	5,814	5,964	0,150
Pd (Wagner)..	5,736	5,850	0,114
Rh.....	5,055	5,619	0,064

Claro es que los valores de  $M_{\alpha}$  debieran seguir la misma ley descendente que en las restantes series, en tanto que el Pd hace excepción de una manera manifiesta.

Ya estos valores de  $M_{\alpha}$  demuestran claramente que, según decíamos más arriba (§ 66), la ecuación [11] da un valor demasiado pequeño para  $M_{\alpha}$ , puesto que siempre debe cumplirse la desigualdad  $M_{\alpha} > M_{\alpha}$ .

**71.** En cuanto precede se ha supuesto que la acción ejercida sobre el átomo ha arrancado un electrón  $K$ . Evidentemente esto exige que su energía exceda del límite señalado por el *quantum* de frecuencia  $K_A$ . Cuando este límite no es rebasado, pero sí el correspondiente a  $L_A$ , el electrón emitido por el átomo pertenecerá á la serie  $L$ . Los razonamientos anteriores podrían repetirse *mutatis mutandi*, y se llegaría á nuevas relaciones que suministran métodos diferentes para recalcular magnitudes encontradas ya ú otras nuevas. Así, la ecuación [13] generalizada suministra el nuevo valor de  $M_{\alpha}$ :

$$M_{\alpha} = L_{\gamma} - L_{\alpha}, \quad [14]$$

puesto que los homólogos de  $K_{\alpha}$  y  $K_{\beta}$  son  $L_{\alpha}$  y  $L_{\gamma}$  (§ 56). Desgraciadamente, de los tres metales para quienes ha sido posible calcular  $M_{\alpha}$  en el apartado anterior, únicamente se conoce  $L_{\gamma}$  para el Pd, y aplicando la ecuación anterior se obtiene

$$M_{\alpha} = 0,081 \times 10^{18},$$

cuya conformidad con los valores anteriores acaso puede afirmarse, dentro de las incertidumbres inherentes á estas relaciones.

Esto admitido, los valores de  $L_{\gamma}$  y  $L_{\alpha}$  obtenidos por Moseley<sup>91</sup> para los elementos de número atómico elevado, permiten reconocer que la marcha de  $M_{\alpha}$  cuando  $N$  crece es idéntica á la obtenida para  $K_{\alpha}$  y  $L_{\alpha}$ , según demuestra el adjunto cuadro, donde la columna *ν cal.* lo ha sido por la fórmula

$$\nu = 1,39 \times 10^{14} (N - 21,8)^2:$$

	<i>N</i>	<i>v</i> cal.	<i>v</i> de (14)
Pd.....	46	$82 \times 10^{15}$	$81 \times 10^{15}$
Ce.....	58	182	189
Eu.....	63	236	245
Ta.....	73	365	364
Pt.....	78	440	438
Au.....	79	455	452
Ra-B....	82	505	501

Si se admite la teoría de Bohr modificada en la forma predicha (§ 65), la constante de esta fórmula debe ser  $\nu_0 \left( \frac{1}{3^2} - \frac{1}{4^2} \right)$  (§ 45), expresión cuyo valor numérico es  $1,59 \times 10^{14}$ , concordante hasta donde podría sospecharse con el número que figura arriba. Todo lo dicho constituye una prueba más de cuán próximos nos encontramos, siguiendo este camino, á construir íntegramente el átomo.

Se comprende el interés que tiene encontrar alguna demostración inmediata de la existencia de la serie *M*. Esto debe lograrse más fácilmente en los elementos muy pesados, y principalmente en los radiactivos, para los cuales se conocen ya radiaciones menos penetrantes que las de la serie *L*. El único caso en que esta comprobación puede intentarse con los datos de la literatura actual, es el Ra-B, cuyas rayas  $L_\alpha$  y  $L_\gamma$  han sido medidas por Rutherford y Andrade<sup>87</sup> y sirven de base para obtener los números de la última fila del cuadro anterior. Este elemento tiene, en efecto, una radiación menos penetrante que los anteriores ( $\lambda_m = 85$  para el Al), pero calculando á partir de esta constante la frecuencia, se obtiene  $1570 \times 10^{15}$ , muy superior á la prevista.

Generalizando ahora las ecuaciones [11] y [13], se puede también calcular, con Wagner,  $M_A$  y  $N_A$ , mediante las fórmulas

$$M_A = L_{.1_1} - L_\alpha$$

$$N_A = L_{.1_1} - L_\gamma,$$

que dan para los tres elementos siguientes:

	$M_A$ .	$N_A$ .
Pd.....	$99 \times 10^{15}$	$19 \times 10^{15}$
Pt.....	518	80
Au.....	548	96

**72.** Conviene, por último, hacer constar que Wagner ha demostrado una interesantísima relación entre las frecuencias  $\nu_A$  correspondientes á los distintos espectros  $K, L, M, N, \dots$ , que es consecuencia necesaria de la exactitud de todas las relaciones dadas en los apartados anteriores. Esta relación es la igualdad

$$\frac{K_A}{L_A} = \frac{L_A}{M_A} = \frac{M_A}{N_A} = \dots$$

entre las razones de la indicada frecuencia para dos espectros consecutivos, relación tanto más importante cuanto que dicha frecuencia viene á ser la verdadera característica de cada espectro. En el caso del Pd, esta razón es próxima de 7,5 y en el Pt y Au de 5,5.

Con los datos existentes hasta hoy no es posible determinar valores probables correspondientes á los espectros siguientes; pero admitiendo que esta última relación de Wagner sea una aproximación suficiente á la realidad, puede preverse que para el paladio el espectro  $O$  coincide ya con el ultravioleta de Schumann, en tanto que para el Pt y el Au no se alcanza dicha región hasta el espectro  $P$ , y acaso para el Fe, ó mejor alguno de los elementos inferiores coincide ya con la  $N$ .

Si se admite que el espectro ordinario se debe á los electrones corticales del átomo, la observación anterior puede formularse de esta otra manera: al pasar del Au al Pd, el átomo pierde un anillo de electrones y otro del Pd al Fe. De este elemento hacia abajo, los anillos han de desaparecer más aprisa, habida cuenta de que los primeros elementos de la serie sólo poseen un anillo y de que es muy probable que en el Al la serie  $L$  coincida ya con el espectro de Schumann.

Es bien interesante el paralelismo que se vislumbra aquí con los grupos de Rydberg <sup>110</sup>.

**73.** Otra observación sugieren las relaciones numéricas de que me he ocupado en los apartados anteriores. En dichas relaciones no figura para nada el grupo  $L_{A_2}, L_\beta, L_\delta$  del espectro  $L$ , ni se ve manera sencilla de introducirle en otro conjunto unidas á las rayas del espectro  $K$ . Esto sugiere la posibilidad de que el expresado espectro se componga de dos partes totalmente independientes, que podrían esquematizarse por dos anillos situados en distinto plano, de uno de los cuales no puede pasar ningún electrón al anillo  $K$ . La comprobación de tal hipótesis puede realizarse estudiando experimentalmente las líneas del espectro  $L$  que acompañan al  $K$ , estudio que no parece inabordable.

Es lógico suponer que á este grupo  $L_2$  acompañe otro conjunto

$M_2, N_2$  ..... en los espectros exteriores, y aun que en éstos nazcan nuevos conjuntos  $M_3, N_3$  .....;  $N_4$  ..... Así es fácil darse cuenta de cómo se van complicando los espectros desde el  $K$  hasta el visible, y aun de la existencia de las diferentes series clásicas en este último.

He dejado volar un tanto la imaginación en estos últimos apartados, con el fin de marcar con los más vivos colores el enorme interés que encierra el estudio de este capítulo de la Física, llamado en plazo no lejano á determinar la estructura íntima del átomo, con tanta seguridad acaso como hoy podemos describir la de nuestro sistema planetario.

(Laboratorio de Investigaciones Físicas.)