

XXVII. — La Asimetría de los Tripletes de Zeeman.

POR MANUEL MARTÍNEZ-RISCO Y MACÍAS.

(Continuación.)

Aplicando la fórmula (19) al anillo de orden $k + 1$, obtiéndose

$$(k + 1) \lambda = 2e - e \frac{r_{k+1}^2}{f^2}. \quad (20)$$

Restando miembro á miembro las igualdades (19) y (20), resulta

$$r_k^2 - r_{k+1}^2 = \frac{\lambda}{e} f^2,$$

y siendo $2r_k = d_k$ y $2r_{k+1} = d_{k+1}$, se tendrá:

$$d_k^2 - d_{k+1}^2 = 4 \frac{\lambda}{e} f^2; \quad (21)$$

por tanto, para los anillos de Fabry y Perot, como para los de Newton, la diferencia entre los cuadrados de los diámetros de dos anillos consecutivos es la misma cualquiera que ellos sean.

La relación (21) puede escribirse así:

$$d_k - d_{k+1} = \frac{1}{d_k + d_{k+1}} \cdot 4 \frac{\lambda}{e} f^2.$$

En virtud de lo antes demostrado, cuanto menor sea k , mayores serán d_k y d_{k+1} . Es, pues, evidente que en un sis-

tema simple de anillos de Fabry y Perot, la diferencia, $d_k - d_{k+1}$, entre los diámetros de dos consecutivos, es tanto menor cuanto menor sea el orden de cada uno.

Fundándonos en la relación (19), y siendo el x_o el diámetro de uno cualquiera de los anillos dados por una luz de longitud de onda λ_o y x_m , el diámetro de un anillo del mismo orden de otra luz cuya longitud de onda, λ_m , no difiera mucho de λ_o , podríamos fácilmente demostrar (*) que

$$\lambda_m - \lambda_o = \frac{\lambda_o}{8f^2} (x_o^2 - x_m^2) \quad (22)$$

Determinando x_o y x_m , se podrá, pues, hallar $\lambda_m - \lambda_o$. La fórmula que acabamos de escribir es, por tanto, la base del método de espectroscopia interferencial de Fabry y Perot. De ella nos valdremos para evaluar el desplazamiento de la componente mediana del triplete asimétrico estudiado.

Si el foco luminoso empleado emite varias luces monocromáticas, podrá haber coincidencia entre anillos de diverso orden. Cuando, en virtud del fenómeno de Zeeman, varias de dichas luces monocromáticas, ó todas ellas, cambian de período, aumentando progresivamente la intensidad del campo, se llegará siempre á observar fenómenos de coincidencia. Para terminar este capítulo, vamos á estudiar detalladamente un caso muy importante.

Coincidencias de los anillos de un triplete simétrico.

Supongamos, en particular, que el foco luminoso, por estar situado en un campo magnético, emite tres clases de luz monocromática, que definen un triplete simétrico. Llamemos λ_o

(*) Véase Zeeman.—Observations of the magnetic resolution of spectral lines by means of the method of Fabry and Perot.—1907, página 2.

á la longitud de onda de la componente mediana, λ_r á la de la componente situada hacia el rojo y λ_v á la que corresponde á la otra componente exterior.

Designemos por x_{mn} el diámetro del anillo de Fabry y Perot de orden n , en el sistema producido, con las condiciones experimentales ya expuestas, por una luz de longitud de onda λ_m .

En virtud de la fórmula (19), podemos escribir:

$$\lambda_r - \lambda_o = \frac{\lambda_o}{8f^2} (x_{o,k}^2 - x_{r,k}^2) \quad (23)$$

$$\lambda_o - \lambda_v = \frac{\lambda_o}{8f^2} (x_{v,k+1}^2 - x_{o,k+1}^2) \quad (24)$$

Sumando miembro á miembro estas dos igualdades, obtiéndose

$$\lambda_r - \lambda_v = \frac{\lambda_o}{8f^2} \left[(x_{v,k+1}^2 - x_{r,k}^2) + (x_{o,k}^2 - x_{o,k+1}^2) \right] \quad (25)$$

Ahora bien; la ley de los diámetros de los anillos de Fabry y Perot, nos obliga á admitir que

$$x_{o,k}^2 - x_{o,k+1}^2 = 4 \frac{\lambda_o}{e} f^2;$$

por tanto, la fórmula (25) puede escribirse así:

$$\lambda_r - \lambda_v = \frac{\lambda_o}{8f^2} \left[4 \frac{\lambda_o}{e} f^2 - (x_{r,k}^2 - x_{v,k+1}^2) \right] \quad (26)$$

Cuando el campo no existe,

$$\lambda_r - \lambda_v = 0 \quad \text{y} \quad x_{r,k} = x_{o,k}, \quad x_{v,k+1} = x_{o,k+1}.$$

Substituyendo estos valores en la relación (26), resulta:

$$x_{o,k}^2 - x_{o,k+1}^2 = 4 \frac{\lambda_o}{e} f^2.$$

La ley de los diámetros de los anillos de Fabry y Pero está, pues, contenida, para un caso crítico, en la fórmula (26), como debía suceder.

Cuando aumenta la intensidad del campo actuante, $\lambda_r - \lambda_v$ aumenta también. Esto exige que $x_{r,k}^2 - x_{v,k+1}^2$ disminuya, llegando á anularse al tener $\lambda_r - \lambda_v$ el siguiente valor:

$$\lambda_r - \lambda_v = \frac{\lambda_o^2}{2e}.$$

Habrà, pues, una coincidencia de anillos, definida por la tìgualdad

$$x_{r,k} = x_{v,k+1},$$

al tener el campo por intensidad

$$H = \frac{10^5}{C\lambda_o^2} \cdot \frac{\lambda_o^2}{2e} = \frac{1}{2eC} 10^5,$$

siendo C la separación específica característica del triplete.

Para que $x_{r,k}^2 - x_{v,k+1}^2$ pueda seguir disminuyendo, es preciso que adquiera valores negativos. Distinguiremos los casos siguientes:

$$x_{r,k}^2 - x_{v,k+1}^2 = -4 \frac{\lambda_o}{e} f^2 \quad (27)$$

$$x_{r,k}^2 - x_{v,k+1}^2 = -8 \frac{\lambda_o}{e} f^2 \quad (28)$$

.....

Estos valores de $x^2_{r,k} - x^2_{v,k+1}$ corresponden á coincidencias definidas, respectivamente, por las igualdades

$$x_{o,k} = x_{r,k-1} = x_{v,k+1} \quad (27 \text{ a})$$

$$x_{r,k-1} = x_{v,k+2} \quad (28 \text{ a})$$

.....

.....

Para hacer ver la manera de llegar á estas relaciones, partiendo de la fórmula (28), vamos á demostrar la fórmula (28 a).

Substituyendo en la fórmula (26) el valor de

$$x^2_{r,k} - x^2_{v,k+1},$$

resulta:

$$\lambda_r - \lambda_v = \frac{\lambda_o}{8f^2} \quad 12 \frac{\lambda_o}{e} f^2 = \frac{3}{2} \frac{\lambda_o^2}{e};$$

se efectuará, por tanto, que

$$\left. \begin{aligned} x^2_{o,k-1} - x^2_{r,k-1} &= \frac{8f^2}{\lambda_o} \frac{3}{4} \frac{\lambda_o^2}{e} = 6 \frac{\lambda_o}{e} f^2 \\ x^2_{v,k+2} - x^2_{o,k+2} &= \frac{8f^2}{\lambda_o} \frac{3}{4} \frac{\lambda_o^2}{e} = 6 \frac{\lambda_o}{e} f^2 \end{aligned} \right\} (29)$$

Además, la ley de los diámetros de los anillos nos permitirá escribir:

$$x^2_{o,k-1} - x^2_{o,k+2} = 3 \cdot 4 \frac{\lambda_o}{e} f^2 = 12 \frac{\lambda_o}{e} f^2$$

ó lo que es igual

$$-x_{o,k-1}^2 + x_{o,k+2}^2 = -12 \frac{\lambda_o}{e} f^2 \quad (30)$$

Sumando miembro á miembro las relaciones (29) y (30), resulta:

$$x_{v,k+2}^2 - x_{r,k-1}^2 = 0$$

y por ser

$$x_{v,k+2} \text{ y } x_{r,k-1}$$

esencialmente positivos,

$$x_{r,k-1} = x_{v,k+2}.$$

Esta es, precisamente, la fórmula que queríamos demostrar.

Como ejemplo, traduzcamos al lenguaje ordinario las igualdades (27 a).

Dicen que, *para un cierto campo magnético, coincidirá el anillo de orden k correspondiente á la componente mediana del triplete con el anillo de orden $k - 1$ de la componente más próxima al rojo y con el anillo de orden $k + 1$ de la otra componente exterior.*

Sería fácil demostrar que los campos magnéticos productores de las coincidencias definidas por las igualdades (27 a), (28 a), etc., tienen, respectivamente, por intensidades

$$H = \frac{1}{eC} 10^5$$

$$H = \frac{3}{2} \frac{1}{eC} 10^5$$

.....
.....

III

MÉTODO EXPERIMENTAL EMPLEADO

Para hallar la ley de la asimetría de posición de un triplete, es preciso realizar una serie de experimentos consistentes en determinar la intensidad, H , del campo magnético productor de la asimetría y en valuar el desplazamiento correspondiente, $\Delta\lambda_0$, de la componente mediana.

Nosotros hicimos once experimentos para estudiar la asimetría de posición del triplete 5791 u. A, del mercurio. Con objeto de facilitar la redacción de los capítulos III y IV, agruparemos los experimentos realizados, incluyendo dentro de cada grupo los correspondientes á campos de intensidades no muy diferentes. Con los experimentos 1.º y 2.º, formaremos un primer grupo; con los 3.º, 4.º, 5.º y 6.º, un segundo grupo, y los experimentos restantes constituirán un tercero y último grupo.

Determinación de desplazamientos.

Hemos demostrado en el capítulo II, página 468, que todo aumento ó disminución de longitud de onda va acompañado, respectivamente, de una disminución ó aumento en los diámetros de los anillos.

Los que caracterizan á la componente mediana del triplete 5791 u. A, disminuyen de diámetro á medida que aumenta la intensidad del campo actuante. Esto prueba que el desplazamiento productor de la asimetría de posición del referido triplete se realiza hacia el rojo.

Para valuar el desplazamiento correspondiente á un campo dado, basta, según indica la fórmula (22), medir el diámetro de dos anillos del mismo orden en los sistemas producidos por la componente mediana y por la raya espectral original. Nosotros efectuamos estas medidas por el método fotográfico.

La figura 2 es un esquema de la disposición experimental empleada. Tratándose de un estudio relativo, exclusivamente, á la componente mediana de un triplete, nos convenía evitar la formación de los anillos que darían las componentes exteriores de éste. Con tal objeto, entre el tubo de Geissler *A* y la lente *C*, colocamos un romboedro *B*, de espato calizo, y alejamos mediante una pantalla, representada con doble raya en la figura, la imagen correspondiente á vibraciones dirigidas normalmente á las líneas de fuerza de campo.

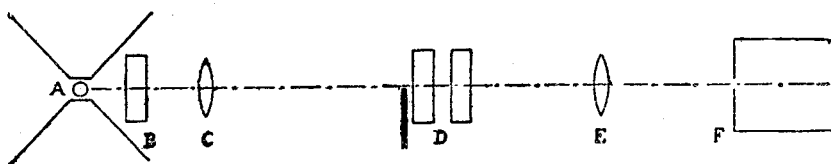


Figura 2.

La lente *E* sirve para producir sobre el plano de la rendija del espectroscopio una imagen del sistema complejo de anillos dado por el patrón *D*. El papel del espectroscopio es trasladar las franjas desde la rendija á las rayas espectrales, sin ampliación ni reducción alguna; por tanto, es evidente que la distancia focal que figura en la fórmula (22) es la de la lente *E*: 12 mm, en nuestro caso.

La raya espectral 5791 u. A. es, según hemos dicho, una de las que da el vapor de mercurio. Dos son los métodos que pueden seguirse para obtener los anillos de Fabry y Perrot correspondientes á una cualquiera de las luces monocromáticas que un gas ó vapor incandescente emiten.

Fúndase el primero en el uso de soluciones absorbentes que, colocadas entre el foco luminoso y el patrón, permiten alejar las radiaciones extrañas á la luz monocromática que quiere emplearse.

El segundo, que es el que nosotros seguimos, consiste en

proyectar sobre la rendija de un espectroscopio ordinario, mediante una lente convergente, una imagen de los anillos en luz compuesta, pues sobre cada raya espectral podrá observarse el fenómeno en cuestión.

Si el foco luminoso está situado en un campo magnético, sobre cada raya espectral se verán, simultáneamente, los anillos correspondientes á las diversas componentes en que la raya se divide. (Véase la fotografía B.)

Debe hacerse que los anillos ocupen una posición simétrica respecto de la rendija; pero, como vamos á demostrar, una pequeña distancia entre ella y el diámetro vertical del sistema, no sería causa de error en las determinaciones de diferencias de longitud de onda.

En la figura 3 hemos representado dos anillos del mismo orden de dos luces de longitudes de onda λ_o y λ_m ($\lambda_m > \lambda_o$).

Si la rendija ocupa la posición A, simétrica respecto del sistema de anillos, en virtud de lo antes demostrado, se tendrá

$$\lambda_m - \lambda_o = \frac{\lambda_o}{2f^2} (\overline{MO}^2 - \overline{NO}^2).$$

Para hacer ver que si la rendija estuviese desplazada, teniendo la posición A',

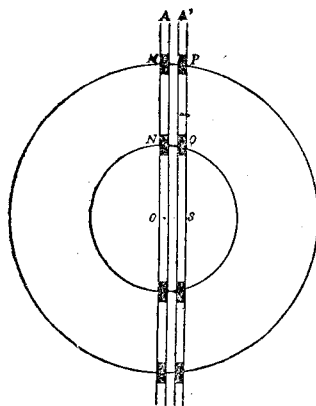


Figura 3.

$$\lambda_m - \lambda_o = \frac{\lambda_o}{2f^2} (\overline{PS}^2 - \overline{QS}^2)$$

basta aplicar el teorema de Pitágoras á los triángulos rectángulos OPS y OQS, pues, teniendo en cuenta que

$$OP = OM \quad \text{y que} \quad OQ = ON,$$

se llega á la siguiente igualdad:

$$\overline{PS}^2 - \overline{QS}^2 = \overline{MO}^2 - \overline{NO}^2.$$

Debo consignar que los aparatos estaban dispuestos de manera algo distinta en los experimentos del segundo grupo. En éstos, el patrón hallábase colocado entre la lente del colimador y el prisma. La distancia focal f será ahora, evidentemente, la del objetivo del anteojo.

La determinamos haciendo girar al patrón N alrededor de un eje horizontal, hasta dar á los anillos de una cierta raya un desplazamiento igual al diámetro de uno de ellos; midiendo, por el método de Poggendorff, el ángulo de giro, θ , y valuando, por el método fotográfico, el referido diámetro, d . La fórmula que debe aplicarse es

$$f = \frac{d}{2 \operatorname{tg} \frac{1}{2} \theta}$$

Para más detalles véase la figura 4.

Obtuvimos como resultado

$$f = 280^{mm},6.$$

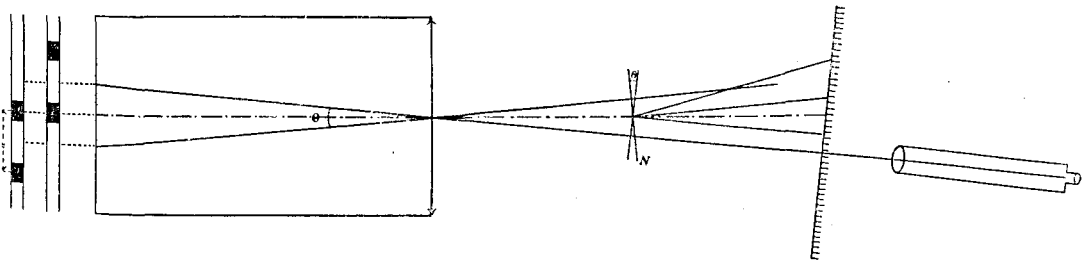


Figura 4.

Como hemos dicho antes, para determinar los diámetros de los anillos de la componente mediana y de la raya espec-

tral original, empleamos el método fotográfico. Cada uno de nuestros experimentos consta de tres fotografías: la primera, obtenida antes de aplicar el campo; la segunda, mientras el campo actuaba, y la tercera, después de haber actuado el campo. Las medidas de placas han sido realizadas con un comparador de Carl Zeiss.

Sirva de ejemplo el cuadro siguiente:

Diámetros en mm.:

	Sin campo. — (I)	Con campo de 29.560 Gauss. — (II)	Sin campo. — (III)
Primer anillo.....	2,022	1,840	2,032
Segundo anillo.....	2,779	2,639	2,779

Debe tomarse siempre para valor de x_0 la media de los números que figuran en las columnas 1.^a y 3.^a Estos serían los mismos, prescindiendo de los errores cometidos en la medida de las placas, si no hubiese habido durante el experimento cambio alguno en el espesor del patrón.

Con los números consignados anteriormente, resulta para desplazamiento de la componente mediana (*).

$$\Delta\lambda_0 = 0,0372 \text{ u. A.}$$

Hemos hecho siempre uso solamente de los dos primeros anillos, porque un error cometido en la medida del diámetro del anillo 3.º, influye ya mucho en el resultado.

El patrón que empleamos, construido por la casa Hilger, tenía láminas de vidrio y capas reflectoras de paladio. Las piezas de distancia, que eran de cuarzo, tenían por coeficiente de dilatación lineal 0,00000059.

(*) Véanse las páginas 615 y 616.

Antes de pasar á ocuparnos en la determinación de campos magnéticos, vamos á decir dos palabras de los errores originados por los cambios de temperatura que el patrón experimental.

Supongamos que cada experimento se hiciese obteniendo solamente dos fotografías, una con campo y otra sin campo. Durante el tiempo necesario para realizar un experimento, el espesor del patrón varía á causa de la inconstancia de temperatura, y como todo cambio de espesor del patrón produce un desplazamiento de los anillos, habrá, por tal causa, un error en la determinación de x_m , y, por tanto, en la medida de $\lambda_m - \lambda_o = \Delta \lambda_o$. Es fácil hacer ver que, prescindiendo del signo,

$$d(\Delta \lambda_o) = \frac{\lambda_o}{4f^2} x_m dx_m \quad (31)$$

Ahora bien; diferenciando la fórmula fundamental

$$k\lambda_m = 2e - e \frac{x_m^2}{4f^2},$$

en que deben considerarse solamente como variables e y x_m , resulta

$$dx_m = \frac{8f^2 - x_m^2}{2ex_m} de,$$

y como, llamando K al coeficiente de dilatación lineal de las piezas de distancia y $(t_1 - t_o)$ á la variación de temperatura, de $= eK(t_1 - t_o)$, se tendrá:

$$dx_m = K \left(4 \frac{f^2}{x_m} - \frac{x_m}{2} \right) (t_1 - t_o).$$

Substituyendo este valor en la relación (31), obtiéndose

$$d(\Delta \lambda_o) = K\lambda_o \left(1 - \frac{x_m^2}{8f^2} \right) (t_1 - t_o).$$

Como $\frac{x_m^2}{8f^2}$ es siempre una cantidad muy pequeña, comparada con la unidad, podemos afirmar que, si la temperatura varía de t_0 á t_1 durante el experimento, el desplazamiento de la componente mediana vendrá afectado de un error calculable por la fórmula

$$d(\Delta\lambda_o) = K\lambda_o(t_1 - t_0).$$

En nuestro caso,

$$K = 0,000000\ 59 \quad \text{y} \quad \lambda_o = 5791 \text{ u. A.};$$

por consiguiente, para $t_1 - t_0 = 1^\circ$,

$$d(\Delta\lambda_o) = 5791 \cdot 59 \cdot 10^{-8} \text{ u. A} = 0,003 \text{ u. A.}$$

Ya hemos dicho cómo se consigue disminuir los errores debidos á los cambios de temperatura. Estos, en nuestro caso, no podían ser grandes, porque el tiempo necesario para obtener las tres fotografías de una serie era, aproximadamente, de quince minutos.

En las ampliaciones negativas A y A' , aparecen tres rayas espectrales: la raya verde 5461 u. A, sobre-expuesta, y las rayas amarillas 5770 y 5791 u. A. En la fotografía A puede verse, sobre la 5791 u. A, el sistema de anillos que la caracteriza, y en la fotografía A' aparecen, sobre la misma raya, los anillos producidos por la componente mediana del triplete correspondiente.

El primero de estos sistemas de anillos tiene centro obscuro y el segundo centro brillante.

Si esto no sucediese, y fundándose en la simetría del triplete 5770 u. A, podría reconocerse por simple inspección de las fotografías el desplazamiento hacia el rojo de la compo-

nente mediana del triplete 5791 u. A, viendo que el ángulo β (figura 5) es mayor en la fotografía A que en la A'.

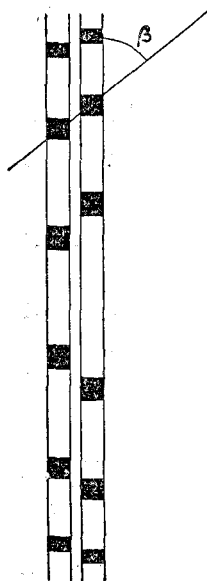


Figura 5.

Determinación de los campos magnéticos.

Primer grupo de experimentos. — Los campos magnéticos correspondientes á los experimentos del primer grupo, fueron determinados por el método de la espiral de bismuto. Previamente, á distintas temperaturas, hallamos la curva que representa la ley de variación de la resistencia eléctrica de la espiral con la intensidad del campo. Por el método de la espiral de bismuto no podrían determinarse con precisión suficiente, por ser demasiado

fuertes, los campos magnéticos correspondientes á los dos últimos grupos de experimentos.

Segundo grupo de experimentos. — En la segunda serie de experimentos me convenía emplear campos cuya intensidad no difiriese mucho de 25.000 Gauss.

Ahora bien; del estudio que hemos hecho al final del capítulo II, resulta que, para que exista una cierta coincidencia entre los anillos de los sistemas dados por un triplete simétrico, es preciso que tenga un cierto valor la diferencia $\lambda_r - \lambda_v$ entre las longitudes de onda de las componentes exteriores de dicho triplete, lo que equivale á que el campo magnético tenga una cierta intensidad, H_q .

En el cuadro siguiente consignamos el valor de la inten-

sidad del campo y el valor de $\lambda_r - \lambda_v$ para cada coincidencia, empleando las notaciones antes adoptadas.

Número de orden de la coincidencia	Igualdades que la definen.	$\lambda_r - \lambda_v$	H_q
1. ^a	$x_{r,k} = x_{v,k+1}$	$\frac{1}{2} \frac{\lambda_o^2}{e}$	$\frac{1}{2} \frac{1}{eC} 10^5$
2. ^a	$x_{o,k} = x_{r,k-1} = x_{v,k+1}$	$\frac{\lambda_o^2}{e}$	$\frac{1}{eC} 10^5$
3. ^a	$x_{r,k-1} = x_{v,k+2}$	$\frac{3}{2} \frac{\lambda_o^2}{e}$	$\frac{3}{2} \frac{1}{eC} 10^5$
.....			

Si λ_o y e se expresan en unidades del sistema *C. G. S.*, la diferencia $\lambda_r - \lambda_v$ vendrá dada en centímetros y H en Gauss.

Con el patrón empleado, cuyo espesor era de 0,9125 centímetros, el triplete central del nonete 5.461 u. A, del mercurio, dará la coincidencia 2.^a cuando el campo tenga por intensidad

$$H = H_q = \frac{10^5}{0,9125 \cdot 4,66} \text{ G.} = 23.500 \text{ Gauss.}$$

El valor 4,66 de la separación específica lo hemos calculado partiendo de los resultados experimentales de Runge y Paschen y de Gmelin (*).

El campo magnético, en los experimentos que componen el segundo grupo, era precisamente de 23.500 Gauss,

(*) *P. Zeeman.*—New observations concernig asymmetrical triplets, 1908.

pues por el hilo del electroimán circulaba una corriente de intensidad apropiada para que sobre la raya verde 5.461 u. A coincidiesen, en la forma antedicha, los tres sistemas de anillos de Fabry y Perot que corresponden á las componentes del triplete central del nonete de la referida raya.

Claro está que en la observación de la coincidencia hay una cierta indeterminación. Para evitar el operar con un campo magnético muy distinto de H_q , deben obtenerse varias fotografías de los anillos en coincidencia; escoger de ellas aquella en que los anillos coincidentes presenten un aspecto más análogo al de los anillos, previamente fotografiados, que la raya original produce, y crear el campo haciendo circular por el electroimán una corriente igual á la que corresponde á la fotografía elegida.

Véanse las negativas ampliadas C y C' .

Zeeman fué quien primero determinó por medio de las coincidencias el valor de $\lambda_r - \lambda_o$ y el de $\lambda_o - \lambda_v$. El método seguido por dicho sabio, está expuesto con claridad admirable en uno de sus trabajos (*).

Tercer grupo de experimentos.—Uno de los campos magnéticos que empleamos en los experimentos del tercer grupo fué producido por una corriente de 5,62 amperios y determinado por el método que luego resumiremos. Las intensidades de los campos correspondientes á las observaciones restantes, han sido deducidas de la del anterior mediante correcciones halladas por un método fundado en la observación de las desviaciones que en un galvanómetro producen las corrientes inducidas originadas al quitar rápidamente una espiral de cada uno de los referidos campos.

(*) *Runge y Paschen.*—Anhang Abhandlungen y Königl. Preuss Akademie, 1902.—Berlín.

Gmelin.—Der Zeeman-effekt einiger Quecksilber linien in schwachen Magnetfeldern Absolut gemessen.—Tübingen, 1909.

La intensidad del campo producido por la corriente de 5,62 amperios, fué determinada por el procedimiento que á continuación vamos á exponer.

Sean *A* y *B* (fig. 6.^a) los dobletes amarillos del mercurio, tal y como aparecen sobre una placa fotográfica obtenida con un espectrógrafo cuyo órgano de dispersión sea una red de Rowland.

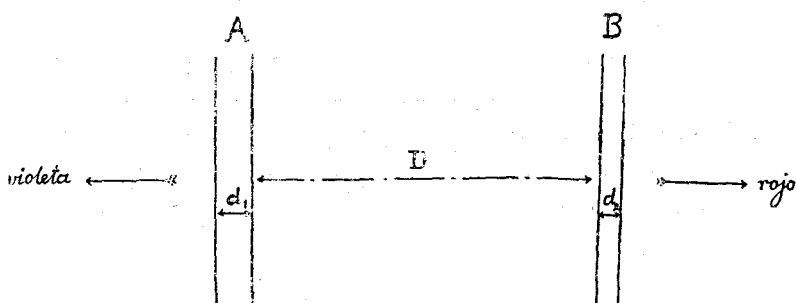


Figura 6.

Midiendo las distancias designadas en la figura por las letras *D*, *d*₁ y *d*₂, puede hallarse la que separa á las rayas espectrales originales, pues ésta tiene por expresión

$$D + \frac{d_1 + d_2}{2},$$

porque las componentes exteriores de un triplete, aun en el caso en que sea asimétrico, equidistan siempre de la posición que antes ocupaba la raya inicial.

Llamemos $\Delta\lambda$ á la diferencia entre las longitudes de onda de las rayas de un doblete. Las longitudes de onda de las rayas amarillas del mercurio difieren en 21, 1 u. A. Evidentemente,

$$\text{para el doblete } 5770 \text{ u. A.}, \Delta\lambda = \frac{d_1}{D + \frac{d_1 + d_2}{2}} 21,1 \text{ u. A.},$$

y para el doblete 5791 u. A, $\Delta\lambda = \frac{d_2}{D + \frac{d_1 + d_2}{2}} 21,1$ u. A.

El campo magnético productor de estos dobletes tendrá una intensidad dada, en Gauss, por cualquiera de las fórmulas

$$\left. \begin{aligned} H &= \frac{10^8}{C_1 \lambda^2} \frac{d_1}{D + \frac{d_1 + d_2}{2}} 21,1 \\ H &= \frac{10^8}{C_2 \lambda^2} \frac{d_2}{D + \frac{d_1 + d_2}{2}} 21,1 \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

siendo C_1 y C_2 , respectivamente, las separaciones específicas de los dobletes 5770 u. A y 5791 u. A.

Para determinar el campo creado por el electroimán con corriente de 5,62 amperios, fotografiamos los dobletes amarillos del mercurio que entonces pueden observarse. Sobre la placa, medimos d_1 , d_2 y D , magnitudes que figuran en el segundo miembro de las fórmulas (32) y que permiten hallar H , puesto que C_1 y C_2 son conocidas por los trabajos de Gmelin (*). Así obtuvimos:

con el doblete 5770 u. A., $H = 27.520$ Gauss

y con el doblete 5791 u. A., $H = 27.340$ » ;

por tanto, en el experimento en cuestión, $H = 27.430$ Gauss.

Para producir los campos magnéticos nos valimos de dos electroimanes de la casa Hartmann y Braun. En los seis primeros experimentos utilizamos un electroimán pe-

(*) Gmelin.—«*Annalen der Physik*», 28, 1909, pág. 1.084.

Véase también Cotton et Weis, *Journal de Physique*, Juin, 1907.

queño; en los restantes, un electroimán capaz de dar un campo de 30.000 Gauss, aproximadamente, con un entrehierro de 3 mm.

El espectrógrafo de que nos servimos, que fué el que empleó la Sra. H. B. Bilderbeek-van Meurs en sus investigaciones acerca del fenómeno de Zeeman (*), tenía por órgano de dispersión una red de Rowland, con 14.438 trazos por pulgada inglesa y de 8 cm. de longitud.

(Continuará)

(*) *H. B. Bilderbeek van Meurs* — «La décomposition magnétique des raies du spectre ultraviolet du fer. (Archives Néerlandaises des Sciences Exactes et Naturelles, série II, tome xv, p. 353, 1911.)