

Tesis de Posgrado

Investigaciones experimentales sobre los espectros de la descarga oscilante

Williams, Adolfo T.

1915

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Química
de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Williams, Adolfo T.. (1915). Investigaciones experimentales sobre los espectros de la descarga oscilante. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_0106_Williams.pdf

Cita tipo Chicago:

Williams, Adolfo T.. "Investigaciones experimentales sobre los espectros de la descarga oscilante". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1915. http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_0106_Williams.pdf

EXACTAS UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA

Universidad de Buenos Aires

106

INVESTIGACIONES EXPERIMENTALES

SOBRE

LOS ESPECTROS DE LA DESCARGA OSCILANTE

La facultad no se hace solidaria de las
opiniones vertidas en las tesis.

UNIVERSIDAD NACIONAL DE BUENOS AIRES
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS, FÍSICAS Y NATURALES

INVESTIGACIONES EXPERIMENTALES

SOBRE

LOS ESPECTROS DE LA DESCARGA OSCILANTE

TESIS PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR EN QUÍMICA

POR EL EX ALUMNO

ADOLFO T. WILLIAMS



BUENOS AIRES
IMPRESA DE CONI HERMANOS
684. PERÚ. 684

1915

PADRINO DE TESIS

DOCTOR GENARO SISTO

A LA MEMORIA DE MI PADRE

LOS ESPECTROS DE LA DESCARGA OSCILANTE

INTRODUCCIÓN

El análisis espectral es la parte de la óptica que estudia los métodos empleados para descomponer los haces complejos de energía radiante; métodos que permiten determinar también las longitudes de onda de las radiaciones monocromáticas que forman los haces.

La espectroscopia tiene también por objeto el estudio y dilucidación de otros problemas.

Estos problemas son los que se refieren a la estructura de los espectros, su clasificación en series, el estudio de las condiciones térmicas y eléctricas de las fuentes luminosas que los producen, la acción del campo magnético y de la presión sobre las líneas espectrales, el estudio de los sistemas mecánicos o electromagnéticos capaces de producir vibraciones de frecuencia análoga a la de las rayas espectrales, etc.

Esta parte de la espectroscopia, que es la más importante y en la que todavía no existen teorías definitivas, guarda estrecha relación con las hipótesis sobre la constitución de la materia, la clasificación periódica de los elementos y las teorías cosmogónicas.

El estudio de los espectros eléctricos y de las características de la energía eléctrica que los produce, constituye uno de los capítulos más interesantes de esa parte de la espectroscopia.

Los espectros eléctricos pueden clasificarse, según el potencial eléctrico de las fuentes luminosas, en dos grupos: primero, los provenientes de la energía radiante originada por la electricidad a bajos potenciales; segundo, los producidos por medio de los altos potenciales.

Forman el primer grupo los espectros de arco, de los que sólo nos ocuparemos en mérito de la analogía que suelen tener con los espectros obtenidos por medio de la descarga oscilante.

Corresponden a la segunda clase, los espectros provenientes de la descarga eléctrica a altos potenciales. Este grupo comprende los espectros originados por los tubos de Plucker, por la fosforencia catódica, por los rayos canales y los obtenidos por la descarga eléctrica entre electrodos, metálicos o no metálicos, a la presión atmosférica, en el aire o en los diversos gases.

Los espectros provenientes de la descarga eléctrica sobre soluciones de sales metálicas pertenecen a la segunda clase (espectros de altos potenciales). El estudio de la acción de los factores eléctricos (selfinducción y capacidad) en la estructura de estos espectros constituye el objeto de esta tesis.

CAPÍTULO I

HISTORIA

I. Historia de los espectros eléctricos. Espectros de arco y espectros de chispa.

II. Bibliografía.

Este capítulo comprende un breve análisis de las investigaciones realizadas sobre los espectros eléctricos desde la memoria de Wollaston, que data de 1802, hasta las investigaciones recientes, siempre que éstas sean, dentro del tema tratado, de un interés general. Las memorias de índole especial que tengan atinencia con el tema de esta tesis, serán mencionadas en los capítulos pertinentes.

I

W. H. Wollaston (1) observó el espectro producido en el aire por la descarga eléctrica, encontró gran número de rayas en su mayoría netas, pero no estableció ninguna hipótesis sobre el origen de las rayas espectrales.

J. Fraunhofer (2) describió, pocos años después de Wollaston, el espectro producido por una chispa eléctrica de media pulgada de largo. Encontró que el espectro así producido difiere, por la posición y número de las líneas, de los espectros de la luz solar y de la luz del fuego. Notó, además, la presencia de varias líneas brillantes y netas, entre ellas, una situada en el verde, que era la más brillante. Esta raya debía ser, según Hemsalech (3), la doble raya verde del aire.

Finalmente, en una memoria publicada en 1824, referente al espectro de la chispa eléctrica, hace mención de ocho líneas netas y brillantes, cuyas longitudes de onda determinó por medio de un prisma de agua.

H. F. Talbot (4) obtuvo espectros eléctricos muy brillantes, volatilizándolo, por medio de la descarga eléctrica, láminas muy delgadas de Au,

Cu, Zn y Ag. Encontró que los espectros así producidos presentaban diferentes líneas.

Poco tiempo después de la publicación de las observaciones de Talbot apareció una memoria de Ch. Wheatstone (5), que acusa un importante progreso en el estudio de los espectros eléctricos.

Wheatstone observó el espectro del mercurio y encontró las siguientes líneas: una amarilla doble (rayas D), una en el verde, dos en el azul verdoso, una en el índigo y una en el violeta. Hizo también estallar la chispa eléctrica entre electrodos de Zn, Cd, Bi, Sn y Pb y encontró que los espectros así obtenidos se componían de pocas líneas, pero que éstas eran muy brillantes.

Determinó la posición de esas líneas por medio de un ocular micrométrico, y llegó a la siguiente importante conclusión, tanto para la espectroscopia teórica como para las aplicaciones prácticas del análisis espectral: « El número, posición y color de las líneas espectrales difiere para cada uno de los metales empleados. Estas diferencias son tan netas que un metal puede ser distinguido de los otros sólo por la apariencia de la chispa. Tenemos entonces un nuevo método para caracterizar los compuestos metálicos más fácil y sencillo que el examen químico » (6).

Observó también que las amalgamas y aleaciones pueden presentar las líneas de todos los componentes o sólo de algunos de ellos.

Para determinar si los espectros de los metales eran debidos a su combustión, Wheatstone estudió los espectros de las chispas producidas en el seno de diversos gases (aire, anhídrido carbónico, hidrógeno, etc.); y como los espectros eran los mismos, dedujo que ellos se debían a la volatilización y no a la combustión de los metales. Los metales al quemarse producían, según Wheatstone, un espectro continuo idéntico en todos los casos. El espectro del metal eléctricamente quemado (*electrically ignited*) y el espectro del metal quemado (*ignited by ordinary combustion*) difieren a causa de que en el primer caso las partículas productoras de la luz se hallan muy divididas y, en cambio, en el segundo caso las partículas tienen una magnitud apreciable.

Los espectros del arco voltaico fueron también examinados por Wheatstone, quien, al compararlos con los de la chispa eléctrica, estableció una conclusión muy importante: « Las líneas son más brillantes y más numerosas cuando son producidas por la chispa eléctrica, que cuando lo son por el arco voltaico. Me parece que todas las líneas de la chispa voltaica están presentes en la chispa eléctrica, con la adición de muchas otras. »

Como conclusión final de sus investigaciones, Wheatstone dice lo siguiente: « Los peculiares efectos luminosos producidos por la acción eléctrica sobre los diferentes metales dependen sin duda de su estruc-

tura molecular; nosotros poseemos, entonces, un nuevo método para examinar el mecanismo interno de la materia. »

L. Foucault (7), en sus estudios sobre la producción y regularización de la luz eléctrica, realizó algunas investigaciones sobre los espectros de arco de algunos metales. Al examinar el espectro del arco entre carbones, señaló la presencia de varias líneas que después han sido caracterizadas y reconocidas como específicas del carbono. Examinó también los espectros del Fe, Cu, Zn y Ag, en los cuales encontró rayas y bandas; la presencia constante de las rayas D del sodio lo llevó a admitir que fueran la manifestación de una materia existente en todas partes.

En el año 1851 se publicó la primer memoria de A. Masson (8), una de las más importantes en la historia de los espectros eléctricos.

Masson, que se había propuesto estudiar las propiedades de la luz eléctrica, hizo investigaciones respecto del espectro que ella producía; para producir la luz eléctrica utilizó el arco y la chispa, habiendo sido el primer físico que utilizó los condensadores eléctricos para la obtención de descargas condensadas.

Los espectros de chispa del C, Cd, Sb, Bi, Pb, Sn, Fe, Zn y Cu fueron examinados por Masson, quien notó que, además de las líneas cuya presencia dependía de la naturaleza de los electrodos, es decir, de las líneas específicas de cada metal, existía un cierto número de rayas comunes a todos los espectros, si bien las intensidades variaban. Según Salet, Masson describió el espectro del aire, que obtenía haciendo saltar chispas entre electrodos de oro o de platino.

Demostró además, como ya lo había hecho Wheatstone, haciendo variar la presión y cambiando el gas donde se producía la descarga, que las líneas espectrales cambian cuando se cambia el metal de que están compuestos los electrodos. Notó, sin embargo, que todos los espectros eléctricos poseían cuatro rayas comunes que diferían a veces por la intensidad, pero que no faltaban nunca; a pesar de la presencia de esas cuatro rayas, comunes a todos los espectros, sentó la conclusión de que los espectros de chispa son independientes de la naturaleza del medio gaseoso atravesado y de su presión.

Finalmente, en esta primera memoria, Masson relata sus experiencias sobre los espectros de arco, que encontró semejantes á los producidos por la chispa eléctrica. Obtuvo también espectros continuos haciendo saltar la chispa sobre líquidos (agua, trementina, alcohol, etc.)

Los trabajos experimentales que acabamos de mencionar, hicieron que Masson considerara los espectros de chispa como compuestos de dos clases de líneas, una de las cuales dependía de la naturaleza de los electrodos; respecto de la otra clase no hace ninguna hipótesis, quizá la atribuyera, según Kayser, a una manifestación propia de la luz eléctrica.

En su segunda memoria estudió Masson los espectros eléctricos provenientes de descargas condensadas y en algunos casos de descargas no condensadas. Observó que los espectros del Au, Pt, Ag y Hg, cuando la chispa estalla en el aire, eran casi idénticos; notó además la presencia constante de las cuatro rayas de que se ha hecho mención anteriormente. Volvió a realizar investigaciones sobre los espectros de arco y los encontró idénticos a los de la chispa eléctrica: hecho éste que lo lleva a admitir que las distintas clases de electricidad casi no tienen influencia sobre la estructura de los espectros.

Las conclusiones a que llega Masson en su segunda memoria y que se pueden considerar definitivas, son las siguientes: « Los espectros de la luz eléctrica tienen rayas brillantes, cualquiera que sea el medio líquido o gaseoso en que estalla la chispa, cuando hay transporte de la materia de los polos. En los líquidos se pueden obtener espectros sin rayas brillantes. La posición, el brillo y el número de las rayas brillantes dependen de la naturaleza del medio, de la presión del gas y, por último, de la naturaleza de la fuente luminosa. La oxidación de los metales y la combustión de las partes arrancadas a los polos por la corriente eléctrica no son las causas de las rayas brillantes. La vaporización de los metales que forman los polos de la chispa aumenta la conductibilidad del circuito y la intensidad de la chispa, sin cambiar la constitución del espectro. La chispa eléctrica es la radiación luminosa de una porción de conductor sólido, líquido o gaseoso calentado, hasta la ignición por una corriente eléctrica cualquiera. Las rayas brillantes de los espectros eléctricos son producidas por la incandescencia de las partículas ponderables arrancadas a los polos y transportadas por la corriente. Los cuerpos sólidos, calentados hasta la ignición por la corriente, no dan rayas brillantes; en ciertos casos los líquidos se comportan como los sólidos. Las diferentes intensidades de las rayas brillantes obedecen a la aptitud de la materia para vibrar de preferencia ciertas ondulaciones luminosas. El fenómeno de las rayas brillantes es un caso particular de fosforescencia. La chispa eléctrica posee una temperatura muy elevada. »

En el lapso de tiempo transcurrido entre los dos trabajos de Masson apareció la memoria de A. J. Angstrom (10), que puso en claro algunos resultados dudosos o inexactos de las investigaciones de sus predecesores.

Angstrom estudió los espectros del Pb, Sn, Zn, Cd, Bi, Cu, Fe, Hg, Ag, Au, Pt, Sb, As, SFe, O, N, H y CO₂ y también las aleaciones de Sn con Pb y Zn.

El dispositivo que usó Angstrom para estudiar los espectros eléctricos de los metales y la acción que en ellos podía tener la naturaleza del gas en cuyo seno estallaba la chispa, consistía en un cilindro de vidrio

que permitía encerrar los electrodos en una atmósfera compuesta por un gas determinado.

Las consecuencias que dedujo de sus experiencias pueden resumirse así :

a) Los espectros descritos por Masson son una superposición del espectro del metal y del espectro del gas ;

b) La parte media de la chispa sólo da las rayas espectrales del gas ambiente mientras que las partes vecinas de los electrodos dan las rayas espectrales correspondientes a los metales que forman los electrodos ;

c) Los espectros de los diversos cuerpos difieren entre sí. Las aleaciones dan los espectros de los metales que las forman ;

d) Las líneas espectrales no obedecen a efectos de interferencia, porque si así fuera no serían tan netas. Las líneas son producidas por las oscilaciones que se producen en el seno de los vapores metálicos ;

e) Las líneas espectrales de los metales no son debidas a una oxidación, puesto que son muy débiles cuando la chispa estalla en una atmósfera de oxígeno ;

f) El espectro del aire no debe considerarse como una combustión del N en el O, sino como un fenómeno de incandescencia ;

g) Los espectros obtenidos por medio de la descarga eléctrica corresponden al cuerpo simple.

La memoria de Angstrom trae además algunos ensayos teóricos sobre el mecanismo que produce los espectros y sobre el origen de las rayas de Fraunhofer.

En resumen, podemos afirmar que las investigaciones de Angstrom tienen como principal mérito el de haber establecido, de una manera precisa, el papel del medio ambiente en la estructura de los espectros y también el haber mostrado que la chispa da espectros diferentes, según la región de ella que se considere ; fenómeno que ha llevado a Sir N. Lockyer, como lo veremos más adelante, a sentar interesantes hipótesis.

D. Alter (11) realizó algunas investigaciones sobre los espectros eléctricos y llegó a las mismas conclusiones que Wheatstone, Masson y Angstrom en lo que se refiere al carácter específico de los espectros. Para explicar el origen de los espectros supuso que cada molécula tenía tantos polos eléctricos como líneas tenía el espectro correspondiente.

El primer trabajo referente a la obtención de espectros eléctricos por medio de soluciones se debe a V. S. M. Van der Willigen (12), quien mostró que haciendo estallar la chispa entre electrodos de platino mojados con diversas soluciones salinas, se obtenía el espectro característico de esas soluciones ; notó también que los espectros así producidos se observan mejor con las soluciones de cloruro que con las de otras sales.

Al estudiar los espectros de los gases, Van der Willingen constató dos hechos importantes: primero, cuando la distancia explosiva es grande predomina el espectro del gas ambiente y, en cambio, predomina el espectro del metal que forma los electrodos, cuando la distancia explosiva es corta; segundo, los gases pueden presentar, según la presión y las condiciones eléctricas a que estén sometidos, dos o más espectros.

E. Robiquet (13) fotografió los espectros producidos por el arco eléctrico entre electrodos de platino y de plata. Para explicar la diferencia entre el espectro solar y el espectro del arco voltaico asimilaba los vapores que rodean la fuente luminosa a una parrilla cuyas barras serían en el primer caso (espectro solar) de una tenuidad extrema y en el segundo caso (espectro del arco) serían, en cambio, muy anchas; de esta disposición de los vapores alrededor de la fuente luminosa procedía la diferencia entre el espectro solar (rayas oscuras finas sobre un fondo luminoso) y el espectro del arco (rayas finas luminosas sobre fondo oscuro).

J. Plücker (14) observó los espectros producidos por el paso de la descarga eléctrica a través de los tubos de Geissler. Encontró que dichos espectros eran característicos para cada gas y describió los espectros de algunos gases simples y compuestos; en el caso de los gases compuestos mostró que éstos podían presentar o su espectro característico o los espectros de sus componentes.

W. A. Miller (15), valiéndose de un espectrógrafo cuya parte óptica era de cuarzo, obtuvo, en 1861, fotografías de los espectros eléctricos de algunos metales; observó que las líneas espectrales eran más intensas en la proximidad de los polos que en la parte media de la chispa.

J. M. Seguin (16) estudió los espectros producidos por una chispa eléctrica cuando ésta salta entre un electrodo metálico y una solución salina; observó que se obtenía así el espectro característico del metal y además que éste era mucho más intenso cuando la solución estaba conectada al polo positivo de la fuente eléctrica.

E. Becquerel (17) demostró poco después que esta última conclusión era errónea, es decir, que la solución debía estar conectada al polo negativo.

E. Mitscherlich (18) observó los espectros eléctricos producidos por medio de soluciones salinas de Cu, Pb, Au y Fe. Obtuvo espectros idénticos con sales diferentes de un mismo metal, hecho que lo llevó a admitir que las sales eran disociadas por la descarga eléctrica.

Una memoria publicada en 1865 por J. Plücker y J. W. Hittorf (19) merece mencionarse, porque en ella se establece, de una manera precisa, lo que ya había señalado Van der Willingen, es decir, la existencia de varios espectros para un mismo cuerpo simple.

R. Thalen (20) publicó en 1869 el resultado de sus experiencias sobre los espectros eléctricos obtenidos haciendo estallar chispas, producidas por una bobina de gran potencia, entre electrodos metálicos.

Thalen determinó las longitudes de onda y las intensidades de las líneas de los espectros de los siguientes elementos: K, Na, Mg, Al, Fe, Co, Ni, Zn, Cd, Pb, Tl, Bi, Cu, Hg, Ag, Au, Sn, Pt, Pd, Os, Sb, Te e In. Los espectros de los elementos siguientes: Li, Cs, Rb, Ba, Sr, Ca, Gl, Zr, Er, Y, Th, Mn, Cr, Ce, La, U, Ti, Tm, Mo, V, As y del ex Didimio fueron obtenidos por medio de los cloruros de estos cuerpos colocados sobre los electrodos de platino de la bobina.

Las investigaciones de Thalen sólo abarcan la parte visible del espectro.

G. Kirchhoff (21) examinó el espectro producido por la chispa eléctrica al saltar entre electrodos recubiertos de cloruros metálicos; llegó a la conclusión de que, a diferencia de lo que pasa en los espectros de llama, la chispa eléctrica da el espectro del cuerpo simple y no el perteneciente al óxido metálico o a otro compuesto.

Este mismo físico examinó los espectros de chispa de una serie de metales con el objeto de establecer comparaciones con el espectro solar y poder así identificar las rayas de este último espectro.

En una memoria publicada en 1862 T. R. Robinson (22) pretende que los elementos no tienen líneas características en el espectro de chispa, es decir, que una misma línea puede ser producida por distintos elementos.

Conclusión tan errónea puede referirse, a nuestro juicio, a dos causas: primero, al hecho de que el espectro del aire fuera muy intenso y, en cambio, el espectro del metal muy débil; segundo, causa menos probable, a que los elementos o sales empleadas hayan sido muy impuras.

Las primeras determinaciones cuidadosas de las longitudes de onda de los espectros de chispa se deben a W. Huggins (23), quien usó para determinarlas un espectrómetro cuyo sistema dispersivo estaba constituido por seis primas que tenían un ángulo refringente de 45° .

Los resultados obtenidos por Huggins son aún utilizados, debido a la pureza de los elementos (metales, metaloides y sales) que empleó en sus investigaciones.

Huggins determinó la posición de las líneas del espectro del aire e hizo notar, por primera vez, que la intensidad de este espectro depende de la mayor o menor volatilidad de los electrodos. Así, con electrodos muy volátiles (Hg, Na) el espectro del aire es muy poco intenso o desaparece; en cambio, con electrodos poco volátiles (Pt, Au, Ir) el espectro del aire es muy intenso. F. Brasack (24), al estudiar el espectro del aire, ha confirmado los resultados de Huggins.

Lecoq de Boisbaudran (25) publicó en 1874 su obra sobre los *Espetros luminosos*, tratado que además de una exposición completa de la técnica personal del autor, contiene cuadros numéricos de los espectros de llama y de los espectros eléctricos, obtenidos éstos últimos haciendo saltar chispas sobre soluciones salinas, de los elementos siguientes: Na, K, Li, Rb, Cs, Ca, Ba, Sr, Mg, Al, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Zn, Cd, Tl, In, Sn, Bi, Pb, Sb, Cu, Ag, Au, Pt y Hg; describe, además, el espectro de la chispa eléctrica cuando salta sobre una solución de ácido clorhídrico y algunos espectros de absorción. La región estudiada va de 7698 U. A. a 3933 U. A., más o menos, es decir, abarca los límites de la percepción visual. Completa los cuadros numéricos un atlas dibujado con singular precisión.

El tratado y el atlas de Lecoq de Boisbaudran constituyen, en nuestro concepto, la guía más conveniente y segura para los usos corrientes del análisis espectral de cuantas se han publicado hasta hoy.

Lecoq de Boisbaudran ha publicado sobre diversas cuestiones del análisis espectral gran cantidad de notas que se hallan esparcidas en varios años de los *Comptes rendus* de la Academia de ciencias de París y G. Urbain ha publicado un análisis de la obra de tan conspicuo investigador (26).

A. J. Angstrom y T. R. Thalen (27), en una memoria en que estudian los espectros de los metaloides, sostienen que la chispa eléctrica se compone de dos partes; la aureola y la chispa propiamente dicha. Dicen lo siguiente: « El espectro de la aureola pertenece a algún cuerpo compuesto, el cual, en la mayor parte de los casos, es un óxido metálico; el otro espectro, el de la chispa propiamente dicha, pertenece a los cuerpos elementales, es decir, a los metales y a los gases. »

En apoyo de esa tesis mencionan el espectro de la chispa que estalla entre electrodos de aluminio, chispa cuya aureola da el espectro de bandas del óxido de aluminio.

Estos resultados, a veces erróneos o poco precisos, señalan de todos modos un progreso evidente, puesto que por primera vez se hace mención de la no homogeneidad de la chispa eléctrica.

Al físico inglés Sir N. Lockyer se debe un importante perfeccionamiento en la técnica de la observación de los espectros eléctricos (28). El perfeccionamiento consiste en proyectar, por medio de una lente biconvexa, una imagen real de la fuente luminosa (arco o chispa) sobre la rendija del espectroscopio; de esa manera es posible observar los espectros correspondientes a las diversas regiones del arco o de la chispa, distinguir las rayas cortas de las largas, etc.

Gracias a este dispositivo experimental, Lockyer ha realizado interesantes investigaciones sobre los espectros de los astros; que

lo han llevado a sentar las bases de una hipótesis cosmogónica (29).

Los espectros de arco de los metales alcalinos fueron estudiados por Liveing y Dewar (30), quienes se sirvieron para estas investigaciones de un crisol de cal o de magnesia de forma particular, en el centro del cual se producía el arco entre dos varillas de carbón. Observaron que tanto el espectro del sodio como el del potasio presentaban grupos de rayas que parecían obedecer a cierta ley armónica; esta observación ha sido comprobada por investigaciones posteriores.

En una segunda memoria (31) estudiaron los espectros de arco y de chispa del Fe y los espectros de arco de los cuerpos siguientes: K, Na, Li, Ba, Sr, Ca, Zn, Au, Tl, Al, Pb, Sn, Sb, Bi y C. Encontraron relaciones armónicas en los espectros del Li, Ca y Zn.

Por último, en una tercera memoria (32) se ocuparon de los espectros del Co y del Ni.

Las investigaciones de Liveing y Dewar, realizadas con un espectrógrafo de red y con lentes de cuarzo, comprenden la región espectral que se extiende entre 4000 U. A. y 2200 U. A. aproximadamente.

W. N. Hartley (33) publicó en 1884 un trabajo sobre los espectros eléctricos de los metales, producidos por medio de sus sales, estableció las conclusiones siguientes:

a) Salvo pocas excepciones, los constituyentes no metálicos de las sales no afectan al espectro eléctrico producido por medio de soluciones salinas;

b) Los componentes insolubles o no volátiles no dan espectros de chispa;

c) Las soluciones de cloruros metálicos dan espectros de líneas que son idénticos, en lo que respecta a sus líneas intensas, a los espectros eléctricos producidos por medio de los metales puros;

d) Los caracteres de las líneas espectrales son los mismos cuando la chispa es producida entre electrodos metálicos, que cuando lo es sobre soluciones salinas;

e) La dilución de las soluciones salinas tiene por efecto atenuar la intensidad de las líneas espectrales y, finalmente, hacerlas desaparecer.

Hartley, en colaboración con W. E. Adeney, determinó las longitudes de onda, en la región ultravioleta, de los espectros eléctricos de los siguientes elementos: Mg, Zn, Cd, Al, In, Tl, Cu, Ag, C, Sn, Te, As, Sb, Bi y Hg (34).

H. Kayser y C. Runge han publicado en el lapso de tiempo comprendido entre los años 1888 y 1894 el resultado de sus investigaciones en los espectros de arco de los siguientes metales: Fe, Li, Na, K, Rb, Cs, Ag, Au, Mg, Ca, Sr, Ba, Zn, Cd, Hg, Al, In, Tl, Sn, Pb, As, Sb y Bi. Las determinaciones de dichos autores han servido y sirven de base a

las investigaciones de análisis espectral que se han realizado posteriormente.

En los tomos V y VI del tratado de espectroscopia de Kayser se hallan los cuadros numéricos completos de esa larga serie de determinaciones, las que fueron publicadas, a medida que se iban obteniendo, en los *Comptes rendus* de la Academia de ciencias de Berlín.

En 1895 E. Demarçay (35) publicó el resultado de sus trabajos sobre los espectros eléctricos obtenidos por medio de soluciones salinas.

La característica de este trabajo estriba en el empleo de una bobina de inducción, cuyo inducido está constituido por un alambre de gran diámetro (1 mm.), lo que hace que tenga pocas espiras. La bobina así construida posee la propiedad de dar, sin condensador, chispas cortas y potentes.

Los espectros obtenidos por Demarçay son bastante semejantes a los obtenidos por Lecoq de Boisbaudran; tienen además bastante analogía con los espectros obtenidos por Liveing y Dewar por medio del arco eléctrico.

Entre los trabajos de conjunto referentes a los espectros eléctricos merecen especial mención los de Eder y Valenta, Exner y Haschek y Hagenbach y Konen.

J. M. Eder y E. Valenta han determinado las longitudes de onda de los espectros de chispa de casi todos los cuerpos simples y de algunos cuerpos compuestos, completando así la obra de Kayser y Runge. El resultado de estas pacientes investigaciones ha sido publicado en las memorias de la Academia de ciencias de Viena. Además, Eder y Valenta han publicado en 1904 un tratado de espectroscopia y fotoquímica (36) y en 1911 un atlas (37).

F. Exner y E. Haschek han publicado en 1902 y 1904 las tablas de longitudes de onda de los espectros de chispa y de arco de casi todos los cuerpos simples en la región ultravioleta (38).

El atlas publicado en 1905 por A. Hagenbach y H. Konen (39) contiene las fotografías de los espectros de la casi totalidad de los elementos, obtenidos por medio de una red cóncava.

A. de Gramont (40) ha introducido en la espectroscopia los conceptos de espectros de disociación y de rayas últimas, los que serán analizados detenidamente en el capítulo relativo a la acción de la selfinducción en los espectros eléctricos.

Por último, Hemsalech (41), Néculcá (42), Berndt (43) y Joye (44) se han ocupado, en sus respectivas tesis, de la acción de la selfinducción en los espectros producidos por la descarga eléctrica. Como estos trabajos tocan de cerca las investigaciones que constituyen el objeto de esta tesis, serán analizados detenidamente en los capítulos respectivos.

En esta reseña histórica se puede seguir, paso a paso, la evolución de los conceptos teóricos; evolución que es debida casi siempre a la perfección de los métodos de investigación.

Tenemos, por ejemplo, que Wollaston y Wheatstone no mencionan en ninguna forma el espectro del aire; Masson lo menciona. Angstrom descubre que los espectros de chispa considerados en conjunto son la superposición del espectro del metal y del espectro del aire, y por fin, Lockyer, gracias a un dispositivo experimental, describe los espectros de las diversas regiones de la chispa y del arco eléctrico.

II

1. G. SALET, *Analyse spectrale*, página 85, y H. KAYSER, *Handbuch der Spectroscopie*, tomo I, página 9.
2. H. KAYSER, Obra citada, tomo I, página 9.
3. G. A. HEMSALECH, *Thèse*, página XIII.
4. H. F. TALBOT, *Phil. Mag.* (3), tomo IX, página 1. 1836.
5. CH. WHEATSTONE, *Phil. Mag.* (3), tomo VII, página 299. 1835.
6. CH. WHEATSTONE, *Chem. News*, tomo III, página 198. 1865.
7. L. FOUCAULT, *Comptes rendus*, tomo XVIII, páginas 746 y 860; y tomo XXVIII, página 698; G. SALET, *Analyse spectrale*, página 91.
8. A. MASSON, *Ann. Ch. et Phys.* (3), tomo XXXI, página 295, 1851, y (3), tomo XLV, página 385. 1855.
9. A. MASSON, *Ann. Ch. et Phys.* (3), tomo XLV, página 385. 1855.
10. A. J. ANGSTROM, *Kongliga svenska vetenskaps-academiens handlingar. Optische untersuchungen*, página 335. 1852; *Pogg. Ann.*, tomo XCIV, página 141, 1855, y *Phil. Mag.* (4), tomo IX, página 327. 1855.
11. D. ALTER, *American Journ.* (2), tomo XVIII, página 55, 1854, y tomo XIX, página 213. 1855.
12. VAN DER WILLINGEN, *Pogg. Ann.*, tomo CVI, página 610, 1859, y tomo CVII, página 473. 1859.
13. E. ROBIQUET, *Comptes rendus*, tomo IL, página 606. 1859.
14. J. PLUCKER, *Pogg. Ann.*, tomo CVII, páginas 497 y 638, 1859, y *Ann. Ch. et Phys.* (3), tomo LVII, página 497. 1859.
15. J. N. LOCKYER, *Studies in spectrum analysis*, páginas 88 y 146. Londres, 1878.
16. J. M. SEGUIN, *Ann. Ch. et Phys.* (3), tomo LXIX, página 97. 1863.
17. E. BECQUEREL, *Comptes rendus*, tomo LXV, página 1097. 1867.
18. E. MITSCHERLICH, *Pogg. Ann.*, tomo CXXI, página 459. 1864.
19. J. PLUCKER y J. W. HITTORF, *Phil. Trans. R. Soc.*, tomo CLV, página 1. 1865.
20. R. THALEN, *Ann. Ch. et Phys.* (4), tomo XVIII, página 202. 1869.
21. H. KAYSER, Obra citada, tomo I, página 211.
22. T. R. ROBINSON, *Trans. R. Soc.*, tomo CLII, página 939. 1862.
23. W. HUGGINS, *Trans. R. Soc.*, tomo CLIV, página 139, 1864, y *American Journ.* (2), tomo XLVII, página 194, 1869.
24. H. KAYSER, Obra citada, tomo I, página 212.
25. LECOQ DE BOISBAUDRAN, *Spectres lumineux*. Paris, 1874.

26. G. URBAIN *Recue générale des sciences*. tomo XXIII, página 657. 1912.
27. H. KAYSER, Obra citada, tomo I, página 212.
28. J. N. LOCKYER, Obra citada, página 48.
29. J. N. LOCKYER, *L'évolution inorganique*, París, 1905, y H. POINCARÉ, *Leçons sur les hypothèses cosmogoniques*, página 229. París, 1911.
30. G. D. LIVEING y J. DEWAR, *Proc. R. Soc.*, tomo XXIX, página 298. 1879.
31. G. D. LIVEING y J. DEWAR, *Trans. R. Soc.*, tomo CLXXIV, página 187. 1883.
32. G. D. LIVEING y J. DEWAR, *Trans. R. Soc.*, tomo CLXXIX, página 231. 1888.
33. W. N. HARTLEY, *Trans. R. Soc.*, tomo CLXXV, página 49, 1884.
34. W. N. HARTLEY y W. E. ADENEY, *Trans. R. Soc.*, tomo CLXXV, página 63. 1884.
35. E. DEMARÇAY, *Spectres électriques*. París, 1895.
36. J. M. EDER y E. VALENTA, *Beitrage zur photochemie und spektralanalyse*. Halle, 1904.
37. J. M. EDER y E. VALENTA, *Atlas typischer spektren*. Viena, 1911.
38. F. EXNER y E. HASCHKEK, *Wellenlangen Tabellen für Spektralanalytische Untersuchungen auf grund der Ultravioletten Funkenspektren der Elemente*, dos volúmenes, Leipzig y Viena, 1902. ídem, ídem, *Bogenspektren der Elemente*, dos volúmenes, Leipzig y Viena, 1904.
39. A. HAGENBACH y H. KONEN, *Atlas des spectres d'émission des éléments* (versión francesa). Iena y París, 1905.
40. A. DE GRAMONT, *Ann. Ch. et Phys.* (8), tomo XVII, página 437, 1909; y *J. de Phys.* (5), tomo I, página 169, 1911.
41. G. A. HEMSALECH, *Recherches expérimentales sur les spectres d'étincelles*. París, 1901.
42. E. NÉCULCÉA, *Recherches théoriques et expérimentales sur la constitution des spectres ultraviolets d'étincelles oscillantes*. París, 1908.
43. G. BERNDT, *Ueber den Einfluss von Selbstinduction auf die durch den Inductionsfunken erzeugten Metallspectra in ultraviolet*. Halle, 1901.
44. P. JOYE, *Influence de l'intensité maximum du courant sur le spectre de la décharge oscillante*. Mémoires de la Société fribourgeoise des sciences naturelles, volumen I. *Mathématiques et physique*. Fribourg, 1904-1909. En *Ann. ch. et phys.* (8), tomo XXI, página 148, 1910 ha aparecido un resumen de la tesis de Joye.

NOTA. — En lo sucesivo las tesis de Hemsalech, Néculcés, Joye y Berndt serán designadas en las referencias bibliográficas por la palabra « Thèse ».

CAPÍTULO II

TEORÍA DE LOS APARATOS ESPECTRALES

I. Teoría de la dispersión ; fórmulas del prisma. — II. Poder de resolución. Fórmulas de lord Rayleigh, Schuster y Wadsworth. — III. Ecuaciones que definen la eficiencia de un espectrógrafo. — IV. Intensidad luminosa de las imágenes espectrales. Resolución fotográfica. — V. Conclusiones. — VI. Bibliografía.

Este capítulo obedece al propósito de sintetizar los resultados teóricos obtenidos en el dominio de la óptica física, en la parte referente a la teoría de los aparatos espectrales cuyos sistemas dispersivos están constituidos por prismas. En el presente capítulo se encuentran, además de los resultados clásicos a que conduce el estudio analítico de las fórmulas del prisma, la definición de los conceptos que se han introducido recientemente en la espectroscopia y que se refieren al cálculo de los factores que determinan la eficiencia de un aparato espectral.

I

El índice de refracción, como es sabido, es función de la longitud de onda. El conocimiento de la forma de esta función constituye el estudio de la dispersión ; y la diversidad de las fórmulas que se establecen para expresarla obedece á las distintas hipótesis que se han ideado para la explicación del fenómeno.

La teoría elástica del éter y también la teoría electromagnética de la luz, generalizada por la hipótesis de los iones, dan las siguientes ecuaciones, conocidas con el nombre de fórmulas de Ketteler-Helmholtz.

$$\mu_0^2 - q_0^2 = 1 + \sum \frac{\Theta(\lambda^2 - \lambda_i^2)\lambda^2}{(\lambda^2 - \lambda_i^2) + a^2\lambda^2} \quad (1)$$

$$2\mu_0 q_0 = \sum \frac{\Theta a \lambda^2}{(\lambda^2 - \lambda_i^2) + a^2 \lambda^2} \quad (2)$$

En las cuales: λ_i longitud de onda del centro de una raya de absorción; Θ y a dos parámetros característicos de esa banda; μ_0 el índice para la incidencia normal y q_0 el coeficiente de extinción para la misma incidencia. El signo Σ abarca el conjunto de las rayas que pueden existir en el espectro.

La fórmula 1 comprende, como caso particular, la ecuación de Cauchy, cuando se admite la existencia de rayas de absorción situadas en el ultravioleta y correspondientes á λ_i muy pequeños.

Se tiene, entonces:

$$\mu^2 = 1 + \sum \frac{\Theta \lambda_i^2}{\lambda^2 - \lambda_i^2} = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} \dots \quad (3)$$

Admitiendo la existencia simultánea de rayas de absorción situadas en el infrarrojo y en el ultravioleta, se tiene

$$\mu_0^2 = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} \dots B' \lambda^2 - C' \lambda^4 \dots \quad (4)$$

La ecuación 4 representa, con bastante exactitud, la dispersión de los cuerpos transparentes; entre 7000 y 2000 U. A. para el cuarzo, y entre los límites de sus respectivas transparencias para el vidrio, la fluorina, el espató, etc.

La dispersión es llamada normal cuando

$$\frac{d\mu}{d\lambda} < 0. \quad (5)$$

Es evidente que para la construcción de sistemas dispersivos sólo se emplean sustancias cuya dispersión responde a la condición establecida por la fórmula 5.

Los prismas generalmente usados en espectroscopia son de base triangular y su ángulo refringente es vecino de 60°. Existen, sin embargo, prismas que no responden a la forma clásica: por ejemplo, los prismas compuestos de Amici y de Rutherford, el prisma a desviación constante de Hilger (1) y el prisma a caras curvas de Fery (2).

Para el estudio de la parte ultravioleta del espectro se emplean prismas en cuarzo o en espató; para anular el efecto de la polarización rotatoria en los prismas de cuarzo, se emplea el dispositivo de Cornu, que será descripto en el capítulo siguiente.

La discusión de las fórmulas del prisma nos conduce a la siguiente expresión del índice en el mínimo de desviación:

$$\mu = \frac{\text{sen } \frac{\theta + \Phi}{2}}{\text{sen } \frac{\Phi}{2}}, \quad (6)$$

en la que Φ es el ángulo refringente del prisma y θ el ángulo de desviación.

La dispersión angular tiene por expresión

$$D = \frac{d\theta}{d\lambda}. \quad (7)$$

en la que $d\theta$ expresa el ángulo que forman a su salida del prisma los haces de longitudes de onda λ y $\lambda + d\lambda$.

Como el ángulo que forman los haces λ y $\lambda + d\lambda$ a la salida del prisma depende del índice de refracción de éste para dichas radiaciones, y el índice, a su vez, es función de λ , la fórmula 7 se puede escribir

$$D = \frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{d\theta d\mu}{d\mu d\lambda}, \quad (8)$$

expresión que permite calcular separadamente las dos magnitudes que determinan la dispersión.

La derivada $\frac{d\theta}{d\mu}$ que expresa la medida de la variación de la desviación con respecto á la variación del índice, es susceptible de ser calculada de varias maneras:

a) Diferenciando la ecuación 6, se tiene:

$$\frac{d\theta}{d\mu} = \frac{2 \text{ sen } \frac{\Phi}{2}}{\cos \frac{\Phi + \theta}{2}}. \quad (9)$$

La aplicación de las fórmulas del prisma, permite transformar la ecuación que precede en la siguiente:

$$\frac{d\theta}{d\mu} = \frac{2 \text{ sen } \frac{\Phi}{2}}{\sqrt{1 - \mu^2 \text{ sen}^2 \frac{\Phi}{2}}}, \quad (10)$$

en la que se expresa $\frac{d\theta}{d\mu}$ en función del ángulo del prisma y del índice de refracción.

Para el prisma de 60° la ecuación se simplifica :

$$\frac{d\theta}{d\mu} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\mu^2}{4}}}. \quad (11)$$

Las ecuaciones 10 y 11 son sólo exactas cuando el prisma está en el *mínimum de desviación*; pero pueden ser aplicadas en la práctica, con *inmejorables resultados*, para calcular en un *espectrógrafo* la distancia angular entre los rayos extremos y el largo del espectro en la placa fotográfica.

Para obtener buenos resultados con las ecuaciones anteriores es conveniente tomar como valor del índice, para su aplicación en las fórmulas 10 y 11, el valor correspondiente al índice medio, con respecto a las radiaciones consideradas. Se tendrá, entonces :

$$\frac{\Delta\theta}{\Delta\mu} = \frac{2 \cdot \text{sen} \frac{\Phi}{2}}{\sqrt{1 - \mu_3^2 \text{sen}^2 \frac{\Phi}{2}}}; \quad (12)$$

$$\frac{\Delta\theta}{\Delta\mu} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\mu_3^2}{4}}}; \quad (13)$$

donde

$$\mu_3 = \frac{\mu_1 + \mu_2}{2}, \quad \Delta\theta = \theta_1 - \theta_2 \quad \text{y} \quad \Delta\mu = \mu_1 - \mu_2.$$

En el caso de que el aparato espectral tuviera varios prismas, son aplicables las ecuaciones anteriores; basta para ello hacer entrar como factor, en las expresiones 10, 11, 12 y 13, el número de prismas, siempre que éstos tengan el mismo ángulo refringente y estén constituidos por el mismo material.

b) El estudio del paso de las ondas luminosas a través de un prisma ha permitido a lord Rayleigh (3), mediante la aplicación del principio de Fermat, establecer la derivada $\frac{d\theta}{d\mu}$ en función del ancho del haz emergente y del espesor del medio dispersivo atravesado. La ecuación es la siguiente :

$$\frac{d\theta}{d\mu} = \frac{s_1 - s_0}{a}, \quad (14)$$

en la que s_1 y s_0 son los espesores de materia dispersiva que el haz atra-

viesa y que, por lo tanto, limitan el ancho del haz. Cuando el prisma es bien utilizado, s_0 es nulo, puesto que coincide con la arista refringente, y s_1 es igual a la base, a causa de que coincide con ella; la fórmula es, entonces, la siguiente:

$$\frac{d\theta}{d\mu} = \frac{s_1}{a} = \frac{B}{a} \quad (15)$$

La fórmula anterior puede ser deducida, por un método trigonométrico, de las fórmulas del prisma (4). Demostración que, por otra parte, permite comprobar la igualdad

$$\frac{B}{a} = \frac{2 \operatorname{sen} \frac{\Phi}{2}}{\sqrt{1 - \mu^2 \operatorname{sen}^2 \frac{\Phi}{2}}} \quad (16)$$

c) Por último, la derivada $\frac{d\theta}{d\mu}$ puede expresarse también en función del ángulo de incidencia.

Tenemos la ecuación 9, la cual, en virtud de las fórmulas del prisma, se puede escribir

$$\frac{d\theta}{d\mu} = \frac{2 \operatorname{sen} r}{\cos i} \quad (17)$$

pero como

$$\operatorname{sen} r = \frac{\operatorname{sen} i}{\mu},$$

se tiene:

$$\frac{d\theta}{d\mu} = \frac{2}{\mu} \operatorname{tg} i. \quad (18)$$

El cálculo de la derivada $\frac{d\mu}{d\lambda}$, que expresa la medida de la variación del índice con respecto a la variación de la longitud de onda, se efectúa por los métodos siguientes:

a) Las relaciones entre λ y μ , según la fórmula de Hartmann (5), son las siguientes:

$$\begin{aligned} 1^{\text{a}} \quad \mu &= \mu_0 + \frac{c}{(\lambda - \lambda_0)^a}; \\ 2^{\text{a}} \quad \lambda &= \lambda_0 + \frac{c}{(\mu - \mu_0)^{\frac{1}{a}}}; \end{aligned} \quad (19)$$

en las que μ_0 , λ_0 y c son constantes, cuyos valores se determinan cuando se conocen los índices de refracción (μ) para tres radiaciones.

Por diferenciación de la ecuación 1ª, 18, se tiene

$$\frac{d\mu}{d\lambda} = - \frac{ac\lambda^{(a-1)}}{(\lambda - \lambda_0)^{2a}}; \quad (20)$$

pero como la constante a es vecina de la unidad, se puede escribir

$$\frac{d\mu}{d\lambda} = - \frac{c}{(\lambda - \lambda_0)^2}. \quad (21)$$

b) La fórmula de Cauchy (ecuación número 3) reducida a sus dos primeros términos, es

$$\mu = A + \frac{B}{\lambda^2},$$

la que por diferenciación da

$$\frac{d\mu}{d\lambda} = - \frac{2B}{\lambda^3}. \quad (22)$$

Es bueno tener presente que los autores aplican el nombre de dispersión a las derivadas $\frac{d\mu}{d\lambda}$ y $\frac{d\theta}{d\mu}$ indistintamente. También lo aplican a la dispersión, definida por la ecuación

$$D = \frac{d\theta}{d\mu} \cdot \frac{d\mu}{d\lambda}.$$

El cálculo del coeficiente diferencial $D = \frac{d\theta}{d\lambda}$ se realiza, como se ha visto, por la sola aplicación de las fórmulas clásicas del prisma y de las ecuaciones simplificadas de la teoría de la dispersión, por eso sólo es función de la naturaleza del medio dispersivo y del ángulo refringente de los prismas.

Para terminar esta parte del presente capítulo, sólo resta definir el concepto llamado por Néculéa (6) dispersión lineal y que está definido por la ecuación

$$L = fD \quad (23)$$

en la que f es la longitud focal del objetivo de la cámara fotográfica — en el caso de un espectrógrafo — y D la dispersión.

En resumen, la dispersión angular sólo es función del sistema dispersivo, mientras que la dispersión lineal lo es, además, de la longitud focal del objetivo de la cámara fotográfica.

II

Establécidas las ecuaciones que el estudio analítico de la fórmula del prisma permite deducir, queda por exponer los conceptos que los estudios de Rayleigh, Schuster y Wadsworth han introducido en la óptica física; esas investigaciones se refieren al poder separador o poder de resolución de un aparato espectral.

El poder de resolución de un aparato espectral, en determinada región del espectro, es la capacidad del aparato para separar dos rayas muy vecinas, cuyas longitudes de onda λ y $\lambda + d\lambda$ difieren extremadamente poco. El poder separador será tanto más grande cuanto más pequeña sea la relación $\frac{d\lambda}{\lambda}$; entonces, estará definido por la relación

$$r = \frac{\lambda_0}{d\lambda}, \quad (24)$$

donde

$$\lambda_0 = \frac{2\lambda + d\lambda}{2}.$$

El poder de resolución así definido supone una abertura infinitamente estrecha y radiaciones perfectamente homogéneas.

Lord Rayleigh (7), creador del concepto referente al poder de resolución, ha demostrado que en el caso de la imagen de difracción de una línea infinitamente fina, producida en el plano focal de una luneta, la distancia lineal ω entre el primer mínimo de difracción y el máximo principal está definida así:

$$\frac{a\omega}{m\lambda f} = 1, \quad (25)$$

donde: a , ancho del haz que entra en la luneta; f , foco de la luneta; y m , una constante que varía entre 1 y 1,2, según se trate de aberturas rectangulares o circulares.

El cociente $\frac{\omega}{f}$ representa un seno que llamaremos $\text{sen } \varphi$ y tendremos, haciendo la constante $m = 1$ puesto que se trata de aberturas rectangulares,

$$\text{sen } \varphi = \frac{\lambda}{a} \quad (26)$$

ecuación que representa la distancia angular entre el máximo principal y el primer mínimo.

Estudiemos ahora la condición necesaria y suficiente para que dos radiaciones sean separadas.

Consideremos una fuente luminosa que emite radiaciones, cuyas longitudes de onda λ y $\lambda + d\lambda$ son muy vecinas. El haz de luz después de haber pasado por la abertura y una vez hecho paralelo por el colimador, cae sobre el sistema dispersivo que lo descompone; en el ocular se observan entonces dos imágenes de la hendedura correspondientes a las longitudes de onda λ y $\lambda + d\lambda$.

Dos casos pueden presentarse :

1° Si las longitudes de onda λ y $\lambda + d\lambda$ son muy vecinas, las dos imá-

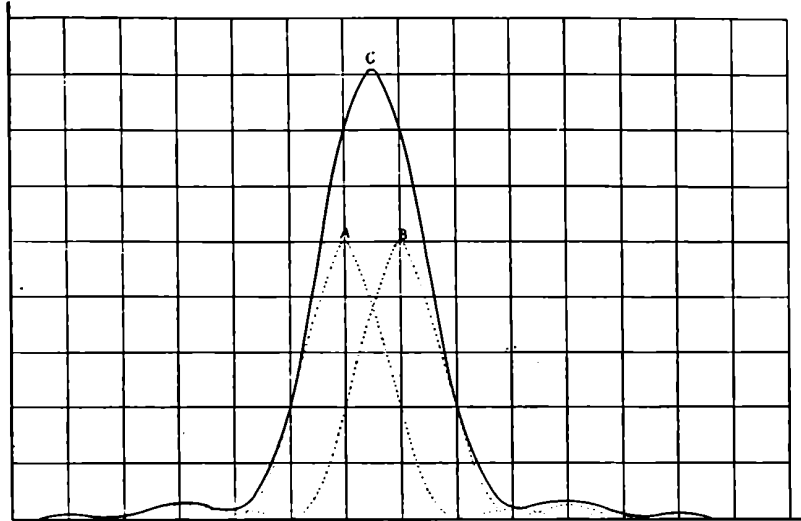


Fig. 1

genes de difracción se superpondrán la una a la otra de una manera apreciable, y el ojo percibirá sólo una intensidad resultante, como si se tratara de una radiación monocromática.

La figura 1 es una representación gráfica del fenómeno. Las curvas A y B representan las intensidades de cada una de las imágenes de difracción de la abertura, la curva C representa su suma. La curva resultante tiene la apariencia de una curva de intensidad correspondiente á una abertura única, por eso la percepción nos indica una radiación homogénea, aunque en realidad así no lo sea.

2° Si las longitudes de onda λ y $\lambda + d\lambda$ difieren entre sí, de tal suerte que el máximo maximorum de cada imagen caiga en el primer mínimo de la otra imagen, las radiaciones aparecerán separadas. La curva que representa la intensidad resultante (fig. 2) tendrá un mínimo m entre

los dos máximos M ; la intensidad correspondiente al mínimo será 0,8 como lo demuestra la figura 2.

La distribución de la intensidad, tal como está indicada en la figura, muestra que la radiación consiste en dos radiaciones homogéneas, cuyas longitudes de onda corresponden a los máximos M , siendo la diferencia de intensidades entre los máximos M y el mínimo m lo bastante acentuada para permitir la diferenciación de los haces λ y $\lambda + d\lambda$ (*).

De modo que un prisma — o sistema de prismas — puede resolver un doblete, cuya separación esté representada en términos angulares por $d\theta$, siempre que las figuras de difracción que cada raya forma por medio del haz de ancho a , estén a una distancia ω .

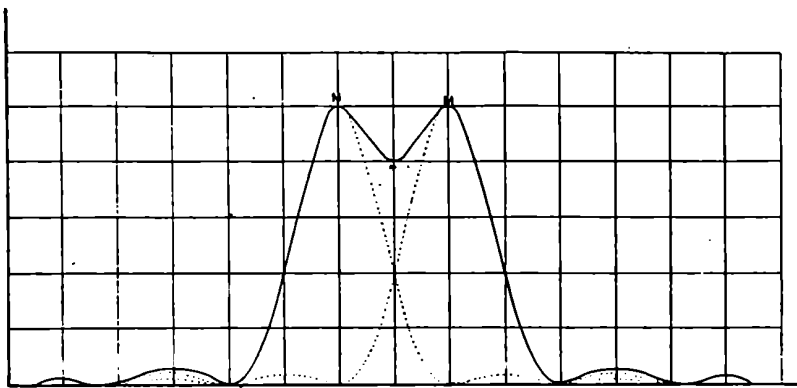


Fig. 2

Para una abertura de ancho a la fórmula bien conocida

$$\text{sen } \varphi = \pm h \frac{\lambda}{a},$$

nos da el primer mínimo para el ángulo de difracción φ , tal que

$$\text{sen } \varphi = \frac{\lambda}{a};$$

ecuación que es análoga a la 26.

Para que la separación tenga lugar, es necesario que $d\theta \geq \varphi$; pero, teniendo en cuenta la fórmula de lord Rayleigh, se tiene

$$\frac{d\lambda}{\lambda} B = \frac{\lambda}{a},$$

y para el poder de resolución

(*) Esta demostración se refiere a las observaciones visuales; más adelante se definirá la resolución fotográfica.

$$r = \frac{\lambda}{d\lambda} \leq B \frac{d\psi}{d\lambda}; \quad (27)$$

fórmula que, comparada con la 8 y la 15, nos da para la dispersión la expresión siguiente:

$$D = \frac{r}{a}. \quad (28)$$

Como unidad del poder de resolución, Schuster (8) ha propuesto el poder separador necesario para desdoblar dos radiaciones cuyas longitudes de onda difieren en 1/1000.

La definición del poder de resolución — según lord Rayleigh — supone la abertura infinitamente fina y las radiaciones perfectamente homogéneas; A. Schuster (9) ha completado la definición — acercándose más a la realidad de los hechos — haciendo intervenir el ancho de la hendidura.

Según Schuster, se tiene para la expresión de la pureza

$$p = \frac{\lambda}{\lambda + s\psi} r \quad (29)$$

donde: s ancho de la hendidura; ψ ancho angular del objetivo del colimador contado desde la abertura y r poder de resolución, según Rayleigh.

Esta ecuación demuestra que la pureza — poder del aparato espectral para desdoblar un haz determinado — no depende exclusivamente del sistema dispersivo, sino también de otras partes del aparato espectral.

Según Rayleigh dos líneas espectrales serán separadas por un sistema dispersivo cuando las figuras de difracción que cada línea forme estén á una distancia ω . Schuster hace intervenir en estas consideraciones el ancho de la hendidura y considera que las líneas serán separadas cuando la distancia entre sus imágenes sea $\omega + \hat{z}$, siendo \hat{z} el ancho de la abertura en el plano focal de la luneta.

La relación del poder de resolución a la pureza es

$$\frac{r}{p} = \frac{\omega + \hat{z}}{\omega}$$

de donde

$$p = r \frac{1}{1 + \frac{\hat{z}}{\omega}}. \quad (30)$$

Por una demostración de óptica geométrica se verifica que

$$\frac{\hat{z}}{\omega} = \frac{s}{\lambda} \psi;$$

y substituyendo este valor en 30, se tiene

$$p = \frac{\lambda}{\lambda + s\psi} r,$$

que es la fórmula de Schuster.

En la hipótesis de Schuster la distancia entre los centros de las líneas de ancho s , que son separadas por el aparato espectral, tiene por valor

$$\delta + \varepsilon = \frac{f}{a}(s\psi + \lambda) \quad (31)$$

y la distancia angular

$$\frac{\delta + \varepsilon}{f} = \frac{1}{a}(s\psi + \lambda), \quad (31 \text{ bis})$$

donde ψ es el grandor angular de la abertura a visto de la línea de ancho s y f la distancia de la línea a la lente.

La hipótesis de Schuster, como lo ha demostrado F. L. O. Wadsworth (10), no es correcta, porque a la distancia $\delta + \varepsilon$ el aparato espectral puede separar líneas más anchas situadas a la distancia $\delta + \varepsilon$, o del mismo ancho, pero situadas a una distancia menor que $\delta + \varepsilon$.

Wadsworth considera la distribución de la intensidad en una línea de ancho s , cuyo ancho angular sería $\sigma = \frac{s}{f}$.

En el caso de una abertura rectangular la curva de difracción, debida a cada elemento lineal, está representado por la ecuación

$$I = C \frac{\text{sen}^2 \frac{\pi}{a} \Phi}{\left(\frac{\pi}{2} \Phi\right)^2}$$

en la cual Φ es la distancia angular a partir del centro de la imagen de difracción y $a = \frac{\lambda}{\alpha}$.

La intensidad en un punto situado a una distancia γ del centro de la franja central, debido a la acción de todos los elementos de una línea de brillo uniforme, será:

$$I' = C' \int_{-\frac{\sigma}{2}}^{+\frac{\sigma}{2}} \frac{\text{sen}^2 \frac{\pi}{a} (\gamma - \Phi)}{\left[\frac{\pi}{a} (\gamma - \Phi)\right]^2} d\Phi;$$

y haciendo

$$\frac{\pi}{2}(\gamma - \Phi) = \gamma_0$$

se tendrá

$$I' = C \cdot \int_{\frac{\pi}{2}(\gamma - \frac{a}{2})}^{\frac{\pi}{2}(\gamma + \frac{a}{2})} \frac{\text{sen}^2 \chi}{\chi^2} d\chi = f(\gamma, \sigma). \quad (32)$$

Wadsworth ha determinado la integral precedente, por medio de una cuadratura mecánica, entre los límites $\sigma = 0$ y $\sigma = 3x$.

En el caso de $\sigma = x$ los mínimos se encuentran más lejos del centro de la imagen de difracción en una cantidad $\frac{a}{2}$, que en el caso de una raya infinitamente fina.

En el caso de una raya doble se tendrá, como en la hipótesis de lord Rayleigh sobre el poder de resolución, una curva resultante proveniente de las curvas correspondientes a cada raya del doblete. Wadsworth admite con Rayleigh que para que una raya doble sea resuelta es necesario que la intensidad en el centro de la curva resultante sea $4/5$ de la intensidad de los máximos principales de difracción correspondientes a cada una de las rayas.

Según esa hipótesis la distancia entre los centros de las imágenes de difracción, correspondientes a cada una de las rayas componentes, deben ser los siguientes :

$$\begin{aligned} \text{Para } \sigma = x & \dots\dots 1,27x = \sigma + 0,27a \\ \text{Para } \sigma = 2x & \dots\dots 2,21x = \sigma + 0,21x \\ \text{Para } \sigma = 3x & \dots\dots 3,20x = \sigma + 0,20a. \end{aligned}$$

para rayas cuyos anchos angulares son x , $2x$ y $3x$, respectivamente. En general se tendrá $\Sigma = \sigma + \xi$.

Los resultados experimentales concuerdan con los teóricos basados en esta hipótesis, para valores de σ inferiores a a ; para valores de σ superiores a x no se efectúa netamente la separación de las rayas sino cuando la diferencia de intensidades — entre los dos máximos y el mínimo — es inferior a 20 por ciento.

Estos resultados nos muestran que es posible utilizar la curva teórica representativa de la función $\xi = f(\sigma)$, para deducir los valores de la expresión $\Sigma = \sigma + \xi$. La curva en cuestión, puede ser expresada analíticamente, entre los valores $x = 0$ y $x = 3x$, por una hipérbola de la forma

$$\frac{\sigma}{2} + \frac{1}{2} = \frac{1}{2\frac{\delta}{a}};$$

fórmula que puede expresarse reemplazando σ y ν por sus valores y explicitando δ , en la forma siguiente:

$$\delta = \frac{1}{a} \left(\frac{\lambda^2}{2s\psi + \lambda} \right)$$

y

$$\Sigma = \delta + \sigma = \frac{as}{af} + \frac{1}{a} \left(\frac{\lambda^2}{2s\psi + \lambda} \right);$$

pero como

$$\frac{a}{f} = \psi,$$

se tiene:

$$\Sigma = \delta + \sigma = \frac{1}{a} \left[s\psi + \frac{\lambda}{2s\psi + \lambda} \right] \quad (33)$$

que es la expresión encontrada por Wadsworth. La que, como se ve, difiere de la expresión de Schuster; los valores numéricos calculados por medio de ambas fórmulas pueden diferir, para valores pequeños de $s\psi$, en 50 por ciento y aún más.

III

Los conceptos definidos en los párrafos precedentes permiten llegar a expresiones analíticas que definen, de una manera precisa, la influencia de los diversos factores que intervienen en el poder separador de un aparato espectral.

El poder de resolución (poder separador) es función de las dos variables siguientes:

- a) El ancho de la hendedura;
- b) La dispersión del sistema óptico.

Teniendo presente esta definición de las variables independientes, pueden presentarse cuatro casos, según se consideren constantes o variables las mencionadas magnitudes.

Primer caso: El ancho de la hendedura es infinitamente fino y la luz perfectamente monocromática; a estas condiciones corresponde el caso —ya analizado— del poder de resolución, según la hipótesis de Rayleigh.

La ecuación del poder de resolución es, entonces, la siguiente:

$$r = B \frac{d\lambda}{d\lambda} \quad \text{o} \quad r = \frac{d\theta}{d\lambda} a, \quad (34)$$

y para la resolución angular se tiene

$$\frac{d\theta}{d\lambda} d\lambda = \frac{\lambda}{a}. \quad (35)$$

Segundo caso: En este caso se supone que la rendija del colimador tiene un ancho finito y que la luz es perfectamente monocromática.

Para este caso, como se ha visto, Schuster ha encontrado una expresión para el poder de resolución, que ha denominado pureza; Wadsworth, por su parte, ha perfeccionado esa fórmula; por esa razón se tendrán dos expresiones analíticas distintas.

a) Fórmula de Schuster (pureza)

$$p = \frac{\lambda}{s\psi + \lambda} r; \quad (36)$$

la resolución angular tiene por expresión

$$\frac{d\theta}{d\lambda} d\lambda = \frac{\lambda}{a(s\psi + \lambda)}. \quad (37)$$

b) Fórmula de Wadsworth. La aplicación de esta fórmula conduce a las ecuaciones siguientes para el poder de resolución y la resolución angular, respectivamente:

$$p = \frac{\lambda}{d\lambda} = \frac{\lambda}{s\psi + \frac{\lambda}{2s\psi + \lambda}} r \quad (38)$$

$$\frac{d\theta}{d\lambda} d\lambda = \Sigma = \frac{1}{a} \left[s\psi + \frac{\lambda}{2s\psi + \lambda} \lambda \right]. \quad (39)$$

La fórmula restablecida por Wadsworth difiere de la de Schuster por la presencia del término $\frac{\lambda}{2s\psi + \lambda}$ en el denominador.

Las consecuencias interesantes que la discusión de las fórmulas 36, 37, 38 y 39 permiten establecer, son las siguientes:

1° El valor de $\frac{\lambda}{d\lambda}$ crece con el ancho de la hendidura hasta $s\psi = \frac{\lambda}{5}$ y para $s\psi = \frac{\lambda}{2}$, la pureza es igual al poder de resolución teórico;

2° La abertura necesaria para separar dos líneas, según la fórmula 39, es menor cuando estas líneas tienen un ancho finito que cuando son infinitamente finas;

3ª Es igualmente fácil resolver una raya doble cuyos componentes tienen un ancho igual a la mitad del poder de resolución de la luneta, que resolver una raya doble cuyos componentes son infinitamente finos.

Tercer caso: En este caso se considera que la abertura del colimador es infinitamente fina y que la radiación examinada no es monocromática, es decir, que está compuesta por haces cuyas longitudes de onda oscilan entre λ y $\lambda + \Delta\lambda$.

En este caso, Wadsworth ha establecido las siguientes ecuaciones:

$$R = \frac{\lambda}{d\lambda} = \left[\frac{\lambda}{\frac{4}{7}r\Delta\lambda + \frac{\lambda}{r\Delta\lambda + \lambda}} \right] r \quad (40)$$

$$\Omega = \frac{d\theta}{d\lambda} d\lambda = \frac{1}{a} \left[\frac{4}{7}r\Delta\lambda + \frac{\lambda}{r\Delta\lambda + \lambda} \right] \quad (41)$$

para el poder de resolución y la resolución angular, respectivamente.

El estudio analítico de las fórmulas anteriores conduce a las siguientes conclusiones:

1ª Cuando $r\Delta\lambda$ es muy pequeño, R difiere poco de r y hasta puede llegar a ser mayor. Cuando $r\Delta\lambda$ es muy grande, sucede lo contrario;

2ª El poder de resolución es máximo cuando

$$R = \frac{\lambda}{\frac{4}{7}\Delta\lambda} = 1,75 \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (42)$$

Luego, entonces, el poder de resolución máximo de un aparato espectral no excede nunca de 1,75 veces el valor de la relación de la longitud de onda media al ancho de las líneas espectrales;

3ª A partir de un cierto valor de r y cualquiera que sea el valor de $\Delta\lambda$, un acrecentamiento de r no tendrá influencia en el valor de R, en virtud de la ecuación 42.

Cuarto caso: Cuando se supone que la hendidura tiene un ancho finito y que las radiaciones no son monocromáticas, se tienen las siguientes fórmulas, establecidas por Wadsworth:

$$P = \frac{\lambda}{d\lambda} = \left[\frac{\lambda}{s\psi + \frac{\lambda}{2s\psi + \lambda} \frac{r}{R}} \right] r \quad (43)$$

$$\Sigma = \frac{d\theta}{d\lambda} \bar{\alpha}_\lambda = \frac{1}{a} \left[s\psi + \frac{\left(\lambda \frac{r}{R}\right)^2}{2s\psi + \lambda \frac{r}{R}} \right] \quad (44)$$

Estas ecuaciones se refieren, como en los casos anteriores, al poder de resolución y a la resolución angular. Comprenden, por otra parte, el único caso práctico, puesto que al plantearlas se ha considerado que la abertura del colimador tenía un ancho finito y que las radiaciones no eran monocromáticas.

La ecuación 43 difiere de la hallada por Schuster por la presencia del término $\frac{r}{R}$ en el denominador, de modo que cuando se tiene $\frac{r}{R} = 1$ se verificará $P = p$. Esta relación nos lleva a establecer, de acuerdo con los resultados del tercer caso, que para líneas de ancho muy pequeño y para pequeños valores de r , para los que se verifica $r \leq R$, el poder de resolución definido por la ecuación 43 será igual o muy poco diferente del calculado por medio de la fórmula 36.

El valor de P pasa por un máximo cuando

$$s\psi = \frac{1}{5} \lambda \frac{r}{R}$$

Finalmente, un resultado de considerable importancia que se deduce de las fórmulas anteriores es el siguiente: para una gran cantidad de valores de $\frac{r}{R}$, P puede ser mantenido constante para los anchos de la rendija que se usan corrientemente en la práctica.

IV

Réstanos ahora analizar los factores que intervienen en la luminosidad del espectro y definir, además, la resolución fotográfica.

La intensidad i de la imagen espectral de la hendedura se puede medir por la relación entre el área de la hendedura hs y el área de su imagen $h's'$; luego i tendrá por expresión

$$i = \epsilon I \frac{sh}{s'h'} \quad (45)$$

en la que I es la intensidad de la fuente luminosa y ϵ un factor que depende de la pérdida de energía por absorción, reflexión, difusión, etc.

Expresando las cantidades h' y s' en función de los focos f y f' del

colimador y de la luneta, del alargamiento E de la imagen de la hendidura debida a la difracción y del alargamiento H debido a la dispersión, se tiene para la fórmula 45 la expresión

$$i = \epsilon I \frac{sh}{\left(\frac{f'}{f}s + E + H\right)\left(\frac{f'}{f}h + E\right)}; \quad (46)$$

pero como h es muy grande con respecto a s y con respecto a E , se puede escribir

$$i = \epsilon I \left(\frac{f'}{f}\right)^2 \frac{1}{1 + \frac{f}{sf'}(E + H)} \quad (47)$$

y haciendo $\frac{a}{f} = \psi$ y $\frac{a'}{f'} = \beta$; en las cuales a y a' son las aberturas del colimador y de la cámara fotográfica, y suponiendo que $a = a'$, se tiene:

$$i = \epsilon I \left(\frac{\beta}{\psi}\right)^2 \frac{1}{1 + \frac{\beta}{s\psi}(E + H)}. \quad (48)$$

Queda ahora por calcular el valor de los factores E y H.

El factor E tiene por expresión $E = \frac{\lambda}{\beta}$; pero como en la fórmula 48 se considera el término

$$\frac{\beta}{s\psi} E$$

resulta, según los cálculos que ha efectuado Wadsworth, que el valor de este factor no merece tenerse en cuenta cuando el ancho de la hendidura es mayor de 0,025 milímetros.

Por su parte el factor H varía, según el ya citado autor, entre 0,0002 y 0,0198 milímetros de acuerdo con los valores de $\Delta\lambda$ determinados por Michelson (11), por lo cual los valores de $\frac{\beta}{s\psi} H$ no merecen tampoco ser tenidos en cuenta.

En resumen, en la mayoría de los casos prácticos, la ecuación 48 se reduce a la siguiente:

$$i = \epsilon I \left(\frac{\beta}{\psi}\right)^2 \quad (49)$$

lo que quiere decir que la luminosidad del espectro es constante para todas las aberturas y para todos los anchos de la hendidura superiores

a 0,025 milímetros. Cuando la hendidura tiene un ancho inferior a 0,025 milímetros, los términos E y H deben tenerse en cuenta.

Por lo que respecta al coeficiente ϵ hay que considerar dos factores : las pérdidas por absorción y las pérdidas por reflexión.

Las primeras son función del tamaño y de la naturaleza del material con que están contruídos los prismas ; por eso dependen del poder de resolución. Wadsworth (12) se expresa sobre esta cuestión en los siguientes términos : « En todos los prismas, cuya materia dispersiva es la misma, la pérdida por absorción es la misma, siempre que el poder de resolución sea el mismo, y esto independientemente de la dispersión y de la abertura del aparato espectral. »

La teoría de Fresnel ha permitido a E. C. Pickering (13) calcular las pérdidas de energía por reflexión que sufren las radiaciones luminosas

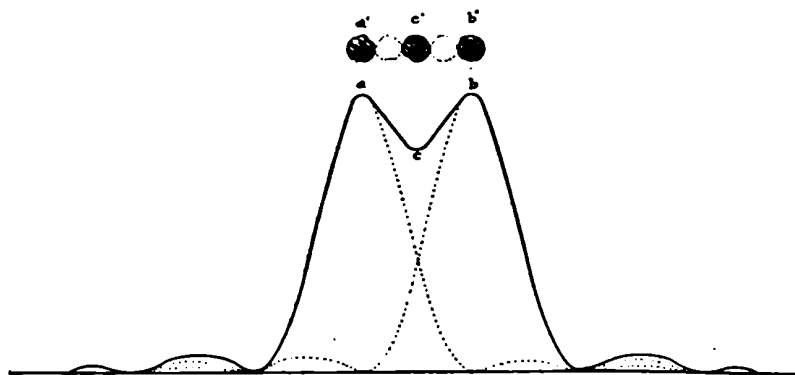


Fig. 3

al atravesar los medios dispersivos. Los cálculos que ese físico ha hecho lo han llevado a formular la siguiente conclusión : « Para un mismo poder de resolución conviene emplear prismas de ángulo refringente débil y en pequeño número para que la pérdida por reflexión sea mínima. »

Las expresiones halladas para el poder de resolución, que reposan sobre las teorías que acabamos de exponer, establecen las condiciones que deben llenarse para separar *visualmente* un haz en sus radiaciones componentes. Nos resta, ahora, establecer las condiciones necesarias y suficientes para que ese haz sea diferenciado *fotográficamente*.

Según el concepto de lord Rayleigh dos líneas serán netamente separadas cuando la distancia entre ellas sea tal que el máximo central de la curva de difracción de una de esas rayas coincida con el primer mínimo de la curva de difracción de la otra raya. En este caso la intensidad en el punto *c* es $\frac{8}{10}$ de la intensidad en los puntos *a* y *b* (fig. 3).

Para que en la placa fotográfica ambas radiaciones aparezcan separadas, será necesario que las diferencias de intensidad de las imágenes fotográficas sean del mismo orden de grandor que las que corresponden a las imágenes de difracción. Será necesario, entonces, que los puntos a , c y b toquen granos de bromuro de plata que se encuentren separados para evitar los efectos de la irradiación fotográfica.

Wadsworth (14), por el examen minucioso de muchos negativos solares, ha llegado a verificar que, para evitar la irradiación, es necesario que los granos de plata reducida estén separados, uno de otro, de una cantidad del orden de su propio diámetro.

Para que las líneas espectrales, cuyos máximos de difracción son a y b , se encuentren separadas en la placa fotográfica, deberá verificarse la condición

$$\text{distancia } ab = 4e, \quad (50)$$

en la que e es el diámetro medio de los granos.

La hipótesis de Rayleigh permite establecer la relación

$$ab = m\lambda \frac{f'}{a},$$

siendo f' y a' la longitud focal y la abertura del objetivo fotográfico.

Se tiene, por consiguiente,

$$m\lambda \frac{f'}{a'} = 4e \quad (51)$$

que expresa la condición necesaria para que las líneas aparezcan desdobladas en la placa fotográfica.

Llamando β a la abertura angular del objetivo fotográfico, se tiene

$$m\lambda = 4e\beta \quad (52)$$

y para la distancia angular se tendrá

$$\frac{m\lambda}{a'} = \frac{4e\beta}{a'} = \alpha. \quad (53)$$

El poder de resolución fotográfico depende de tres factores :

- 1° Del poder de resolución visual ;
- 2° De la abertura angular del objetivo fotográfico ;
- 3° De la estructura de la placa fotográfica.

La aplicación de los conceptos precedentes a algunas de las fórmulas que expresan el poder de resolución visual, nos muestra particularidades interesantes.

Así, en el segundo caso, cuando se verifica la condición

$$\left[s\psi + \frac{\lambda}{2s\psi + \lambda} \lambda \right] \geq 4e\beta \quad (54)$$

todas las rayas resueltas visualmente lo serán fotográficamente; esta condición se verifica cuando

$$\frac{\lambda}{a'} = \frac{4e\beta}{a'} \quad \text{o} \quad \beta = \frac{\lambda}{4e}$$

En resumen, y teniendo presente que en condiciones favorables se puede tomar $3e$ en lugar de $4e$, se puede establecer que, para tener una separación neta, la abertura angular β no debe ser mayor de $\frac{\lambda}{3e}$. En los demás casos que hemos analizado del poder de resolución visual, éste guarda con el poder de resolución fotográfico relaciones semejantes a la que acabamos de mencionar.

V

En resumen, los factores que constituyen las características de un espectrógrafo son los siguientes:

a) **Dispersión.** Esta característica depende de la naturaleza del medio dispersivo, del ángulo refringente del prisma y del número de éstos;

b) **Largo del espectro.** Esta magnitud es función de la dispersión, de la longitud focal del objetivo fotográfico y, finalmente, de la inclinación de la placa en los casos en que el espectrógrafo no está provisto de lentes acromáticas.

c) **Poder separador.** Esta característica depende, en primera aproximación, de la cantidad de medio dispersivo atravesado, es decir, de las dimensiones de los prismas y del número de éstos; además, depende, como se ha visto, del ancho de la hendidura y de la índole de las radiaciones que emite la fuente luminosa.

Finalmente la calidad de las placas fotográficas, es decir, la mayor o menor fineza de los granos que componen la emulsión sensible, es otro de los factores que influyen en el poder separador de un espectrógrafo.

VI

1. H. S. UHLER, *Phys. Rev.*, tomo XXIX, página 35. 1909.
2. H. FERRY, *J. de Phys.* (4), tomo IX, página 762. 1910.
3. LORD RAYLEIGH, *Phil. Mag.* (5), tomo VIII, páginas 261, 403 y 477, 1879; y *Phil. Mag.* (5), tomo IX, página 40, 1880.

4. E. C. C. BALY, *Spectroscopy*, página 73 (primera edición). 1905.
5. J. HARTMANN, *Astrophys. Journ.*, tomo VIII, página 218. 1898.
6. E. NÉCULCÉA, *Thèse*, página 38.
7. LORD RAYLEIGH, *Phil. Mag.* (5), tomo VIII, página 261. 1879.
8. A. SCHUSTER, *Trans. R. Soc.*, tomo CLXXX (A), página 291. 1889.
9. H. KAYSER, *Handbuch der Spectroscopie*, tomo I, página 551. 1900.
10. F. L. O. WADSWORTH, *Astrophys. Journ.* tomo III, página 321, 1896, y tomo VI, página 27, 1897; *Phil. Mag.* (5), tomo XLIII, página 317, 1897.
11. H. KAYSER, *Obra citada*, tomo I, página 558.
12. F. L. O. WADSWORTH, *Astrophys Journ.*, tomo I, página 66. 1895.
13. E. NÉCULCÉA, *Thèse*, página 104.
14. E. NÉCULCÉA, *Thèse*, página 67.

Además de las referencias bibliográficas que acabamos de mencionar, es conveniente citar los siguientes tratados que nos han servido para la redacción del presente capítulo :

- H. KAYSER, *Handbuch der Spectroscopie*, tomo I, capítulos III y V.
- E. C. C. BALY, *Spectroscopie*, capítulos III y X.
- E. NÉCULCÉA, *Thèse*, segunda parte.

CAPÍTULO III

APLICACIONES PRÁCTICAS

I. Descripción e instalación del espectrógrafo. — II. Cálculos de las constantes ópticas de un aparato espectral. — III. Bibliografía

I

El espectrógrafo empleado para realizar estas investigaciones proviene de los talleres de Adam Hilger, de Londres, y responde al modelo que el mencionado constructor designa con el nombre de *arc spectrograph*.

Para facilitar la descripción del aparato, representado esquemáticamente en la figura 4, describiremos por separado las diferentes partes que lo constituyen: soporte, colimador, plataforma del prisma, cámara fotográfica y sistema óptico.

a) *Soporte*. — Una masa de fundición, representada por líneas de puntos en el esquema, constituye la base del aparato; esta base está soportada por tres grandes tornillos de nivel *a*, *b* y *c* los que permiten obtener la horizontalidad del soporte. Un círculo de bronce AB, adherido al soporte y graduado de 30 en 30', tiene por objeto la posición de la cámara fotográfica. En el centro del soporte se halla el dispositivo que permite la rotación del brazo que soporta la cámara fotográfica.

b) *Colimador*. — El colimador C, constituido por un tubo de bronce, termina, en su parte posterior, por un fuelle de cuero que permite, por medio de un tornillo y de una regla graduada, regular el largo focal del colimador para las distintas regiones espectrales. En la parte anterior del colimador enchufa el tubo que lleva la rendija.

La rendija está constituida por dos láminas de acero, de las cuales una es fija y la otra movable; el movimiento que permite hacer variar el ancho de la hendidura, se efectúa gracias a un tornillo micrométrico

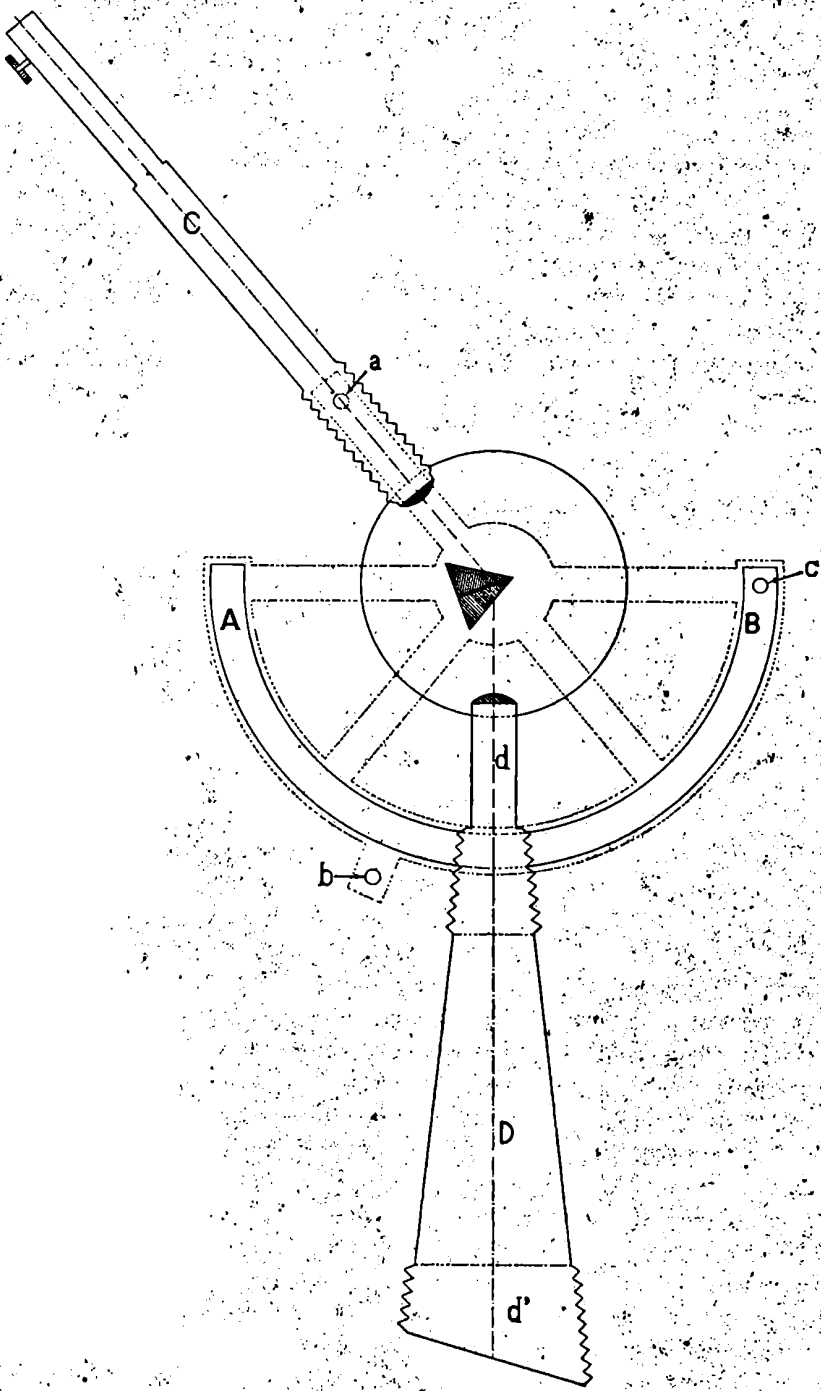


Fig. 4

que permite la apreciación del 0,005 de milímetro, mediante un tambor graduado. El tubo de la hendidura que enchufa en el colimador, es graduado; lo que permite, conjuntamente con el tiraje variable del colimador, graduar la colimación.

c) La plataforma del prisma se compone de dos partes, una de las cuales forma parte integrante del soporte del espectrógrafo. Esta parte posee un movimiento circular en un plano paralelo al plano formado por los ejes del colimador y de la cámara fotográfica. Este movimiento, comandado por un tornillo, tiene una amplitud de 360° y susceptible de ser medido con una precisión de $20'$, es el que permite poner al prisma al *mínimum de desviación* para una radiación determinada.

La plataforma tiene en su parte superior tres ranuras en ángulo de

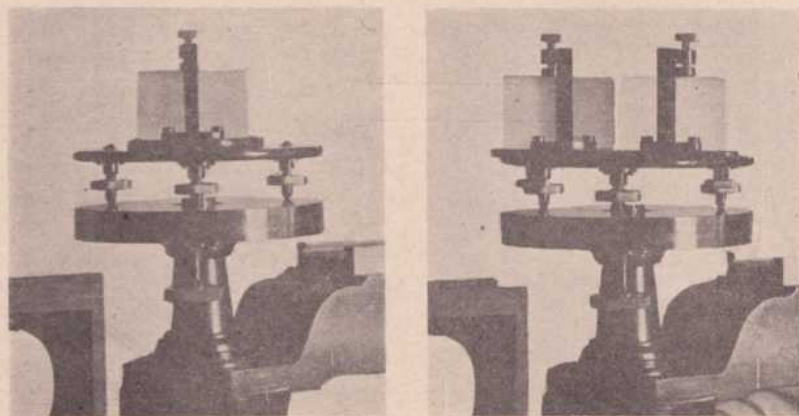


Fig. 5

120° que permiten fijar los tres tornillos de nivel de la plataforma que lleva los prismas. En esta plataforma se puede colocar ya sea un prisma, que es como se ha usado el espectrógrafo, o dos sirviéndose de otra plataforma, como lo indica la figura 5. Otros dispositivos permiten fijar los prismas siempre de una manera idéntica.

d) La cámara fotográfica (D) se halla terminada tanto en su parte anterior como en su parte posterior por dos fuelles (d y d') que están unidos por un cuerpo de madera.

El fuelle anterior (d) permite el enfoque de las rayas espectrales acercando o alejando el objetivo de la placa fotográfica; el fuelle posterior (d') también contribuye al enfoque, pero en otra forma: inclinando la placa fotográfica, es decir, haciéndola girar alrededor de un eje normal al eje óptico de la cámara fotográfica. Este dispositivo es indispensable debido a que los lentes empleados no son acromáticos. Ambos movi-

mientos se miden en escalas graduadas con precisión del orden de 0,5 milímetros y 30', respectivamente. Mediante el empleo sistemático de ambos enfoques se llega, como se verá más adelante, a la puesta en foco del espectro.

El portachasis posee el dispositivo de Schumann que permite el desplazamiento de la placa en un sentido vertical y, por lo tanto, la obtención de varios espectros, unos debajo de los otros, en la misma placa.

La cámara fotográfica va montada en un brazo de aluminio, cuyo eje de rotación, instalado en uno de los extremos, coincide con el centro de

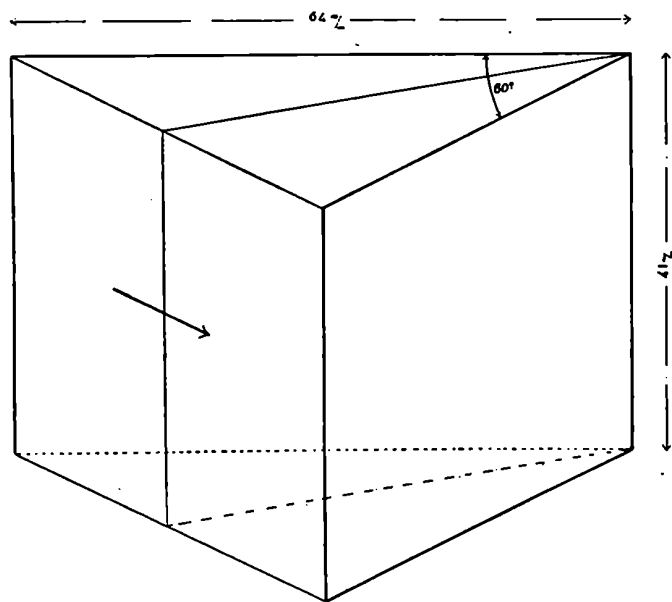


Fig. 6

la plataforma portaprismas. La parte media del brazo descansa en el círculo graduado AB y un índice permite determinar su posición. La amplitud del movimiento giratorio de la cámara es de 180° .

Las placas usadas en el espectrógrafo tienen por medida tres pulgadas y cuarto por cuatro pulgadas y cuarto.

e) El sistema óptico del espectrógrafo está constituido por los lentes del colimador y de la cámara fotográfica y por el prisma.

Los lentes del colimador y de la cámara fotográfica, hechos en cuarzo, son idénticos y tallados perpendicularmente al eje óptico; son planoconvexos y tienen un diámetro de cuarenta y siete milímetros. De acuerdo con las conclusiones a que llega Néculcá (1), la parte convexa de los lentes mira hacia el prisma; además, para compensar los efectos de la pola-

rización rotatoria, el objetivo del colimador es de signo contrario al de la cámara fotográfica.

El prisma de cuarzo responde al sistema ideado por Cornu (2), que consiste en tallar un prisma de 30° en un bloque de cuarzo derecho, de manera que una de las caras del ángulo diedro refringente sea perpendicular al eje óptico, se hace la misma operación con un bloque de cuarzo izquierdo y se yuxtaponen los prismas de 30° así obtenidos, de manera que las dos caras perpendiculares al eje óptico se superpongan formando un prisma de 60° (fig. 6).

En la posición del *mínimum de desviación* los rayos luminosos atraviesan simétricamente el prisma, según el eje óptico, el que está indicado por una flecha en la figura 6; este dispositivo suprime la doble refracción. Además, como ya se hizo notar a propósito de los lentes, el prisma, gracias a su construcción, anula los efectos de la polarización rotatoria. Las dimensiones del prisma son las indicadas en la figura 6.

El espectrógrafo que se acaba de describir posee ventajas e inconvenientes que es interesante analizar.

Las ventajas que posee un instrumento así dispuesto son :

I. Permite el centrado cómodo de la fuente luminosa, porque se puede observar la iluminación del objetivo en la prolongación del eje del colimador.

II. Como las dimensiones de la placa hacen que sea necesario fotografiar el espectro comprendido entre 5086,06 y 2144,45 en cuatro operaciones distintas, el reglaje del aparato es más fácil, a causa de que las regiones espectrales que caben en una placa, no abarcan gran número de unidades Angstrom.

Los inconvenientes son :

I. El hecho de fotografiar el espectro en varias partes hace que el tiempo destinado a la obtención de espectrogramas sea grande; sobre todo, cuando como en el caso de los espectros eléctricos de las soluciones salinas, los tiempos de exposición son largos.

II. El hecho de pasar de una región espectral a otra hace necesario modificar los tirajes del colimador y de la cámara fotográfica, la posición del prisma, etc., lo que obliga a proceder con suma cautela en la obtención de espectrogramas destinados a la determinación de las longitudes de onda.

Por lo que respecta a la construcción del aparato, es necesario hacer presente que si bien la parte óptica es irreprochable, la parte mecánica tiene tres defectos de construcción, que son los siguientes :

El tubo que lleva la hendidura se adapta al colimador por medio de un simple enchufe, lo que hace sumamente difícil y dificultosa la operación de colocar la hendidura rigurosamente normal a la base del prisma.

El movimiento de inclinación de la placa no se hace por medio de un tornillo con resorte de llamada; a causa de eso el reglaje de esa parte del aparato es algo grosero.

Las escalas de las diferentes partes del espectrógrafo no están provistas de verniers, ni sus divisiones tienen la fineza necesaria para poder apreciar fracciones menores de 0,5 milímetros o 20 minutos.

Finalmente el colimador carece de los dispositivos necesarios para obtener su horizontalidad, independientemente del resto del aparato.

La técnica para la instalación de un espectrógrafo se halla descrita de una manera completa en una memoria de P. Joye (3), en la tesis de Néculcéa (4) y en una memoria de A. de Gramont (5).

La instalación del espectrógrafo ha sido hecha siguiendo, en lo posible, las indicaciones contenidas en las memorias citadas, siempre que la estructura del aparato y las condiciones en las cuales había que instalarlo lo permitían.

La instalación de un espectrógrafo comprende varias operaciones: instalación de la fuente luminosa; reglaje del prisma y de la cámara fotográfica; reglaje del colimador, y corrección de los focos.

Estos reglajes pueden efectuarse unos después de los otros, según el método que se emplee para efectuarlos.

Por la construcción del aparato había que suponer que el eje geométrico del colimador coincidía con su eje óptico y que la condición de horizontalidad del colimador, así como la de la cámara fotográfica, se obtenían por la sola intervención de los tres tornillos de nivel que sostienen el conjunto del aparato, debido a que el espectrógrafo carecía de los dispositivos necesarios para la corrección de la horizontalidad, por separado, del colimador y de la cámara.

Gracias a la construcción del aparato fué posible emplear para el centrado de la fuente luminosa, el método empleado por Néculcéa que comprende tres operaciones distintas:

- a) Colocación de la fuente luminosa a una distancia tal de la rendija que permita que la lente colectora (biconvexa) dé una imagen real sobre la hendedura;
- b) Colocación de la fuente luminosa en la prolongación del eje óptico del colimador. Esta operación se ejecuta por medio de dos diafragmas colocados uno en la rendija y otro en la lente del colimador; cuando se mira a través de estos diafragmas, que señalan el eje óptico del colimador, si se ve la fuente luminosa es porque ésta está o en el eje óptico o muy próxima a él. Para terminar el reglaje se desplaza ligeramente el diafragma; si la luz desaparece inmediatamente, el reglaje es exacto; si así no fuera, habría que corregirlo ligeramente;
- c) Para efectuar la operación anterior es necesario sacar el lente que

proyecta la imagen de la fuente luminosa sobre la rendija ; esta tercera operación consiste en colocar el lente de proyección en el eje óptico del colimador : condición que ha sido llenada cuando el lente del colimador está uniformemente iluminado, es decir, cuando se percibe la imagen de la hendedura de cualquier parte del lente.

Una vez instalada la fuente luminosa, es necesario establecer la colimación, la posición del prisma, el foco de la cámara y la inclinación de la placa. Como se trata de un espectrógrafo que hace necesario que el espectro comprendido entre 5086,06 y 2144,45 se fotografíe en cuatro partes, es indispensable buscar para cada parte los focos y demás constantes.

Las operaciones que es necesario realizar para concluir la instalación de un espectrógrafo del tipo que hemos usado, una vez instalada la fuente luminosa, son las que siguen :

a) Colocación aproximativa del espectro en la placa fotográfica por medio del vidrio despulido o del vidrio de uranio y sirviéndose para ello de los movimientos circulares de la cámara fotográfica y de la plataforma portaprismas ;

b) Enfoque riguroso de la línea espectral que ocupa el centro de la placa, sacando una serie de espectrogramas en las que se hace variar el foco de medio en medio milímetro ;

c) Una vez obtenido el foco exacto de la línea media, se coloca ésta rigurosamente al minimum de desviación, haciendo variar la posición del prisma de 20 en 20' ;

d) En todas las operaciones anteriores el colimador fué utilizado con los focos que indicaban las constantes remitidas por el constructor. Era necesario entonces, proceder, a su reglaje riguroso, empleando el método de Schuster (6), haciéndolo fotográfico, de acuerdo con las indicaciones de Néculcéa (7).

El método de Schuster consiste en lo siguiente :

1° Se eligen dos posiciones simétricas del prisma con respecto a la posición del minimum de desviación ;

2° En una de esas posiciones se toma una serie de fotografías, haciendo variar el tiraje del colimador ;

3° Estando el tiraje del colimador fijado en la posición que acusa el máximo de nitidez, se coloca el prisma en la otra posición simétrica, y se toma, entonces, otra serie de fotografías haciendo variar el tiraje de la cámara fotográfica ;

4° Estando el tiraje de la cámara fotográfica fijado en la posición que acusa el maximum de nitidez, se vuelve el prisma a la otra posición simétrica, se saca una fotografía ; si la nitidez no varía, el colimador está reglado ; si así no sucediera sería necesario ejecutar tantas veces las

operaciones descritas en los párrafos tercero y cuarto cuantas fuesen necesarias para obtener una nitidez invariable en las dos posiciones simétricas del prisma.

e) El colimador está reglado para la línea espectral que ocupa el medio de la placa fotográfica, el prisma se halla al *mínimum* de desviación para la misma línea y, por fin, el objetivo de la cámara fotográfica también está a foco para esa raya. Sólo resta entonces poner a foco el espectro que se extiende a uno y otro lado de la raya que ocupa el medio de la placa, es decir, compensar por medio de la inclinación de la placa, la falta de corrección del objetivo de la cámara fotográfica. Se obtiene ese resultado tomando una serie de fotografías para diferentes ángulos de la placa fotográfica y eligiendo aquél en que la nitidez del foco es mayor.

El espectrógrafo está reglado; pero, sin embargo, puede haber aún ligeros defectos que se pueden corregir basándose en el teorema de Cornu (S) que relaciona los focos del colimador y de la cámara fotográfica, y cuya aplicación práctica consiste en variar en sentido contrario y dentro de ciertos límites, que dependen de las características ópticas de los lentes del colimador y de la cámara fotográfica, las longitudes focales del colimador y de la cámara fotográfica.

Las operaciones descritas se ejecutan para cada una de las cuatro porciones en que, debido a las dimensiones de las placas, hay que fotografiar el espectro, teniendo siempre cuidado de dejar entre cada dos porciones una parte común.

Las fuentes luminosas empleadas en el curso de las operaciones de regulación del espectrógrafo fueron el arco entre electrodos de carbón y entre electrodos de cobre, y la chispa entre electrodos de cadmio y de aleación Eder.

II

En el capítulo anterior se han definido los diferentes factores que intervienen en el cálculo de las distintas magnitudes que constituyen las características de un prisma o de un espectrógrafo.

Esta parte del presente capítulo contiene los cálculos numéricos hechos para determinar la dispersión y el poder de resolución de un prisma de cuarzo, idéntico al usado con el espectrógrafo cuyas características se acaban de describir.

La dispersión y el poder de resolución se han calculado para una serie de líneas espectrales que, por otra parte, son las mismas que han servido para determinar, por medio de la fórmula de Hartmann, las longitudes de onda de los espectros estudiados.

Para efectuar estos cálculos era necesario conocer los índices de refracción del cuarzo para las mencionadas rayas; los que fueron determinados por medio de la fórmula de Rubens (9):

$$\mu^2 = a^2 + \frac{M_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} - \frac{M_2}{\lambda_2^2 - \lambda^2} - \frac{M_3}{\lambda_3^2 - \lambda^2} \quad (1)$$

en la cual $a^2 = 4,57877$; $M_1 = 0,010654$; $\lambda_1^2 = 0,010627$; $M_2 = 44,224$; $\lambda_2^2 = 78,22$; $M_3 = 713,55$; $\lambda_3^2 = 430,55$.

El cuadro siguiente resume el resultado de los cálculos. En la primera columna están las longitudes de onda de las rayas espectrales elegidas para la determinación de los diferentes coeficientes del espectrógrafo y además las longitudes de onda para las cuales Gifford (10) ha determinado experimentalmente los índices; en la segunda columna van los índices determinados por el autor ya citado; en la tercera, los índices calculados por la fórmula de Rubens; y, por fin, en la cuarta columna, las divergencias entre los valores calculados y los determinados experimentalmente.

λ	μ_m	μ_c	D
5270,11	1,547177	1,546950	0,000227
5086,06	»	1,548005	»
4861,49	1,549700	1,549442	0,000258
4800,10	1,550132	1,549885	0,000247
4678,34	»	1,550784	»
4447,30	»	1,552705	»
4387,04	»	1,553274	»
4359,00	1,553797	1,553532	0,000265
4340,66	1,553976	1,553703	0,000273
4245,42	»	1,554697	»
4058,00	»	1,556769	»
4046,00	1,557151	1,556910	0,000241
3995,30	»	1,557521	»
3961,68	1,558235	1,557941	0,000294
3740,28	»	1,561117	»
3639,72	»	1,562723	»
3610,66	1,563473	1,563216	0,000257
3573,03	»	1,563905	»
3467,05	»	1,565917	»
3403,74	»	1,567200	»
3345,45	»	1,568486	»
3302,85	1,569742	1,569450	0,000292
3282,42	»	1,569928	»
3176,62	»	1,572602	»
3034,21	1,576992	1,576703	0,000289
2980,75	»	1,578408	»
2880,88	»	1,581926	»
2748,68	1,587529	1,587282	0,000247

λ	μ_m	μ_c	D
2663,27	»	1,591271	»
2573,12	1,596246	1,595979	0,000267
2558,20	»	1,596817	»
2476,49	»	1,601747	»
2445,86	1,604619	1,603756	0,000863
2393,93	»	1,607418	»
2312,95	1,614034	1,613718	0,000316
2265,13	1,618198	1,617887	0,000311
2194,40	1,624991	1,624676	0,000315
2144,45	1,630466	1,630022	0,000444

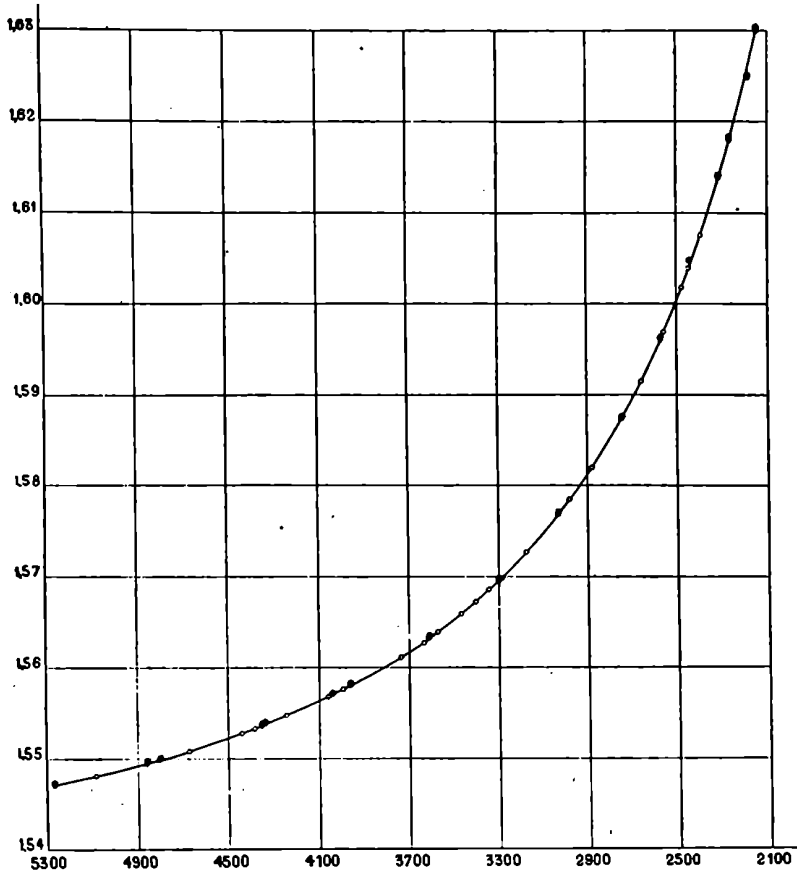


Fig. 7. — Abcisas : Longitudes de onda ; 1 división = 400 U. A. Ordenadas : Índices de refracción ; 1 división = 0,01 μ

Como se ve, las divergencias no pasan de 0,0003, salvo dos casos ; además, conviene tener presente que siempre los valores calculados son menores que los medidos. Los índices calculados tienen, entonces, una

precisión suficiente para los cálculos ulteriores que es necesario efectuar.

La figura 7 es la representación gráfica del cuadro anterior. Los puntos marcados con doble círculo corresponden a los valores determinados por Gifford. La curva ha sido trazada por medio de los valores calculados.

La dispersión definida por la fórmula

$$D = \frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{d\theta}{d\mu} \frac{d\mu}{d\lambda} \quad (2)$$

exige el cálculo de las derivadas $\frac{d\theta}{d\mu}$ y $\frac{d\mu}{d\lambda}$. Los valores de la primera derivada han sido determinados por medio de la fórmula 11 del capítulo anterior; en cuanto a los de la última, ellos han sido determinados por medio de la ecuación 21 del mismo capítulo: ecuación que exige la determinación de una serie de constantes que figuran en el cuadro siguiente:

λ_0	μ_0	K
1,37653.10 ⁻⁵	1,52550	0,0834830389.10 ⁻⁵
2,23281.10 ⁻⁵	1,53237	0,0450317320.10 ⁻⁵
0,77382.10 ⁻⁵	1,51839	0,1260437076.10 ⁻⁵
1,95447.10 ⁻⁵	1,53233	0,0514083669.10 ⁻⁵
2,04169.10 ⁻⁵	1,53559	0,0433598970.10 ⁻⁵
0,89009.10 ⁻⁵	1,51498	0,1312632338.10 ⁻⁵
0,03552.10 ⁻⁵	1,49419	0,2459144268.10 ⁻⁵
1,22947.10 ⁻⁵	1,52070	0,1010611997.10 ⁻⁵
1,19794.10 ⁻⁵	1,51911	0,1057171678.10 ⁻⁵
1,10064.10 ⁻⁵	1,51432	0,1202440429.10 ⁻⁵
1,20732.10 ⁻⁵	1,52024	0,1034465685.10 ⁻⁵
1,09232.10 ⁻⁵	1,51209	0,1240801254.10 ⁻⁵

La manera de calcular estas constantes será descrita en el capítulo VII, en la parte referente a la determinación de las longitudes de onda y a la aplicación de la fórmula de Cornu-Hartmann.

Determinadas las derivadas $\frac{d\theta}{d\mu}$ y $\frac{d\mu}{d\lambda}$, su simple producto da el valor de la dispersión.

λ	$\frac{d\theta}{d\mu}$	$\frac{d\mu}{d\lambda}$	D
5086,06	1,5793	— 606,67	— 958,11
4800,10	1,5822	— 712,27	— 1126,95
4678,34	1,5835	— 759,36	— 1202,45
4447,30	1,5865	— 918,27	— 1456,84
4387,04	1,5874	— 967,91	— 1536,46
4245,42	1,5896	— 1045,83	— 1662,45

λ	$\frac{d\theta}{d\mu}$	$\frac{d\mu}{d\lambda}$	D
4058,00	1,5929	— 1165,20	— 1856,05
3995,30	1,5940	— 1234,40	— 1967,63
3740,28	1,5997	— 1557,42	— 2491,40
3639,72	1,6023	— 1697,88	— 2720,51
3573,03	1,6042	— 1836,29	— 2945,78
3467,05	1,6075	— 1976,62	— 3177,42
3403,74	1,6096	— 2122,53	— 3416,42
3345,45	1,6117	— 2244,65	— 3617,70
3282,42	1,6141	— 2365,29	— 3817,81
3176,62	1,6185	— 2665,54	— 4314,18
2980,75	1,6283	— 3310,61	— 5390,67
2880,88	1,6343	— 3732,48	— 6100,00
2748,68	1,6437	— 4411,63	— 7251,40
2663,27	1,6507	— 4924,50	— 8128,88
2558,20	1,6608	— 5664,30	— 9407,27
2476,49	1,6699	— 6422,09	— 10724,25
2393,93	1,6806	— 7335,34	— 12327,77
2265,13	1,7010	— 9020,84	— 15344,45
2144,45	1,7258	— 11208,90	— 19344,32

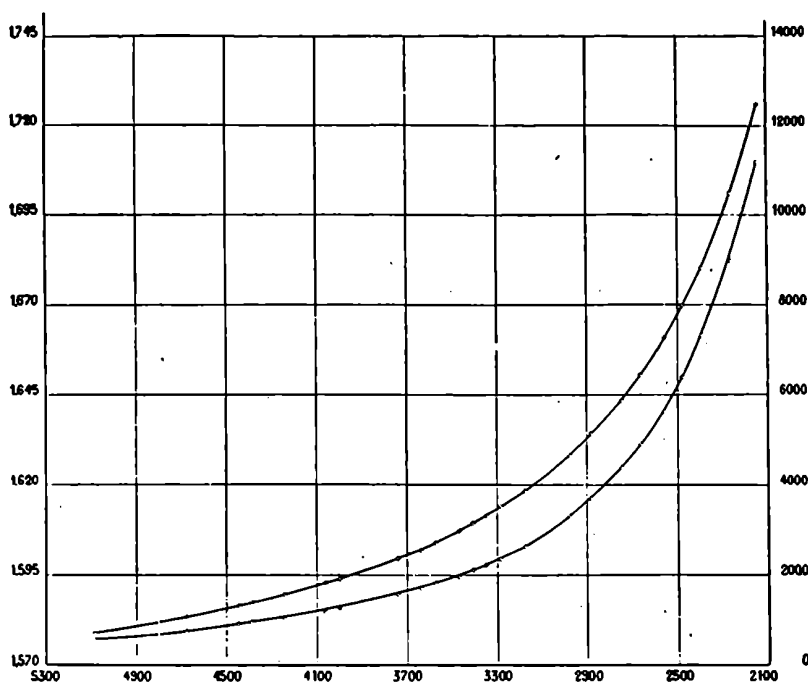


Fig. 8. — Abscisas: Longitudes de onda; 1 división = 400 U. A. Ordenadas: Eje de la izquierda $d\theta/d\mu$; 1 división 0,025. Eje de la derecha $d\mu/d\lambda$; 1 división = 2.000

El cuadro que antecede contiene, para las longitudes de onda que en él figuran, los valores de la dispersión, calculados para un prisma de cuarzo con un ángulo refringente de 60°.

Las curvas de la figura 8 representan la variación, en función de la longitud de onda, de las derivadas $\frac{d\theta}{d\mu}$ y $\frac{d\mu}{d\lambda}$

El poder de resolución tiene por expresión

$$\frac{\lambda}{d\lambda} \leq B \frac{d\mu}{d\lambda} \quad \text{y} \quad d\lambda \geq \frac{\lambda}{B \frac{d\mu}{d\lambda}} \quad (3)$$

El cuadro siguiente contiene los valores de $\frac{\lambda}{d\lambda}$ y $d\lambda$ para las longitudes de onda ya mencionadas.

λ	$\frac{\lambda}{d\lambda}$	$d\lambda$
5086,06	3882,69	1,31
4800,10	4558,53	1,05
4678,34	4859,90	0,96
4447,30	5876,93	0,76
4387,04	6194,62	0,71
4245,42	6693,31	0,63
4058,00	7457,28	0,54
3995,30	7900,16	0,51
3740,28	9967,49	0,38
3639,72	10866,43	0,33
3573,03	11752,26	0,30
3467,05	12650,37	0,27
3403,74	13584,19	0,25
3345,45	14365,76	0,23
3282,42	15137,86	0,22
3176,62	17059,46	0,19
2980,75	21187,90	0,14
2880,88	23887,87	0,12
2748,68	28234,43	0,10
2663,27	31516,80	0,08
2558,20	36251,52	0,07
2476,49	41101,38	0,06
2393,93	46946,18	0,05
2265,13	57733,38	0,04
2144,45	71736,96	0,03

La figura 9 representa gráficamente, en función de la longitud de onda, los valores de D y de r. Debido a las escalas que se eligieron para

construir las curvas, una parte de ellas es común y se halla representada en el gráfico por un trazo continuo.

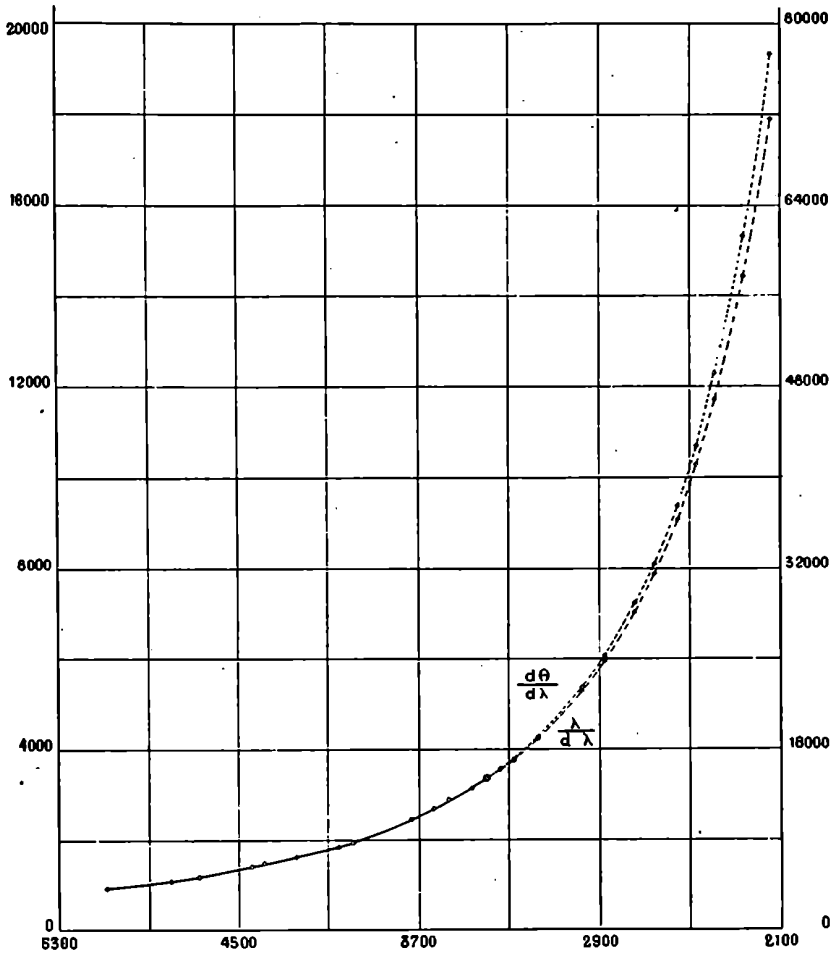


Fig. 9. — Abcisas : Longitudes de onda ; 1 división = 400 U. A. Ordenadas : Eje de la izquierda $d\theta/d\lambda$; 1 división = 2.000. Eje de la derecha $\lambda/d\lambda$; 1 división = 8.000

El cuadro numérico, que va a continuación, indica la dimensión en centímetros que debe tener la base de un prisma de cuarzo, para que pueda separar, en las diferentes regiones del espectro, dos radiaciones cuyas longitudes de onda difieren en 1 U. A. Para este cálculo se ha empleado la fórmula

$$B = \frac{\lambda}{d\lambda} \quad (4)$$

λ	B	λ	B
5086,06	9,57	3345,45	1,49
4800,10	6,74	3282,42	1,39
4678,34	6,16	3176,62	1,19
4447,30	4,84	2980,75	0,90
4387,04	4,53	2880,88	0,77
4245,42	4,06	2748,68	0,62
4058,00	3,48	2663,27	0,54
3995,30	3,24	2558,20	0,45
3740,28	2,40	2476,49	0,39
3639,72	2,14	2393,93	0,33
3573,03	1,95	2265,13	0,25
3467,05	1,75	2144,45	0,19

La simple inspección de los gráficos y cuadros numéricos nos muestra que en los espectrógrafos prismáticos, la dispersión y el poder de resolución crecen rápidamente cuando disminuye la longitud de onda.

Las características del espectrógrafo que hemos empleado, es decir, el valor de los coeficientes $\Delta\lambda$, $\Delta\mu$, $\Delta\theta$ y $\Delta\sigma$, para los varios tripletes que han servido para determinar las constantes de la fórmula de Hartmann se hallan en el cuadro siguiente :

λ	$\Delta\lambda$	$\Delta\mu$	$\Delta\theta$	$\Delta\sigma$	B
5086,06					
	407,72	0,00278	0° 15' 7"	9,850	I
4678,34					
	291,30	0,00249	0 13 34	8,705	I
4387,04					
	329,04	0,00350	0 19 8	12,030	I
4058,00					
	317,72	0,00435	0 23 52	14,635	I
3740,28					
	167,25	0,00279	0 15 22	9,275	I
3573,03					
	227,58	0,00458	0 25 19	14,950	I
3345,45					
3403,74					
	121,32	0,00273	0 15 8	9,010	II
3282,42					
	301,67	0,00848	0 47 16	27,420	II
2980,75					
	232,07	0,00887	0 49 53	27,505	II
2748,68					
	190,48	0,00954	0 54 11	28,920	III
2558,20					
	164,27	0,01060	1 0 52	30,855	III
2393,93					
	249,48	0,02260	2 12 20	64,125	IV
2144,45					

En el cuadro numérico que antecede, $\Delta\lambda$ y Δs están expresados en unidades Angstrom y en milímetros, respectivamente. Los números romanos de la última columna corresponden a las cuatro regiones en que fué dividido el espectro, debido al tamaño de las placas fotográficas.

III

1. E. NÉCULCÉA, *Thèse*, página 126.
2. A. CORNU, *J. de Phys.* tomo VIII, página 185. 1879.
3. P. JOYE, *J. de Phys.* (4), tomo IX, página 491. 1910.
4. E. NÉCULCÉA, *Thèse*, página 137.
5. A. DE GRAMONT, *Ann. Ch. et Phys.* (8), tomo XVII, páginas 460 y 466. 1909.
6. A. SCHUSTER, *Phil. Mag.* (5), tomo VII, página 95. 1879.
7. E. NÉCULCÉA, *Thèse*, página 147.
8. A. CORNU, *Ann. Ec. Norm. Paris* (2), tomo IX, página 15. 1888.
9. E. C. C. BALY, *Spectroscopy*, página 101 (segunda edición). 1912.
10. GIFFORD, *Proc. R. Soc.*, tomo LXX, página 329, 1902; y tomo LXXXIV, página 193, 1910.

CAPÍTULO IV

LA DESCARGA ELÉCTRICA

I. Definición y clasificación de las chispas eléctricas. — II. Teoría matemática de la descarga de un condensador. — III. Experiencias de Feddersen, de Schuster y Hemsalech y otros experimentadores. — IV. Bibliografía.

I

La chispa eléctrica es el fenómeno luminoso que se produce por el paso brusco de la electricidad a través de un medio gaseoso, que opone al paso de la energía eléctrica una resistencia comprendida dentro de ciertos límites. Cuando en las condiciones antedichas se produce la descarga de un condensador de capacidad suficiente, se puede distinguir fácilmente que la chispa eléctrica no es homogénea, que está formada por dos partes principales: el trazo luminoso y la aureola.

El brillo y las demás características de la chispa eléctrica dependen de la naturaleza y de la forma de los electrodos, de la distancia explosiva, de la naturaleza del gas ambiente y, finalmente, de la capacidad, selfinducción y resistencia del circuito de descarga.

El potencial explosivo de una chispa eléctrica, es decir, la diferencia de potencial mínimo que debe existir entre los electrodos para que entre ellos salte una chispa, depende de la ionización del aire; por lo tanto, el potencial es mayor en la obscuridad y, en cambio, disminuye cuando los electrodos están iluminados.

Warburg (1) ha demostrado experimentalmente que la luz del arco eléctrico, la luz solar y la luz del arco, después de atravesar una lámina de vidrio, aceleran, en diversos grados, la descarga; la aceleración es tanto más pronunciada cuanto más ricas en rayos ultravioletas, que como es sabido, tienen propiedades ionizantes, son las fuentes luminosas empleadas.

El mismo autor ha demostrado que el retardo en la descarga era mayor en un gas seco que en un gas húmedo (2); hecho que lleva a admitir que existe una cierta analogía entre la disociación iónica de los gases y la disociación electrolítica de las soluciones salinas.

Las primeras medidas realizadas para determinar el valor de la diferencia de potencial necesaria para producir una chispa a través del aire, fueron realizadas por lord Kelvin en 1860. Después de los trabajos de ese físico una serie de investigadores se dedicaron a determinar las condiciones en que se efectuaba el fenómeno. Los datos suministrados por esas investigaciones han permitido establecer entre el potencial explosivo V y la longitud de la chispa D , la siguiente relación:

$$V = a + bD \quad (1)$$

en la que a y b son dos constantes. Esta ecuación es aplicable siempre que el largo de la chispa esté comprendido dentro de ciertos límites (3). Cuando la distancia explosiva es muy pequeña, la ecuación 1 da resultados inexactos.

El potencial explosivo es también función de la presión (4). Tomando como origen la presión atmosférica se verifica que el potencial disminuye a medida que disminuye la presión. Esta relación está expresada por una ecuación lineal hasta cierto valor de la presión, a partir del cual el potencial, después de haber pasado por un *mínimum*, comienza a aumentar, aunque siga disminuyendo la presión.

La presión, para la cual el potencial es *mínimo*, se llama presión crítica: del mismo modo para una presión determinada existe una longitud de chispa crítica.

Peace (5) ha demostrado que la presión crítica depende de la longitud de la chispa y que el potencial *mínimo* es constante e independiente de la longitud de la chispa.

Carr y Strutt, que han hecho investigaciones experimentales sobre este punto, han obtenido resultados susceptibles de ser representados gráficamente. Algunos de esos gráficos se hallan reproducidos en el tratado de J. J. Thomson.

Por último, Paschen (6), después de realizar una numerosa serie de experiencias que le permitieron establecer las relaciones que existen entre el potencial explosivo y la presión, llegó a la conclusión de que ésta dependía solamente del producto de la presión por la longitud de la chispa, es decir, de la masa de gas comprendida entre dos superficies de electrodos iguales a la unidad. Se tiene entonces que $V = f(pd)$.

La ley de Paschen ha permitido establecer tres consecuencias importantes:

a) Para calcular el potencial explosivo correspondiente a una deter-

minada longitud de chispa a una presión dada, basta conocer los resultados de las experiencias hechas con una distancia explosiva constante en todo el intervalo de las presiones ;

b) La presión crítica es inversamente proporcional a la longitud de la chispa. Esta conclusión ha sido comprobada por la experiencia ;

c) Si se conoce el potencial explosivo necesario para producir una chispa de longitud constante para todas las presiones, es posible determinar el valor del potencial explosivo para una chispa de longitud dada, a una presión determinada.

Una serie de investigaciones sobre el potencial necesario para la producción de chispas muy cortas, sobre la influencia de la forma del electrodo y sobre el potencial explosivo en diferentes gases han sido hechas por Earhart, Kinsley, De la Rue y Muller, Baille, Liebig, Paschen, Orzler, Bouty y Rontgen (7).

Natterer (8) ha determinado la longitud de la chispa de una bobina de inducción en diferentes gases y vapores a presión constante. Como consecuencia interesante de estas investigaciones se puede mencionar la que sigue : la longitud de la chispa disminuye para los gases o vapores de constitución química complicada y, en cambio, aumenta en los gases monoatómicos (mercurio, cadmio, helio).

Quedan aún por analizar otros factores que, por su intervención en las condiciones de la descarga eléctrica, merecen nuestra atención.

La presión que se produce en una descarga eléctrica es debida a la energía cinética que adquieren los iones en el campo eléctrico. Esta energía tiene por expresión VQ , en la que V es el potencial explosivo y Q la cantidad de electricidad que atraviesa la chispa.

Si calculamos la presión producida por la chispa de un condensador de 1000 cm^2 de capacidad, siendo la distancia explosiva de 1 cm. la energía cinética será 10^7 ergs; si suponemos esta energía condensada en el volumen de gas atravesado por la chispa, volumen no mayor, en todo caso, de $1/100 \text{ cm}^3$, obtenemos para la presión la cifra de 660 atmósferas (9).

Las investigaciones de Humphreys han mostrado que las rayas espectrales se desplazan hacia el rojo cuando aumenta la presión ; este hecho ha sugerido a varios experimentadores (Exner y Haschek, Mohler) la idea de medir los desplazamientos producidos en las líneas de los espectros eléctricos y poder así determinar la presión existente en el seno de la chispa eléctrica (10). Este fenómeno, que guarda estrecha relación con la teoría electrónica y con el fenómeno de Zeemann, será objeto de un análisis detenido en el capítulo VI.

Una gran parte de la energía comunicada a los iones, por medio de la descarga eléctrica, aparece bajo la forma de calor y eleva la temperatura del gas en el cual estalla la chispa.

Una serie de investigadores (11) han medido el calor producido por la descarga de un condensador; la conclusión más valdada que se puede sacar de esas numerosas experiencias, es que el calor producido por la chispa no es sino una pequeña fracción de la energía acumulada en el condensador antes de la descarga.

La medida del calor que desarrollan las diferentes fuentes luminosas y la comparación de los diferentes espectros que ellas producen, es uno de los capítulos más importantes de la espectroscopia; este punto será motivo, más adelante, de un análisis algo detenido, con el fin de tentar una explicación de los resultados experimentales que hemos obtenido.

El criterio adoptado para clasificar las chispas eléctricas ha sido objeto de algunas discusiones que pasamos a relatar.

Teniendo en cuenta la resistencia, la selfinducción y la capacidad del circuito de descarga, Hemsalech (12) clasifica las chispas, según su aspecto, como sigue:

- a) La chispa ordinaria;
- b) La chispa oscilante;
- c) La chispa continua;
- d) La chispa intermitente.

Esta clasificación ha sido aceptada por Néculcá (13). Joye (14), por su parte, no la acepta y sostiene que la diferencia entre la descarga oscilante y la ordinaria no existe; que ambas descargas son oscilantes y que la diferencia sólo existe en el valor numérico de los factores eléctricos que determinan las condiciones de la descarga.

Hemsalech, por lo que se desprende del texto de su tesis, denomina descarga ordinaria a la producida en un circuito sin selfinducción aparente y cuando todavía subsisten, en el espectro que ella produce, las líneas del aire, y cuando, como veremos más adelante, el trazo luminoso es intenso.

Como se ve, esta discrepancia entre las opiniones de Hemsalech y Néculcá con la de Joye no es fundamental.

Posteriormente, Hemsalech (15), en una nota aparecida en los *Comptes rendus*, define su criterio sobre ese punto en los términos siguientes: « La selfinducción del circuito de descarga de un condensador es la causa determinante de dos fenómenos distintos: al uno lo llamaré la chispa de capacidad y al otro la chispa de selfinducción. » El aspecto de estos dos fenómenos, que han sido fotografiados por el método de la película móvil, está representado esquemáticamente en la figura 10.

El esquema nos muestra que en el caso de la descarga condensada la mayor parte de la energía se utiliza en la primera descarga (en el esquema un solo trazo grueso y los demás finos), mientras que todo lo contra-

rio pasa en el caso de la descarga de selfinducción (un solo trazo fino y los demás gruesos).

« Resulta de lo que precede — continúa Hemsalech — que en el caso de la chispa de capacidad la descarga inicial constituye la primera descarga de un condensador; mientras que en el caso de la chispa de selfinducción la descarga inicial está constituida por una chispa producida por la descarga de los electrodos, de la capacidad de los cuales ella depende; esta chispa sirve solamente para preparar el pasaje a las oscilaciones provenientes de la descarga del condensador. »

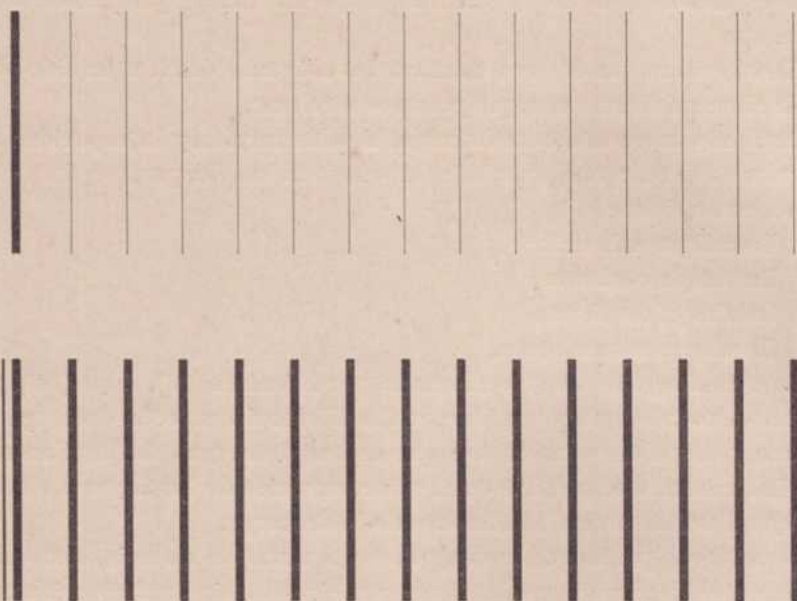


Fig. 10

Por nuestra parte aceptamos la clasificación de Hemsalech con las solas salvedades de que llamaremos descarga ordinaria a la producida por una bobina de Ruhmkorff, cuando no hay ni capacidad ni selfinducción adicional en el circuito de descarga, y a la que Hemsalech designa con el nombre de chispa ordinaria, la llamaremos descarga condensada.

II

Antes de entrar a narrar las experiencias que han contribuido a dilucidar el problema de la descarga eléctrica de un condensador, es conveniente expresar, en forma sucinta, la teoría matemática de la descarga de un condensador según lord Kelvin: teoría que además ha sido

comprobada por la experiencia y que nos permite, por medio de las fórmulas que ella establece, calcular algunas de las características del circuito eléctrico que nos ha servido en nuestras experiencias.

Helmholtz (16) fué el primer físico que consideró que la descarga de un condensador se producía por medio de descargas sucesivas de sentido contrario, es decir, que la descarga era un fenómeno oscilatorio.

Lord Kelvin (17) expresó la teoría de Helmholtz en una forma matemática, planteó la ecuación diferencial que rige el problema, determinó la función que la integra y estableció las condiciones bajo las cuales la descarga debía ser oscilante.

La ecuación diferencial que debe satisfacerse, según la teoría, durante la descarga de un condensador es la siguiente :

$$L \frac{d^2M}{dt^2} + R \frac{dM}{dt} + \frac{M}{C} = 0 \quad (1)$$

en la que L representa la selfinducción ; R, la resistencia óhmica del circuito ; M, la intensidad de la corriente al tiempo t ; y C, la capacidad.

La integral de esta ecuación representa un movimiento sinusoidal amortiguado o un movimiento aperiódico (18).

La integral general es :

$$M = Ae^{\alpha_1 t} + Be^{\alpha_2 t} \quad (2)$$

en la que A y B son constantes por determinar, según las condiciones de la experiencia, y α_1 y α_2 las raíces de la ecuación de segundo grado :

$$L\alpha^2 + R\alpha + \frac{1}{C} = 0. \quad (3)$$

Las raíces α_1 y α_2 son

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= -\frac{R}{2L} + \sqrt{\frac{R^2}{4L^2} - \frac{1}{CL}} \\ \alpha_2 &= -\frac{R}{2L} - \sqrt{\frac{R^2}{4L^2} - \frac{1}{CL}} \end{aligned} \quad (4)$$

Con respecto a las ecuaciones (3) hay que distinguir tres casos (19), según el valor que tome la cantidad subradical de las expresiones 4.

En el primer caso que corresponde a raíces reales para la ecuación 3 se tiene como condición

$$\frac{R^2}{4L^2} > \frac{1}{CL}.$$

En este caso la carga del condensador decrece regularmente con el tiempo, sin dar lugar a oscilaciones, y la descarga es aperiódica. Este

caso es susceptible de ser representado por funciones exponenciales o logarítmicas : por eso se denomina caso logarítmico.

Cuando se verifica la condición

$$\frac{R^2}{4L^2} = \frac{1}{CL}$$

las ecuaciones se hacen indeterminadas y se tiene el caso crítico que marca la transición entre el caso logarítmico y el oscilatorio.

Por último cuando se tiene

$$\frac{R^2}{4L^2} < \frac{1}{CL}$$

como las raíces son imaginarias, aparecen las funciones trigonométricas.

Este caso será motivo de un análisis algo detallado porque es el que comprende la descarga oscilante. Además, su discusión permite establecer las fórmulas por medio de las cuales se calculan algunos de los coeficientes del circuito eléctrico.

Haciendo, para abreviar,

$$\epsilon = \frac{R}{2L} \quad \text{y} \quad \omega = \sqrt{\frac{1}{CL} - \frac{R^2}{4L^2}}$$

se tiene :

$$\begin{aligned} x_1 &= -\epsilon + i\omega \\ x_2 &= -\epsilon - i\omega. \end{aligned} \quad (5)$$

Como es necesario que A y B sean imaginarias conjugadas para que M sea real, se tiene

$$A = \Phi e^{\beta t} \quad \text{y} \quad B = \Phi e^{-\beta t}$$

y reemplazado en 2, se tiene :

$$M = \Phi e^{\beta t} (e^{i\omega t + \beta t} + e^{-i\omega t + \beta t}) = 2\Phi e^{-\beta t} (\cos \omega t + \varphi). \quad (6)$$

Esta ecuación muestra que en este caso la carga del condensador (M) tiene valores positivos y negativos cuyos máximos van decreciendo a causa de la exponencial $e^{-\beta t}$; por eso la descarga es sinusoidal (oscilante) y amortiguada.

La discusión de las fórmulas que corresponden al tercer caso, permiten deducir las ecuaciones generales de la descarga oscilante de un condensador (20).

La intensidad de la corriente tiene por expresión

$$I = e^{-at} \left[CV_0 \sqrt{b^2 - a^2} \left(1 + \frac{a^2}{b^2 - a^2} \right) \text{sen } \sqrt{b^2 - a^2} \cdot t \right] \quad (7)$$

en la cual

$$a^2 = \frac{R^2}{4L^2} \quad \text{y} \quad b^2 = \frac{1}{LC}$$

La ecuación 7 tiene su máximo para

$$\sqrt{b^2 - a^2} \cdot t = \frac{\pi}{2}$$

de donde

$$t = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{b^2 - a^2}} \quad (8)$$

si $R^2/4L^2$ es despreciable con respecto a $1/LC$, se tendrá:

$$t = \frac{\pi}{2} \sqrt{CL}$$

y admitiendo que

$$e^{-at} = e^{-\frac{R}{2L} \cdot \frac{\pi}{2} \sqrt{CL}} = 1,$$

se tendrá para 7 en el máximo, la siguiente expresión

$$I_{\text{máx}} = \frac{CV_0}{\sqrt{CL}} \quad (9)$$

La frecuencia de una oscilación eléctrica es

$$v = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{1}{CL} - \frac{R^2}{4L^2}} \quad (10)$$

y la duración de una oscilación

$$T = \frac{2\pi \sqrt{CL}}{\sqrt{1 - \frac{R^2 C}{4L}}} \quad (11)$$

Si $R^2 C/4L$ es muy pequeño con respecto a la unidad, se tiene la fórmula simplificada de lord Kelvin

$$T = 2\pi \sqrt{CL} \quad (12)$$

Admitiendo que la velocidad de propagación de las oscilaciones eléctricas sea igual a la de la luz, se puede calcular (por medio de T) el valor de las longitudes de onda de las oscilaciones eléctricas, mediante la

fórmula fundamental de la teoría ondulatoria $\lambda = VT$. Se tendrá, entonces:

$$\lambda = 2\pi v \sqrt{CL} \quad (13)$$

La ecuación 9, teniendo presente la 13, se puede escribir

$$I_{\max} = \frac{2\pi V_0 C}{\lambda}, \quad (14)$$

en la cual V_0 es la diferencia de potencial en los bornes de los condensadores y λ la longitud de onda.

Las ecuaciones anteriores muestran que la longitud de onda aumenta con la selfinducción y que la intensidad de la corriente disminuye a medida que crece la longitud de onda. Además, esas fórmulas son aplicables a los circuitos que poseen una chispa; la presencia de la chispa aumenta el amortiguamiento de la descarga, debido a que absorbe una gran parte de la energía de la chispa.

III

Expuesta la teoría matemática de la descarga de un condensador, vamos a ocuparnos ahora de las experiencias que han comprobado la teoría.

Experiencias de Feddersen. — El dispositivo empleado por Feddersen consistía en observar la imagen de una descarga eléctrica por medio de un espejo, el cual se hallaba montado sobre un eje que podía imprimirle una velocidad de cien vueltas por segundo. El eje de los electrodos era paralelo al eje de rotación del espejo por consiguiente la chispa eléctrica daba, por medio del espejo, una imagen extendida en un sentido perpendicular al eje (21).

Cuando la descarga era continua, se observaba una banda luminosa cuya intensidad iba disminuyendo gradualmente; se tenía, por así decirlo, la confirmación física de la ecuación diferencial en el caso exponencial.

Cuando la descarga era oscilante, se observaba una serie doble de bandas regularmente espaciadas y separadas por espacios oscuros. El aspecto de las imágenes obtenidas por Feddersen era, de una manera aproximada, el que muestra la figura 11, que es una reproducción del esquema que se halla en el tratado de Bouasse (22).

La forma curva de las bandas se debe a la velocidad de que están animados los centros luminosos que constituyen la chispa; velocidad

que además no es constante, puesto que disminuye a medida que los centros luminosos se alejan de su punto de emisión.

La equidistancia de las bandas y su separación por espacios oscuros muestra que la emisión de la luz no es continua y que cesa a intervalos iguales; luego la descarga es intermitente u oscilante.

Las extremidades a , a' , a'' , etc., de las bandas pueden ser más luminosas que las de las bandas b , b' , b'' , etc.; lo que prueba que la descarga no es intermitente, sino que es oscilante.

Feddersen verificó de esa manera las deducciones teóricas de sir W. Thomson.

Paalzow (23) realizó experiencias análogas sirviéndose de tubos de Geissler.

En las experiencias realizadas por Feddersen no se tuvo en cuenta la heterogeneidad de la descarga, lo que es sumamente interesante del

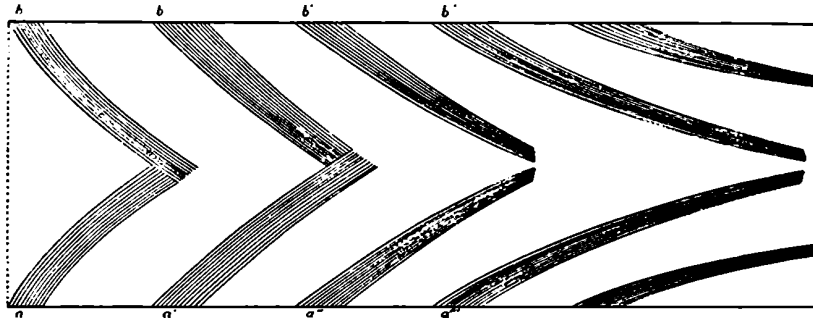


Fig. 11

punto de vista de la espectroscopia. Las experiencias de Schuster y Hemsalech (24) han tenido por objeto llenar ese vacío.

El método empleado en esas experiencias consiste en proyectar la imagen de la chispa eléctrica sobre una película fotográfica, que se desplace con una velocidad de cien metros por segundo.

Las fotografías obtenidas en estas condiciones tienen el aspecto que muestran las figuras 12 y 13. Estos esquemas nos demuestran la heterogeneidad de la chispa eléctrica, que, como se ve, está constituida por dos partes principales: el trazo luminoso (representado en forma de zizás) y la aureola a .

La figura 12 es la representación esquemática de la fotografía que se obtiene cuando la película está inmóvil.

La figura 13 reproduce el aspecto de la chispa cuando la película se halla animada de un movimiento de traslación perpendicular al sentido en que se produce la descarga eléctrica.

En la figura 13 se ve que la imagen del trazo luminoso es nítida,

mientras que la imagen de la aureola se alarga considerablemente, sobre todo, en la parte media. El aspecto de la fotografía demuestra que el trazo luminoso tiene una duración muy corta, mientras que la aureola dura un tiempo relativamente largo.

Para poner en evidencia las oscilaciones de la descarga que son ocultadas por la aureola en la figura 13, Schuster y Hemsalech proyectaron la imagen de la chispa sobre la hendidura de un colimador. En estas condiciones se obtiene, cuando la película está inmóvil, una línea neta, que es la imagen de la rendija.

La figura 14 representa una fotografía obtenida por medio de un colimador, cuando la película está en movimiento. El trazo recto, que se ve a la izquierda, es producido por la descarga inicial, la serie de líneas curvas que le siguen indican las oscilaciones. La comparación de las



Fig. 12

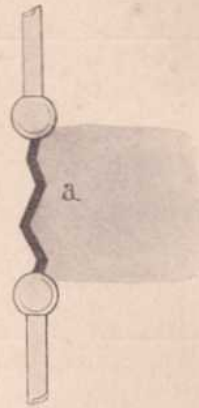


Fig. 13

figuras 13 y 14 demuestra que las oscilaciones tienen lugar en la aureola.

La forma curva de las líneas que indican las oscilaciones, muestra que la velocidad de propagación de las oscilaciones es muy inferior a la de la descarga inicial, la que se representa en todos los casos por medio de una línea recta.

Intercalando un prisma entre el colimador y la película, de manera a proyectar el espectro de la descarga eléctrica sobre la superficie sensible, Schuster y Hemsalech han observado que, cuando la película está inmóvil, todas las rayas del espectro son rectas y netas; en cambio, cuando la película está en movimiento, el espectro presenta rayas rectas y rayas curvas: las primeras corresponden al aire; las segundas al espectro de metal de que están formados los electrodos. Además las rayas curvas son más anchas que las rectas; lo que prueba que los vapores metálicos

quedan luminosos más largo tiempo que el aire, y que son proyectados de los electrodos con una velocidad mensurable.

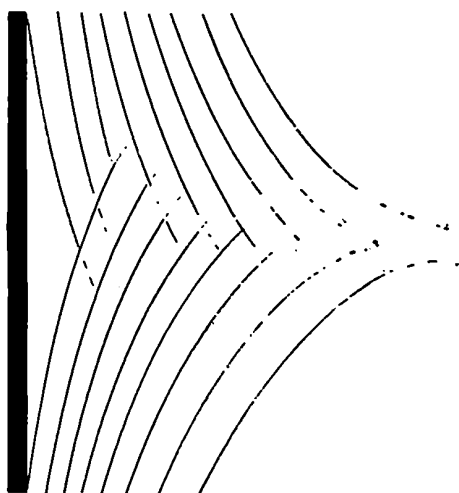


Fig. 14

La medida de la curvatura de las rayas metálicas permite valuar la velocidad de difusión de los vapores metálicos para una raya espectral dada. Se han encontrado las siguientes cifras (25) :

	Velocidad en metros por segundo	
Aluminio.....	4512	1890
	4478	»
	4446	»
	3613	»
	3602	»
Zinc.....	3565	»
	4925	415
	4912	»
	4811	545
Cadmio.....	4722	»
	5379	435
	5339	»
	5086	556
	4800	»
Bismuto.....	4416	»
	3613	»
	5209	1420
	4561	»
	3696	»
	4302	533
	4260	»
	3793	394

El caso del bismuto es particularmente curioso, porque existen rayas que corresponden a velocidades grandes, mientras otras líneas corresponden a velocidades tres a cuatro veces más pequeñas.

En resumen, parece que la velocidad de proyección es mayor para los metales poco densos.

Como conclusiones de sus experiencias formula Hemsalech (26) las siguientes :

a) La descarga inicial da el espectro del gas ambiente, y las oscilaciones, que tienen lugar en la aureola, dan el espectro de metal ;

b) La aureola está constituida por la materia de los electrodos, arrastrada por la descarga y calentada hasta incandescencia, sobre todo, por las oscilaciones que siguen a la descarga inicial.

La chispa eléctrica se produce (según Hemsalech) de la manera siguiente: « La capa de aire existente entre los electrodos es, al principio, atravesada por la descarga inicial, en seguida el aire que se encuentra en la vecindad inmediata del camino recorrido por la descarga se pone incandescente, se constituye así el trazo luminoso ; inmediatamente después el espacio comprendido entre los dos electrodos se llena de vapor metálico arrastrado por la descarga inicial, queda entonces constituida la aureola. Las oscilaciones que siguen a la descarga inicial atraviesan la aureola y la recalientan ; estas oscilaciones juegan, probablemente, un rol importante en la producción del espectro característico del metal. »

Estas experiencias se refieren a la chispa que Hemsalech llama ordinaria.

Por lo que respecta a la descarga denominada oscilante, Schuster y Hemsalech (27) han llegado a establecer las siguientes conclusiones :

a) Aumentando la selfinducción del circuito por medio de una bobina de self (sin núcleo de hierro) la forma de la aureola se hace cada vez más regular y la descarga inicial cada vez más débil, lo que hace que la chispa parezca formada únicamente de vapor metálico incandescente ;

b) La forma que toma la chispa es la de un elipsoide o la de una esfera, según sea su largo. La naturaleza del metal que constituye los electrodos, parece también influir sobre la forma de la chispa ;

c) El brillo de la chispa depende de la naturaleza de los electrodos y de la selfinducción del circuito. En algunos casos (electrodos de hierro, cobalto, zinc, cadmio, aluminio y plomo) la intensidad luminosa de la chispa comienza por disminuir y después aumenta, cuando la self del circuito crece gradualmente (haciendo abstracción del trazo luminoso de la chispa ordinaria que es muy débil en la descarga oscilante). En otros casos (electrodos de magnesio) la intensidad llega a un *mínimum*, pasa después a un *máximo* para volver nuevamente a un *mínimum* ;

d) Fotografiando una chispa oscilante con el dispositivo ya descrito de la película móvil, se observa que la descarga inicial se ha debilitado mucho y que las oscilaciones que la siguen son muy marcadas y, al mismo tiempo, más lentas y numerosas que en la chispa ordinaria (condensada); estas observaciones prueban que la duración del fenómeno aumenta considerablemente;

e) El espectro del aire, intenso en la descarga ordinaria, desaparece casi por completo en la descarga oscilante. El espectro del metal que constituye los electrodos, sufre modificaciones más o menos intensas.

Hemsalech explica el mecanismo de la descarga oscilante, como sigue: « La capa de aire existente entre los dos polos es atravesada por una débil descarga inicial que, al mismo tiempo, produce una pequeña cantidad de vapor metálico; este vapor es en seguida atravesado por la primera oscilación, la cual lo recalienta y hasta produce un aumento de la cantidad de vapor. Las oscilaciones siguientes producen el mismo efecto.

« Se ve entonces que casi toda la energía en una descarga oscilante, es utilizada para calentar el vapor metálico: es solamente la débil descarga inicial la que atraviesa la capa de aire, la que si bien no es bastante fuerte para llevar el aire a un estado de incandescencia, lo es, en cambio, para producir vapor metálico, el que es en seguida recalentado por las oscilaciones que siguen a la descarga inicial. »

En resumen, el mecanismo que propone Hemsalech para explicar el modo de producción de la descarga oscilante es el mismo que el que ha ideado para la descarga ordinaria (condensada).

Hemsalech (28) ha adoptado posteriormente otros dispositivos para separar la descarga inicial de las oscilaciones que se producen en la chispa eléctrica. El procedimiento está basado en la acción de una corriente de aire sobre la descarga eléctrica y en el empleo de electrodos de forma especial, de manera a hacer que la descarga inicial se produzca entre electrodos de platino y las oscilaciones entre placas de cobre de de forma adecuada.

La conclusión a que llega Hemsalech en estas experiencias es la siguiente: « La descarga inicial da el espectro de líneas del aire y las oscilaciones el espectro de bandas del ázoe; el vapor metálico no parece participar en el transporte de la corriente eléctrica. La descarga inicial que se produce entre los electrodos de platino, ioniza el aire comprendido entre ellos; el aire así ionizado es arrastrado por la corriente de aire y sirve como puente conductor a las oscilaciones. »

Todas las experiencias referentes al estudio de la descarga oscilante fueron realizadas con bobinas de selfinducción sin núcleo metálico, porque está comprobado que cuando se coloca en el eje de una bobina de

selfinducción un núcleo de hierro, se produce una notable disminución en el número de oscilaciones de la descarga.

J. J. Thomson (29) ha comprobado que son, sobre todo, las capas superficiales de los núcleos las que intervienen directamente, y que las propiedades magnéticas del hierro se hacen sentir también para oscilaciones de período muy corto.

Por su parte Hemsalech (30) ha puesto en evidencia la acción de un núcleo de hierro, observando el aspecto de la descarga en un tubo de Geissler.

El mismo físico, sirviéndose del método de la película móvil, ha logrado poner de manifiesto el papel de un núcleo de hierro en las oscilaciones producidas por una bobina de selfinducción (31). Ha comprobado que a medida que aumenta el diámetro del núcleo aumenta la acción de éste, y que la acción es aún mayor para un tubo de hierro del mismo diámetro. Por último, ha comprobado que la acción de un tubo de cobre es idéntica a la de un tubo de hierro, pero mucho más débil.

En resumen, la supresión de las oscilaciones de la descarga se debe, en el caso del hierro, a la acción del magnetismo y de las corrientes de Foucault; en el caso de cobre, sólo intervienen estas últimas.

Hemsalech (32) ha llegado a la siguiente conclusión en un estudio posterior: « Las corrientes de Foucault aumentan la frecuencia de las oscilaciones por segundo, sin influir sobre el número de oscilaciones en cada descarga. La histéresis del hierro destruye las oscilaciones y disminuye más o menos la frecuencia. »

Por medio del dispositivo, que consiste en soplar la chispa eléctrica para estudiar sus diferentes fases, Hemsalech ha conseguido fotografiar el espectro de las diversas fases de la descarga oscilante (33).

Obtuvo, en esas condiciones, un espectrograma constituido por seis espectros, el primero de los cuales era el de la descarga inicial y los cinco que le seguían representaban los espectros de las cinco primeras oscilaciones. Superpuesto a los espectros de las oscilaciones se encontraba otro espectro consistente en rayas largas que se prolongaban, sin solución de continuidad, de la primera hasta la quinta oscilación; era el espectro del platino producido por las oscilaciones al atravesar el vapor proveniente de la descarga inicial.

El mecanismo de la descarga, según Hemsalech, es el siguiente: La descarga inicial (que produce el espectro de líneas del aire) ioniza fuertemente el aire. El aire así ionizado es arrastrado por la corriente de aire y es atravesado, a su paso entre los electrodos de cobre, por las oscilaciones que lo mantienen ionizado. En esas condiciones, dada la poca energía que tienen que aportar las oscilaciones para mantener ionizado el aire, el espectro cambia, y las oscilaciones dan el espectro de bandas del ázoe.

« En resumen — dice Hemsalech — la descarga eléctrica da lugar al espectro de líneas en el aire no ionizado y al espectro de bandas en el aire ionizado. »

Esta conclusión está de acuerdo con las teorías de Stark (34) referentes al origen de los espectros. Según ese autor, los espectros de rayas son producidos por los átomos iones de un elemento, mientras que los espectros de bandas provienen de la recombinación de átomos iones positivos con electrones negativos. Luego, de acuerdo con la teoría que acabamos de esbozar, los espectros de bandas sólo pueden producirse en un medio ionizado.

El vapor metálico producido por la descarga y que es atravesado por las oscilaciones da las rayas características del platino.

Posteriormente Hemsalech ha llegado a comprobar que una sola oscilación es capaz de producir y de poner luminoso el vapor metálico.

Por último, Hemsalech (35) ha comprobado, fotografiando la descarga oscilante sobre la película móvil, que el vapor metálico es producido únicamente por las oscilaciones, y que es, sobre todo, la primera oscilación la que lo produce en más cantidad.

Aislado la primera oscilación, lo que se consigue introduciendo un cilindro, formado por una lámina de hierro, en la bobina de selfinducción, Hemsalech ha encontrado que el vapor metálico es proyectado solamente por el electrodo positivo; en el electrodo negativo sólo se perciben pequeñas masas de vapor en contacto con el electrodo, pero no hay proyección.

En la descarga oscilante se producen también oscilaciones de orden superior (armónicas) cuya existencia ha sido demostrada experimentalmente por Hemsalech (36). Las armónicas son muy marcadas en la primera oscilación y provienen, según Leauté (37), de la capacidad de la bobina de self empleada por Hemsalech.

Leauté, en su tesis, demuestra que las fórmulas de lord Kelvin, que figuran en la segunda parte de este capítulo, no son sino un caso particular de las ecuaciones más generales que él establece.

Las fórmulas de lord Kelvin son aplicables, según Leauté, en ciertas condiciones, sobre todo cuando no se ha constatado la presencia de estrías.

Practicando el *soufflage* de la chispa por medio de un campo magnético Hemsalech (38) ha observado que en el caso de una chispa que estallaba entre electrodos de calcio, colocados perpendicularmente a las líneas de fuerza, se observaba una capa luminosa de color rojo, situada en un plano perpendicular a las líneas de fuerza.

La observación espectroscópica de esta capa luminosa muestra que las líneas H y K del calcio predominan en intensidad y longitud sobre las

del hidrógeno, gas en cuyo seno se produce la descarga. La nota termina con algunas consideraciones sobre la existencia y la acción de los campos magnéticos solares.

La acción de la selfinducción sobre el espectro de chispa del cadmio, en la región comprendida entre 3700 U. A. y 2100 U. A., ha sido descrita por Schenk (39), quien, de acuerdo con los resultados obtenidos, divide las líneas espectrales en tres grupos (A, B y C).

El grupo A comprende las líneas comunes al arco y a la chispa, pero cuya intensidad es mayor en el arco. El grupo B comprende las líneas intensas en la chispa, pero débiles o ausentes en el espectro del arco. Por último, el grupo C se halla formado por 140 líneas, que son cortas y de bordes nebulosos. Estas rayas no están presentes en el espectro del arco y desaparecen para un cierto valor de la selfinducción.

Schenk ha observado además la constitución de la chispa eléctrica por medio de un espejo giratorio y ha encontrado que la descarga eléctrica se compone de tres partes: El trazo luminoso producido por la descarga inicial; algunas corrientes curvas luminosas producidas por la proyección de la materia de los electrodos; y, por último, una luz débil (aureola) de diferente color de las descargas anteriores y que persiste por un tiempo mayor que éstas.

Las diversas partes de la descarga producen diferentes espectros, que son: el espectro del aire producido por el trazo luminoso; las líneas de la chispa (grupo B) son producidas por las corrientes curvas del segundo período de descarga; las líneas del arco (grupo A) son debidas, en gran parte, a la luminosidad de la aureola y también, aunque en menor parte, al segundo período de descarga.

La medida de la duración de las líneas muestra que las correspondientes al arco duran un tiempo aproximadamente doble del de las correspondientes a la chispa; hecho que contribuye a afianzar la explicación dada por Schenk respecto del origen de las diferentes líneas que constituyen el espectro de la descarga eléctrica.

T. H. Royds (40) ha repetido las experiencias de Schuster y Hemsalech utilizando un dispositivo experimental análogo, pero empleando un espectrógrafo de mayor dispersión. Los resultados a que llega el mencionado físico son análogos a los de Schuster y Hemsalech en lo que se refiere al espectro del aire y a los espectros metálicos; habiendo constatado respecto del espectro del bismuto las anomalías que ya hemos relatado.

Entre las líneas de los espectros metálicos se deben distinguir, según Royds, dos clases: la formada por líneas de corta duración, pero de gran intensidad, y la formada por líneas de duración más grande, pero de intensidad menor.

Admitiendo que la velocidad de propagación V sea la del sonido en el vapor metálico, se tendrá que V será proporcional a la raíz cuadrada de la temperatura absoluta y deberá estar en razón inversa de la densidad del vapor; entonces, se tendrá

$$\frac{V^2 \rho}{T} = \text{constante}$$

en la que ρ representa la densidad y T la temperatura absoluta.

Admitiendo que los vapores metálicos son monoatómicos, la expresión anterior permite calcular T . Aplicando este concepto al caso de las rayas del bismuto, se tiene :

	Velocidad en metros por segundo	Temperatura en grados
Líneas de la clase I	283	2045
Líneas de la clase II	2024	104500

La diferencia enorme que existe entre los dos tipos de líneas sólo prueba, según Dunoyer, que el mecanismo de producción de ambas clases de rayas no es el mismo.

La acción de un campo magnético sobre la chispa eléctrica ha sido estudiada por H. E. Schaeffer (41). Este físico ha empleado en sus investigaciones tres tipos de descarga : circuito secundario sin capacidad y sin selfinducción ; circuito secundario sin selfinducción pero con una capacidad variable entre 0,0005 microfarads y 0,012 microfarads ; por último, circuito secundario con la misma capacidad del anterior, pero con una selfinducción cuyo valor máximo podía llegar hasta 0,008 henry.

El campo magnético produce en las diferentes clases de descarga cambios de estructura que difieren según la clase de descarga y la orientación del campo magnético, siendo de advertir que en todos los casos existe un trazo luminoso no desviado.

En el primer tipo de descarga se producen dos napas de vapor en forma de espira o de forma semicircular, según que el campo magnético sea paralelo o perpendicular a la descarga. En el segundo y tercer tipo de descarga las napas son reemplazadas por trazos de la misma forma.

Bajo el punto de vista espectroscópico Schaeffer ha llegado a las siguientes conclusiones :

- a) En el primer tipo de descarga las napas circulares dan el espectro de bandas del azoe, y el trazo central da el espectro de líneas del aire y las líneas de los espectros metálicos ;
- b) El segundo tipo de descarga da en todas sus partes el espectro de líneas del aire y las rayas de los espectros metálicos ;
- c) En el tercer tipo de descarga el trazo central da el mismo espectro

de líneas que en el segundo caso. Los trazos circulares dan el espectro del arco y algunas rayas del aire.

Es digno de notarse, además, que las partes más vecinas de los electrodos dan simultáneamente los espectros del arco, de la chispa y del aire.

Schaeffer atribuye los espectros de chispa a vibraciones anormales de los átomos, mientras que las rayas del arco corresponden, según él, a vibraciones de un carácter más fundamental.

Este análisis de las diferentes partes que constituyen la chispa eléctrica, realizado gracias a la acción de un campo magnético, concuerda con el obtenido por Hemsalech sirviéndose de otros procedimientos.

Las experiencias de Hemsalech que han sido, como hemos visto, confirmadas por varios otros experimentadores, nos permiten abordar el problema de la acción de la selfinducción en los espectros eléctricos.

IV

1. J. J. THOMSON, *Conduction of electricity through gases*, página 433. Cambridge, 1906.
2. WARBURG, *Wied. Ann.*, tomo LXVII, página 385. 1897.
3. J. J. THOMSON, Obra citada, página 436.
4. J. J. THOMSON, Obra citada, página 444.
5. PEACE, *Proc. R. Soc.*, tomo LII, página 99. 1892.
6. PASCHEN, *Wied. Ann.*, tomo XXXVII, página 79.
7. J. J. THOMSON, Obra citada, página 455.
8. NATTERER, *Wied. Ann.*, tomo XXXVIII, página 63. 1889.
9. J. J. THOMSON, Obra citada, página 516.
10. J. J. THOMSON, Obra citada, página 519.
11. J. J. THOMSON, Obra citada, página 519.
12. HEMSALECH, Thèse, página 1.
13. NÉCULCÉA, Thèse, página 16.
14. P. JOYE, Thèse, página 96.
15. HEMSALECH, *Comptes rendus*, tomo CXLIV, página 692. 1907.
16. JAMIN, *Cours de Physique*, tomo IV, 2ª parte, fasc. 1, página 202. 1891.
17. W. THOMSON, *Phil. Mag.* (4), tomo V, página 393. 1855.
18. H. BOVASSE, *Cours de Physique*, tomo I, página 25.
19. C. H. STEINMETZ, *Theory and calculation of transient electric phenomena and oscillations* (versión francesa), página 52. París, 1912.
20. JOYE, Thèse, página 88.
21. JAMIN, Obra citada, tomo IV, 2ª parte, fasc. 1, página 202.
22. H. BOVASSE, Obra citada, tomo V, página 37.
23. JAMIN, Obra citada, tomo IV, 2ª parte, fasc. 1, página 203.
24. SCHUSTER Y HEMSALECH, *Trans. R. Soc.*, tomo CXCVIII, página 189, 1899 ; HEMSALECH, Thèse, página 4.
25. JAMIN, Obra citada, Tercer suplemento por M. Bouty, página 340. 1906.

26. HEMSALECH, Thèse, página 6.
 27. HEMSALECH, Thèse, página 7.
 28. HEMSALECH, *Comptes rendus*, tomo CXL, página 1103. 1905.
 29. J. J. THOMSON, *Smithsonian Report for 1892*, página 251. Washington, 1893.
 30. HEMSALECH, *Comptes rendus*, tomo CXXX, página 898. 1900.
 31. HEMSALECH, Thèse, página 15.
 32. HEMSALECH, *Comptes rendus*, tomo CXL, página 1322. 1905.
 33. HEMSALECH, *Comptes rendus*, tomo CXLI, página 1227. 1905.
 34. STARK, *Ions, electrons et corpuscules*, página 738. París, 1905.
 35. HEMSALECH, *Comptes rendus*, tomo CXLII, página 1511. 1906.
 36. HEMSALECH, *Comptes rendus*, tomo CXLIV, página 741. 1907.
 37. LEAUTÉ, *Recherches sur la décharge des condensateurs*, Thèse de Paris, 1910.
- Revue générale des sciences*, tomo XXI, página 485. 1910.
38. HEMSALECH, *Comptes rendus*, tomo CLII, página 1086. 1911.
 39. CH. C. SCHENK, *Astrophys. Journ.*, tomo XIV, página 116. 1901.
 40. T. ROYDS, *Le Radium*, tomo V, página 375. 1908.
 41. H. E. SCHAEFFER, *Astrophys. Journ.*, tomo XXVIII, página 121. 1908.

CAPÍTULO V

CARACTERÍSTICAS DE LOS APARATOS ELÉCTRICOS

I. Descripción e instalación de los aparatos destinados a producir la descarga oscilante. — II. Medida y cálculo de los coeficientes de selfinducción y capacidad de los aparatos eléctricos. — III. Determinación de las constantes eléctricas a alta frecuencia. Aplicación de las ecuaciones que rigen la descarga oscilante de un condensador. — IV. Bibliografía.

I

Los aparatos necesarios para producir la descarga oscilante son: la bobina de inducción destinada a cargar el condensador; el condensador, las bobinas de selfinducción que tienen por objeto hacer oscilante la descarga del condensador; por último, el aparato en el que se produce la chispa, aparato cuya disposición depende de la naturaleza y de la forma de los electrodos.

Para la conexión de los aparatos eléctricos se ha adoptado la disposición que muestra la figura 15, en la cual B representa la bobina, C el condensador, S las bobinas de selfinducción y D el deflagrador.

Este montaje, que consiste en colocar el condensador en derivación del secundario de la bobina y las bobinas de self y la chispa en serie con dicho secundario, es el adoptado por Gramont (1). Joye (2) emplea otro método que consiste en fijar a los electrodos el secundario de la bobina y a esos mismos electrodos adaptar los bornes del circuito oscilante (condensador y bobinas de self). Los diferentes ensayos que hemos realizado nos han demostrado que una u otra de las formas de disponer los aparatos eléctricos, no ejercen acción sobre los cambios que se producen en la estructura de los espectros.

La mayoría de los investigadores que han realizado experiencias sobre la descarga oscilante, aconsejan que se hagan en el circuito una o dos cortaduras destinadas a impedir que el condensador se descargue en el secundario de la bobina.

Este dispositivo origina una pérdida de energía eléctrica no despre-

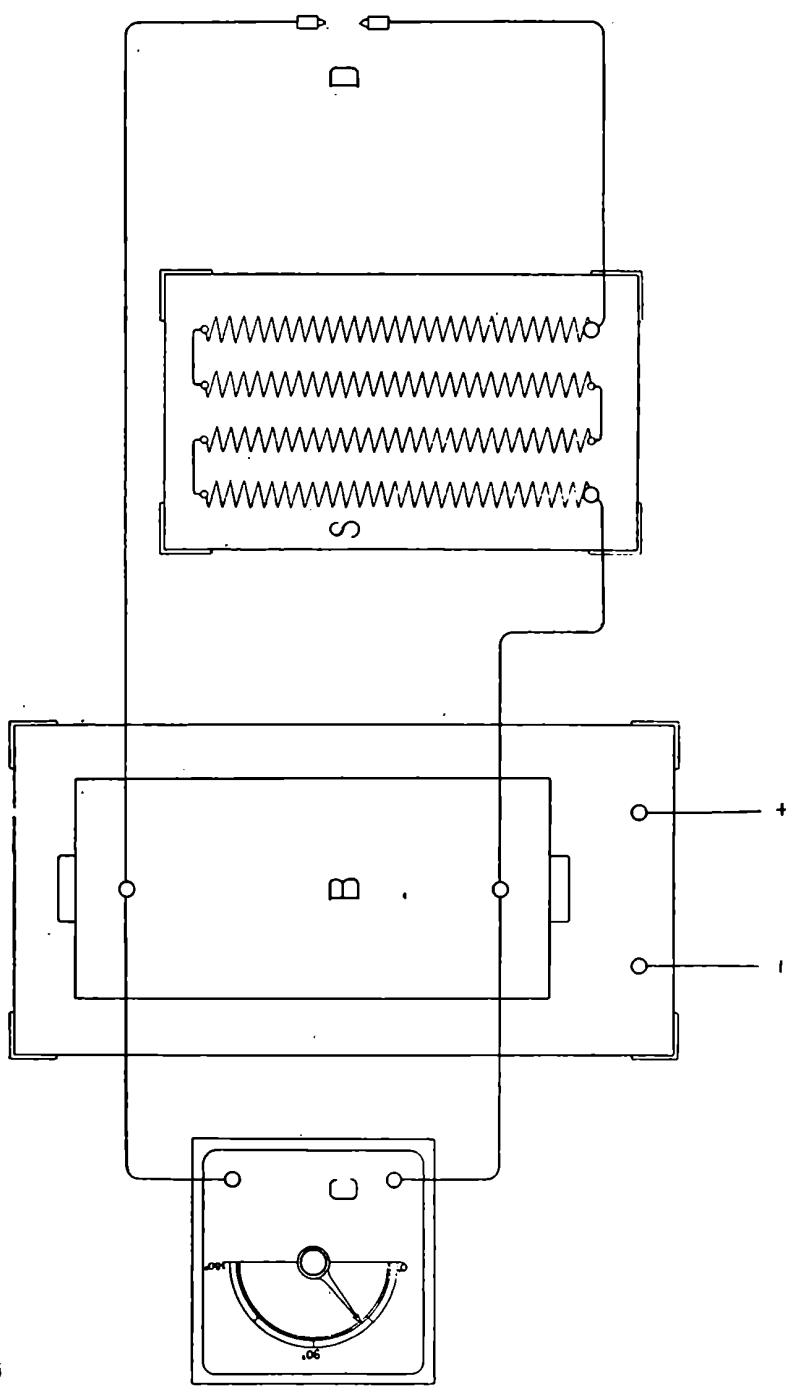


Fig. 15

ciable. Para evitar este inconveniente, Joye ha imaginado otro dispositivo que consiste en conectar el deflagrador con la bobina por medio de conductores en espiral, con lo que se protege la bobina de las oscilaciones de alta frecuencia (3).

Por nuestra parte hemos adoptado el dispositivo de Joye haciendo que una parte del conductor que va de la bobina al deflagrador, tenga forma de espiral. Además, conviene tener presente otra circunstancia: en nuestro caso el dieléctrico empleado para el condensador era líquido, lo que permitía que cuando la chispa no estallase en el deflagrador, pudiese hacerlo entre las armaduras del condensador atravesando el dieléctrico líquido, sin peligro para la bobina.

La bobina de Ruhmkorff que hemos empleado, fué construída por Duret, de París, y es análoga en todas sus características a la descrita por Gramont en la memoria que se acaba de citar.

Las características de los circuitos primario y secundario son las siguientes:

	Resistencia en ohms	Número de vueltas
Inductor.....	0,2	280
Inducido.....	10.500,0	60.000

Tiene además un condensador en derivación en el primario de una capacidad de 0,2 microfarads.

Para conocer la tensión máxima en el secundario, basta multiplicar la tensión máxima en el primario por el coeficiente de transformación (4).

El coeficiente de transformación es la relación del número de espiras del secundario al número de espiras del primario. Está definido, entonces, por la ecuación

$$T = \frac{N'}{N} \quad (1)$$

en la cual N' es el número de espiras del secundario y N el número de espiras del primario.

Para nuestra bobina se tendrá

$$\frac{60.000}{280} = 214,28$$

como valor del coeficiente de transformación.

Las características de la corriente que más comúnmente se ha empleado para alimentar el primario de la bobina, son las que figuran en el cuadro siguiente, en el que también se mencionan las tensiones máximas calculadas por medio del coeficiente de transformación.

	Primario			Secundario
	Volts	Amperes	Watts	Tensión máxima en volts
I.....	40,0	4,0	160,0	$40 \times 214,28 = 8571,2$
II.....	35,0	4,5	157,5	$35 \times 214,28 = 7499,8$
III.....	30,0	5,0	150,0	$30 \times 214,28 = 6428,4$

La bobina estaba provista de un interruptor de martillo, modelo Duret, que fué reemplazado por un interruptor rotativo de mercurio construido por Reinenger, de Berlín; la razón de este cambio fué la imposi-

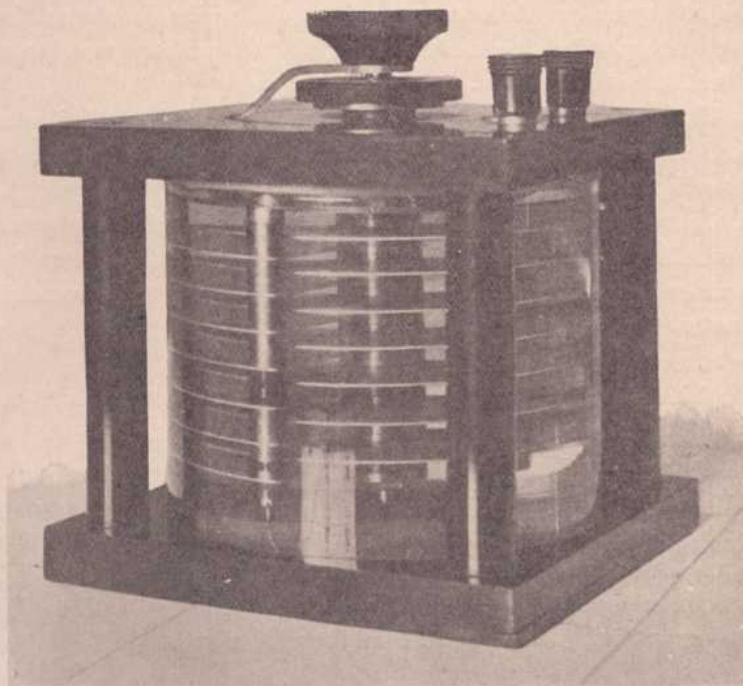


Fig. 16

bilidad de obtener una marcha regular por medio del interruptor de martillo.

Tanto la corriente que alimentaba la bobina como la empleada para el motor del interruptor provenían de un sector de corriente continua de 220 volts.

El reductor de potencial, intercalado entre el sector y el primario de la bobina, permitía hacer pasar a este último corrientes eléctricas cuya diferencia de potencial oscilaba entre 5 y 110 volts.

La velocidad del motor y, por consiguiente, la frecuencia de las interrupciones se regulaban por medio de un reostato que permitía obtener seis velocidades. El interruptor posee también un dispositivo destinado a regular la intensidad de la corriente en el primario de la bobina.

El condensador eléctrico (fig. 16) que hemos empleado es del tipo descrito por Joye (5) para la medida de las selfinducciones por el método de la resonancia. También ha sido descrito en *Le Radium* (6).

El condensador (construido por Erich F. Huth, de Berlín) se compone de dos series de láminas que pueden penetrar las unas en las otras; una de las series, la formada por láminas de mayor diámetro, es fija; la otra es movable por medio de un botón colocado en la parte superior del aparato. El botón lleva un índice que indica, en una escala dividida en grados, el ángulo que forman entre sí las dos series de placas. La división 0° corresponde al minimum de capacidad, prácticamente nula; la división 180° al maximum.

Las láminas se encuentran colocadas dentro de un vaso cilíndrico de vidrio destinado a contener el dieléctrico. Se usó como dieléctrico la parafina líquida.

En el curso de estas investigaciones fueron empleadas dos bobinas de selfinducción, que designaremos con las letras A y B. Estas bobinas construídas por Ducretet y Roger, de París, son idénticas, como sistema de construcción, a las empleadas por Hemsalech (7), Néculcéa (8) y Gramont (9).

La bobina A tiene como núcleo un cilindro de ebonita de 15 milímetros de diámetro y de 350 milímetros de largo útil. La bobina B tiene como núcleo un tubo de ebonita de 50 milímetros de diámetro y de un largo útil de 817 milímetros.

El cable usado para construir ambas bobinas está constituido por siete alambres; tiene un diámetro de 4 milímetros sin aislador y de 6,3 milímetros con aislador.

Las otras constantes de las bobinas son las siguientes:

	Bobina A	Bobina B
Número de napas (circuitos)....	15	12
Número de espiras por napa....	52	125
Número total de espiras.....	780	1500
Diámetro de la primera napa...	21 mm.	56 mm.
Diámetro de la última napa....	189 mm.	188 mm.
Longitud total del alambre.....	258 m.	575 m.

El dispositivo de conexión de los circuitos se halla suficientemente de manifiesto en la figura 17, que representa uno de los extremos de la bobina B.

El tubo fulgurador responde al modelo clásico de Delachanal y Mernet (10) con las modificaciones que le han introducido W. Crookes (11) y A. de Gramont (12).

La figura 18 da una idea acabada del dispositivo empleado, el que describiremos sumariamente en sus diversas partes.

En el tubo A (análogo en un todo al aparato Gramont) va fijado el electrodo negativo N ; tiene, además, las dos aberturas *a* y *b* y la tubuladura *c*.

La abertura *a* la hemos utilizado para introducir o retirar las soluciones salinas ; la abertura *b* sirve para evitar la absorción de las radiaciones ultravioletas por el vidrio. La tubuladura *c*, que en el aparato utilizado por Gramont sirve para establecer una corriente de aire calentando la bola *d*, la hemos utilizado también para establecer una corriente de

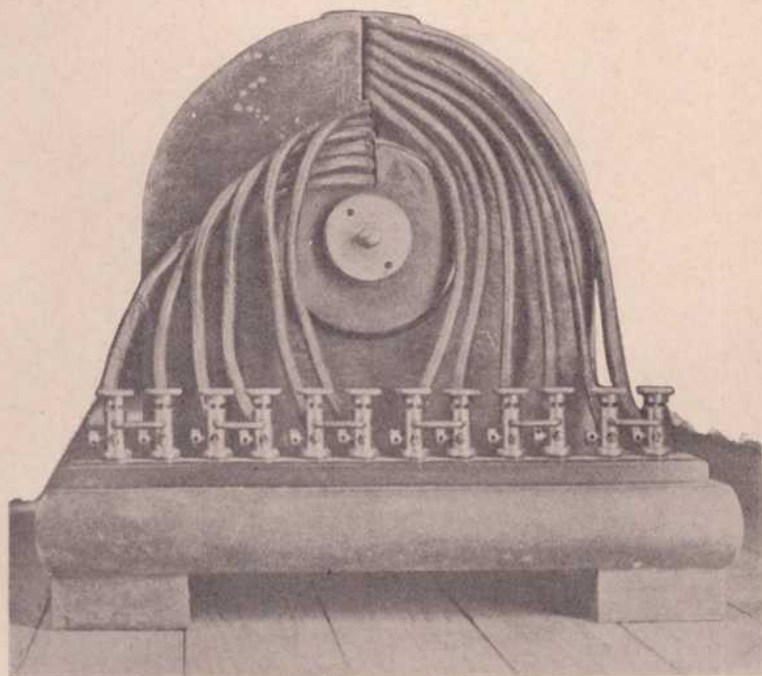


Fig. 17

aire, pero de otra manera : fijando el tubo de aspiración de una tromba de agua en la abertura *c*.

El electrodo negativo N está dentro de un tubo capilar de cuarzo ; este dispositivo que suprime las rayas parásitas que daban los tubos capilares de vidrio o platino, se debe a Gramont.

En el aparato de Gramont el electrodo positivo está constituido por una gota de solución que pende de un tubo capilar de cuarzo ; no obstante la ventaja que ofrece este dispositivo de suprimir las rayas parásitas debidas al platino, no lo hemos utilizado, debido a que resulta algo difícil disponer el aparato en forma tal que sea posible su regular funcionamiento durante un cierto período de tiempo.

Por las razones expuestas hemos utilizado como electrodo positivo un alambre de platino de dos milímetros de diámetro colocado dentro de un tubo de vidrio, el cual va fijado al tapón de goma D. El alambre de platino sobresale la parte inferior del tubo de vidrio unos dos o tres milímetros; en la parte superior también sobresale, pero está doblado en ángulo recto para facilitar el contacto con el polo respectivo del secundario de la bobina.

El funcionamiento del tubo fulgurador es perfecto durante diez minu-

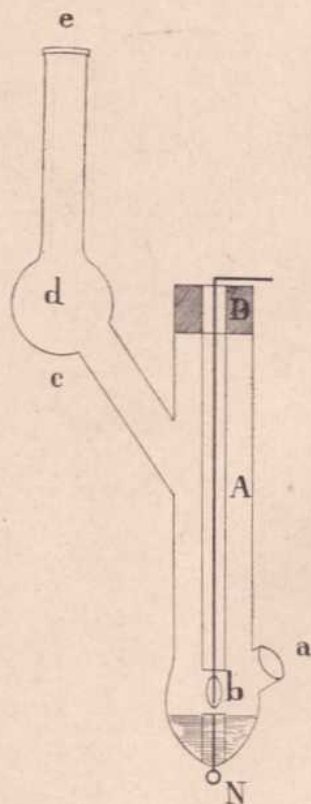


Fig. 18

tos como máximo; después de ese lapso de tiempo la sal que se deposita en el alambre de platino impide el funcionamiento regular del deflagrador, por lo que se hace indispensable limpiar el alambre de platino y cambiar la solución para impedir que su mayor concentración produzca los mismos inconvenientes.

Debido a estas circunstancias el deflagrador debe siempre permitir, sin que se altere el reglaje óptico de los aparatos, la limpieza del alambre de platino y el cambio frecuente de las soluciones. El modelo que acabamos de describir responde ampliamente a estas exigencias.

La figura 19 muestra la parte superior de un espectro-deflagrador de Schumann (13), modificado con el propósito de poder instalar el tubo deflagrador.

El espectro-deflagrador de Schumann así modificado permite dar al tubo fulgurador tres movimientos distintos, lo que facilita considerablemente el centraje de la fuente luminosa.

Los movimientos a que nos referimos son los siguientes :

1° Movimiento en un plano normal al eje óptico del colimador y paralelo

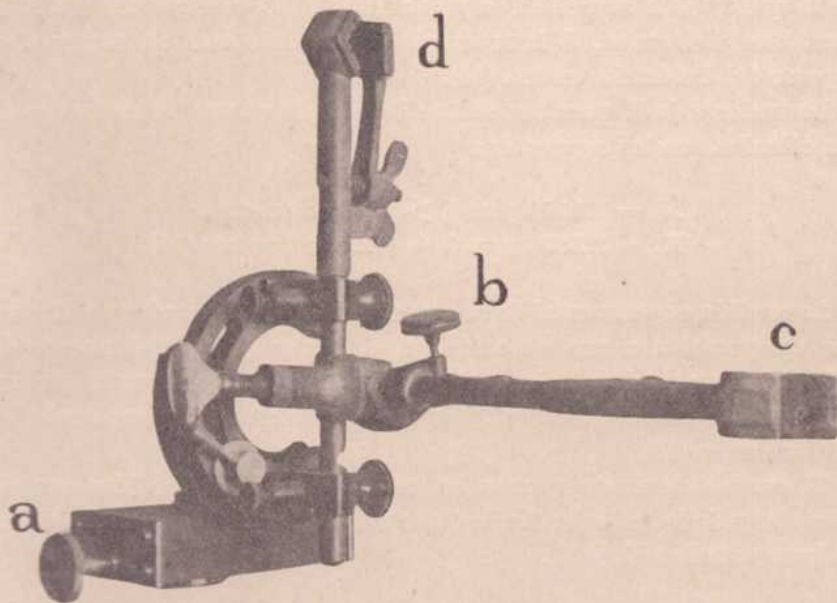


Fig. 19

a la arista refringente del prisma. Este desplazamiento se efectúa por medio de una cremallera que no se ve en la figura ;

2° Movimiento también normal al eje óptico del colimador, pero perpendicular a la arista refringente del prisma. Este movimiento se efectúa por medio del tornillo *a* ;

3° Un movimiento circular en un plano paralelo al de la hendedura. Este movimiento, que se hace por medio del tornillo *b*, está destinado a colocar el tubo deflagrador en una posición absolutamente vertical.

Por último la pinza *c* sirve para sostener el tubo deflagrador y la pinza *d* para soportar el alambre aislado que trae la corriente positiva del secundario de la bobina.

II

El cálculo de los coeficientes de capacidad del circuito eléctrico se hizo empleando la fórmula

$$Q = \frac{KS}{4\pi d} \quad (2)$$

en la que Q es la capacidad en unidades C. G. S. electroestáticas, K la constante dieléctrica, S la superficie de las armaduras en cm² y d el espesor del dieléctrico en cm. (14).

Los valores de K para la parafina líquida de que se ha hecho uso en los cálculos, son los siguientes :

$$K_1 = 2,1179 \text{ para } \lambda > 100 \text{ centímetros;} \\ K_2 = 2,3800 \text{ para } \lambda = 82 \text{ centímetros (15).}$$

La medida experimental de la capacidad del condensador se efectuó por comparación a una capacidad tipo, haciendo uso del puente de Wheatstone y empleando la corriente alternativa suministrada por un pequeño carrete de Ruhmkorff. Un receptor telefónico reemplazaba al galvanómetro (16).

El cuadro siguiente resume los resultados de las medidas experimentales y de los cálculos hechos por medio de la fórmula 2 empleando las constantes K₁ y K₂.

Ángulo de las placas	Capacidades en unidades C. G. S. electroestáticas		
	Q _m	Q ₁	Q ₂
45°	72,00	55,13	61,43
90	126,00	110,25	122,85
135	198,00	165,38	184,23
180	256,50	220,50	245,70

La comparación entre las medidas y los cálculos arroja los siguientes resultados :

Ángulo de las placas	Divergencias entre la capacidad medida Q _m y las capacidades calculadas Q ₁ y Q ₂			
	Q _m -Q ₁	Q _m -Q ₂	Q _m /Q ₁	Q _m /Q ₂
45°	16,87	10,57	1,30	1,17
90	15,75	3,15	1,14	1,02
135	32,62	13,77	1,19	1,07
180	36,00	10,80	1,16	1,04

Como se ve, las diferencias entre los valores calculados y los medidos no son grandes. En la tercera parte de este capítulo, cuando se trate lo relativo a las medidas eléctricas de alta frecuencia, explicaremos la razón de las diferencias encontradas.

La medida de los coeficientes de selfinducción de las bobinas A y B se realizó por el método que consiste en comparar, por medio del puente de Wheatstone, la selfinducción cuyo valor se busca con una selfinducción etalón.

Las fórmulas que permiten calcular los coeficientes de selfinducción son las de Maxwell y la de Perry. La primera sólo es aplicable para bobinas de una sola napa y en las cuales la relación del largo al diámetro oscila dentro de ciertos límites; la segunda fórmula (debida a Perry) da excelentes resultados en el caso de una bobina de varias napas.

La fórmula de Maxwell es la siguiente :

$$L = \frac{\pi^2 n^2 D^2}{b} \quad (3)$$

en la que L es el valor de la selfinducción en unidades C. G. S. electrodinámicas; n el número de espiras, D el diámetro de la napa y b la longitud de la bobina (*).

Para el caso de una bobina de self de varias napas se hace uso de la fórmula de Perry

$$L = \frac{N^2 a^2}{1,844a + 3,1c + 3,5b} 10^2 \quad (4)$$

en la cual L es el valor de la self en unidades C. G. S. electrodinámicas, N el número total de espiras, b la longitud de la bobina, a el radio medio y c el espesor de la capa activa (*).

Con la fórmula de Maxwell se calculó el valor de los coeficientes de self del primer circuito de las bobinas A y B y con la fórmula de Perry los demás coeficientes.

Los cuadros siguientes resumen para cada una de las bobinas los resultados de las medidas y de los cálculos.

(*) Para las medidas métricas la unidad es el centímetro.

Bobina A

Número de napas	Selfs en unidades C. G. S. electrodinámicas		Diferencia	Medido Calculado
	Medidas	Calculadas		
	1.....	0,067.10 ⁵		
1 a 2.....	0,180.10 ⁵	0,160.10 ⁵	+ 0,020.10 ⁵	1,12
1 a 3.....	0,560.10 ⁵	0,530.10 ⁵	+ 0,030.10 ⁵	1,05
1 a 4.....	1,230.10 ⁵	1,300.10 ⁵	- 0,070.10 ⁵	0,94
1 a 5.....	2,360.10 ⁵	2,670.10 ⁵	- 0,310.10 ⁵	0,88
1 a 6.....	4,500.10 ⁵	4,870.10 ⁵	- 0,370.10 ⁵	0,92
1 a 7.....	7,490.10 ⁵	8,170.10 ⁵	- 0,680.10 ⁵	0,91
1 a 8.....	12,150.10 ⁵	12,830.10 ⁵	- 0,680.10 ⁵	0,94
1 a 9.....	17,480.10 ⁵	19,190.10 ⁵	- 1,710.10 ⁵	0,91
1 a 10.....	27,000.10 ⁵	27,560.10 ⁵	- 0,560.10 ⁵	0,98
1 a 11.....	35,770.10 ⁵	38,300.10 ⁵	- 2,530.10 ⁵	0,93
1 a 12.....	49,500.10 ⁵	51,780.10 ⁵	- 2,280.10 ⁵	0,95
1 a 13.....	64,280.10 ⁵	68,400.10 ⁵	- 4,120.10 ⁵	0,94
1 a 14.....	84,370.10 ⁵	88,550.10 ⁵	- 4,180.10 ⁵	0,95
1 a 15.....	112,500.10 ⁵	112,650.10 ⁵	- 0,150.10 ⁵	0,99

Bobina B

Número de napas	Selfs en unidades C. G. S. electrodinámicas		Diferencia	Medido Calculado
	Medidas	Calculadas		
	1.....	0,560.10 ⁵		
1 a 2.....	2,360.10 ⁵	2,070.10 ⁵	+ 0,290.10 ⁵	1,14
1 a 3.....	6,410.10 ⁵	5,590.10 ⁵	+ 0,820.10 ⁵	1,14
1 a 4.....	12,480.10 ⁵	11,750.10 ⁵	+ 0,730.10 ⁵	1,06
1 a 5.....	22,500.10 ⁵	21,530.10 ⁵	+ 0,970.10 ⁵	1,04
1 a 6.....	35,140.10 ⁵	35,450.10 ⁵	- 0,310.10 ⁵	0,99
1 a 7.....	56,250.10 ⁵	54,970.10 ⁵	+ 1,280.10 ⁵	1,02
1 a 8.....	80,350.10 ⁵	81,070.10 ⁵	- 0,720.10 ⁵	0,99
1 a 9.....	112,500.10 ⁵	114,950.10 ⁵	- 2,450.10 ⁵	0,97
1 a 10.....	160,690.10 ⁵	157,890.10 ⁵	+ 2,800.10 ⁵	1,01
1 a 11.....	225,000.10 ⁵	211,250.10 ⁵	+13,750.10 ⁵	1,06
1 a 12.....	281,250.10 ⁵	276,460.10 ⁵	+ 4,790.10 ⁵	1,01

A. de Gramont (17), que ha hecho uso de la fórmula de Perry para el cálculo de las selfinducciones, ha encontrado, entre los valores medidos y los calculados, diferencias del mismo orden de grandor que las que nosotros hemos encontrado. El cuadro comparativo que sigue lo pone en evidencia.

	Medido	Calculado	$\frac{\text{Medido}}{\text{Calculado}}$
Gramont.....	3,000.10 ^s	2,600.10 ^s	1,15
Williams	2,360.10 ^s	2,070.10 ^s	1,14
Gramont.....	74,300.10 ^s	77,500.10 ^s	0,96
Williams	80,350.10 ^s	81,070.10 ^s	0,99
Gramont.....	232,400.10 ^s	253,000.10 ^s	0,91
Williams	225,000.10 ^s	211,250.10 ^s	1,06

La bobina empleada por Gramont tenía un núcleo de 30 milímetros de diámetro y 720 milímetros de largo. Los datos obtenidos por nosotros, que figuran en el cuadro precedente, se refieren a la bobina B.

Se observará que los valores calculados difieren muy poco de los valores determinados experimentalmente, hecho que demuestra que la fórmula de Perry puede ser empleada para el cálculo de los coeficientes de self haciendo innecesaria la medida experimental de los mismos.

La exactitud de la fórmula de Maxwell deja algo que desear en ciertos casos; probablemente su exactitud es función de la relación entre el diámetro y la longitud de la bobina.

En el curso de nuestras investigaciones hemos empleado los siguientes valores de capacidad y selfinducción:

Designación de los circuitos	Capacidades	Selfinducciones	Bobinas
A	—	—	—
B	126,00	—	—
B ₁	126,00	2,360.10 ^s	5A
B ₂	126,00	35,140.10 ^s	6B
B ₃	126,00	112,500.10 ^s	15A
B ₄	126,00	281,250.10 ^s	12B
B ₅	126,00	393,750.10 ^s	15A + 12B
C	256,50	—	—
C ₁	256,50	2,360.10 ^s	5A
C ₂	256,50	35,140.10 ^s	6B
C ₃	256,50	112,500.10 ^s	15A
C ₄	256,50	281,250.10 ^s	12B
C ₅	256,50	393,750.10 ^s	15A + 12B

Las abreviaciones 5A, 12B, etc., indican el número de circuitos y la bobina de que se han tomado.

III

La falta de elementos nos ha impedido realizar la medida de las self-inducciones a alta frecuencia por el método de la resonancia, medidas

que son indispensables para determinar con exactitud la longitud de onda de las oscilaciones eléctricas y la intensidad máxima de la corriente en el circuito de descarga.

Las medidas de Joye demuestran que las diferencias entre los coeficientes de selfinducción determinados a baja frecuencia por medio del puente de Wheatstone y los medidos a alta frecuencia por el método de la resonancia, son insignificantes.

Las cifras siguientes extraídas de la tesis de Joye, lo comprueban (18).

Selfs en unidades C. G. S. electrodinámicas		B - A	$\frac{B}{A}$
Baja frecuencia (B)	Alta frecuencia (A)		
0,249 . 10 ⁵	0,242 . 10 ⁵	0,007 . 10 ⁵	1,02
2,120 . 10 ⁵	2,068 . 10 ⁵	0,052 . 10 ⁵	1,02
3,720 . 10 ⁵	3,660 . 10 ⁵	0,060 . 10 ⁵	1,01

No se nos oculta que siendo completamente diferente en su construcción la bobina de self empleada por Joye (que es de una sola napa) de las empleadas por nosotros, que son de varias napas y que deben tener, por lo tanto, un coeficiente de capacidad no conocido y quizá no despreciable, el empleo de coeficientes de corrección para determinar por el cálculo los valores de la self a alta frecuencia, partiendo de los valores a baja frecuencia, no estaría justificado. A estas consideraciones hay que agregar que el orden de grandor de los coeficientes de self difiere enormemente, como se ve a continuación.

	Joye	Williams
Self mínima	0,249 . 10 ⁵	2,360 . 10 ⁵
Self máxima	3,720 . 10 ⁵	393,750 . 10 ⁵

Las selfs empleadas por Joye son respectivamente diez y cien veces menores que las empleadas por nosotros; por lo tanto, nada autoriza a suponer que para selfs de cierto orden de grandor, las diferencias entre las determinaciones a alta y a baja frecuencia se mantengan dentro de los límites que hemos mencionado.

A pesar de estas consideraciones, hemos creído interesante aplicar una fórmula empírica al cálculo de las selfs a alta frecuencia, tomando como base las determinaciones a baja frecuencia.

La fórmula es la siguiente:

$$L_a = L_b - \frac{L_b}{60} \tag{5}$$

en la que L_a es la self a alta frecuencia y L_b la self a baja frecuencia.

La aplicación de la fórmula (5) nos ha dado para los valores de las

selfinducciones que figuran en el cuadro de la página 91, los siguientes valores probables de las selfinducciones a alta frecuencia.

Designación de los circuitos	Self a alta frecuencia (probable)	Self a baja frecuencia
B ₁ y C ₁	2,321.10 ⁵	2,360.10 ⁵
B ₂ y C ₂	34,555.10 ⁵	35,140.10 ⁵
B ₃ y C ₃	110,625.10 ⁵	112,500.10 ⁵
B ₄ y C ₄	276,563.10 ⁵	281,250.10 ⁵
B ₅ y C ₅	387,188.10 ⁵	393,750.10 ⁵

Por lo que respecta a la capacidad hemos adoptado, como las cifras más cerca de la verdad para los cálculos de las características de la corriente a alta frecuencia, los valores calculados por medio de la fórmula 2, cuando se toma como valor de la constante dieléctrica $K = 2,1179$.

La razón que nos ha llevado a adoptar ese criterio es que la capacidad no es constante: ella es función de la longitud de onda; a alta frecuencia la capacidad es menor a causa de la conductibilidad del dieléctrico. Por estas consideraciones nos parece que los valores calculados por medio de una constante dieléctrica que es exacta para longitudes de onda mayores de 100 centímetros, estarán más cerca de la verdad que las determinaciones hechas a baja frecuencia por medio del puente de Wheatstone.

Las fórmulas halladas en el capítulo IV permiten calcular la longitud de onda de las oscilaciones eléctricas cuando se conocen la selfinducción y la capacidad del circuito de descarga.

Así tenemos que, en virtud de la fórmula 11 del citado capítulo,

$$\lambda = 2\pi v \frac{\sqrt{LC}}{\sqrt{1 - \frac{R^2C}{4L}}} \quad (6)$$

Cuando se expresa L en unidades electromagnéticas C. G. S. y C en unidades C. G. S. electroestáticas, la fórmula 6 da, directamente, las longitudes de onda en centímetros (19).

Joye emplea en sus cálculos la expresión simplificada

$$\lambda = 2\pi v \sqrt{LC} \quad (7)$$

que nosotros no hemos podido emplear a causa del valor del término $R^2C/4L$.

Para el cálculo de R nos hemos servido de la fórmula

$$R = \frac{\varepsilon}{\pi} \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (8)$$

en la cual λ es el valor del decrecimiento logarítmico de las oscilaciones y para el cual hemos adoptado el valor de 0,15 (20).

El cuadro siguiente resume los resultados de los cálculos.

Circuitos	Selfs	Capd.	R	R ² C/4L	λ
B ₁	2,321. 10 ³	110,25	65,63	0,51	45,323
B ₂	34,555. 10 ³	110,25	253,28	0,51	174,906
(*).....	48,675. 10 ³	110,25	300,65	0,51	207,589
B ₃	110,625. 10 ³	110,25	453,24	0,51	312,950
B ₄	276,563. 10 ³	110,25	715,78	0,51	494,828
B ₅	387,188. 10 ³	110,25	848,01	0,51	585,484
C ₁	2,321. 10 ³	220,50	46,41	0,51	64,100
C ₂	34,555. 10 ³	220,50	179,06	0,51	247,351
(*).....	48,675. 10 ³	220,50	212,55	0,51	293,572
C ₃	110,625. 10 ³	220,50	320,49	0,51	442,587
C ₄	276,563. 10 ³	220,50	506,57	0,51	699,789
C ₅	387,188. 10 ³	220,50	599,58	0,51	828,000

La figura 20 que es la representación gráfica de la variación de la longitud de onda en función de la selfinducción, posee el mismo aspecto que el gráfico obtenido por Joye (21).

Las dos curvas que hay en el gráfico corresponden a cada uno de los valores de la capacidad de que se ha hecho uso en los cálculos.

El gráfico muestra, además, que la longitud de onda crece rápidamente a medida que aumenta la selfinducción y que para iguales valores de la selfinducción, pero de capacidad distinta, la diferencia entre las respectivas longitudes de onda va aumentando a medida que aumenta la selfinducción.

La fórmula hallada en el capítulo IV para determinar la intensidad máxima de la corriente es

$$I_{\text{máx.}} = \frac{2\pi V_0 C}{\lambda} \quad (9)$$

siempre que se considere que el valor de la exponencial $e^{-\frac{R}{2L} \frac{\pi}{2} \sqrt{CL}}$ difiere muy poco de la unidad.

Para calcular el valor de I, sólo nos falta medir V_0 , pues ya conocemos los valores de C y de λ .

Joye (22) determinó los potenciales explosivos colocando en paralelo con las armaduras del condensador un deflagrador provisto de un tornillo micrométrico y de esferas de cobre perfectamente pulidas.

(*) No se han hecho uso de esos valores en nuestras experiencias.

El *modus operandi* consiste en determinar primeramente el punto de contacto de las esferas por medio de un teléfono; realizada esta operación, sepáranse las esferas a una distancia mayor de la distancia explosiva. Hechos estos preparativos, se hace funcionar el circuito oscilante en el que está montado el deflagrador y se procede a aproximar lentamente

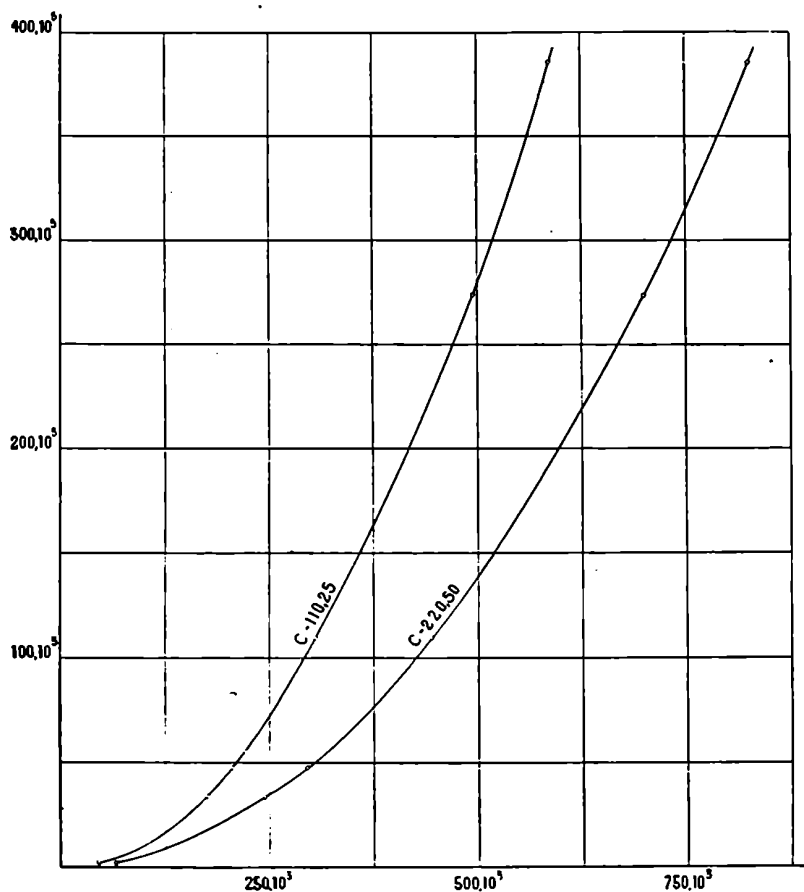


Fig. 20

las esferas hasta que estalle la chispa; se mide entonces la distancia que separa las bolas del deflagrador, y por medio de las tablas se tiene la tensión en volts.

Este método da resultados bastante exactos cuando las oscilaciones del circuito de descarga son regulares y cuando su frecuencia es del orden de 10⁶.

En nuestras experiencias, a causa de que el condensador poseía un

dieléctrico líquido, la aplicación del método precedente sólo nos ha permitido realizar algunos ensayos a fin de determinar aproximativamente los valores extremos (máximo y mínimo) del potencial explosivo en los diferentes circuitos.

El resultado de nuestras experiencias nos lleva a admitir que el potencial oscila entre un valor mínimo de 14.860 volts y un valor máximo de 32.500 volts.

Sobre esa base hemos calculado para cada circuito los límites, dentro de los cuales puede oscilar el valor de la intensidad máxima de la corriente.

El cuadro siguiente resume para todos los circuitos, excepto el A, los valores de los coeficientes de selfinducción, longitud de onda, capacidad y los límites del valor probable de la intensidad máxima de la corriente.

Circuitos	Selfinducciones en C. G. S	λ en cm.	Capacidades en C. G. S.	Límites probables de I_{max} .
B.....	$0,100 \cdot 10^5$	9.420	$110 \times 1,1 \cdot 10^{-21}$	3,61 a 7,89
B ₁	$2,321 \cdot 10^5$	45.323	$110 \times 1,1 \cdot 10^{-21}$	0,75 a 1,64
B ₂	$34,555 \cdot 10^5$	174.906	$110 \times 1,1 \cdot 10^{-21}$	0,19 a 0,42
B ₃	$110,625 \cdot 10^5$	312.950	$110 \times 1,1 \cdot 10^{-21}$	0,11 a 0,24
B ₄	$276,563 \cdot 10^5$	494.828	$110 \times 1,1 \cdot 10^{-21}$	0,07 a 0,15
B ₅	$387,188 \cdot 10^5$	585.484	$110 \times 1,1 \cdot 10^{-21}$	0,06 a 0,13
C.....	$0,100 \cdot 10^5$	13.313	$220 \times 1,1 \cdot 10^{-21}$	5,10 a 11,16
C ₁	$2,321 \cdot 10^5$	64.100	$220 \times 1,1 \cdot 10^{-21}$	1,06 a 2,32
C ₂	$34,555 \cdot 10^5$	247.351	$220 \times 1,1 \cdot 10^{-21}$	0,27 a 0,60
C ₃	$110,625 \cdot 10^5$	442.587	$220 \times 1,1 \cdot 10^{-21}$	0,15 a 0,34
C ₄	$276,563 \cdot 10^5$	699.789	$220 \times 1,1 \cdot 10^{-21}$	0,10 a 0,21
C ₅	$387,188 \cdot 10^5$	828.000	$220 \times 1,1 \cdot 10^{-21}$	0,08 a 0,18

En el caso de los circuitos B y C se ha supuesto para los cálculos que la selfinducción propia del circuito tenía por valor $0,100 \cdot 10^5$ C. G. S. Las intensidades se hallan expresadas en unidades C. G. S.

En resumen, los cálculos que hemos efectuado para determinar las constantes eléctricas a alta frecuencia, si bien no están exentos de toda crítica, permiten tener una idea del orden de grandor de las mencionadas magnitudes.

Por otra parte, al analizar en los capítulos pertinentes los resultados obtenidos por nosotros en los espectros del Cd, Zn y Cu, los compararemos con las conclusiones a que llega Joye respecto de los mismos, teniendo presente los respectivos valores de la intensidad máxima de la corriente.

IV

1. A. DE GRAMONT, *Ann. Ch. et Phys.* (8) tomo XVII, página 446. 1909.
2. JOYE, Thèse, página 78.
3. JOYE, Thèse, página 79.
4. F. KLINGELFUSS, *Ztschr. f. elektr.-chem.*, tomo VII, página 642. 1901.
5. JOYE, Thèse, página 98.
6. *Le Radium*, tomo V, página 222. 1908.
7. HEMSALECH, Thèse, página 23.
8. NÉCULCÉA, Thèse, página 118.
9. GRAMONT, Memoria citada, página 442.
10. A. DELACHANAL y A. MERMET, *Comptes rendus*, tomo LXXIX, página 800, 1874 ; y tomo LXXXI, página 726, 1875.
11. W. CROOKES, *Proc. R. Soc.*, tomo LXXII, página 298. 1903.
12. A. DE GRAMONT, *Comptes rendus*, tomo CXLV, página 1170. 1907.
13. H. KAYSER, *Handbuch der Spectroscopie*, tomo I, página 216.
14. O. D. CHWOLSON, *Traité de physique*, tomo IV, 1^{er} fascículo, página 108.
15. LANDOLF BORNSTEIN, *Physikalisch-chemische tabellen*.
16. O. D. CHWOLSON, Obra citada, tomo IV, 1^{er} fascículo, página 375.
17. GRAMONT, Memoria citada, página 442.
18. JOYE, Thèse, página 102.
19. JOYE, Thèse, página 90.
20. J. ZENNECK, *Les oscillations électromagnétiques et la télégraphie sans fil*, tomo I, página 368. París, 1908.
21. JOYE, Thèse, página 103.
22. JOYE, Thèse, página 105.

CAPÍTULO VI

ACCIÓN DE LOS FACTORES ELÉCTRICOS EN LA ESTRUCTURA DE LOS ESPECTROS

I. Acción de la selfinducción en los espectros eléctricos. Investigaciones de Hemsalech, Berndt y Néculcá. — II. Experiencias de Joye. Influencia de la intensidad máxima de la corriente de descarga. — III. Experiencias de Gramont. Rayas últimas. — IV. Acción de la presión sobre las rayas espectrales. — V. Conclusiones. Clasificación de las rayas espectrales. — VI. Bibliografía.

I

En el capítulo IV han sido descritas las experiencias de Hemsalech y de otros físicos referentes a la constitución de la chispa eléctrica, y algunas aplicaciones de estas experiencias en el dominio de la espectroscopia. Queda entonces por relatar los resultados que se han obtenido en el dominio de la espectroscopia propiamente dicha.

Según las experiencias de Schuster y Hemsalech (1) que, como se ha visto, han sido confirmadas por otras en las que se han utilizado idénticos o distintos dispositivos experimentales, la chispa eléctrica ordinaria (condensada) está constituida por tres partes :

a) La descarga inicial que da nacimiento al trazo luminoso, cuya temperatura es muy elevada. Esta descarga no produce vapor metálico. El espectro que emite el trazo luminoso es el espectro de líneas del aire, si bien algunos metales suelen producir el espectro de bandas del ázoe. Schenk, cuya memoria hemos analizado en el capítulo IV, llega a la misma conclusión ;

b) Algunas oscilaciones rápidas que se producen en la aureola, pero cuya duración es mucho menor que la duración de la incandescencia de ella. Según Hemsalech, es la primera oscilación la que produce la casi totalidad del vapor metálico. Esta parte de la descarga eléctrica produce las rayas metálicas de alta temperatura. A análoga conclusión llega Schenk ;

c) La aureola propiamente dicha, que produce las rayas espectrales de baja temperatura, conclusión que también ha sido confirmada por Schenk.

El espectro de la chispa ordinaria (clasificación de Hemsalech) se compone entonces del espectro del aire y del espectro del metal.

Schuster y Hemsalech han demostrado además que el espectro del aire (producido por el trazo luminoso) sólo dura un tiempo infinitamente corto, y que después que él se extingue aparece el espectro del metal, que es visible por un tiempo más largo.

Por otra parte, el espectro del metal se compone de rayas largas y de rayas cortas, siendo las últimas las rayas de alta temperatura y las primeras las de baja temperatura, según la hipótesis térmica de Lockyer.

Cuando la descarga del condensador se hace oscilante, mediante la intercalación de una bobina de selfinducción en el circuito, el espectro cambia de aspecto y se observan los siguientes fenómenos, que describiremos separadamente para hacer resaltar la relación que guardan con los de la descarga condensada.

a) El espectro del aire se debilita y acaba por desaparecer, lo que indica que el trazo luminoso disminuye de intensidad y termina por desaparecer para un cierto valor de la selfinducción;

b) De una manera general se puede decir que las rayas de alta temperatura producidas, según Hemsalech, por el paso de algunas oscilaciones rápidas en el vapor metálico, se debilitan y aun desaparecen cuando aumenta la selfinducción;

c) Las líneas espectrales que tienen su origen en la aureola y que son las de baja temperatura, son influenciadas por la selfinducción en sentido contrario a las rayas de alta temperatura, es decir, que son reforzadas.

Tal es, en líneas generales, el comportamiento de los diferentes espectros de la chispa eléctrica.

Hemsalech ha estudiado en su tesis la acción de la selfinducción en los espectros de chispa de los siguientes metales: Fe, Mn, Co, Ni, Cd, Zn, Mg, Al, Sb, Sn, Bi, Pb, Cu y Ag en la región espectral comprendida entre 5700 U. A. y 3550 U. A., aproximadamente.

El examen de los resultados experimentales obtenidos ha llevado al mencionado físico a dividir los metales estudiados en dos grupos.

El primer grupo está constituido por los metales cuyos espectros de chispa son muy ricos en rayas, las cuales son en su mayoría fuertes y netas. Constituyen este grupo el Fe, Mn, Co y Ni.

Las chispas producidas entre electrodos de estos metales poseen una aureola de gran volumen; cuando la descarga es oscilante, el vapor metá-

lico tiene tiempo de difundirse entre los electrodos y formar así un puente conductor para las oscilaciones, cuya energía puede utilizarse entonces para calentar o excitar de cualquier otra manera el vapor metálico que constituye la aureola.

Por estas consideraciones Hemsalech asimila la chispa oscilante, entre electrodos de los metales mencionados, a un arco eléctrico; y efectivamente, el examen de los cuadros numéricos de los espectros de los metales del grupo de hierro muestra que las rayas que son intensas en el arco son débiles en la chispa ordinaria, lo que trae como consecuencia que sean reforzadas por la selfinducción. En cambio las líneas que son fuertes en la chispa se debilitan por la acción de la selfinducción.

El segundo grupo en que Hemsalech divide los metales cuyos espectros ha estudiado, está constituido por el Cd, Zn, Mg, Al, Sb, Sn, Bi, Pb, Cu y Ag.

Las características que presentan los espectros de estos metales a la acción de la selfinducción son muy diferentes de las que presentan los espectros del primer grupo y pueden resumirse así: Las rayas espectrales se debilitan por la inserción de una selfinducción, a pesar de que la mayoría de ellas son también fuertes en los espectros de arco.

Hemsalech (2) clasifica las rayas espectrales en tres clases, de acuerdo con la acción que sobre ellas tiene la selfinducción.

La primera clase comprende las rayas espectrales que disminuyen rápidamente de intensidad cuando aumenta la selfinducción. Forman esta clase las líneas del aire y las líneas de alta temperatura de los espectros metálicos (rayas cortas).

La segunda clase abarca las líneas que se debilitan lentamente por la acción de la selfinducción. Constituyen esta clase las rayas que son muy brillantes en la chispa condensada y que en el arco son también visibles.

Forman la tercera clase las rayas que bajo la influencia de la selfinducción comienzan por disminuir de intensidad, alcanzan un mínimo, después aumentan hasta llegar a un máximo, para después volver a disminuir. Estas rayas son débiles en la chispa y fuertes en el arco.

La hipótesis que Hemsalech plantea para explicar la razón de ser de los cambios que se producen en los espectros de chispa por la acción de la selfinducción, será analizada en el capítulo referente a las teorías espectrales.

La tesis de Berndt (3), que no nos ha sido posible obtener, estudia la acción de la selfinducción en los espectros ultravioletas de los siguientes metales: Cd, Ag, Zn, Al, Sn, Cu, Pb, Fe y Pt.

Hemsalech (4) dice que los resultados obtenidos por Berndt difieren de los obtenidos por él, a causa de que las selfinducciones empleadas por

este último eran pequeñas (la más fuerte no pasaba de 0,006 henry).

Por otra parte le critica, a nuestro juicio con razón, el haber empleado un lente cilíndrico para proyectar la imagen de la fuente luminosa sobre la hendidura del colimador, método que impide distinguir las rayas largas de las rayas cortas.

Por último, la tesis de Néculcéa es un complemento de la de Hemsalech, puesto que estudia los espectros de la descarga oscilante entre 2700 U. A. y 2000 U. A.

Néculcéa (5) formula las siguientes conclusiones, que están en su mayor parte de acuerdo con las ya mencionadas de Hemsalech.

La selfinducción actúa de una manera muy intensa, en la región extrema ultravioleta de los espectros de chispa del Cd, Zn, Ta, Pb, Bi, Sn, Sb, Cu, Ag, T y Fe.

Las rayas de los espectros mencionados pueden ser clasificadas en grupos análogos a los propuestos por Hemsalech.

Las tres clases de rayas (clasificación de Hemsalech) pueden existir separadamente en los espectros estudiados. La primera y la segunda clase son las más frecuentes; la tercera es rara.

Por último, la acción de la selfinducción sobre la estructura y la intensidad de las líneas espectrales puede servir para demostrar la existencia de relaciones armónicas entre las diferentes rayas de un mismo espectro.

Respecto a las relaciones que pueden existir entre las series de Kayser y Runge y la acción de la selfinducción, las opiniones de Hemsalech y Néculcéa están divididas, si bien es cierto que el primero formula sus conclusiones con cierta reserva.

Hemsalech ha encontrado que las rayas de las series de Kayser y Runge pertenecen en su mayoría a la segunda clase; por otra parte, gran número de rayas del manganeso pertenecen a la tercera clase.

Por su parte Néculcéa concluye que las rayas de las series de Kayser y Runge pertenecen muy a menudo a la primera clase y aun a la tercera. Los dobletes de Rydberg y los tripletes de Kayser pertenecen, en su mayoría, a la segunda clase.

Berndt en una memoria publicada en 1909 (6), trata de refutar las objeciones que le formula Hemsalech (a las que adhiere Néculcéa), haciendo presente que las selfinducciones utilizadas por Néculcéa son de un valor menor de las que él ha usado y que Hemsalech se ha limitado a calcular las selfinducciones y no las ha medido.

Berndt pretende, por otra parte, demostrar que las divergencias existentes entre sus resultados y los obtenidos por Néculcéa se pueden explicar admitiendo como principio que la intensidad luminosa de la chispa eléctrica disminuye con el aumento de la selfinducción; como con-

secuencia de este fenómeno, es necesario, para obtener resultados comparables, aumentar el tiempo de exposición a medida que aumenta el coeficiente de selfinducción del circuito.

Basado en esas consideraciones, Berndt ha empleado en sus experiencias diferentes tiempos de exposición para obtener los espectrogramas, con el propósito de conseguir que el ennegrecimiento de la placa fuese siempre el mismo.

Considera Berndt, que para decidir si una raya ha desaparecido de un espectro o si simplemente su intensidad luminosa, muy débil, no le permite imprimirse en un tiempo de exposición determinado, es necesario hacer una serie de espectrogramas en los cuales se mantenga constante el producto del tiempo de exposición por la intensidad luminosa de la chispa.

J. de Kowalski y P. B. Huber (7), al estudiar la acción de la selfinducción en los espectros de las aleaciones, han observado que la acción de la self es más pronunciada, cuando se trata de electrodos en metal puro, que cuando se trata de electrodos constituidos por una aleación. Además, las líneas espectrales que no desaparecen son las mismas para las diversas aleaciones.

Nutting (8) ha realizado también algunas investigaciones sobre los espectros de las aleaciones y la acción de la selfinducción, con el objeto de poder efectuar análisis cuantitativos.

II

P. Joye, en su tesis (9), trata de explicar las divergencias existentes entre los trabajos de Hemsalech y Néculcá con los de Berndt, introduciendo el concepto de la variación de la intensidad máxima de la corriente como causa de la aparición y desaparición de las rayas espectrales.

Este concepto es evidentemente más general, puesto que en las anteriores investigaciones sólo se ha considerado como factor de acción la selfinducción, mientras que por la fórmula 14 del capítulo IV, usada por Joye, se tienen en cuenta otros factores (capacidad, potencial, etc.) del circuito eléctrico, además del factor selfinducción.

Los espectros eléctricos estudiados por Joye comprenden los de los siguientes metales: Cd, Zn, Sn, Pb, Cu, Ag, Ni y Pt. Además, la acción de la selfinducción en cada uno de esos espectros ha sido determinada, produciendo la descarga en el seno de dos gases distintos: oxígeno e hidrógeno.

Joye establece como resultante de sus investigaciones las siguientes conclusiones generales:

a) Salvo una excepción, las líneas de los espectros del Cd, Zn, Sn y Pb se pueden dividir en dos clases: rayas comunes al arco y a la chispa y rayas que sólo están presentes en los espectros de chispa. Sea cual fuere el gas ambiente, las líneas del arco son poco afectadas por la disminución de la intensidad de la corriente; lo contrario sucede con las rayas específicas de la chispa;

b) Las series de Kayser y Runge y las relaciones armónicas pueden, en los espectros de algunos metales, servir de fundamento a una clasificación de las líneas. Los tripletes del Zn y del Cd pertenecen al arco;

c) Los espectros del cobre y de la plata poseen grandes analogías. La división en líneas de arco y líneas de chispa es insuficiente para clasificar las rayas espectrales de estos metales, según su comportamiento ante la disminución de la intensidad de la corriente. La misma observación puede hacerse respecto del espectro del níquel;

d) La clasificación de Hemsalech es insuficiente y en parte inexacta. Joye no ha encontrado ninguna raya que aumente de intensidad con el aumento de selfinducción;

e) El espectro del oxígeno disminuye de brillo cuando disminuye la intensidad de la corriente; varias rayas del oxígeno persisten cuando ya han desaparecido algunas rayas metálicas;

f) La intensidad de la corriente es 2,3 más grande en el O que en el H. Las líneas espectrales, por su parte, guardan entre sus intensidades una relación análoga.

Sin embargo, *para los mismos valores de la intensidad de la corriente*, hay líneas que han desaparecido en el O y que aún están presentes en el H. Los gases tienen, entonces, *una influencia específica* en la intensidad y otras características de las líneas espectrales metálicas;

g) En el hidrógeno las líneas espectrales son más netas, más finas y menos intensas que en el oxígeno.

Los metales a punto de fusión elevado (Cu, Ag, Pt y Ni) tienen pocas líneas que subsisten para una débil intensidad de corriente en el hidrógeno, es decir, que la mayoría de sus líneas espectrales deja de aparecer cuando la intensidad máxima de la corriente queda debajo de un cierto valor límite. Lo contrario sucede con los metales a punto de fusión bajo (Zn, Cd, Pb y Sn).

III

A. de Gramont ha efectuado interesantes investigaciones sobre los espectros de los minerales y de las sales metálicas. Estos espectros, llamados por Gramont espectros de disociación (10), poseen notables características.

La chispa condensada disocia los compuestos dando un espectro de líneas, en el cual cada elemento componente se halla representado por las rayas características de su espectro individual. Los compuestos conductores o volatilizables dan los espectros de los metales y metaloides que los componen.

El conjunto del espectro producido es la superposición de los espectros de líneas de los cuerpos componentes.

Cuando se hace uso de la chispa sin condensador exterior (chispa ordinaria), los espectros de los metaloides desaparecen y no quedan sino las rayas de baja temperatura de los metales. En algunos casos, sobre todo cuando se trata de sales, se observan bandas debidas a los óxidos metálicos.

El empleo de la descarga oscilante ha permitido a Gramont aportar nuevos progresos al estudio de los espectros de disociación (11). Ha observado que el empleo de selfinducciones de valor creciente produce la desaparición de las rayas del aire, después comienza la desaparición de las líneas características de los metaloides, algunas de las cuales desaparecen antes que la selfinducción haya actuado en los espectros de los metales.

« El empleo de la selfinducción permite, — dice Gramont, — una separación analítica de los elementos y una simplificación progresiva de sus espectros que es ciertamente ventajosa en las investigaciones químicas. »

Las investigaciones realizadas por Gramont se hallan descritas, a más de la referencia bibliográfica que ya se ha hecho, en su tesis (12) y en dos memorias importantes (13). En esas publicaciones se hallan mencionadas las diferentes notas aparecidas en los *Comptes rendus* sobre el mismo tema.

El concepto de rayas últimas que ha sido introducido en la espectroscopia por Gramont se funda en el hecho de que el débil porcentaje de un cuerpo simple en un compuesto puede manifestarse, del punto de vista del análisis espectral, de dos maneras diferentes: por un espectro persistente, pero reducido a algunas líneas importantes, o por un espectro pasajero o irregular (14).

Las rayas últimas están caracterizadas por tres condiciones fundamentales (15): resisten sin desaparecer la intercalación de selfinducciones fuertes en el circuito de descarga (0,025 henry a 0,1 henry); están presentes en los espectros de arco; finalmente, figuran en los espectros de llama de alta temperatura: soplete oxiídrico y cono azul de la llama del Bunsen.

Por esta breve enumeración de sus propiedades se ve que las rayas últimas son aquellas que tienen su origen en los centros de emisión de baja temperatura.

Finalmente Gramont (16) ha aplicado sus investigaciones sobre las rayas últimas a la distribución de esas líneas espectrales en el espectro de las diferentes regiones del sol y también a la constitución de los espectros estelares.

Las rayas últimas han sido determinadas por Gramont para la mayoría de los cuerpos simples y de ellas se hará mención en los cuadros numéricos de los espectros estudiados en esta tesis.

Hartley y Moss (17) han tratado de saber si las rayas últimas dependen del modo de producción del espectro. También han tratado de determinar las proporciones relativas que es necesario alcanzar para que cada metal produzca su espectro último; y sobre este punto han logrado establecer, entre otros, el siguiente resultado: tomando el níquel por unidad, se tiene que para el estaño es necesaria una proporción cien veces mayor, mientras que el potasio sólo necesita una proporción 8/10000 veces menor.

Por lo que respecta al espectro de líneas del aire, Hartley y Moss han observado que con algunos metales el espectro desaparece y con otros no.

Pollok y Leonard también han realizado experiencias con análogos fines, sirviéndose de soluciones salinas y empleando electrodos de oro y chispas débilmente condensadas (18).

IV

En el capítulo IV se han mencionado las investigaciones de Humphreys referentes a la acción de la presión sobre la longitud de onda de las líneas espectrales.

En sus investigaciones Humphreys (19) sólo se ha ocupado de los espectros de arco y ha formulado respecto de la acción de la presión una serie de conclusiones, de las que sólo mencionaremos las principales.

El desplazamiento de las líneas espectrales es directamente proporcional a la presión y se hace siempre hacia el extremo rojo del espectro. Las líneas de un mismo carácter de un elemento (series) sufren desplazamientos idénticos.

El desplazamiento de las líneas espectrales es una función periódica de los pesos atómicos de los elementos.

Las líneas de los espectros de bandas no son influenciadas por la presión.

Duffield (20) ha examinado el fenómeno descrito por Humphreys en los espectros de arco del Fe, Cu, Ag y Au, y ha llegado a conclusiones análogas.

En sus dos últimas memorias sobre el tema ya mencionado, Hum-

phreys (21) se ha ocupado también de estudiar la acción de la presión sobre el ancho y sobre la inversión de las rayas espectrales.

Por lo que respecta a las relaciones existentes entre la acción de la presión y el fenómeno de Zeemann, el autor ya citado concluye que las líneas más afectadas por la acción del campo magnético son también las más influenciadas por la presión.

R. Rossi (22) ha publicado una serie de memorias sobre la acción de la presión en los espectros de arco y ha llegado a establecer una serie de conclusiones que confirman y completan las establecidas por Humphreys.

Según Rossi, la intensidad de las líneas espectrales es afectada en distintos grados por la acción de la presión: disminuye, aumenta o permanece estacionaria. La naturaleza del gas en que se produce el arco no parece tener influencia específica en el fenómeno.

La acción de la presión suele aumentar el ancho de las líneas espectrales, ensanchamiento que es simétrico en unos casos y asimétrico en otros.

Por último, no parece existir conexión entre el fenómeno de Zeemann y la acción de la presión. Se ha encontrado que la separación magnética es proporcional al cuadrado de la longitud de onda, y en cambio todavía no se ha hallado relación análoga entre el desplazamiento por la presión y longitud de onda.

Los espectros de bandas que sufren la acción del campo magnético son también influenciados por la presión.

H. G. Gale y W. S. Adams (23) han tratado de determinar las relaciones entre la presión y el desplazamiento de las rayas espectrales. Han encontrado que para el Fe $\Delta\lambda$ es proporcional λ^3 ; para el titano $\Delta\lambda$ es proporcional a λ^2 ; y finalmente para el calcio $\Delta\lambda$ es proporcional a λ . En resumen: parece que la relación entre el desplazamiento y la presión depende del lugar ocupado por el metal en la clasificación de Mendeleeff.

En una segunda memoria (24) los mismos autores han estudiado los espectros del hierro y del titano a diversas presiones (2, 4, 6, 12 y 16 atmósferas) y han comprobado algunas de las conclusiones, ya mencionadas, establecidas por Rossi.

Gale y Adams han encontrado además algunas relaciones nuevas que merecen mencionarse.

Las líneas del espectro del hierro se reparten en cuatro grupos del punto de vista de las relaciones entre la magnitud del cambio de la longitud de onda y la presión; es decir, que dentro de cada uno de esos grupos los desplazamientos parecen proporcionales a los cubos de las longitudes de onda. Además las relaciones entre el fenómeno de Zeemann y la presión son valaderas dentro de los grupos en que, según hemos visto, se dividen las líneas del espectro del hierro.

Por lo que respecta al espectro de chispa del titano, los autores citados han encontrado que cuando la descarga se produce en una atmósfera de hidrógeno, las líneas reforzadas son más influenciadas por la presión que cuando la descarga se produce en el aire o en el oxígeno. Los desplazamientos de las líneas pertenecientes al espectro de chispa del titano son más grandes que los correspondientes a las líneas del arco, correspondiendo las mayores diferencias a las líneas reforzadas.

A. S. King (25) ha estudiado los efectos de la presión en los espectros producidos por el horno eléctrico. Las consecuencias que deduce de sus experiencias concuerdan en gran parte con los resultados de Humphreys, Rossi y otros.

Por lo que respecta a la explicación teórica del fenómeno se han planteado diversas teorías que reposan en las diferentes hipótesis de la constitución del átomo.

Fitz Gerald (26) y Larmor (27) asimilan el átomo a un oscilador electromagnético y deducen de esta hipótesis que la causa del desplazamiento de las líneas espectrales se debe al acrecentamiento del poder inductor específico producido por la presión.

Richardson (28) atribuye el fenómeno a la reacción que producen sobre el átomo emisor las vibraciones forzadas, producidas en los átomos vecinos por la acción electrostática del átomo emisor.

Por su parte Humphreys atribuye el desplazamiento a la existencia de un campo magnético establecido entre las moléculas, el cual actúa por efecto Zeemann.

Sanford, en una memoria publicada en 1912 (29), después de analizar las diferentes teorías, se declara partidario de la sostenida por Fitz Gerald y Larmor, basándose para ello en la relación que guarda el efecto de la presión con algunas constantes de los cuerpos simples (constante de refracción, volumen atómico, etc.).

Finalmente Havelock (30), después de un examen crítico de las diferentes teorías, demuestra que todas ellas conducen a valores muy pequeños con respecto a los valores observados. Sugiere, además, que se pueden producir efectos de la misma naturaleza por la influencia mutua de los átomos del vapor metálico, cuando están suficientemente próximos, opinión que tiene muchos puntos de contacto con la teoría, ya mencionada, de Richardson.

Por este breve análisis de las investigaciones realizadas en esta parte de la espectroscopia se ve que existe, de una manera indudable, una acción de la presión sobre la longitud de onda de las líneas espectrales.

Este fenómeno del desplazamiento de las rayas espectrales ha llevado a varios experimentadores, cuyas investigaciones relataremos, a estudiar si a causa de la diferencia de presión que debe existir entre

el arco y la chispa, la longitud de onda de una misma línea en ambas fuentes de energía es diferente.

Exner y Haschek (31) han observado, al determinar las longitudes de onda de los espectros de los elementos, que la diferencia entre las longitudes de onda de una misma raya en el arco y en la chispa llegaba hasta 0,5 U. A. Teniendo en cuenta las experiencias de Humphreys y atribuyendo esas divergencias a la presión existente en la chispa eléctrica, Exner y Haschek estiman que la presión en el seno de la chispa eléctrica oscila alrededor de 25 atmósferas.

Haschek y Mache (32) han tratado de determinar directamente la presión, por medio de un manómetro fijado al recipiente en que se producía la descarga. En esas experiencias observaron que cada vez que se producía la descarga, el manómetro acusaba un repentino aumento de presión, que se debía, según los mencionados autores, a la descarga eléctrica. Las presiones cuyos valores fueron determinados, eran sin embargo mucho más grandes que las que acusaban las diferencias entre las longitudes de onda, correspondientes a una misma línea en los espectros de arco y de chispa.

Según los mismos autores (33), la presión en la chispa pasa por un máximo cuando la capacidad del circuito aumenta.

Eder y Valenta (34) no han encontrado en el curso de sus investigaciones sobre los espectros de los elementos, las divergencias que dicen haber hallado Exner y Haschek.

En el espectro del titanio, Kent (35) ha encontrado divergencias entre las longitudes de onda de las líneas del arco y las de la chispa, pero éstas no pasaban de 0,04 U. A. para las líneas en que Exner y Haschek encontraban 0,15 U. A.

Middlekauff (36) no ha encontrado cambio alguno en el caso de los espectros de chispa del hierro. Y Keller (37) sostiene que los cambios en la posición de las líneas espectrales se deben a la manera como se proyecta la luz sobre la rendija del colimador.

Cooper (38), de cuya memoria nos hemos servido para hacer la breve reseña histórica que antecede, ha observado que aumentando la intensidad de la chispa, elevando el amperaje en el primario del transformador, no se produce ningún desplazamiento de las líneas espectrales, salvo el desplazamiento aparente debido a una inversión asimétrica. Observa también que no hay diferencias apreciables entre las longitudes de onda de las líneas espectrales correspondientes a los espectros del arco y de la chispa.

Kilby (39) llega a las mismas conclusiones.

V

Las experiencias de Hemsalech, Berndt, Néculcéa, Joye y Gramont muestran que la selfinducción tiene una acción indiscutible sobre la estructura de los espectros eléctricos.

Las divergencias entre los trabajos de esos autores provienen, en nuestra opinión, de las diferencias existentes en las características de los circuitos eléctricos que se han empleado.

Joye ha intentado explicar las divergencias existentes entre los trabajos de los mencionados experimentadores, considerando no la acción de la selfinducción, sino la influencia de la variación de la intensidad máxima de la corriente en el circuito de descarga. La fórmula que permite calcular este factor es la siguiente:

$$I_{\text{máx}} = \frac{2\pi V_0 C}{\lambda}.$$

En ella figuran: el potencial de la descarga, la capacidad del circuito y la longitud de onda de las oscilaciones eléctricas; magnitud esta última que es función de la selfinducción. Como se ve, la ecuación anterior tiene en cuenta todos los factores del circuito eléctrico.

Las experiencias de Joye, consideradas con el fin de conciliar las divergencias entre los trabajos de Berndt con los de Hemsalech y Néculcéa, tienen varios defectos, uno de ellos, a nuestro juicio, muy importante.

Joye ha producido las chispas eléctricas en recipientes cerrados y en dos gases diferentes (oxígeno e hidrógeno), siendo de advertir que tanto el oxígeno como el hidrógeno eran cuidadosamente desecados antes de llegar al recipiente en que se producía la descarga; en cambio los otros experimentadores han hecho uso de chispas que estallaban en el aire, sin encerrar los electrodos dentro de un recipiente y estando por lo tanto a la merced de las variaciones higrométricas o de todo otro orden que el aire ambiente pudiera sufrir. Este hecho es digno de tenerse presente, porque como hemos visto en la parte primera del capítulo IV, el estado higrométrico del aire influye en las características eléctricas de la descarga, y no es extraño por lo tanto que también tenga acción en la estructura del espectro.

Además Joye, en sus conclusiones (40), afirma que el gas ambiente ejerce una influencia específica en la desaparición y variación de intensidad de las líneas espectrales. Luego, de acuerdo con esa conclusión, sólo resultarían comparables los resultados obtenidos en el hidrógeno y oxígeno con los obtenidos en el aire, en el caso en que se hubieran emplea-

do intensidades de corriente idénticas, y aún así sólo se pondría en evidencia la influencia del gas ambiente y no la acción de la intensidad máxima de la corriente de descarga.

Nos parece entonces aventurado pretender explicar, con resultados obtenidos en diferentes gases y en otras condiciones, las divergencias que existen entre los trabajos de experimentadores, que no solamente no han realizado las medidas eléctricas a alta frecuencia, sino que también, — y esto es lo importante, ateniéndose a lo que dice Joye sobre la influencia específica del gas ambiente, — han producido las descargas eléctricas en el aire y no en los gases que ha usado Joye en sus experiencias.

Hubiera sido más conveniente, a los fines del estudio comparativo entre las investigaciones de Hemsalech y Néculcéa con las de Berndt, que Joye hubiera extendido sus investigaciones a la descarga en el aire.

Por todos esos motivos opinamos que, sin desconocer la precisión y método con que han sido llevadas a cabo las experiencias de Joye, ellas deben ser completadas a fin de establecer los resultados que produce la variación de la intensidad de la corriente cuando la descarga se produce en el aire. Tendremos así una base irreprochable, gracias al concepto de la acción de la intensidad máxima de la corriente, para hacer comparaciones entre los diversos resultados que se han publicado respecto de la acción de los factores eléctricos en la estructura de los espectros.

También será interesante conocer las diferencias que existen entre los espectros producidos con una misma intensidad de corriente, pero con diferentes selfinducciones y capacidades, lo que es posible teniendo presente la fórmula tantas veces mencionada.

Hemsalech, de acuerdo con el comportamiento de las líneas espectrales a la acción de la selfinducción, las ha clasificado en tres clases. Esta clasificación ha sido aceptada por Néculcéa, pero no por Joye que la considera incompleta e insuficiente.

Sin embargo Hemsalech, Néculcéa y Joye coinciden en afirmar que la acción de ciertos factores eléctricos (aumento de la selfinducción, es decir, disminución de la intensidad de la corriente) afectan profundamente las líneas espectrales características de la chispa, y de una manera poco pronunciada las líneas características del arco o comunes al arco y a la chispa.

Los resultados obtenidos por Gramont y que hemos descripto ya son una confirmación de los trabajos de Hemsalech y otros.

El argumento alegado por Berndt para explicar las divergencias entre sus trabajos y los de otros experimentadores carece de base científica.

Cuando se estudia la acción de un factor determinado sobre un fenómeno físico, deben mantenerse constantes los otros factores que pueden influir en el fenómeno, a fin de poder determinar con precisión la acción del factor que varía. Por eso el hecho de aumentar el tiempo de exposición cuando aumenta la selfinducción, como lo aconseja Berndt, implica un error de método, debido a que no permite aislar con nitidez el efecto producido por la selfinducción.

Todos los demás experimentadores que se han ocupado de este asunto han empleado un único tiempo de exposición, elegido de tal manera que siempre fuese suficiente para la total impresión de las líneas espectrales.

Las experiencias que hemos relatado referentes a la acción de la presión sobre el desplazamiento de las rayas espectrales, prueban que esa acción existe y, además, que ella guarda interesantes relaciones con la clasificación periódica de los elementos y el fenómeno de Zeemann.

En cambio la prueba experimental de la variabilidad o de la constancia de la longitud de onda de las líneas espectrales, debida al modo de producción de los espectros, no se ha llegado a establecer todavía.

Estas investigaciones necesitan además de un cuidado meticuloso y un material de alta precisión, el establecimiento de etalones de longitud de onda de una precisión del orden de 0,001 U. A. No hay que olvidar que la inversión asimétrica de las líneas espectrales puede dar lugar a un cambio aparente en la longitud de onda, como lo hacen notar Cooper y Kayser (41).

La clasificación de las líneas espectrales en tres clases, hecha por Hemsalech, nos parece conveniente reemplazarla por otra basada en la relación de las intensidades de las líneas en el arco y en la chispa.

Tendríamos entonces como base de la clasificación la relación

$$\frac{I_c}{I_a} = R$$

en la cual I_a es la intensidad en el arco e I_c la intensidad en la chispa. Esta base de clasificación nos lleva a dividir las líneas espectrales en cinco clases.

1ª clase. — La primera clase satisface a la condición $R = 1$ y está formada por las líneas de igual intensidad en el arco y en la chispa.

2ª clase. — Esta clase obedece a la condición $R < 1$ y está formada por las líneas espectrales cuya intensidad en el arco es mayor que en la chispa.

3ª clase. — Esta clase la constituyen las líneas espectrales que tienen como condición $R > 1$ y que por consiguiente son más intensas en la chispa que en el arco.

4ª y 5ª clases. — Estas clases, que responden a las condiciones $R = 0$ y $R = \infty$, están constituidas por las rayas específicas del arco y de la chispa respectivamente.

Las relaciones entre la clasificación que acabamos de plantear y la propuesta por Hemsalech serán analizadas particularmente para los espectros del Cu, Cd, Zn, Mg y Mn en los capítulos pertinentes.

El cuadro siguiente muestra las relaciones entre nuestra clasificación con la de Hemsalech y con la propuesta por Schenk para las líneas del espectro del cadmio (42).

	Hemsalech	Schenk
1ª clase.....	2ª y 3ª clase	»
2ª —	3ª clase	Clase A
3ª —	2ª clase	Clase B
4ª —	3ª clase	»
5ª —	1ª clase	Clases A y B

No se nos oculta que la clasificación que proponemos tiene un fundamento un tanto empírico.

Uno de los puntos débiles de la técnica espectrográfica es la determinación de las intensidades relativas de las rayas espectrales, y precisamente nuestra clasificación se basa en la relación de las intensidades de las líneas en el arco y en la chispa; siendo de notar además que, en algunos de los espectros que hemos estudiado, las intensidades respectivas de los espectros del arco y de la chispa no han sido determinadas por el mismo experimentador, hecho que suele traer ciertas divergencias en los valores de R. En los capítulos referentes a la exposición de nuestros resultados experimentales haremos la aplicación práctica de la clasificación.

VI

1. HEMSALECH, Thèse, página 128.
2. HEMSALECH, Thèse, página 51.
3. BERNDT, ver número 42 de la bibliografía del capítulo I.
4. HEMSALECH, Thèse, página XI.
5. NÉCULCÉA, Thèse, página 213.
6. BERNDT, *Phys. Ztschr.*, año XI, página 28. 1909.
7. J. DE KOWALSKI y P. B. HUBER, *Comptes rendus*, tomo CXLII, página 994. 1906.
8. P. C. NUTTING, *Astrophys. Journ.*, tomo XXII, página 131. 1905.
9. P. JOYE, ver bibliografía capítulo I, número 43.
10. A. DE GRAMONT, *Analyse spectrale* (apéndice al tomo I del *Traité d'analyse chimique* de Post y Neumann), página 1290.
11. A. DE GRAMONT, *Ann. Ch. et Phys.* (8), tomo XVII, página 439. 1909.

12. A. DE GRAMONT, *Analyse spectrale directe des minéraux*. París, 1895.
13. A. DE GRAMONT, *Ann. Ch. et Phys.* (8), tomo XVII, página 437, 1909; y *J. de Phys.*, 5, tomo I, página 169, 1911.
14. A. DE GRAMONT, *Comptes rendus*, tomo CXLIV, página 1101. 1907.
15. A. DE GRAMONT, Apéndice, etc., página 1291.
16. A. DE GRAMONT, *Comptes rendus*, tomo CL, páginas 37 y 154. 1910.
17. W. N. HARTLEY y H. W. MOSS, *Proc. R. Soc.*, tomo LXXXVII, página 38. 1912.
18. J. H. POLLOK, *Proc. R. Soc.* (Dublín), tomo XI, páginas 217, 229 y 257. 1907.
19. W. J. HUMPHREYS, *Astrophys. Journ.*, tomo II, página 114, 1896; tomo IV, página 175 y página 249, 1896; y tomo VI, página 169. 1897.
20. DUFFIELD, *Trans. R. Soc.* (A.), tomo CCVIII, página 111, 1908; tomo CCIX, página 205, 1908; y tomo CCXI, página 33, 1911.
21. W. J. HUMPHREYS, *Astrophys. Journ.*, tomo XXIII, página 233, 1906; y tomo XXVI, página 19, 1907.
22. R. ROSSI, *Proc. R. Soc.*, tomo LXXXII, página 518, 1909; tomo LXXXIII, página 414, 1910; *Phil. Mag.* (6), tomo XXI, página 499, 1911; *Astrophys. Journ.*, tomo XXXIV, página 21, 1911.
23. H. G. GALE y W. S. ADAMS, *Phys. Rev.*, tomo XXXIV, página 78. 1912.
24. H. G. GALE y W. S. ADAMS, *Astrophys. Journ.*, tomo XXXV, página 10. 1912.
25. A. S. KING, *Astrophys. Journ.*, tomo XXXIV, página 37, 1911; y tomo XXXV, página 183, 1912.
26. G. F. FITZGERALD, *Astrophys. Journ.*, tomo V, página 210. 1897.
27. J. LARMOR, *Astrophys. Journ.*, tomo XXVI, página 120. 1907.
28. RICHARDSON, *Phil. Mag.* (6), tomo XIV, página 557. 1907.
29. F. SANFORD, *Astrophys. Journ.*, tomo XXXV, página 1. 1912.
30. T. H. HAVELOCK, *Astrophys. Journ.*, tomo XXXV, página 304. 1912.
31. F. L. COOPER, *Astrophys. Journ.*, tomo XXIX, página 362. 1909.
32. F. L. COOPER, *idem, idem*, página 362.
33. HASCHKE y MACHE, *Astrophys. Journ.*, tomo XIX, página 351. 1904.
34. H. KAYSER, *Handbuch der Spectroscopie*, tomo II, página 308.
35. KENT, *Astrophys. Journ.*, tomo XIV, página 201. 1901.
36. MIDDLEKAUFF, *Astrophys. Journ.*, tomo XXI, página 116. 1905.
37. KELLER, *Zeit. für Wiss. Phot.*, tomo IV, página 209. 1906.
38. F. L. COOPER, *Astrophys. Journ.*, tomo XXIX, página 329. 1909.
29. C. M. KILBY, *Astrophys. Journ.*, tomo XXX, página 263. 1909.
40. JOYE, Thèse, página 191.
41. KAYSER, *Zeit. für Wiss. Phot.*, tomo V, página 304. 1907.
42. Capítulo IV, página 76.

CAPÍTULO VII

DETERMINACIÓN DE LAS CARACTERÍSTICAS DE LAS LÍNEAS ESPECTRALES

I. Técnica fotográfica. — II. Determinación de las longitudes de onda. — III. Criterios adoptados para determinar la intensidad y la estructura de las líneas espectrales. — IV. Bibliografía.

En los capítulos III y V hemos descrito la técnica empleada para la instalación y determinación de las constantes del espectrógrafo y de los aparatos eléctricos; quedan ahora por describir los procedimientos que hemos seguido para la obtención de los espectrogramas y para la determinación de las características de las rayas espectrales.

I

Hemos hecho uso de las siguientes clases de placas : Lumière (etiqueta azul y etiqueta violeta); Seed ortocromáticas antihalo, y Allochrome, de Wraten y Wainwright. Las diversas clases de placas tienen su uso señalado según la estructura de su superficie sensible, la rapidez de su emulsión y la sensibilidad que presentan a las diversas radiaciones.

De acuerdo con ese criterio hemos empleado las placas Lumière (etiqueta azul) y las Allochrome de Wraten y Wainwright para graduar el espectrógrafo; las placas Seed, debido a la fineza de su emulsión, se usaron para obtener los espectrogramas destinados a las medidas; y por último las placas Lumière (etiqueta violeta) han sido las que más se han empleado en estas investigaciones para obtener los espectrogramas destinados a estudiar la acción de la selfinducción y de los demás factores del circuito eléctrico; sin embargo, en la región comprendida entre 4650 U. A. y 5100 U. A. nos hemos visto obligados a usar las placas Allochrome de Wraten y Wainwright, a causa de la defectuosa sensibilidad de las placas Lumière (etiqueta violeta).

El revelador empleado es el clásico revelador normal a la hidroquinona y al metol, que responde a la fórmula siguiente :

Agua destilada	1000,0 c. c.
Carbonato de sodio cristalizado . .	100,0 gr.
Sulfito de sodio anhidro	50,0 »
Bromuro de potasio	1,5 »
Hidroquinona	12,0 »
Metol	1,5 »

El tiempo de exposición ha sido en todos los casos el mismo para la misma clase de placas e idéntico ancho de la abertura del colimador. Así, por ejemplo, para las placas Lumière etiqueta violeta, el tiempo de exposición ha sido siempre de 6 minutos para una hendedura de 15 milésimos de milímetro ; para las demás placas que poseen todas ellas una sensibilidad casi igual, el tiempo de exposición ha sido de 25 minutos, en todos los casos.

El tiempo de exposición fué precisado después de una serie de ensayos destinados a determinar un tiempo de exposición, que sin ser excesivamente largo, fuera más que suficiente para permitir la impresión de todas las líneas presentes en el espectro.

La duración de la revelación y la concentración del revelador se determinaron también después de prolijos ensayos. Todas las placas han sido reveladas en la obscuridad con el revelador ya mencionado diluído en su volumen de agua ; el tiempo de revelación fué en todos los casos, 2' 30' ; la temperatura del baño fué siempre $17^{\circ} \pm 1^{\circ}$.

A pesar de las precauciones tomadas, las placas Lumière etiqueta violeta presentan, muy a menudo, un ligero velo, que no perjudica en nada la nitidez de los espectrogramas.

En la región espectral que hemos explorado, las placas Allochrome de Wraten y Wainwright presentan una sensibilidad equivalente a las placas ortocromáticas de Lumière y de Seed. Las placas de Lumière etiqueta azul y, sobre todo, las de etiqueta violeta tienen una sensibilidad atenuada en la región comprendida entre 4600 U. A. y 5100 U. A., aproximadamente.

Por último, cada espectrograma tiene siete espectros que corresponden a los circuitos A, B, B₁, B₂, B₃, B₄ y B₅ o a los circuitos A, C, C₁, C₂, C₃, C₄ y C₅. El espectro correspondiente al circuito A se repite siempre para que sirva de espectro de comparación.

Como hemos visto en el capítulo V, el funcionamiento del tubo fulgurador sólo es regular durante diez minutos ; es preciso entonces, al hacer cada fotografía, cambiar la solución y limpiar el alambre de platino. Esta operación es indispensable no sólo para permitir que el deflagrador

funcione regularmente, sino también para ponerse al abrigo de ciertas causas de error, de las que nos ocuparemos más adelante.

II

La determinación de las longitudes de onda en el caso de espectrogramas obtenidos por medio de la dispersión prismática comprende dos operaciones esenciales: primera, determinación de las distancias lineales entre las rayas espectrales; segunda, transformación de las cotas en longitudes de onda por medio de fórmulas que reposan en los conceptos enunciados en el capítulo II.

En algunos espectrógrafos contruidos por Hilger, la determinación de las longitudes de onda se hace directamente por medio una escala graduada en longitudes de onda, la que se imprime en la placa fotográfica conjuntamente con el espectro que se observa. Este método sólo da resultado en el caso de espectros poco complejos o para la identificación de las rayas notables en los espectros complejos.

El método clásico para la determinación de las cotas exige el empleo de una máquina de medir, cuyas características de construcción la hacen semejante a la máquina de dividir, en la cual se ha reemplazado el aparato encargado de hacer los trazos por un microscopio de observación.

Se puede hacer uso también, para determinar las longitudes de onda, del comparador de Zeiss (1), pero en este caso el modo de operar es distinto, a causa de que este aparato se funda en un principio diferente.

En resumen, los aparatos destinados a medir los espectrogramas se componen de un banco, de un tornillo micrométrico, de un microscopio (provisto de un retículo en cruz de San Andrés) y de una platina portaplacas. En algunos modelos el microscopio es fijo, y la platina, solidaria del tornillo micrométrico, recibe los movimientos de éste, lo que permite hacer desfilas el espectro en el campo del microscopio; en otros modelos la platina forma parte integrante del banco, y entonces el microscopio va montado en el tornillo micrométrico (2).

Como la máquina de dividir no sólo debe permitir la medida de los espectrogramas, sino también su examen (cuando hay varios en una misma placa), el microscopio o la platina deben estar provistos de un movimiento normal al eje del tornillo micrométrico, lo que permite observar los distintos espectros de una misma placa.

La máquina de medir de Kayser (3) posee un teclado que permite al observador ir anotando en un rollo de papel, análogo al del telégrafo Morse, la posición y la intensidad de las líneas espectrales.

El aparato que hemos empleado para medir los espectrogramas posee características especiales que lo diferencian de los modelos comúnmente conocidos y posee cualidades dignas de ser analizadas con algún detalle, para poderlo comparar con los otros instrumentos.

El aparato cuya descripción vamos a hacer fué construido en 1913 en

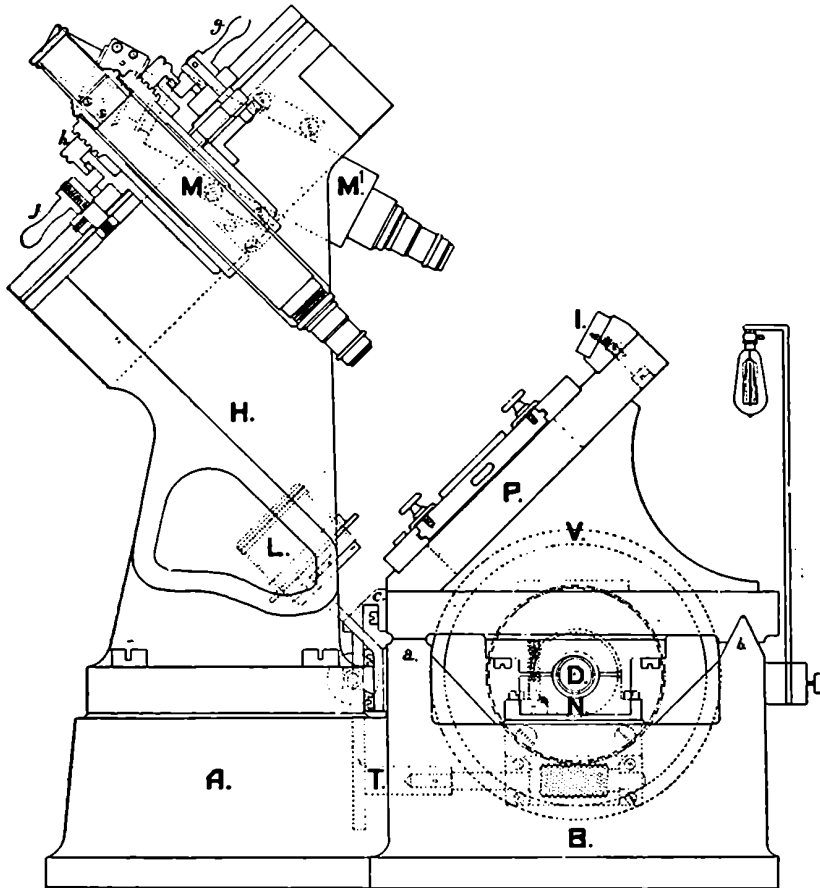


Fig. 21

los talleres de Jobin en París. Una de sus características esenciales es el dispositivo para determinar las fracciones de milímetro, debido a que carece de tornillo micrométrico.

Para facilitar la descripción del aparato (fig. 21), describiremos por separado las diferentes partes que lo forman: banco, soporte de los microscopios, microscopios y platina.

El banco B, que tiene un largo fútil de 700 milímetros, posee una sa-

liencia A donde va fijado el pilar H que soporta los microscopios; tiene además dos correderas *a* y *b* (una plana y otra triangular) destinadas a facilitar el desplazamiento de la platina P sobre el banco.

Una regla de bronce *c*, cuyo cero se puede hacer variar dentro de ciertos límites, sirve para contar los milímetros; una lupa L facilita las lecturas. Todos estos detalles se hallan de manifiesto en las figuras 21 y 22.

El tornillo D sirve para hacer correr la platina en el sentido de su largo. El movimiento rápido se obtiene por el volante V y el lento por el tornillo sin fin T. Un tornillo que no se ve en la figura 21 hace que sólo se pueda ejecutar uno u otro de los movimientos.

El largo del tornillo D es tal que permite hacer correr la platina de un extremo a otro del banco.

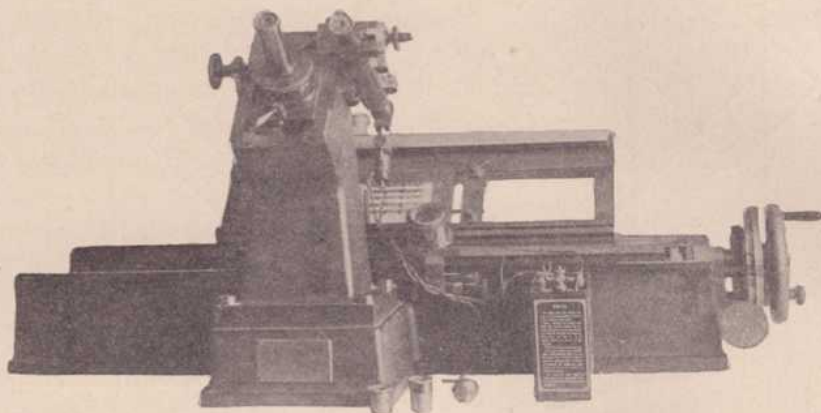


Fig. 22

La platina portaplaacas P está inclinada para permitir que los microscopios M y M' también lo estén, lo que disminuye la fatiga del operador y evita el empleo de prismas. Dos pinzas *p* (una sola de las cuales se ve en la figura 21) sirven para fijar sólidamente la placa y evitar que se produzcan desplazamientos que harían imposibles las medidas.

El tornillo D se atornilla en la nuez N que tiene la platina en su parte media, el tornillo *n* sirve para regular la presión entre ambas piezas y evitar que haya juego o exceso de ajuste.

La platina lleva además una placa de opalina que tiene por objeto enviar sobre la placa fotográfica que se observa, la luz difusa proveniente de una lámpara eléctrica colocada detrás del aparato.

Por último la platina lleva uno de los órganos más importantes del aparato, la regla Invar I, dividida en cuartos de milímetro; la regla está fijada en la parte superior de la platina y en una posición tal que el eje del microscopio M' es normal a su superficie.

El pilar H soporta el microscopio de observación M y el microscopio M' destinado a hacer las lecturas en la regla Invar.

El microscopio de observación provisto de un retículo en cruz de San Andrés, tiene un objetivo y tres oculares, combinación óptica que permite obtener aumentos de 10, 20 y 30 diámetros. Una montura helicoidal *h* permite realizar el enfoque; una vez puesto en foco el microscopio se traba el movimiento helicoidal por medio de la palanca *q*.

Otro tornillo que se halla a la izquierda del pilar (fig. 22), permite el desplazamiento del microscopio en un sentido perpendicular al movimiento de la platina. Este movimiento se bloquea por medio de la palanca *j*.

El microscopio M' destinado a determinar las fracciones de milímetro hasta 1/200 por medio de la regla Invar, se halla fijado al pilar, a la derecha del microscopio de observación. Su inclinación es tal que su eje

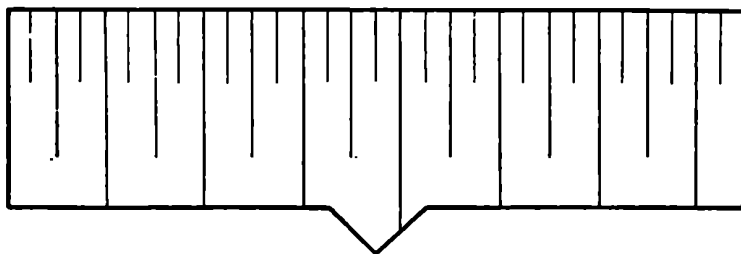


Fig. 23

óptico es normal a la superficie de la regla Invar. La combinación óptica de este microscopio da un aumento de 10 diámetros.

El microscopio M' posee un micrómetro ocular que responde al modelo clásico (4), cuyas características son las siguientes: el paso del tornillo es de un cuarto de milímetro, el tambor graduado está dividido en cincuenta partes, lo que permite hacer las lecturas con una precisión de 1/200 de milímetro y en algunos casos llevar la precisión hasta 1/400 de milímetro, debido a que la graduación del tambor permite que se aprecie fácilmente la mitad de cada división. Hay además un diafragma que se puede desplazar en el sentido horizontal y que limita el campo visual en la forma que lo indica la figura 23, en la cual se pueden ver además las tres clases de divisiones de la regla Invar; las largas que indican los milímetros, las medianas que indican los medios milímetros y las cortas que señalan los cuartos de milímetro.

El micrómetro ocular está provisto de dos retículos paralelos a las divisiones de la regla Invar; uno de los cuales es simple y el otro doble. En el curso de nuestras medidas sólo nos hemos servido del retículo

doble que permite encuadrar las divisiones de la regla Invar y hacer, debido a ello, más preciso el *pointage*.

El microscopio M' tiene en su objetivo un prisma de reflexión total, el cual iluminado por una pequeña lámpara eléctrica, envía un haz de luz sobre la regla Invar, lo que permite efectuar las lecturas con comodidad.

Para determinar las cotas de los espectrogramas es necesario efectuar las siguientes operaciones :

a) Se hace coincidir el 0 de la regla de bronce con el 0 de la regla

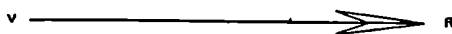


Fig. 24

Invar y el 0 del microscopio de lectura. No es indispensable que así sea, pero se debe tratar de hacerlo para no introducir complicaciones en los cálculos. En resumen, es indispensable que estén determinados sin ambigüedad los puntos de partida de la regla de bronce, de la regla Invar y del tambor del micrómetro ocular ;

b) Una vez determinados los ceros de las reglas, se fija la placa y se comienza a hacer desfilir el espectro, determinando las cotas de las rayas espectrales que pasan por el campo del microscopio de observación.

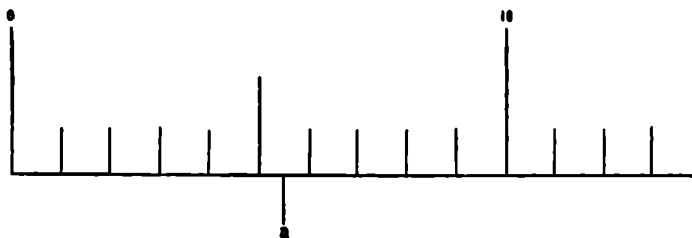


Fig. 25

En todos los casos los espectrogramas han sido colocados de manera a empezar su medición según lo muestra la figura 24, es decir, que corresponden a las longitudes de onda mayores las cotas pequeñas y viceversa. El microscopio, como es sabido, invierte este movimiento.

Una vez hecho el *pointage* de una raya por medio del retículo del microscopio, es necesario proceder a la lectura de las escalas para determinar la cota.

La lectura en la regla de bronce nos indica, por ejemplo, que la cota tiene un valor comprendido entre 5 y 6 milímetros (fig. 25).

La lectura en la regla Invar nos dará a conocer el valor de la fracción que habrá que agregar a 5 milímetros para tener la cota exacta.

La determinación de la fracción que hay que agregar a 5 milímetros se efectúa de la manera siguiente: Estando en 0 el tambor del tornillo micrométrico, observamos en el campo del microscopio de medida (fig. 26) que el retículo a se halla situado entre las divisiones $n + 0,50$ y $n + 0,75$ (n en este caso representa 5 milímetros). Estando entonces el retículo entre las divisiones 5,50 y 5,75, el valor de x será

$$0,50 < x < 0,75$$

o bien

$$x = 50 + y.$$

Sólo falta determinar el valor de y , lo que se consigue actuando sobre

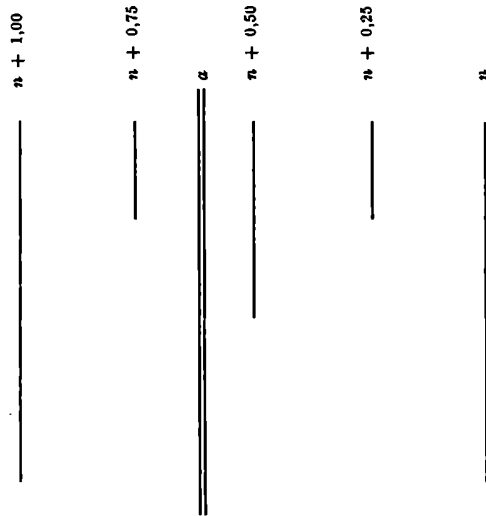


Fig. 26

el tornillo micrométrico de manera que la división $n + 0,50$ quede encuadrada por el retículo a ; se tiene, por ejemplo, que el tambor marca 22; y como una división corresponde a 0,005 milímetros, se tendrá que y es igual a 0,11 milímetros.

En resumen, la cota definitiva se obtendrá haciendo las siguientes operaciones:

Lectura de la regla de bronce.....	$5 + x$
Lectura de la regla Invar.....	$x = 50 + y$
Lectura en el tambor del microscopio.....	$y = 22 \text{ div.} = 0,11$

Sumando se tiene $5,00 + 0,50 + 0,11 = 5,61$, que es la cota buscada.

En la práctica al hacer la determinación de las cotas de una placa se

obtienen, como resultado de cada medida, series de tres cifras que corresponden la primera a los milímetros, la segunda a las fracciones 0,00, 0,25, 0,50 y 0,75 determinadas por medio de la regla Invar, sin mover el retículo del microscopio, y por último la tercera representa las fracciones de milímetro, menores de 0,25, determinadas por medio del tambor del tornillo micrométrico.

Para transformar las cifras así obtenidas en fracciones de milímetro, es decir, hacer la operación que acabamos de efectuar, hemos construido tablas correspondientes, respectivamente, a los valores 0,00, 0,25, 0,50 y 0,75 de las divisiones de la regla Invar para todos los valores de las divisiones del tambor del ocular micrométrico, es decir, de 0,5 hasta 49,5.

El cuadro siguiente indica la forma como se han construido las tablas.

Divisiones del tambor	Divisiones de la regla Invar			
	0,00	0,25	0,50	0,75
0,5	0,0025	0,2525	0,5025	0,7525
1,0	0,0050	0,2550	0,5050	0,7550
...
25,0	0,1250	0,3750	0,6250	0,8750
...
49,5	0,2475	0,4975	0,7475	0,9975

Tales son, en resumen, las características y el modo de operar del aparato que nos ha servido para determinar las cotas de los espectrogramas. Nos resta ahora hacer algunas consideraciones comparativas entre los diversos aparatos destinados a medir espectrogramas.

Los aparatos que están provistos de un tornillo micrométrico en el cual va montada la platina o el microscopio, tienen varios defectos: primero, los errores debidos al juego del tornillo, ya sea por mala fabricación o por el uso; estos errores aumentan cuando se trata de hacer medidas en sentidos contrarios para efectuar comprobaciones; segundo, la construcción de un tornillo micrométrico de 250 a 350 milímetros de largo es una operación delicada y muy difícil de realizar, si se quiere obtener un tornillo cuyos errores no salgan de ciertos límites. En cambio estos aparatos tienen la ventaja de que sólo hay que hacer un *pointage* para cada línea espectral, lo que no sucede con el aparato Jobin, en el que hay que hacer dos *pointages*, como hemos visto.

El aparato que hemos empleado tiene varias ventajas: primera, el tornillo que hace marchar la platina no juega ningún papel en la exactitud de las medidas, lo que evita errores debidos a la irregularidad del tornillo y al juego de éste; segundo, en este aparato aunque hay que tener presentes los errores que tenga la graduación de la regla Invar, una vez

que ellos están determinados no hay que preocuparse del juego del tornillo ni de su desgaste. Los errores que pueda introducir el tornillo micrométrico del ocular del microscopio M' son insignificantes, dada la relativa facilidad de fabricar un tornillo corto exento de errores.

La desventaja que tiene el aparato que hemos empleado es la necesidad de hacer dos *pointages* para cada línea espectral, *pointage* de la raya espectral y *pointage* de una división de la regla Invar. Más adelante analizaremos las causas de error en el *pointage* de las rayas espectrales.

Entramos ahora a exponer la segunda etapa de la determinación de las longitudes de onda, es decir, la transformación de las cotas obtenidas por medio de la máquina de medir en longitudes de onda, gracias a las fórmulas deducidas de la teoría de la dispersión.

Las fórmulas de que se hace uso para transformar las cotas en longitudes de onda son la de Gibbs (5) y la de Cornu-Hartmann (6).

La fórmula de Gibbs deriva de la ecuación de Cauchy referente a la dispersión de la luz.

Si para las longitudes de onda λ_1 , λ_2 y λ_3 se conocen las cotas n_1 , n_2 y n_3 correspondientes, se tendrán, en virtud de la fórmula de Cauchy, las siguientes ecuaciones:

$$\begin{aligned} n_1 &= A + B\lambda_1^{-2} \\ n_2 &= A + B\lambda_2^{-2} \\ n_3 &= A + B\lambda_3^{-2} \end{aligned} \tag{1}$$

y eliminando las constantes A y B, se tendrá

$$\frac{n_1 - n_2}{n_2 - n_3} = \frac{\lambda_1^{-2} - \lambda_2^{-2}}{\lambda_2^{-2} - \lambda_3^{-2}}; \tag{2}$$

despejando λ_1 , λ_2 y λ_3 respectivamente, se tendrá

$$\begin{aligned} \lambda_1^2 &= \frac{n_3 - n_2}{(n_3 - n_1)\lambda_2^{-2} + (n_2 - n_1)\lambda_3^{-2}} \\ \lambda_2^2 &= \frac{n_3 - n_1}{(n_3 - n_1)\lambda_3^{-2} + (n_3 - n_2)\lambda_1^{-2}} \\ \lambda_3^2 &= \frac{n_2 - n_1}{(n_3 - n_1)\lambda_2^{-2} + (n_3 - n_2)\lambda_1^{-2}} \end{aligned} \tag{3}$$

ecuaciones que permiten calcular λ cuando se conocen las longitudes de onda de dos líneas vecinas y las cotas (n_1 , n_2 y n_3) de las líneas que sirven de referencia y de la línea cuya longitud de onda se busca. Con esta fórmula se puede en ciertos casos hacer cálculos por extrapolación.

La fórmula de Gibbs que puede ser útil en ciertos casos, ofrece en la práctica el inconveniente de exigir cálculos largos y más complicados que los de la fórmula Cornu-Hartmann.

Fórmula de Cornu-Hartmann (6). Esta fórmula que fué establecida por Cornu en 1880 y por Hartmann en 1898, con pequeñas variantes, se deduce (según Cornu) en la siguiente forma:

Considerando que la curva de dispersión sea un hipérbolo, se tendrá

$$(y - a)(x - b) = c^2. \quad (4)$$

Si se toman como variables la dispersión prismática D y la longitud de onda λ y se designa a las constantes a y b por las letras D_0 y λ_0 se tendrá

$$(D - D_0)(\lambda - \lambda_0) = c^2. \quad (5)$$

Hartmann, en lugar de considerar la dispersión prismática D , considera la distancia que hay entre las rayas; la fórmula 5 se convierte entonces en la siguiente:

$$(s - s_0)(\lambda - \lambda_0) = c^2, \quad (6)$$

en la que s es la distancia lineal y s_0 una constante.

Como se ve, las fórmulas 5 y 6 son idénticas, como bien lo dice Néculcéa (7).

El valor de λ deducido de la fórmula 6 es la siguiente:

$$\lambda = \lambda_0 + \frac{c^2}{(s - s_0)} \quad (7)$$

ecuación en la que hay que determinar tres constantes s_0 , λ_0 y c^2 .

Desarrollando la ecuación 6, se tiene

$$s\lambda - s\lambda_0 - s_0\lambda + s_0\lambda_0 - c^2 = 0; \quad (8)$$

y haciendo $s_0\lambda_0 - c^2 = -K$, se tiene:

$$s\lambda_0 + s_0\lambda + K = s\lambda. \quad (9)$$

Si se toman tres rayas espectrales suficientemente vecinas cuyas longitudes de onda λ_1 , λ_2 y λ_3 sean conocidas con precisión y se determinan las cotas s_1 , s_2 y s_3 a partir de un punto de origen cualquiera, se tendrán tres ecuaciones análogas a la 9, substituyendo en ellas s y λ por s_1 y λ_1 , s_2 y λ_2 y s_3 y λ_3 .

$$\begin{aligned} s_1\lambda_0 + s_0\lambda_1 + K &= s_1\lambda_1 \\ s_2\lambda_0 + s_0\lambda_2 + K &= s_2\lambda_2 \\ s_3\lambda_0 + s_0\lambda_3 + K &= s_3\lambda_3. \end{aligned} \quad (10)$$

Este sistema de tres ecuaciones se reduce por sustracción a un sistema de dos ecuaciones con dos incógnitas:

$$\begin{aligned} s_1\lambda_1 - s_2\lambda_2 &= (s_1 - s_2)\lambda_0 + (\lambda_1 - \lambda_2)s_0 \\ s_2\lambda_2 - s_3\lambda_3 &= (s_2 - s_3)\lambda_0 + (\lambda_2 - \lambda_3)s_0 \end{aligned} \quad (11)$$

El sistema de ecuaciones 11 permite calcular s_0 , λ_0 y c^2 , se tiene:

$$s_0 = \frac{s_1(\lambda_1 - \lambda_2)(s_3 - s_2) - s_3(\lambda_2 - \lambda_3)(s_2 - s_1)}{(\lambda_1 - \lambda_2)(s_3 - s_2) - (\lambda_2 - \lambda_3)(s_2 - s_1)} \quad (12)$$

$$c^2 = \frac{(\lambda_1 - \lambda_3)(s_1 - s_0)(s_3 - s_0)}{(s_3 - s_1)} \quad (13)$$

$$\lambda_0 = \lambda_1 - \frac{c^2}{s_1 - s_0} = \lambda_2 - \frac{c^2}{s_2 - s_0} = \lambda_3 - \frac{c^2}{s_3 - s_0}. \quad (14)$$

Procediendo de la misma manera se han calculado las constantes que figuran en la página 54 y que han permitido determinar los valores de la derivada $d\varphi/d\lambda$.

La aplicación práctica de la fórmula Cornu-Hartmann comprende varias operaciones que pasamos a describir.

La primera operación que es necesario efectuar para calibrar un espectrógrafo consiste en la obtención de un espectro tipo cuyas líneas sean fácilmente identificables con los espectros que traen los atlas.

El espectro que se utilizó fué el producido por la descarga condensada entre electrodos de aleación Eder. La capacidad empleada fué de 0,0027 microfarads y la selfinducción de $2,360.10^5$ C. G. S.

Obtenidos los espectrogramas correspondientes a cada región del espectro se les comparó, a objeto de identificar sus principales líneas, con el espectro obtenido con un espectrógrafo a prisma de cuarzo que figura en el atlas de Eder y Valenta (8).

Obtenida la identificación de cierto número de líneas se eligen las necesarias para determinar las constantes, teniendo presente que las longitudes de onda de las líneas entre las cuales se interpola, por medio de la fórmula 7, no deben diferir de más de 300 a 350 U. A. Esta restricción se debe a que la ecuación 7 representa una línea recta y por tal razón sólo es aplicable en espacios restringidos, en los que la curva que representa la dispersión prismática se confunde con una recta. La figura 27 que representa la curva de dispersión de nuestro espectrógrafo entre 3403,74 U. A. y 2748,68 U. A., muestra esto de una manera evidente.

Entre los puntos 1 y 3 hay 121,32 U. A. de diferencia y la recta que los une casi se confunde con la curva de dispersión; entre los puntos 3 y 5 hay 307,67 U. A. y la recta se separa bastante de la curva; y finalmente, entre los puntos 5 y 7 hay 232,07 U. A. y la diferencia entre

la recta y la curva es menos pronunciada que entre los punto 3 y 5.

Es evidente además que, a medida que se avanza en el ultravioleta, los tripletes que sirven de referencia pueden tomarse más espaciados, a causa de que en esas regiones la dispersión del cuarzo coincide, en el límite de los errores experimentales, con una recta.

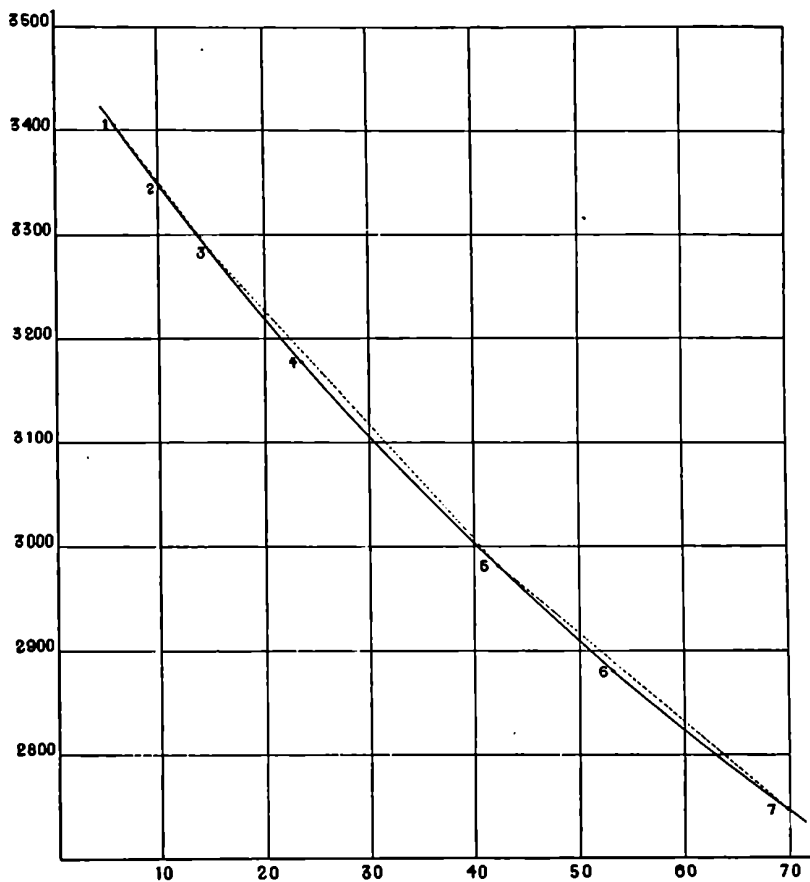


Fig. 27

Después de algunos ensayos elegimos como *repères* las líneas que figuran en el cuadro siguiente, en el cual figuran además los siguientes datos : primero, número de unidades Angstrom que abarca cada triplete ; segundo, diferencia en milímetros de las cotas correspondientes a las rayas que limitan cada triplete ; tercero, longitud de onda media del triplete ; cuarto y último, error cometido en la determinación de la longitud de onda, suponiendo que el *pointage* de las rayas se haga con un error máximo de $\pm 0,01$ milímetro.

Tripletes	λ	$\lambda_1 - \lambda_3$	$s_3 - s_1$	$\frac{\lambda_1 + \lambda_3}{2}$	E
I {	Cd 5086,06	} 407,72	9,85	4882,0	0,41
	Cd 4800,10				
	Cd 4678,34				
II {	Cd 4678,34	} 291,30	8,705	4532,0	0,33
	N 4447,30				
	Pb 4387,04				
III {	Pb 4387,04	} 329,04	12,03	4222,0	0,27
	Pb 4245,42				
	Pb 4058,00				
IV {	Pb 4058,00	} 317,72	14,635	3899,0	0,21
	N 3995,30				
	Pb 3740,28				
V {	Pb 3740,28	} 167,25	9,275	3656,0	0,18
	Pb 3639,72				
	Pb 3573,03				
VI {	Pb 3573,03	} 227,58	14,95	3459,0	0,15
	Cd 3467,05 *				
	Zn 3345,45 **				
VII {	Cd 3403,74	} 121,32	9,010	3343,0	0,13
	Zn 3345,45 **				
	Zn 3282,42				
VIII {	Zn 3282,42	} 301,67	27,420	3131,0	0,11
	Pb 3176,62				
	Cd 2980,75				
IX {	Cd 2980,75	} 232,07	27,505	2865,0	0,08
	Cd 2880,88				
	Cd 2748,68				
X {	Cd 2748,68	} 190,46	28,920	2653,0	0,065
	Pb 2663,27				
	Zn 2558,20				
XI {	Zn 2558,20	} 164,27	30,855	2476,0	0,05
	Pb 2476,49				
	Pb 2393,93				
XII {	Pb 2393,93	} 249,48	64,125	2269,0	0,038
	Cd 2265,13				
	Cd 2144,45				

* Media del doblete : 3467,77, 3466,35.

** Media del doblete : 3345,71, 3345,20.

Entre los tripletes que elegimos para el cálculo de las longitudes de onda, figura uno que abarca 407,72 U. A.; lo hicimos así por tratarse de una región en la que había pocas rayas que medir, las que además eran sobrado características.

T	s_0	λ_0	e^2
I.....	— 87,805	1035,36	356.502,82518
II.....	— 84,349	1227,95	325.730,66958
III.....	— 74,965	1494,47	271.106,157528
IV.....	— 75,212	1439,02	277.617,22274
V.....	— 74,638	1408,02	280.019,01495
VI.....	— 81,031	1279,26	311.336,768076
VII....	—189,107	656,92	535.596,19614
VIII....	—159,872	1058,05	388.735,461372
IX.....	—167,585	978,69	420.223,955066
X.....	—249,715	876,49	478.028,074656
XI.....	—262,020	815,10	516.927,809287
XII.....	—322,562	866,27	501.893,435736

Determinadas las constantes de cada uno de los tripletes, las que figuran en el cuadro anterior, se procedió a medir los espectros de los diversos metales estudiados en esta tesis.

Es evidente que al determinar las cotas de las líneas espectrales se determinaba también la estructura de las líneas y su intensidad, de acuerdo con los procedimientos y criterios que se expondrán en la tercera parte de este capítulo.

Para calcular las longitudes de onda, una vez determinadas las cotas de las líneas de cada espectro, se puede proceder de dos maneras; se construyen curvas y se hace una interpolación gráfica o se resuelve para cada línea del espectro la ecuación

$$\lambda = \lambda_0 + \frac{e^2}{(s - s_0)}$$

Optamos por el segundo método que nos parece el más práctico cuando se dispone de una máquina de calcular.

La manera como se llevan a cabo las distintas operaciones es la siguiente: determinadas las cotas por los procedimientos que hemos descrito, se dividen éstas en tantos grupos como tripletes hay, según el cuadro de la página 127; se procede después a calcular sucesivamente los valores de $s - s_0$, $\frac{e^2}{s - s_0}$ y finalmente el de λ .

La exactitud de las medidas de las longitudes de onda depende del aparato empleado para determinar las cotas y de la estructura de las rayas espectrales.

Hemos visto que el aparato destinado a medir las cotas puede introducir tres causas de error: una proveniente de la irregularidad de las divisiones de la regla Invar; otra proveniente de las irregularidades del tornillo del ocular micrométrico; por último, los errores que se pueden cometer al hacer el *pointage* de las divisiones de la regla Invar por el retículo del ocular micrométrico del microscopio M'.

Para determinar la magnitud de los errores que acabamos de enumerar, realizamos repetidas veces la medida de una regla de vidrio graduada en milímetros, fabricada por Zeiss. Las divisiones de esta regla tenían un grueso uniforme, lo que alejaba la posibilidad de que los errores de *pointage* fueran diferentes.

En todas las observaciones realizadas en esta forma el error máximo no pasó de 0,005 milímetros, por lo que se puede afirmar que los errores imputables a la construcción del aparato y al modo de hacer las medidas no son superiores a 0,005 milímetros.

Otra causa de error en la determinación de las cotas es el aspecto de las líneas espectrales. Las rayas finas y netas son susceptibles de un *pointage* exacto, las que tienen halo o son nebulosas no permiten un *pointage* exacto, y por esa causa los errores son mayores.

Por último, a las ya mencionadas causas de error habría que agregar una imputable a los espectrogramas y que es la siguiente. ¿Producen las operaciones fotográficas (revelación, lavado, etc.) alteraciones de la superficie sensible, de índole tal que alteren las distancias entre las líneas espectrales? Las prolijas investigaciones de Rutherford, Vogel y Lohse, Wheinek, Pristchard y Kayser (9) permiten afirmar que esas alteraciones no se producen, salvo cuando aparecen burbujas de aire entre el soporte y la emulsión sensible.

El análisis que acabamos de hacer sólo se refiere a las causas de error en la determinación de las cotas; pero como se trata de espectrogramas obtenidos por medio de un espectrógrafo de prisma, es necesario tener presente que, a medida que disminuye la longitud de onda, el espectro se extiende, es decir, que 1 U. A. ocupa un espacio mayor en el ultravioleta que en el violeta.

La fórmula

$$E = \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{s_2 - s_1} 10^{-2} \quad (15)$$

en la que λ_1 y λ_2 están expresadas en U. A. y s_2 y s_1 en milímetros, expresa la fracción de unidades Angstrom que hay en un centésimo de milímetro, es decir, el error en más o menos que se comete en la determinación de las longitudes de onda, cuando la precisión del *pointage* es igual a 0,01 milímetro.

En el cuadro de la página 127 se ve que el error disminuye cuando disminuye la longitud de onda; así, por ejemplo, el error en el triplete I es de 0,41 U. A.; en cambio sólo es de 0,038 U. A. en el triplete XII.

La figura 28 muestra gráficamente la relación que existe entre la longitud de onda y la magnitud de los errores. Para trazar este gráfico se tomaron como abscisas los errores determinados por la fórmula 15 y por ordenadas las longitudes de onda medias que figuran en la penúltima columna del cuadro de la página 127.

El cuadro que sigue contiene una lista de determinaciones de λ extraídas de los cuadernos de laboratorio. En la primera columna figuran las

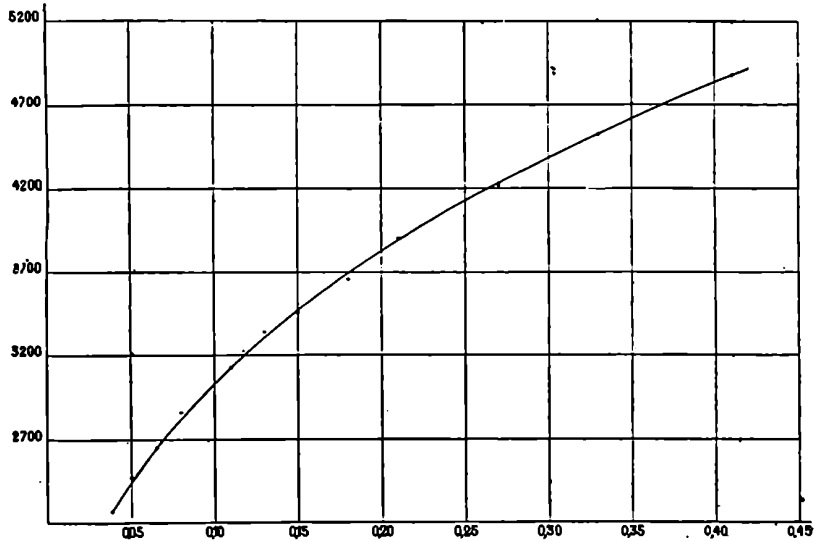


Fig. 28

λ de las tablas; en la segunda las λ determinadas por nosotros; en la tercera las diferencias en valor absoluto entre ambas determinaciones; por último, en la cuarta figura el error teórico precedido del signo $>$ o del signo $<$, según que el error encontrado haya sido mayor o menor que el teórico.

4810,72	4810,14	0,58	$>$ 0,41
4722,33	4722,01	0,32	$<$ 0,41
4607,51	4607,10	0,41	$>$ 0,33
4554,21	4554,51	0,30	$<$ 0,33
4415,82	4415,73	0,09	$<$ 0,33
4339,47	4339,04	0,43	$>$ 0,27
4078,05	4078,45	0,40	$>$ 0,27
3995,30	3995,17	0,13	$<$ 0,21

3984,06	3984,07	0,01	< 0,21
3612,99	3613,11	0,12	< 0,18
3610,61	3610,58	0,03	< 0,18
3403,77	3403,82	0,05	< 0,15
3336,83	3336,86	0,03	< 0,13
3332,28	3332,28	0,00	< 0,13
3330,08	3330,32	0,24	> 0,13
3274,06	3274,29	0,23	> 0,11
3258,41	3258,39	0,02	< 0,11
3228,07	3228,15	0,08	< 0,11
3194,23	3194,17	0,06	< 0,11
3179,45	3179,29	0,16	> 0,11
3075,99	3075,96	0,03	< 0,11
3036,17	3036,28	0,11	= 0,11
2961,25	2961,21	0,04	< 0,08
2928,74	2928,66	0,08	= 0,08
2914,62	2914,63	0,01	< 0,08
2852,22	2852,09	0,13	> 0,08
2794,92	2794,72	0,20	> 0,08
2783,08	2783,11	0,03	< 0,08
2778,36	2778,36	0,00	< 0,08
2726,22	2726,24	0,02	< 0,065
2711,70	2711,78	0,08	> 0,065
2701,30	2701,33	0,03	< 0,065
2677,65	2677,63	0,02	< 0,065
2672,71	2672,68	0,03	< 0,065
2632,47	2632,51	0,04	< 0,065
2573,12	2573,19	0,07	> 0,065
2548,85	2548,88	0,03	< 0,05
2492,21	2492,24	0,03	< 0,05
2452,61	2452,51	0,10	> 0,05
2441,73	2441,67	0,06	> 0,05
2377,35	2377,39	0,04	> 0,038
2311,09	2311,12	0,03	< 0,038
2214,69	2214,68	0,01	< 0,038
2178,97	2179,01	0,04	> 0,038

El examen del cuadro anterior muestra que los errores, en su gran mayoría, encuadran dentro de los límites del error teórico; lo que prueba que la fórmula de Cornu-Hartmann es exacta, y además que el aparato construido por Jobin no introduce errores de consideración en la determinación de las cotas.

Determinadas las longitudes de onda, intensidad y carácter de cada línea espectral, sólo resta identificarlas por medio de las tablas para formar los cuadros numéricos que figuran en los capítulos VIII, IX y X.

III

La totalidad de los espectroscopistas están contestes en afirmar que la determinación de la intensidad de las líneas espectrales es uno de los puntos débiles de la técnica espectroscópica.

La apreciación de las intensidades se hace por comparación y a base del criterio personal del operador. Los métodos termoelectricos que se han propuesto no han llegado aún al dominio de la práctica.

Para la apreciación de las intensidades hemos adoptado el sistema de Rowland que consiste en una escala de intensidades que va del 1 al 10. La intensidad de las líneas muy fuertes puede ser designada con cifras mayores de 10; en cambio, las líneas muy débiles pueden serlo por 0, 00 y 000, que nosotros hemos reemplazado por 0, *f* y *ff* en nuestros cuadros numéricos.

Como lo aconseja Joye (10), hemos hecho uso de una escala de intensidades que nos ha prestado reales servicios, y que por lo menos nos permite asegurar que las intensidades que hemos atribuído a las líneas espectrales guardan, dentro de cada espectro, la verdadera gradación de intensidades.

A más de la longitud de onda y de la intensidad, las líneas espectrales poseen otras características que derivan de su estructura, pueden ser cortas, largas, discontinuas, etc.

En nuestros cuadros nos hemos limitado a hacer presente cuándo las rayas espectrales son cortas, largas o invertidas; también hemos indicado las rayas que producen el halo fotográfico. No hemos clasificado las líneas en difusas y netas, debido a que si bien son detalles interesantes, su determinación está sujeta a multitud de causas de error, como muy bien lo afirma Joye (11).

Una línea espectral puede ser difusa a causa del halo fotográfico, como también puede serlo debido a características propias de la misma línea. Así, por ejemplo, una línea que tiene halo se hace neta cuando aumenta la selfinducción. ¿ A qué se debe la nitidez ? ¿ A la desaparición del halo producida por la selfinducción ? ¿ A la disminución de la intensidad producida por idéntica causa ?

Es difícil responder a esas preguntas a causa de la incertidumbre que existe en la determinación de las intensidades, por un lado; por otro lado es difícil afirmar si los cambios de estructura de las líneas espectrales se deben a las condiciones eléctricas, a las condiciones fotográficas o a ambas condiciones a la vez.

En cambio es más fácil afirmar si una raya se invierte, se acorta o se hace discontinua.

Por todas estas razones sólo haremos uso en nuestras tablas, de las siguientes designaciones: *c*, raya corta limitada al electrodo positivo; *D*, raya discontinua, es decir, línea cuya parte media no existe o es de una intensidad menor que las puntas de la raya, la intensidad correspondiente se refiere siempre a las puntas de las líneas; *h*, raya con halo fotográfico; *R*, raya invertida; por último las líneas que sólo están designadas por su coeficiente de intensidad son, en todos casos, las líneas largas (continuas).

IV

1. O. D. CHWOLSON, *Traité de physique*, tomo II, página 530. E. C. C. BALY, *Spectroscopy*, página 152, 2ª edición.
2. E. C. C. BALY, Obra citada, página 151.
3. KAYSER, *Handbuch der Spectroscopie*, tomo I, página 644.
4. O. D. CHWOLSON, *Traité de physique*, tomo I, página 406, 2ª edición.
5. W. GIBBS, *American Journ.* (2), tomo L, página 45. 1870.
6. A. CORNU, *Ann. Ec. Norm.*, París (2), tomo IX, página 21, 1880; y comunicación particular en G. SALET, *Analyse spectrale*, página 75, 1895. J. HARTMANN, *Astrophys. Journ.*, tomo VIII, página 218, 1898; y *Publ. Potsd. Obs.*, tomo XII, página 1, 1898.
7. NÉCULCÉA, Thèse, página 164.
8. J. M. EDER y E. VALENTA, *Atlas Typischer Spektren*, lámina LI, número 5.
9. NÉCULCÉA, Thèse, página 159.
10. JOYE, Thèse, página 128.
11. JOYE, Thèse, página 129.

CAPÍTULO VIII

RESULTADOS EXPERIMENTALES

I. Espectro parásito. Observaciones generales. — II. Espectro del calcio. Las series en los espectros del calcio, bario y estroncio. — III. Espectro del estroncio. — IV. Espectro del bario. — V. Conclusiones. — VI. Bibliografía.

I

Un espectro parásito acompaña siempre los espectros metálicos obtenidos por medio del tubo fulgurador; este espectro es idéntico, cualquiera que sea la solución de sal metálica sobre la cual se produzca la descarga eléctrica.

Para obtener los espectrogramas que nos han servido para determinar las longitudes de onda, la intensidad y la estructura de las líneas que forman el espectro parásito, utilizamos la descarga producida sobre una solución de cloruro de cadmio; las constantes eléctricas empleadas fueron las correspondientes al circuito C (véase página 96).

Es conveniente tener presente que para la obtención de los mencionados espectrogramas, la proyección de la chispa eléctrica sobre la abertura del colimador se hizo por medio de un condensador cilíndrico de Schumann, razón por la cual todas las rayas aparecen como largas. Debido a esa circunstancia, hemos clasificado las líneas de este espectro en netas, difusas y dobles, a pesar de lo que hemos manifestado en el capítulo VII (página 132).

El cuadro que sigue contiene en su primera columna las longitudes de onda de las líneas del espectro parásito en la región espectral comprendida entre 3403,74 y 2144,45 U. A.; en la segunda columna se hallan las intensidades de las líneas de acuerdo con la escala que figura en el capítulo VII; en la tercera columna las letras Df, N, Do y B indican que las rayas son difusas, netas o dobles o que constituyen la cabeza de una banda. Por último, en la columna titulada observaciones figuran las identificaciones posibles de las líneas del espectro parásito con las

bandas del ázoe y del vapor de agua y con las líneas del platino; estas últimas tienen indicadas además sus intensidades en el arco y en la chispa. Figuran también en esa columna las líneas de los espectros metálicos que coinciden o pueden coincidir con las del espectro parásito, razón por la cual es dudoso afirmar su presencia en los espectros respectivos.

λ	In.	C.	Observaciones
3371,2	8	B	Coincide banda N, 3371,2.
3273,7	2	D	
3270,6	2	N	
3267,4	2	Df	» banda N, 3267,5f
3264,6	1	N	
3259,2	0	Dr	
3257,1	0	Df	
3256,1	1	Df	» Pt, 3256,04 (A. 10, C. 3).
3247,8	4	N	
3244,6	4	N	
3243,0	f	N	» Cu 3243,21.
3241,6	2	N	
3238,7	1	Df	
3235,4	2	N	» Mn 3235,10.
3234,0	2	N	
3231,7	1	Df	
3230,6	1	Do	
3226,7	1	N	» Cu 3226,61.
3225,4	1	N	
3223,6	2	N	» Cu 3223,47.
3221,9	2	N	
3220,7	2	N	
3218,3	1	N	
3213,9	4	Do f	
3210,8	4	Do f	
3206,6	1	Df	
3204,3	5	N	» Pt 3204,16 (A. 10, C. 4).
3202,6	4	N	
3201,0	4	N	
3199,5	3	N	
3195,1	6	N	
3192,8	3	Df	
3192,1	3	N	
3189,4	1	N	
3188,2	1	N	
3186,3	7	N	
3183,6	4	Do	

λ	In.	C.	Observaciones
3181,7	3	N	Coincide Ca 3181,40.
3180,5	2	Do	
3178,0	6	Do†	
3175,1	7	Do	
3173,3	3	N	
3169,8	7	N	
3169,3	4	Df	
3167,2	3	N	
3166,6	5	N	
3164,8	4	Df	
3163,5	1	N	
3162,0	4	N	
3161,1	2	N	» Mn 3161,19.
3159,0	8	N	» banda N, 3158,9.
3154,7	6	N	
3153,0	3	Do	
3151,2	4	N	
3150,0	4	N	
3147,6	6	N	
3145,7	2	N	
3144,2	3	Do	
3140,9	5	N	
3139,4	3	N	» Pt 3139,50 (A. 10, C. 3).
3138,1	1	N	
3137,1	5	N	
3134,8	3	Df	
3133,3	5	N	» Cd 3133,29,
3130,7	5	N	
3128,3	5	Do	
3126,9	2	Df	» Cu 3126,22.
3125,1	3	N	
3124,2	3	N	
3122,7	5	N	
3119,8	3	N	» Pt 3119,90 (A. 2, C. 1).
3117,7	5	Do	
3116,2	1	N	» banda N, 3116,4.
3114,9	4	N	
3113,5	4	N	
3112,3	4	N	
3110,2	4	N	
3109,5	4	N	
3107,7	4	N	
3106,7	3	N	
3106,1	6	Df	
3103,3	3	N	» banda N, 3103,8.
3102,3	6	N	

λ	In.	C.	Observaciones
3101,4	3	N	Coincide Pt 3101,09 (A. 4, C. 1).
3099,4	6	N	» Cu 3099,97.
3098,7	6	N	
3096,6	6	Do	» Mn 3097,18.
3095,4	6	N	» Cd 3095,57.
3094,7	6	N	
3093,7	1	Df	
3092,8	7	Df	
3091,4	5	N	» Mg 3091,18.
3090,2	7	Do?	
3087,5	6	N	
3086,5	2	N	
3085,4	6	N	
3083,4	6	N	
3081,7	6	N	» Mn 3081,52.
3081,1	1	Df	
3080,1	5	N	» Mn 3079,80.
3078,4	5	Do?	
3077,2	2	N	
3075,3	3	N	
3074,5	3	N	
3073,0	1	N	» Mn 3073,33.
3072,2	5	N	» Pt 3072,07 (A. 5, C. 1).
3071,2	0	N	
3070,6	4	N	» Mn 3070,46.
3067,6	7	Df	
3066,3	3	Df	» Mn 3066,19.
3065,1	5	N	» Pt 3064,82 (A. 50, C. 10).
3064,4	6	N	
3063,8	7	N	» banda H ₂ O 3063,8 y Cu 3063,50.
3057,8	1	N	» Cu 3057,73.
3053,1	1	N	
3018,6	1	N	
3044,4	1	N	
3042,8	4	N	» Pt 3042,75 (A. 20, C. 4).
3040,5	1	N	» Mn 3040,76.
3036,8	1	N	» Pt 3036,56 (A. 10, C. 3).
3033,6	0	N	» Mn 3033,69.
3030,6	0	N	
3028,1	f	N	
3002,5	0	N	» Pt 3002,39 (A. 10, C. 2).
3001,4	0	N	
2998,1	4	N	» Pt 2998,07 (A. 30, C. 10).
2978,3	f	N	» Cu 2978,42.
2976,6	3	B	» banda N, 2976,7 y Mn 2976,60.
2961,9	3	B	» banda N, 2961,9 y Mn 2961,80.

λ	In.	C.	Observaciones
2952,8	3	B	Coincide banda N, 2953,0.
2948,5	2	N	
2946,1	2	N	
2944,9	2	N	» Pt 2944,89 (A. 4, C. 1).
2943,5	0	Df	» Mn 2943,26.
2942,2	0	Df	» Mg 2942,21.
2941,1	2	N	
2939,5	0	Df	
2938,3	2	N	
2937,5	1	Df	
2935,8	1	Df	
2934,2	2	N	
2933,0	0	N	
2931,6	0	Df	
2930,9	0	Df	» Pt 2930,90 (A. 2, C. 1).
2929,9	4	N	» Pt 2929,90 (A. 20, C. 4).
2928,5	1	Df	
2927,1	1	N	
2925,8	1	N	
2925,1	1	Do?	
2922,4	1	N	
2920,4	0	N	
2919,3	3	Df	» Pt 2919,47 (A. 6, C. 2).
2917,1	1	Df	
2916,4	1	N	
2913,6	2	Df	» Pt 2913,69 (A. 8, C. 2).
2912,4	2	N	
2910,1	2	N	
2908,8	2	N	
2908,1	2	N	
2907,4	0	N	» Mn 2907,32.
2904,4	3	N	
2901,3	2	Do	
2900,4	1	N	
2899,5	1	N	
2898,4	2	Do	» Pt 2898,01 (A. 8, C. 3).
2896,5	1	N	» banda N, 2896,2.
2896,1	0	N	
2894,0	1	Df	» Pt 2894,02 (A. 10, C. 3).
2893,5	3	N	» Pt 2893,38 (A. 4, C. 1).
2891,4	1	N	» Mn 2891,47.
2890,6	3	N	» Pt 2890,51 (A. 1, C. 3).
2888,0	1	N	» Mn 2887,99.
2886,8	f	Df	
2885,8	3	N	
2883,8	2	N	

λ	In.	C.	Observaciones
2882,9	2	N	
2878,9	3	N	Coincide Cu 2879,04.
2877,6	0	N	
2876,6	2	N	
2875,6	2	N	» Cu 2875,66.
2872,2	2	Do	
2870,0	2	N	» Mn 2870,23.
2868,5	2	Do	» Cd 2868,35.
2866,0	2	Do	
2863,8	2	N	
2862,0	2	N	
2860,6	2	N	
2859,8	2	N	
2858,0	2	N	» banda N, 2857,9.
2855,7	2	Do	
2854,4	1	N	
2852,7	2	N	
2850,8	2	N	
2850,1	2	N	
2849,3	1	N	
2847,8	2	N	
2846,5	2	N	
2844,7	2	N	
2843,3	2	N	
2842,7	2	N	
2841,5	f	Df	
2840,7	1	N	
2839,4	7	N	
2835,7	2	N	
2834,2	2	Do	
2832,2	2	Do	
2830,3	4	N	» Pt 2830,40 (A. 20, C. 5).
2829,3	3	Df	
2826,8	2	N	» Mn 2826,80.
2826,0	1	Df	
2824,5	2	N	» Mn 2824,50.
2822,7	2	Df	» Mn 2822,68.
2820,6	1	N	
2819,8	0	Df	» banda N, 2819,7.
2818,9	1	Do	» Mn 2818,85.
2817,4	1	N	» Mn 2817,41.
2816,3	1	Do	
2815,5	0	N	
2813,9	2	N	» banda N, 2814,10.
2812,6	1	Df	» Mn 2812,58.
2811,6	3	N	» Mn 2811,40.

λ	In.	C.	Observaciones
2794,3	2	N	Coincide Pt 2794,31 (A. 2, C. 6).
2771,8	2	N	» Pt 2771,80 (A. 5, C. 2).
2768,0	1	N	
2755,0	1	N	» Pt 2755,01 (A. 5, C. 2).
2734,1	8	N	» Pt 2734,07 (A. 5, C. 6).
2730,1	2	N	» Pt 2730,01 (A. 4, C. 2).
2719,2	6	N	» Pt 2719,12 (A. 15, C. 4).
2706,1	7	N	» Pt 2705,99 (A. 20, C. 5).
2702,6	7	N	» Pt 2702,50 (A. 20, C. 6).
2698,6	3	Df	» Pt 2698,51 (A. 5, C. 3).
2677,1	3	N	» Pt 2677,23 (A. 5, C. 3).
2659,6	8	N	» Pt 2659,60 (A. 30, C. 10).
2651,0	4	N	» Pt 2650,98 (A. 8, C. 4).
2647,1	5	N	» Pt 2646,98 (A. 10, C. 4).
2628,2	6	N	» Pt 2628,12 (A. 8, C. 5).
2514,1	2	Df	» Pt 2514,17 (A. 2, C. 1).
2508,7	1	N	» Pt 2508,59 (A. 3, C. 2).
2498,6	2	N	» Pt 2498,59 (A. 3, C. 3).
2496,0	3	N	» Pt 2495,91 (A. 3, C. 3).
2490,3	1	N	» Pt 2490,23 (A. 3, C. 2).
2489,0	1	N	» Pt 2488,81 (A. 2, C. 5).
2487,3	5	N	» Pt 2487,25 (A. 5, C. 2).
2467,5	3	Df	» Pt 2467,52 (A. 6, C. 2).
2440,1	5	N	» Pt 2440,16 (A. 4, C. 4).
2424,8	4	N	» Pt 2424,96 (A. 1, C. 10).
2403,1	1	N	» Pt 2403,18 (A. 3, C. 2).
2383,8	<i>ff</i>	Df	» Pt 2383,74 (A. 3, C. 2).
2377,5	3	Df	» Pt 2377,36 (A. 2, C. 8).
2368,5	0	Df	» Pt 2368,35 (A. 3, C. 2).
2348,8	<i>ff</i>	Df	» Pt 2348,64 (A. —, C. 2).
2340,4	<i>f</i>	Df	» Pt 2340,27 (A. 3, C. 2).
2335,4	0	Df	» Pt 2335,29 (A. —, C. 3).
2326,2	<i>ff</i>	Df	» Pt 2326,20 (A. 2, C. 1).
2320,1	0	Df	» Pt 2320,01 (A. —, C. 3).
2311,1	2	Df	» Pt 2311,05 (A. 2, C. 5).
2308,2	<i>ff</i>	Df	» Pt 2308,16 (A. 2, C. 2).
2251,6	1	Df	» Pt 2251,59 (A. — C. 2).
2245,6	2	Df	» Pt 2245,59 (A. 2, C. 2).

La selfinducción carece de acción sobre el espectro parásito, salvo en lo que respecta a las líneas del platino, las que desaparecen en su mayoría, cuando aumenta la selfinducción.

Las líneas del platino aparecen como cortas en los espectrogramas cuando la proyección de la chispa eléctrica, sobre la rendija del colimador, se hace por medio de un lente biconvexo.

Antes de exponer los resultados experimentales obtenidos respecto de cada uno de los espectros estudiados, nos parece conveniente hacer algunas advertencias respecto de ciertos puntos.

Las sales que hemos empleado en nuestras investigaciones provienen de la fábrica de Merck y son los que se usan para la preparación de los reactivos de química analítica. No nos hemos ocupado de purificarlas, toda vez que nuestro objeto no era obtener espectros típicos, sino estudiar la acción de la selfinducción. Creemos además que las pocas impurezas que pudieran tener las sales empleadas no influyen en manera alguna sobre los resultados experimentales que hemos obtenido y que vamos a relatar.

La región explorada de cada espectro comprende desde la línea menos refrangible, que figura en el cuadro numérico respectivo, hasta la raya 2144,45 del cadmio, en todos los casos.

Las líneas que figuran en nuestros cuadros numéricos correspondientes a cada espectro, han sido elegidas teniendo presente sus intensidades y su presencia en nuestros espectrogramas; así, por ejemplo, cuando en nuestros espectrogramas se halla presente aunque sólo sea una línea de intensidad igual a 2, figuran en nuestras tablas todas las rayas que según los autores (Kayser y Runge, Eder y Valenta, etc.) tienen una intensidad idéntica.

II

El espectro eléctrico producido por medio de soluciones de sales de calcio ha sido estudiado por Lecoq de Boisbaudran (1) en la región comprendida entre 6460 U. A. y 3933 U. A.

Lecoq de Boisbaudran observó que la inversión de los polos, cuando se hace uso de soluciones de cloruro de calcio, produce un notable acrecentamiento de la intensidad del espectro y sobre todo de las líneas netas situadas en el verde, violeta y azul; aparecen además otras líneas que no hace figurar en sus tablas.

El autor citado no hace ninguna referencia respecto de la pureza de las sales empleadas, ni tampoco respecto de la concentración de las soluciones.

Demarçay (2) ha observado el espectro del calcio proveniente de la descarga sobre una solución de cloruro cálcico, en la región comprendida entre 4586,2 y 3624,0. La concentración de las soluciones empleadas fué de uno por ciento, y la sal empleada fué purificada por repetidas cristalizaciones fraccionadas a objeto de eliminar el estroncio.

Los resultados obtenidos por Demarçay coinciden en gran parte con los de Lecoq de Boisbaudran y con los nuestros, como lo veremos más adelante.

El espectro eléctrico de las soluciones de sales de calcio ha sido examinado por Hartley (3) con fines de análisis cuantitativo.

Liveing y Dewar (4), usando el dispositivo que hemos descrito en el capítulo I (página 19), han observado el espectro del arco (producido por medio de sales de calcio) entre 3967,7 y 2398,0.

El espectro de la llama cargada de partículas de sales de calcio ha sido estudiado por Gouy (5) y posteriormente por Watteville (6).

Por último, las líneas reforzadas del espectro del calcio han sido determinadas por Steinhausen (7); las líneas últimas lo han sido por Gramont (8). Pollock y Leonard también han realizado algunas investigaciones en el mismo sentido.

En nuestras investigaciones hemos empleado siempre la siguiente solución de cloruro de calcio.

Cloruro de calcio fundido.....	40 gr.
Ácido clorhídrico puro	2 c. c.
Agua redestilada.....	80 »

La chispa producida sobre la solución de cloruro de calcio es de color amarillo, color que se mantiene inalterable a pesar de la variación de las condiciones eléctricas del circuito. La distancia explosiva fué siempre la misma: 2 milímetros.

El cuadro que sigue resume los resultados obtenidos en el espectro del calcio. En la primera columna están las designaciones de las series, de acuerdo con la notación empleada por Saunders y que más adelante explicaremos; en la segunda columna, las longitudes de onda según Kayser y Runge (9); en la tercera columna, las intensidades en el arco según los mismos autores; en la cuarta columna, las intensidades en la chispa según Eder y Valenta (10); en la quinta, la clase a que pertenece cada línea, de acuerdo con la clasificación que hemos descrito en el capítulo VI (página 111); en la sexta, los resultados obtenidos por Demarçay; en la séptima y octava, los resultados obtenidos por Watteville en el cono y en la llama del Bunsen, respectivamente; en las columnas siguientes nuestros resultados, según los circuitos eléctricos que hemos empleado (véase página 96). Por último, en la columna titulada observaciones se halla una serie de abreviaciones que significan lo siguiente:

Ld, Lr, Lf y Lmf, líneas mencionadas por Lecoq de Boisbaudran y de intensidades débil, regular, fuerte o muy fuerte, respectivamente. R. E.,

..... línea reforzada (*enhanced line*); R. U., línea última, según Gramont; L. D., línea mencionada por Liveing y Dewar; P., línea de presencia dudosa por su probable coincidencia con alguna línea del espectro parásito (página 135).

Las abreviaciones que acabamos de explicar para el espectro del calcio, son aplicables a todos los demás espectros que hemos estudiado.

Serie	λ	I.		Cl.	D.	W.		A	B	B ₁	B ₂	B ₃	B ₄	B ₅	C	C ₁	C ₂	C ₃	C ₄	C ₅	Observaciones
		A.	C.			cu.	II.														
T1	3215,15	4	—	IV		—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	L. D.
P1	3181,40	4	8	III		—	—	?	?	—	—	—	—	—	?	—	—	—	—	—	R. E., P. L. D.
P1	3179,45	6	10	III		—	—	4	6	4	4	4	3	3	8	6	4	4	4	3	R. E., L. D.
P1	3158,98	6	10	III		—	—	4	6	4	4	4	3	3	8	6	4	4	4	3	R. E., L. D.
T2	3006,95	4	4	I		—	—	—	—	—	—	—	—	—	0	f	—	—	—	—	
T	2999,76	4	2	II		—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
p	2997,47	4	1	II		—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
T	2995,06	4	3	II		—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
SL1	2398,66	8	2	II		—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	L. D.
SL1	2275,60	6	2	II		—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	

El examen del cuadro precedente nos muestra que nuestros resultados coinciden con los obtenidos por Lecoq de Boisbaudran y posteriormente por Demarçay. Además hemos prolongado el estudio del espectro del calcio (producido por medio de soluciones salinas) hasta 2275,60, con lo cual hemos completado los trabajos de Lecoq de Boisbaudran y de Demarçay.

Todas las líneas encontradas por Watteville en el espectro de llama del calcio se hallan presentes en nuestros espectrogramas, con excepción de 4098,82, 4095,25 y 4092,93; la primera figura en las tablas de Demarçay. En cambio las dos últimas no han sido encontradas por ese autor.

La clasificación de las líneas espectrales que hemos esbozado en el capítulo VI, aplicada al espectro del calcio, nos muestra que en dicho espectro se hallan representadas las clases I, II y III. Esta observación nos permite formular una serie de conclusiones.

Las líneas del espectro de llama pertenecen a las clases I y II. Sólo una línea de presencia dudosa pertenece a la clase IV. La línea presente en el cono y en la llama pertenece a la clase II.

Las líneas levemente reforzadas por el aumento de la capacidad del circuito eléctrico o levemente debilitadas por el aumento de la selfinducción pertenecen a las clases I y II, y se hallan también presentes en el espectro de llama descrito por Watteville. Sin embargo, existen líneas pertenecientes a las clases I y II que, aunque están presentes en la llama, son afectadas de una manera bastante intensa por la acción de los factores eléctricos (selfinducción y capacidad).

Las líneas pertenecientes a la clase III son notablemente afectadas por la variación de los factores eléctricos; es decir, que un aumento de

la capacidad del circuito produce un aumento de la intensidad de las mencionadas líneas y un aumento de la selfinducción produce un efecto contrario. Sin embargo, las líneas de esta clase se hallan presentes, aunque con una intensidad débil, en el espectro de la descarga no condensada (circuito A); por esa causa creemos que ninguna de las líneas de la clase III desaparece por la acción de la self.

La selfinducción hace desaparecer algunas líneas espectrales pertenecientes a las clases I y II, que se hallan ausentes en el espectro de la descarga no condensada. Otras líneas de esas mismas clases, a pesar de no estar presentes en la descarga ordinaria (no condensada), disminuyen de intensidad por la acción de la self, pero no desaparecen.

En ningún caso hemos observado que la acción de la selfinducción produzca cambios de estructura en las líneas espectrales ni el refuerzo de la intensidad de las mismas.

Las líneas reforzadas del calcio, presentes en nuestros espectrogramas, pertenecen a las clases I y III y se comportan bajo la acción de la self de la manera pertinente a cada una de las clases.

Las rayas últimas pertenecen a la clase I y se hallan presentes en el espectro del cono de la llama (Watteville),

Todas las líneas encontradas por Liveing y Dewar en el espectro del arco se hallan presentes en nuestros espectrogramas cuando pertenecen a las clases I y III. Las líneas pertenecientes a la clase II lo están cuando sus intensidades en la chispa no bajan de ciertos límites; la observación de nuestra tabla correspondiente al espectro del calcio entre las líneas 3644,45 y 3474,98 lo demuestra de una manera palmaria.

Según F. A. Saunders (11), las series en los espectros del calcio, estroncio y bario responden a tres clases de tipos: series de pares, series de tripletes y series de líneas aisladas.

Las series de pares comprenden una serie de principal, dos series subordinadas, los pares por grupos de seis y los *vacuum pair*, llamados así porque sólo aparecen cuando el arco se produce a baja presión. La notación usada para designar estas series en los cuadros numéricos es la siguiente:

PH, serie principal de pares;

P1, primera serie subordinada de pares;

P2, segunda serie subordinadas de pares;

p, pares por grupos de seis;

vp, *vacuum pair*.

Las series de tripletes comprenden las series subordinadas, los tripletes en grupos de seis y los tripletes nítidos (*narrow*). La serie principal de tripletes no es conocida para el estroncio y para el bario; para el calcio Paschen ha encontrado algunas líneas en el espectro infrarrojo. Los símbolos siguientes designan las series:

T1, primera serie subordinada de tripletes principales;
T2, segunda serie subordinada de tripletes principales;
T, tripletes en grupos de seis;
t, tripletes nítidos (*narrow triplets*).

En cuanto a las series de líneas aisladas sólo han sido determinadas para el calcio y para el estroncio; en el espectro del bario no han sido aún puestas en evidencia, si bien hay indicios de que también existen. Los símbolos SL1, SL2 y SL3 designan a estas series.

Las líneas presentes en el espectro de llama del calcio descrito por Watteville pertenecen a las series de pares y de tripletes, pero la única línea que se halla presente en las dos zonas de la llama y que es además la más intensa, no está seriada.

Las líneas de la serie principal de pares pertenecen a la clase I, y son además las rayas últimas del calcio. La primera y segunda serie subordinada de pares se hallan representadas por líneas de la clase III; líneas que, como hemos visto, sufren la acción de la selfinducción.

Los pares por grupos de seis se hallan representados por dos líneas pertenecientes a las clases I y II. No ha sido posible determinar, a causa de su posición en el espectro, si el *vacuum pair* 1839,80 y 1837,10 está o no presente.

Las líneas de la primera serie subordinada de tripletes tienen la característica de pasar de la II a la IV clase a medida que son más refrangibles. Respecto de la presencia de las líneas de esta serie, podemos formular la conclusión de que sólo se hallan presentes las líneas que también lo están en la llama, siendo la única excepción la línea 3361,92 que, por otra parte, está ausente en la descarga no condensada.

Las líneas de la segunda serie secundaria de tripletes pertenecen a las clases II y IV; sólo hay presente una línea de esa serie.

Las líneas de los tripletes por grupos de seis, pertenecientes a las clases I y III, se hallan representadas en nuestros espectrogramas.

Las líneas pertenecientes a los tripletes nítidos nos permiten formular la siguiente interesante conclusión: las líneas 4586,12, 4581,66 y 4578,82 que pertenecen todas a la clase II, se hallan presentes en nuestros espectrogramas; en cambio las líneas 4098,82, 4095,25 y 4092,93 que forman un grupo heterogéneo, pues pertenecen a la II, I y IV clases respectivamente, no lo están.

Respecto de las series de rayas aisladas no podemos formular ninguna conclusión a causa de que sólo se hallan presentes dos líneas.

III

Como en el caso del espectro del calcio, Lecoq de Boisbaudran (12) ha realizado estudios sobre el espectro eléctrico del estroncio producido por medio de soluciones salinas; la región explorada comprende de 6867 U. A. a 4079 U. A. La inversión de los polos en el tubo fulgurador produce (según Boisbaudran) análogos efectos a los que ya hemos descrito a propósito del calcio.

Respecto del espectro del estroncio, Demarçay (13) se limita a decir: « Spectre très analogue à celui décrit par Lecoq ». Ciamician (14) también ha observado el espectro eléctrico del estroncio producido por medio de soluciones.

Liveing y Dewar (15), Gony (16), Watteville (17), Steinhausen (18) y Gramont (19) han realizado, respecto del espectro del estroncio, los mismos estudios que hemos mencionado respecto del espectro del calcio.

La solución de cloruro de estroncio, que hemos empleado en nuestras investigaciones, estaba compuesta así:

Cloruro de estroncio (6H ₂ O).....	40 gr.
Ácido clorhídrico puro.....	2 c. c.
Agua redestilada	80 »

La chispa producida sobre la solución de cloruro de estroncio tiene color rojo; como en el caso del calcio, el color de la chispa no se altera a pesar de la variación de las condiciones eléctricas del circuito de descarga. La distancia explosiva usada fué 2 milímetros en todos los casos.

El cuadro siguiente, que resume los resultados experimentales obtenidos, está dispuesto de una manera análoga al del espectro del calcio, con la sola diferencia de que no figura la columna destinada a mencionar los resultados de Demarçay. Las longitudes de onda y las intensidades en el arco y en la chispa son las determinadas por Exner y Haschek (20).

Como en el caso del espectro del calcio nuestras investigaciones coinciden con las de Lecoq de Boisbaudran y con las de Demarçay. La raya más refrangible que hemos podido fotografiar es 3380,98, a pesar de haber explorado el espectro hasta 2200 U. A., si bien es cierto que a partir de 2931,98, no hay en el espectro del estroncio ninguna línea de intensidad superior a 3.

Todas las líneas encontradas por Watteville en la llama se encuentran presentes sin excepción alguna, en el espectro de chispa que hemos obtenido. Las líneas que se hallan presentes simultáneamente en el cono y en la zona exterior de la llama son las más intensas.

El comportamiento del espectro del estroncio a la acción de la selfinducción es análogo al del calcio, de manera que sólo hay que hacer algunas breves consideraciones a propósito del espectro del estroncio.

En éste existen líneas que no son afectadas en manera alguna por un aumento de selfinducción o de capacidad; pero también existen líneas que, como en el espectro del calcio, son afectadas ligeramente por la variación de los factores eléctricos.

Ninguna línea perteneciente a la I y II clases y que además se halle presente en el espectro de la llama es afectada por la variación de la selfinducción o de la capacidad; en cambio, las líneas pertenecientes a la III clase lo son de una manera intensa.

La línea 3475,09, a pesar de pertenecer a la I clase, es afectada profundamente por la selfinducción, pues no sólo disminuye de intensidad, sino que también cambia de estructura, se hace discontinua. La línea 4412,80, única que desaparece por la acción de la self, tiene una intensidad mínima tanto en el arco como en la chispa.

Las conclusiones que hemos sentado para el espectro del calcio, a propósito de las líneas reforzadas y de la desaparición por la acción de la self de las líneas espectrales, le son aplicables en un todo al espectro del estroncio.

Es digno de notarse que las rayas últimas del estroncio se hallan presentes en el cono y en la zona exterior de la llama del Bunsen.

De las líneas mencionadas por Liveing y Dewar sólo se encuentran presentes las que pertenecen a la III clase.

El espectro del estroncio, en lo que respecta a la clase a que pertenecen las líneas espectrales de las series de pares, presenta grandes analogías con el espectro del calcio, y por esa razón le son aplicables las conclusiones que hemos formulado a propósito de este último espectro. En las dos zonas de la llama se hallan presentes, además de la línea no seriada 4607,51, las líneas PH 4215,70 y PH 4077,98. El *vacuum pair* (probable) 2166,11 y 2152,82 está ausente.

Las líneas que componen los tripletes de la primera y segunda serie

pertenecen a la II clase, los menos refrangibles se hallan presentes en el espectro de llama y en el de chispa. Las líneas de estas series que están ausentes en los espectros de llama, también lo están en los de chispa o tienen en estos últimos una intensidad mínima. Otro tanto pasa con los tripletes por grupos de seis y con los tripletes nítidos.

IV

El espectro eléctrico del bario, obtenido por medio de soluciones, ha sido también estudiado por Lecoq de Boisbaudran (21), en la región comprendida entre 6524 U. A. y 4133 U. A.

La inversión de los polos en el tubo fulgurador produce análogos efectos a los que ya hemos descrito respecto del espectro del calcio.

Demarçay (22) dice, a propósito del espectro del bario, que el mencionado espectro es muy parecido al descrito por Lecoq. Ciamician (23) también ha efectuado análogas investigaciones sobre el espectro eléctrico del bario.

Los autores siguientes: Liveing y Dewar (24), Gouy (25), Watteville (26) y Steinhausen (27) han realizado sobre el espectro del bario las investigaciones que ya hemos mencionado a propósito de los espectros del calcio y del estroncio.

Pollock y Leonard han determinado las rayas últimas del bario, examinando el espectro eléctrico de soluciones de más en más diluídas; para una dilución de 0,001 por ciento se ven todavía 4554,21 y 4130,88 (28).

La solución de cloruro de bario que utilizamos fué la siguiente:

Cloruro de bario (2H ₂ O).....	25 gr.
Ácido clorhídrico puro.....	1 c. c.
Agua redestilada.....	80 »

El color de la chispa es blanco verdoso. La distancia explosiva fué siempre de 2 milímetros.

El cuadro que sigue tiene una disposición análoga al del estroncio. Las longitudes de onda y las intensidades del espectro del arco son las determinadas por Kayser y Runge (29); las intensidades en la chispa son las determinadas por Exner y Haschek (30).

Serie	λ	In.		Cl.	W.		A.	B.	B ₁	B ₂	B ₃	B ₄	B ₅	C.	C ₁	C ₂	C ₃	C ₄	C ₅	Observaciones	
		A.	C.		en.	II.															
P11	4934,24	10	15	III	—	—	2c	9	4	3	2	2	0	9	6	5	4	3	2	Lmf.	
T2	4903,11	6	—	IV	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
P2	4900,13	8	8	I	—	—	?	3	1	0c	0c	fc	—	3	2	0c	0c	—	—	—	Ld.
	4726,63	8	3	II	—	—	1	2	1	1	1	0	0	2	2	1	1	1	0	—	
T2	4700,64	6	1	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
T	4691,74	6	8	III	—	—	1	2	2	1	1	1	0	2	2	1	1	1	0	—	
	4673,69	6	2	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
	4628,45	4	1	II	—	—	—	2	2	1	1	1	—	—	—	—	—	—	—	—	
T2	4620,19	4	1	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	2	2	1	1	1	—	—	
	4605,11	2	1	II	—	—	1	2	2	2	1	0	—	2	2	2	1	0	—	—	
	4600,02	4	2	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
p	4579,84	8	15	III	—	—	0	1	1	1	0	0	f	1	1	1	0	0	f	—	
	4574,08	6	8	III	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
P11	4554,21	10	1000	III	4	—	7	12	10	8	7	6	6	20	12	10	10	10	10	10	Lmf.
P2	4525,19	6	100	III	—	—	2c	2	1	1c	0c	fc	fc	3	2	0	f	f	f	f	Ld. R. E.
	4523,48	6	2	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
T	4506,11	6	10	III	—	—	0	1	1	0	0	f	—	1	1	0	0	f	f	—	
T1	4493,82	4	1	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
T1	4489,50	4	2	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
	4467,36	4	2	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
T	4432,13	6	15	III	—	—	0	1	1	0	f	—	—	1	1	0	f	f	—	—	
	4413,96	2	1	II	—	—	—	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	
	4407,10	4	2	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
p	4402,75	8	15	III	—	—	0	0	0	f	ff	—	—	1	0	0	f	—	—	—	
	4359,80	2	1	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
	4350,49	8	5	II	—	—	0	1	1	0	0	0	f	1	1	0	0	0	f	—	
T1	4333,04	4	1	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
	4325,38	2	1	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
T1	4323,15	4	1	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
	4291,32	4	2	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
	4283,27	8	20	III	2	—	0	1	1	0	0	f	f	2	1	1	0	0	0	—	
T1	4264,45	4	1	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
	4242,83	4	2	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
T2	4239,91	2	1	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
	4224,11	4	1	II	—	—	3	4	1	0	0	f	f	4	2	1	0	0	f	—	
P1	4166,24	4	100	III	—	—	2	4	2	2c	1c	0c	0c	4	2	1	0	0	f	—	R. E.
P1	4130,88	8	800	III	—	—	3D	12	6	4D	3D	2D	2D	15	8	6	6	6	5	—	Lmd., R. E.
t	3995,92	6	2	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
t	3993,60	10	20	III	6	—	1	1	0	0	fD	ffD	—	1	0	0D	fD	ffD	—	—	L. D. ?
t	3938,09	6	2	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
t	3935,87	8	10	III	—	—	1	1	0	—	—	—	—	1	0	—	—	—	—	—	
t	3910,04	8	10	III	—	—	0	1	0	—	—	—	—	1	0	0D	fD	—	—	—	L. D.
	3892,93	2	500	III	—	—	2D	10	6	4	4D	3D	3D	12	8	7	5	5	4	—	R. E.
P1	3891,97	6	—	IV	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	L. D.
	3889,45	4	2	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
	3662,62	6	1	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	L. D.
	3611,17	6	—	IV	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
	3599,60	6	1	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	L. D.
	3586,64	2	1	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
	3579,97	4	2	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	L. D.
	3577,79	4	1	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
	3514,94	6	1	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	L. D.
	3525,23	6	1	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	L. D.
t	3501,29	10	5	II	8	—	fc	0	0	0	0	f	f	3	2	0	0	f	f	—	L. D. mf.
t	3357,00	6	—	IV	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	L. D. ?
	3281,96	4	1	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	L. D.
	3071,71	6	3	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	L. D.
	2785,22	8	—	IV	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	L. D.
P2	2771,51	6	3	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	L. D., R. E.
	2702,78	4	1	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	L. D.
P2	2647,41	4	2	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	L. D., R. E.
P1	2641,52	4	1	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	R. E.
P1	2634,91	8	10	III	—	—	0	1	1	0D	0D	fD	fD	1	1	0	0D	0D	0D	—	L. D., R. E.
	2347,67	6	10	III	—	—	—	ff	—	—	—	—	—	1D	ffD	—	—	—	—	—	L. D. f.
vp?	2335,33	8	20	III	—	—	ffD	3D	2D	1D	1D	0D	0D	6	4	3	3	2	2	—	L. D. mf., R. E.
vp?	2304,32	8	15	III	—	—	—	1	0	0	f	f	ff	3	2	1	1	0	0	—	L. D. f., R. E.

Las investigaciones de Lecoq de Boisbaudran y de Demarçay coinciden con las nuestras, como en los espectros del calcio y del estroncio.

El espectro del bario es, comparado con los del calcio y del estroncio, el que se extiende más hacia el ultravioleta, siendo las líneas del *vacuum pair* (probable) 2335,53 y 2304,32 las más refrangibles del espectro.

Como en el caso del estroncio, todas las líneas del espectro de llama descrito por Watteville están presentes en el espectro de chispa, siendo digno de notarse que ninguna línea del bario está presente en la zona exterior de la llama, con excepción de 5535,69.

Las conclusiones que se pueden establecer respecto del espectro del bario son algo diferentes de las establecidas a propósito de los espectros del calcio y del estroncio.

Las líneas del espectro de llama pertenecen a las clases III y II. A este respecto hay que advertir que las intensidades del espectro del arco son las determinadas por Kayser y Runge y las del espectro de chispa las determinadas por Exner y Haschek, lo que trae incertidumbre respecto a los valores de R, a causa de la diversidad de sistemas empleados para apreciar las intensidades.

El espectro del bario es, comparado con los del calcio y del estroncio, el más afectado por la acción de la capacidad y de la selfinducción. Es el que presenta mayor número de rayas que desaparecen por la acción de la self, entre ellas la línea 3993,60 que está presente en el espectro de llama y en la descarga no condensada. La acción intensa de la selfinducción es posible que se deba a la gran cantidad de líneas pertenecientes a la III clase que tiene el espectro del bario. Las líneas de la II clase son también intensamente afectadas y algunas desaparecen; sólo existe una línea de la I clase.

Las líneas reforzadas pertenecen a la III clase.

Contrariamente a lo que sucede para el calcio y para el estroncio, la variación de la capacidad y de la selfinducción del circuito de descarga afecta notablemente la estructura de las líneas del espectro del bario.

El espectro del bario es, comparado con los espectros del calcio y del estroncio, el que tiene menos líneas seriadas. Es además el que más se aparta de las conclusiones que hemos formulado respecto de los otros dos espectros.

Las líneas presentes de la serie principal y de las series subordinadas de pares pertenecen a las clases III y II, con excepción de 4554,21 están ausentes del espectro de llama. Los pares por grupos de seis obedecen a la misma regla. El *vacuum pair* probable 2335,33 y 2304,32 que pertenece a la III clase, se halla presente y sufre la acción de la self.

Ninguna línea de las series subordinadas de tripletes se halla presente; en cambio, algunas pocas líneas que pertenecen a los tripletes por grupos de seis y a los tripletes nítidos, lo están.

Las líneas mencionadas por Liveing y Dewar y que se hallan en nuestros espectrogramas se comportan de idéntica manera que en el espectro del calcio.

V

Las conclusiones parciales que hemos hallado para los espectros del calcio, bario y estroncio, considerando la acción de la selfinducción y de la capacidad y la clasificación de las líneas espectrales en clases y en series, nos permiten ahora formular las siguientes conclusiones generales que resumen las características de estos espectros.

Nuestros resultados coinciden con los de Lecoq de Boisbaudran. Y si en nuestros cuadros figura mayor número de rayas, esto se debe sin duda al hecho de haber empleado nosotros aparatos más potentes y una técnica más perfecta. En cambio los resultados obtenidos por Demarçay en el espectro del calcio parecen ser más completos que los nuestros: hecho que, a nuestro juicio, se debe a las características de la chispa eléctrica empleada por Demarçay.

Las líneas encontradas por Liveing y Dewar pertenecen a las clases II, III y IV. Las pertenecientes a la II clase se hallan presentes en nuestros espectrogramas, cuando sus intensidades en el arco son por lo menos iguales a 6 (escala de Kayser) y siempre que sus intensidades en la chispa no bajen de 4 (escala de Eder y Valenta). Las de la III clase se hallan presentes en su casi totalidad.

Todas las líneas que figuran en los espectros de llama descritos por Watteville existen en nuestros espectrogramas, con excepción de las líneas de que hemos hecho mención a propósito del espectro del calcio. La gradación de intensidades en los espectros de llama del estroncio y del calcio es idéntica al de los espectros de chispa de ambos metales; en el caso del bario no sucede así.

Los espectros de chispa que hemos descrito se extienden más hacia el ultravioleta que los espectros de llama descritos por Watteville.

Las líneas presentes en los espectros de llama pertenecen en general a las clases I y II. En el espectro del bario pertenecen en su mayoría a la clase III.

Las líneas presentes en los espectros eléctricos del calcio, estroncio y bario pertenecen a las clases I, II y III; no existe ninguna línea de las clases IV y V. El cuadro siguiente especifica para cada espectro el nú-

mero de líneas correspondientes a cada clase para diferentes valores de las condiciones eléctricas del circuito.

Espectro del calcio

	A	B	B ₂	C	C ₂
Clase I	5	5	5	6	5
» II	12	17	16	17	16
» III	5	5	5	5	5

Espectro del estroncio

	A	B	B ₂	C	C ₂
Clase I	3	3	3	3	3
» II	15	16	15	16	15
» III	4	4	4	4	4

Espectro del bario

	A	B	B ₂	C	C ₂
Clase I	—	1	—	1	—
» II	5	7	5	7	5
» III	17	19	13	19	13

El cuadro anterior nos muestra que el espectro más afectado por la variación de las condiciones eléctricas del circuito es el del bario, siéndolo de una manera más leve los espectros del calcio y del estroncio. Esta conclusión sólo se refiere a las rayas que aparecen o desaparecen, porque sólo de ellas se hace mención en el cuadro.

El espectro del bario se halla caracterizado por la abundancia de líneas pertenecientes a la III clase; hecho que explica, a nuestro juicio, su menor resistencia a la acción de la selfinducción.

En regla general, a un aumento de capacidad del circuito eléctrico corresponde un aumento de intensidad de las líneas espectrales, y en algunos casos se produce la aparición de nuevas líneas. El aumento de la selfinducción produce un efecto absolutamente contrario: disminución de la intensidad de las líneas y a veces su desaparición.

En ningún caso hemos observado la aparición de nuevas líneas, ni su aumento de intensidad, por efecto del aumento de la selfinducción.

Existen líneas espectrales que encontrándose en el espectro de la descarga no condensada, desaparecen por efecto de la selfinducción; otras líneas, en cambio, ofrecen la característica contraria.

En los espectros del calcio y del estroncio la estructura de las líneas sufre pocas modificaciones por la acción de los factores eléctricos; en el espectro del bario son más numerosos los cambios de estructura.

Las rayas últimas del calcio y del estroncio están presentes en el espectro de llama y en el espectro de chispa.

Las rayas reforzadas no desaparecen, si bien algunas disminuyen de intensidad a causa del aumento de selfinducción.

Respecto a las series se pueden formular algunas conclusiones generales.

Los espectros de llama del estroncio y del calcio se hallan caracterizados por la presencia de las líneas pertenecientes a la serie principal de pares y de algunas líneas de los pares por grupos de seis. En el espectro del bario sólo está presente la línea 4554,21, que pertenece a la serie principal de pares. Algunos tripletes completos se hallan en el espectro de llama del calcio.

Los espectros eléctricos del calcio y del estroncio se hallan caracterizados por la presencia de líneas pertenecientes a la serie principal y a las dos series subordinadas de pares. En cuanto a las series de tripletes, algunos de ellos se hallan representados íntegramente.

El espectro del bario se caracteriza por la presencia del *vacuum pair* (probable) 2335,33 y 2304,32. El par correspondiente del estroncio 2166,11 y 2152,82, formado por líneas pertenecientes a la II clase está ausente. El del calcio 1839,8 y 1837,1 también debe estarlo porque su débil intensidad nos hace presumir que así suceda.

VI

1. LECOQ DE BOISBAUDRAN, *Spectres lumineux*, página 81.
2. E. DEMARÇAY, *Spectres électriques*, página 24.
3. W. N. HARTLEY, *Trans. R. Soc.*, tomo CLXXV, página 49. 1884.
4. G. D. LIVEING y J. DEWAR, *Trans. R. Soc.*, tomo CLXXIV, página 217. 1883.
5. A. GOUY, *Comptes rendus*, tomo LXXXIV, página 1231. 1877.
6. C. DE WATTEVILLE, *Spectres de flammes*, tesis de París, página 35. 1904.
7. J. STEINHAUSEN, *Ueber « enhanced lines »*, tesis Bonn. 1904. *Zeit. für Wiss. Phot.*, tomo III, página 45. 1905.
8. A. DE GRAMONT, *Comptes rendus*, tomo CXLIV, página 1101. 1907.
9. H. KAYSER, *Handbuch der Spectroscopie*, tomo V, página 246.
10. J. M. EDER y E. VALENTA, *Beitrage zur Photochemie und Spektralanalyse*, página 333.
11. F. A. SAUNDERS, *Astrophys. Journ.*, tomo XXXII, página 153. 1910.
12. LECOQ DE BOISBAUDRAN, *Obra citada*, página 69.
13. E. DEMARÇAY, *Obra citada*, página 16.
14. KAYSER, *Obra citada*, tomo VI, página 531.
15. LIVEING y DEWAR, *Memoria citada*, página 217.
16. GOUY, *Memoria citada*
17. WATTEVILLE, *Thèse*, página 36.
18. STEINHAUSEN, *Tesis y Memoria citadas*.
19. GRAMONT, *Memoria citada*.
20. KAYSER, *Obra citada*, tomo VI, página 539.

21. LECOQ DE BOISBAUDRAN, Obra citada, página 66.
22. DEMARÇAY, Obra citada, página 14.
23. KAYSER, Obra citada, tomo V, página 142.
24. LIVEING y DEWAR, Memoria citada, página 216.
25. GOUY, Memoria citada.
26. WATTEVILLE, Thèse, página 37.
27. STEINHAUSEN, Tesis y memoria citadas.
28. J. H. POLLOCK y A. G. G. LEONARD, *Proc. R. Soc. (Dublín)*, 2, tomo XI, página 229. 1907.
29. KAYSER, Obra citada, tomo V, página 148.
30. EXNER y HASCHEK, *Wellenlangen Tabellen der Ultravioletten Funkenspektren der Elemente*, tomo II, página 7. 1902.

CAPÍTULO IX

RESULTADOS EXPERIMENTALES (Continuación)

I. Espectro del manganeso. — II. Espectro del cobre. — III. Bibliografía

I

El espectro de chispa del manganeso, producido por medio de soluciones, ha sido descrito por Lecoq de Boisbaudran (1), por Demarçay (2) y por Ciamician (3). Todas estas investigaciones efectuadas con espectroscopios o espectrógrafos provistos de sistemas ópticos en vidrio, sólo alcanzan al principio del ultravioleta, es decir, a 3500 U. A. aproximadamente, por lo tanto no pueden ser comparados nuestros resultados con los de los autores mencionados. Nuestras investigaciones en el espectro del manganeso han tendido a completar las investigaciones de Demarçay y a estudiar, además, la acción de la selfinducción.

Hemsalech (4) ha estudiado la acción de la selfinducción en el espectro de chispa del manganeso, en la región comprendida entre 5552,8 y 3569,95. Según el mencionado autor, un gran número de rayas pertenecientes a la segunda clase (clasificación de Hemsalech) se hacen cortas por la acción de la self. Las líneas intensas en el arco, lo son también, en general, en el espectro de la descarga oscilante.

El espectro de llama del manganeso ha sido estudiado por Gouy (5) y por Watteville (6). Este último ha llegado a la conclusión de que ese espectro es idéntico al de la descarga oscilante descrito por Hemsalech.

Las líneas últimas del manganeso son, según Pollock y Leonard (7), 2605,8, 2594,0 y 2576,2; estas líneas son aún visibles cuando la chispa estalla sobre una solución al 0,001 por ciento.

Según Kayser y Runge (8), existen en el espectro del manganeso dos series subordinadas de tripletes; estas series responden a las siguientes ecuaciones.

Primera serie subordinada:

$$10^8 \lambda^{-1} = 41223,86 - 125299n^{-2} - 1377549n^{-4}$$

$$\nu_1 = 172,07, \quad \nu_2 = 129,14.$$

Segunda serie subordinada:

$$10^8 \lambda^{-1} = 41222,15 - 119890n^{-2} - 580770n^{-4}$$

$$\nu_1 = 173,78, \quad \nu_2 = 129,14.$$

La solución de cloruro de manganeso que empleamos en nuestras experiencias, fué la siguiente:

Cloruro de manganeso (4H ₂ O)	40,0 gr.
Ácido clorhídrico	2,5 c. c.
Agua redestilada	80,0 »

La distancia explosiva fué siempre de dos milímetros. La chispa producida en estas condiciones tiene color verdoso.

La solución de cloruro de manganeso se descompone por la acción de la chispa eléctrica, se deposita sobre el alambre de platino y en el seno de la solución un precipitado parduzco que debe ser un óxido o un hidrato de manganeso; al mismo tiempo la solución toma un marcado olor a cloro.

El cuadro siguiente resume los resultados que hemos obtenido; las longitudes de onda e intensidades que en él figuran son las determinadas por Exner y Haschek (9) y por Kilby (10), respectivamente. Las letras E. H., que figuran para ciertas líneas en la columna titulada observaciones, indican que esas líneas solo figuran en las tablas de Exner y Haschek. A partir de 2812,99 U. A., tanto las longitudes de onda como las intensidades de las líneas provienen de las tablas de Exner y Haschek.

Las series se hallan especificadas en la columna de observaciones de la siguiente manera: 1ª N. (4, 5 ó 6, etc.), 2ª N. (4, 5 ó 6, etc.), según que pertenezcan a la primera o segunda serie subordinada y según que el valor de n sea igual a 4, 5 ó 6, etc. La numeración romana indica el número de orden de las rayas de cada triplete.

λ	I.		Cl.	A	B	B ₁	B ₂	B ₃	B ₄	B ₅	C	C ₁	C ₂	C ₃	C ₄	C ₅	Observaciones
	A	C															
3488,80	4	10	III	f	0	f	f	f	ff	ff	1	0	0	f	f	f	
3483,22	4	10	III	0	0	f	f	f	ff	ff	1	0	0	f	f	f	
3474,27	4	8	III	1	1	0	0	0	f	f	2	2	1	0	0	0	
3460,45	5	10	III	1	1	0	0	0	f	f	2	2	1	0	0	0	
3442,13	5	10	III	2	3	1	1	1	0	0	4	3	2	2	1	1	
3439,13	3	3	I	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
3330,80	4	1	II	0	1	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	
3320,82	4	2	II	-	0	0	0	f	f	f	0	0	0	f	f	f	
3317,47	4	2	II	f	1	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	
3315,07	3	2	II	0	0	0	0	f	f	f	0	0	0	f	f	f	
3314,59	2	1	II	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
3313,70	3	2	II	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
3313,41	3	2	II	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
3312,05	3	2	II	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
3303,40	3	2	II	-	-	-	-	-	-	-	ff	-	-	-	-	-	
3298,35	3	3	I	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
3297,01	3	2	II	-	0	0	f	ff	ff	ff	0	0	f	ff	ff	ff	
3280,90	5	1	II	-	f	ff	-	-	-	-	0	f	f	ff	ff	-	
3278,65	3	2	II	f	0	f	f	ff	ff	ff	0	f	f	ff	ff	ff	
3264,83	4	4	I	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	
3260,40	4	3	II	4	4	4	4	3	3	3	4	4	4	3	3	3	
3258,52	4	4	I	3	4	3	3	3	3	3	4	4	4	3	3	3	
3256,25	5	5	I	5	6	5	5	5	5	4	6	5	5	5	5	4	
3253,09	5	4	II	6	6	5	5	5	5	4	6	5	5	5	5	4	
3251,27	4	3	II	0	1	0	0	0	0	0	1	1	1	0	0	0	
3248,64	4	4	I	8	8	8	8	8	8	7	8	8	8	8	8	7	
3243,93	5	4	II	7	7	7	7	7	7	6	7	7	7	7	7	6	
3240,75	4	2	II	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	
3240,53	4	2	II	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	
3237,40	6	2	II	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
3236,90	6	6	I	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	
3235,10	2	-	IV	?	?	-	-	-	-	-	?	-	-	-	-	-	P., E. H.
3230,81	5	4	II	6	7	6	6	6	6	6	7	6	6	6	6	6	
3228,20	7	5	II	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	
3226,15	3	2	II	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
3224,90	4	2	II	3	3	3	2	2	2	2	3	3	3	2	2	2	
3217,04	3	2	II	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	
3212,98	5	3	II	4	5	4	4	3	3	3	5	4	4	3	3	3	
3207,00	3	1	II	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
3178,61	6	3	II	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	2ª N. I (4).
2161,19	5	2	II	?	?	-	-	-	-	-	?	-	-	-	-	-	2ª N. II (4), P.
3148,36	5	2	II	?	?	-	-	-	-	-	?	-	-	-	-	-	2ª N. III (4), P.
3097,18	3	2	II	?	?	-	-	-	-	-	?	-	-	-	-	-	P.
3081,52	4	2	II	?	?	-	-	-	-	-	?	-	-	-	-	-	P.
3079,80	5	2	II	?	?	-	-	-	-	-	?	-	-	-	-	-	P.

λ	I.		Cl.	A	B	B ₁	B ₂	B ₃	B ₄	B ₅	C	C ₁	C ₂	C ₃	C ₄	C ₅	Observaciones
	A.	C.															
3073,33	5	2	II	?	?						?						P.
3070,46	5	2	II	?	?						?						P.
3066,19	5	2	II	?	?						?						P.
3062,30	5	2	II	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	
3059,15	—	3	V	—	ff	—	—	—	—	—	f	ff	—	—	—	—	E. H.
3054,53	6	2	II	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	
3050,77	—	4	V	—	0	f	f	ff	—	—	1	1	0	f	ff	ff	E. H.
3047,14	3	2	II	—	—	—	—	—	—	—	0	f	ff	ff	ff	—	
3045,90	2	1	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
3044,69	6	3	II	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	
3043,46	3	2	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
3043,25	2	2	I	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
3040,76	3	2	II	?	?						?						P.
3038,61	—	3	V	—	—	—	—	—	—	—	f	ff	—	—	—	—	E. H.
3038,21	—	3	V	—	—	—	—	—	—	—	f	ff	—	—	—	—	E. H.
3035,50	—	3	V	—	ff	—	—	—	—	—	f	ff	—	—	—	—	E. H.
3033,69	—	2	V	?	?						?						P., E. H.
3031,19	—	3	V	—	ff	—	—	—	—	—	0	ff	—	—	—	—	E. H.
3029,50	—	2	V	—	—	—	—	—	—	—	f	ff	—	—	—	—	E. H.
3029,28	—	2	V	—	—	—	—	—	—	—	f	ff	—	—	—	—	E. H.
3022,90	3	1	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
3020,07	—	3	V	—	f	—	—	—	—	—	0	f	ff	—	—	—	E. H.
3016,60	3	1	II	—	—	—	—	—	—	—	f	—	—	—	—	—	
2976,60	—	3	V	?	?						?						P., E. H.
2961,80	—	2	V	?	?						?						P., E. H.
2951,30	—	4	V	—	0	ff	—	—	—	—	1	f	ff	—	—	—	E. H.
2949,31	8	9	III	6	8	7	7	6	5	4	12	8	7	6	6	5	
2943,26	—	3	V	?	?						?						P., E. H.
2941,15	3	1	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
2940,50	6	1	II	2	3	2	2	2	2	2	3	2	2	2	2	2	1ª N. I (5).
2939,40	7	8	III	3	7	5	5	4	4	3	12	6	5	4	4	3	
2934,13	3	1	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
2933,19	7	8	III	3	8	5	5	4	3	3	10	6	5	4	4	3	
2928,79	3	1	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
2925,67	8	2	II	2	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	1ª N. II (5).
2914,71	9	2	II	2	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	1ª N. III (5).
2907,32	3	1	II	?	?						?						P.
2900,30	—	3	V	—	1	f	—	—	—	—	2	1	f	—	—	—	E. H.
2898,82	—	3	V	—	1	f	—	—	—	—	2	1	—	—	—	—	E. H.
2897,19	—	2	V	—	—	—	—	—	—	—	f	—	—	—	—	—	E. H.
2892,57	2	4	III	0	0	—	—	—	—	—	1	—	—	—	—	—	
2891,47	—	3	V	?	?						?						P., E. H.
2889,69	1	3	III	0	1	f	—	—	—	—	6	0	0	f	f	—	
2887,99	—	2	IV	?	?						?						P., E. H.
2886,77	1	4	III	f	0	ff	—	—	—	—	2	f	—	—	—	—	

λ	I.		Cl.	A	B	B ₁	B ₂	B ₃	B ₄	B ₅	C	C ₁	C ₂	C ₃	C ₄	C ₅	Observaciones
	A	C															
2879,60	1	1	I	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
2872,68	2	2	I	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
2870,23	—	4	V	?	?	—	—	—	—	—	?	—	—	—	—	—	P., E. H.
2858,85	2	—	IV	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
2836,43	2	1	II	0	0	0	f	f	f	f	0	0	0	0	0	0	
2830,92	3	2	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
2826,80	2	—	IV	?	?	—	—	—	—	—	?	—	—	—	—	—	P., E. H.
2824,50	2	—	IV	?	?	—	—	—	—	—	?	—	—	—	—	—	P., E. H.
2822,68	3	1	II	?	?	—	—	—	—	—	?	—	—	—	—	—	P.
2821,58	2	1	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
2818,85	3	—	IV	?	?	—	—	—	—	—	?	—	—	—	—	—	P.
2818,09	3	1	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
2817,41	—	2	V	?	?	—	—	—	—	—	?	—	—	—	—	—	P., E. H.
2815,13	2	3	III	—	ff	—	—	—	—	—	0	f	—	—	—	—	
2814,09	2	1	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
2813,60	3	1	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
2812,99	3	3	I	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
2812,76	—	3	V	?	?	—	—	—	—	—	?	—	—	—	—	—	P.
2812,40	—	2	V	?	?	—	—	—	—	—	?	—	—	—	—	—	P.
2811,40	1	2	III	?	?	—	—	—	—	—	?	—	—	—	—	—	P.
2809,20	2	2	I	f	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
2808,12	2	1	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
2806,92	1	2	III	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
2806,25	2	1	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
2805,48	—	5	V	f	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
2804,45	2	1	II	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
2804,24	2	1	II	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
2802,53	2	1	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
2801,20	50	1	II	20	20	20	20	20	20	20	20	20	20	20	20	20	
2799,99	2	1	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
2798,37	50	1	II	20	20	20	20	20	20	20	20	20	20	20	20	20	
2795,62	2	1	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
2795,34	—	4	V	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
2794,92	50	1	II	20	20	20	20	20	20	20	20	20	20	20	20	20	
2791,23	2	2	I	f	0	f	f	f	f	ff	0	f	f	f	f	ff	
2790,14	—	3	V	f	0	f	f	f	f	ff	0	f	f	f	f	ff	
2789,30	2	1	II	f	0	f	f	f	f	ff	0	f	f	f	f	ff	
2785,17	—	2	V	—	—	—	—	—	—	—	ff	—	—	—	—	—	
2782,30	—	3	V	—	—	—	—	—	—	—	f	—	—	—	—	—	
2780,14	2	1	II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
2768,60	—	3	V	—	f	—	—	—	—	—	—	f	ff	—	—	—	
2767,99	—	2	V	?	?	—	—	—	—	—	?	—	—	—	—	—	P.
2762,30	—	2	V	—	—	—	—	—	—	—	f	—	—	—	—	—	
2761,03	3	3	I	—	0	ff	—	—	—	—	0	f	—	—	—	—	
2750,24	—	2	V	—	—	—	—	—	—	—	ff	—	—	—	—	—	

λ	I.		Cl.	A	B	B ₁	B ₂	B ₃	B ₄	B ₅	C	C ₁	C ₂	C ₃	C ₄	C ₅	Observaciones
	A.	C.															
2740,85	—	2	V	—	—	—	—	—	—	—	ff	—	—	—	—	—	
2737,65	—	2	V	—	—	—	—	—	—	—	ff	—	—	—	—	—	
2737,11	—	2	V	—	—	—	—	—	—	—	ff	—	—	—	—	—	
2728,67	—	3	V	—	—	—	—	—	—	—	ff	—	—	—	—	—	
2727,63	—	3	V	—	—	—	—	—	—	—	ff	—	—	—	—	—	
2726,22	5	2	II	—	—	—	—	—	—	—	f	—	—	—	—	—	1ª N. I (6).
2724,52	—	3	V	—	—	—	—	—	—	—	f	—	—	—	—	—	
2722,19	—	3	V	—	—	—	—	—	—	—	f	—	—	—	—	—	
2719,83	—	2	V	—	—	—	—	—	—	—	1	—	—	—	—	—	
2719,40	—	3	V	—	—	—	—	—	—	—	0	—	—	—	—	—	
2717,58	—	2	V	—	—	—	—	—	—	—	ff	—	—	—	—	—	
2716,85	—	2	V	—	—	—	—	—	—	—	ff	—	—	—	—	—	
2713,42	5	—	IV	—	—	—	—	—	—	—	f	—	—	—	—	—	1ª N. II (6).
2711,70	—	5	V	—	0	—	—	—	—	—	2	0	ff	—	—	—	
2710,42	1	3	III	—	0	—	—	—	—	—	3	f	—	—	—	—	
2708,53	1	4	III	—	f	—	—	—	—	—	3	f	—	—	—	—	
2707,61	—	3	V	—	—	—	—	—	—	—	0	—	—	—	—	—	
2705,81	1	8	III	—	ff	—	—	—	—	—	3	0	f	ff	—	—	
2704,00	5	2	II	—	—	—	—	—	—	—	f	—	—	—	—	—	1ª N. III (6).
2701,79	1	5	III	—	ff	—	—	—	—	—	4	0	ff	—	—	—	
2699,07	—	2	V	—	—	—	—	—	—	—	f	—	—	—	—	—	
2695,17	—	3	V	—	—	—	—	—	—	—	f	—	—	—	—	—	
2694,20	—	2	V	—	—	—	—	—	—	—	ff	—	—	—	—	—	
2693,30	1	3	III	—	—	—	—	—	—	—	f	—	—	—	—	—	
2692,56	—	2	V	—	—	—	—	—	—	—	f	—	—	—	—	—	
2692,11	—	2	V	—	—	—	—	—	—	—	f	—	—	—	—	—	
2691,10	—	3	V	—	—	—	—	—	—	—	0	—	—	—	—	—	
2689,90	—	2	V	—	—	—	—	—	—	—	ff	—	—	—	—	—	
2688,37	—	4	V	—	0	—	—	—	—	—	2	ff	—	—	—	—	
2687,53	1	3	III	—	—	—	—	—	—	—	ff	—	—	—	—	—	
2686,07	1	3	III	—	ff	—	—	—	—	—	ff	—	—	—	—	—	
2684,66	—	3	V	—	—	—	—	—	—	—	ff	—	—	—	—	—	
2683,96	1	2	III	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
2681,37	—	3	V	—	—	—	—	—	—	—	ff	—	—	—	—	—	
2680,81	—	3	V	—	—	—	—	—	—	—	ff	—	—	—	—	—	
2680,49	—	3	V	—	—	—	—	—	—	—	ff	—	—	—	—	—	
2680,09	—	3	V	—	—	—	—	—	—	—	ff	—	—	—	—	—	
2677,95	—	2	V	—	—	—	—	—	—	—	ff	—	—	—	—	—	
2674,87	—	2	V	—	—	—	—	—	—	—	0	—	—	—	—	—	
2673,50	—	3	V	—	—	—	—	—	—	—	0	—	—	—	—	—	
2672,71	1	5	III	—	f	—	—	—	—	—	3	ff	—	—	—	—	
2667,11	—	4	V	—	—	—	—	—	—	—	2	—	—	—	—	—	
2666,90	—	4	V	—	—	—	—	—	—	—	2	—	—	—	—	—	
2665,30	—	2	V	—	—	—	—	—	—	—	ff	—	—	—	—	—	
2662,66	—	2	V	—	—	—	—	—	—	—	ff	—	—	—	—	—	

λ	I.		Cl.	A	B	B ₁	B ₂	B ₃	B ₄	B ₅	C	C'	C''	C'''	C ⁴	C ⁵	Observaciones
	A.	C.															
2655,99	1	4	III	-	-	-	-	-	-	-	2	-	-	-	-	-	P.
2652,59	-	3	V	-	-	-	-	-	-	-	f	-	-	-	-	-	
2651,11	-	3	V	?	?	-	-	-	-	-	?	-	-	-	-	-	
2648,90	1	2	III	-	-	-	-	-	-	-	ff	-	-	-	-	-	
2639,91	-	5	V	-	0	ff	-	-	-	-	3	f	-	-	-	-	
2638,26	1	5	III	-	0	ff	-	-	-	-	3	f	ff	-	-	-	
2635,69	-	2	V	-	-	-	-	-	-	-	ff	-	-	-	-	-	
2632,47	-	7	V	-	1	f	-	-	-	-	4	f	ff	-	-	-	
2632,10	1	2	III	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
2630,66	2	1	II	-	-	-	-	-	-	-	ff	-	-	-	-	-	
2625,70	-	7	V	-	0	ff	-	-	-	-	4	f	ff	-	-	-	
2624,93	2	2	I	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
2624,15	2	2	I	-	-	-	-	-	-	-	f	f	f	f	f	f	
2623,01	2	1	II	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
2620,09	2	1	II	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
2619,60	2	1	II	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
2619,01	2	2	I	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
2618,22	2	8	III	ff	1	ff	-	-	-	-	4	1	0	f	-	-	
2610,26	1	8	III	-	0	-	-	-	-	-	4	0	f	-	-	-	
2605,78	4	10	III	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	
2603,81	-	3	V	-	-	-	-	-	-	-	1	-	-	-	-	-	
2602,82	-	3	V	-	-	-	-	-	-	-	1	-	-	-	-	-	
2599,02	-	8	V	-	ff	-	-	-	-	-	3	ff	-	-	-	-	
2595,76	3	3	I	0	0	0	0	0	0	0	1	1	1	0	0	0	
2593,82	4	15	III	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	
2593,04	2	1	II	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
2591,52	-	2	V	-	-	-	-	-	-	-	0	-	-	-	-	-	
2591,33	-	2	V	-	-	-	-	-	-	-	0	-	-	-	-	-	
2589,08	-	3	V	-	-	-	-	-	-	-	0	-	-	-	-	-	
2584,42	2	2	I	2	2	2	2	2	2	2	4	4	3	3	3	3	
2583,07	-	2	V	-	-	-	-	-	-	-	f	-	-	-	-	-	
2579,00	-	3	V	-	-	-	-	-	-	-	0	-	-	-	-	-	
2576,20	4	30	III	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	
2575,59	2	1	II	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
2572,86	2	1	II	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	
2571,04	-	2	V	-	-	-	-	-	-	-	ff	-	-	-	-	-	
2565,30	-	2	V	-	-	-	-	-	-	-	ff	-	-	-	-	-	
2563,72	-	5	V	-	-	-	-	-	-	-	3	0	-	-	-	-	
2559,48	-	2	V	-	-	-	-	-	-	-	ff	-	-	-	-	-	
2558,67	-	4	V	-	-	-	-	-	-	-	2	ffD	-	-	-	-	
2556,65	-	3	V	-	-	-	-	-	-	-	2	-	-	-	-	-	
2551,98	-	2	V	-	-	-	-	-	-	-	ff	-	-	-	-	-	
2548,85	1	3	III	-	-	-	-	-	-	-	1	-	-	-	-	-	
2543,56	-	3	V	-	-	-	-	-	-	-	0	-	-	-	-	-	
2543,06	-	3	V	-	-	-	-	-	-	-	0	-	-	-	-	-	

λ	I.		Cl.	A	B	B ₁	B ₂	B ₃	B ₄	B ₅	C	C ₁	C ₂	C ₃	C ₄	C ₅	Observaciones
	A.	C.															
2538,14	—	2	V	—	—	—	—	—	—	—	1	—	—	—	—	—	
2538,04	—	2	V	—	—	—	—	—	—	—	1	—	—	—	—	—	
2535,75	—	2	V	—	—	—	—	—	—	—	ff	—	—	—	—	—	
2534,33	—	2	V	—	—	—	—	—	—	—	ff	—	—	—	—	—	
2534,24	—	2	V	—	—	—	—	—	—	—	ff	—	—	—	—	—	
2533,14	—	2	V	—	—	—	—	—	—	—	ff	—	—	—	—	—	
2532,89	—	2	V	—	—	—	—	—	—	—	ff	—	—	—	—	—	
2531,94	—	2	V	—	—	—	—	—	—	—	ff	—	—	—	—	—	
2530,81	—	2	V	—	—	—	—	—	—	—	ff	—	—	—	—	—	
2516,86	—	2	V	—	—	—	—	—	—	—	ff	—	—	—	—	—	
2507,74	—	2	V	—	—	—	—	—	—	—	ff	—	—	—	—	—	
2499,10	—	4	V	—	—	—	—	—	—	—	f	—	—	—	—	—	
2466,49	—	2	V	—	—	—	—	—	—	—	ff	—	—	—	—	—	
2466,29	—	2	V	—	—	—	—	—	—	—	ff	—	—	—	—	—	
2453,25	—	2	V	—	—	—	—	—	—	—	f	—	—	—	—	—	
2452,61	—	10	V	—	fD	—	—	—	—	—	1	f	f	fD	fD	fe	
2438,30	—	3	V	—	—	—	—	—	—	—	0	—	—	—	—	—	
2438,00	—	3	V	—	—	—	—	—	—	—	0	—	—	—	—	—	
2437,53	—	5	V	—	—	—	—	—	—	—	0	—	—	—	—	—	
2427,85	—	4	V	—	—	—	—	—	—	—	0	—	—	—	—	—	
2427,51	—	3	V	—	—	—	—	—	—	—	ff	—	—	—	—	—	
2400,37	—	2	V	—	—	—	—	—	—	—	ff	—	—	—	—	—	
2373,47	—	3	V	—	—	—	—	—	—	—	ff	—	—	—	—	—	

El espectro del manganeso es el más rico en líneas de cuantos hemos examinado; a causa de esa circunstancia es dudosa la presencia de algunas de ellas, porque coinciden con líneas del espectro parásito (ver página 135 y siguientes).

Las líneas pertenecientes a la II clase son muy poco afectadas por la variación de los factores eléctricos; además se hallan presentes a la vez, salvo rarísimas excepciones, en el espectro producido por el circuito A (descarga no condensada) y en los producidos por los circuitos B y C (descargas condensadas).

A la II clase pertenecen las líneas más intensas del espectro. Las líneas de esta clase que están ausentes en la descarga no condensada y que la acción de la capacidad eléctrica hace aparecer, son borradas por la acción de la selfinducción.

Las líneas de la III clase que se hallan en la descarga no condensada también lo están en la descarga condensada, pero el aumento de la self-inducción hace desaparecer líneas que están en la descarga no condensada.

Las líneas 2605,78, 2593,82 y 2576,20 que pertenecen a la III clase, son muy intensas y no son influenciadas por la variación de las condiciones eléctricas del circuito; es interesante hacer notar que estas líneas son, según Pollock y Leonard, las rayas últimas del manganeso.

La característica del espectro del manganeso la constituye la presencia, en el espectro de la descarga condensada, de gran cantidad de líneas pertenecientes a la V clase. Estas líneas desaparecen completamente, con excepción de dos o tres, por acción de la selfinducción. La desaparición de esas líneas se hace gradualmente en unos casos y bruscamente en otros.

La influencia de la selfinducción se hace sentir, teniendo en cuenta la clasificación de las líneas, en este orden: V clase, III clase, II clase y I clase.

La clasificación de las líneas en series no permite sentar ninguna conclusión, debido al exiguo número de rayas clasificadas.

El cuadro siguiente, análogo a los ya formulados para otros espectros, resume las conclusiones que acabamos de formular.

	A	B	B ₃	C	C ₃
Clase I	8	9	8	10	8
» II	28	31	30	38	30
» III	15	26	11	28	11
» IV	0	0	0	1	0
» V	2	18	2	96	3

En resumen, el espectro del manganeso es uno de los más afectados por la acción de los factores eléctricos, a causa de la gran cantidad de líneas pertenecientes a la V clase, es decir, de rayas específicas de la chispa.

No hemos explorado la región visible del espectro del manganeso, debido a que un espectro de bandas, descrito por Casaretto (11) y por Lecoq de Boisbaudran, hacía difícil la identificación precisa de las líneas en nuestros espectrogramas.

II

El espectro eléctrico del cobre producido por la fulguración eléctrica de las soluciones de sales cúpricas, ha sido descrito por Lecoq de Boisbaudran (12), por Ciamician (13), por Hartley (14) y por Demarçay (15). El espectro de llama ha sido estudiado por Gouy (16) y por Watteville (17); las rayas últimas han sido determinadas por Gramont (18).

El espectro del cobre se halla caracterizado, bajo el punto de vista de las series, por la presencia de dos series subordinadas de pares; existen también indicios de la presencia de una serie principal de pares (19).

La primera serie subordinada responde a las fórmulas

$$10^8 \lambda^{-1} = 31591,6 - 131150n^{-2} - 1085060n^{-4},$$

$$10^8 \lambda^{-1} = 31840,1 - 131150n^{-2} - 1085060n^{-4};$$

y se halla caracterizada por el hecho de que las primeras líneas de los pares $n = 4$ y $n = 5$ son dobles. Como en el caso del sodio cerca del par $n = 5$, existe otro que es 4056,8 — 4415,8.

La segunda serie subordinada tiene por fórmulas

$$10^8 \lambda^{-1} = 31591,6 - 124809n^{-2} - 440582n^{-4},$$

$$10^8 \lambda^{-1} = 31840,1 - 124809n^{-2} - 440582n^{-4}.$$

De esa serie se hallan en el espectro visible los pares $n = 4$ y $n = 5$; el par $n = 3$ está en el infrarrojo; los pares $n = 6$, $n = 7$, etc., no han sido observados, debido probablemente a que son muy poco intensos.

Existen además en el espectro del cobre los pares

5782,30	3274,06
5700,39	3247,65.

El primer par, según Kayser, no pertenece a ninguna serie subordinada. En cuanto al segundo se puede admitir que es el primer par de una serie principal, cuyos otros componentes se hallan en la región de Schumann.

En el cuadro numérico del espectro del cobre las series de pares van designadas de la misma manera que en el espectro del manganeso. Los pares que no pertenecen a las series subordinadas están designados así: P1, P2 y P3.

La acción de la selfinducción en el espectro eléctrico del cobre ha sido estudiada por Hemsalech (20), Néculcá (21), Berndt y Joye (22).

Según Hemsalech, la mayoría de las rayas del cobre desaparecen, y las que quedan disminuyen de intensidad o se acortan; entre ellas se hallan las pertenecientes a las series de Rydberg y de Kayser y Runge.

Néculcá afirma que la mayoría de las rayas ultravioletas del cobre desaparecen con una selfinducción de 0,0005 henry. Las líneas que quedan corresponden a la primera y segunda clases de la clasificación de Hemsalech.

Las conclusiones a que llega Berndt difieren de las de Néculcá en cuanto a la desaparición de algunas líneas espectrales.

Los resultados obtenidos por Joye pueden resumirse así:

Las líneas del espectro de chispa son, en conjunto, más débiles que las del arco y menos refractarias a la acción de la self. Hay, como se comprende, excepciones a esta regla.

Entre 2719 y 2100 la disminución de la intensidad de las líneas no es tan intensa como lo indica Néculcéa. Este desacuerdo se explica, según Joye, por la mayor intensidad de corriente empleada por él.

La solución de cloruro de cobre que empleamos, estaba compuesta así:

Cloruro de cobre (2H ₂ O).....	40,0 gr.
Ácido clorhídrico puro.....	3,5 c. c.
Agua redestilada.....	80,0 »

La chispa es de color verde claro. La distancia explosiva fué, como siempre, de dos milímetros.

Como en el caso del manganeso, aunque no de una manera tan intensa, la solución de cloruro de cobre se descompone, depositándose sobre el alambre de platino (electrodo positivo) una capa negruzca (OCu[?]); este depósito para ser disuelto, necesita ser tratado por el ácido clorhídrico hirviendo.

El cuadro que sigue contiene en sus distintas columnas los siguientes datos: longitudes de onda, según Kayser y Runge (23); intensidades en el arco, según los mismos autores; intensidades en la chispa, según Eder y Valenta (24); clase a que pertenecen las líneas; resultados de Hemsalech en el espectro visible y de Néculcéa en el espectro ultravioleta (*); resultados de Joye en el oxígeno y en el hidrógeno (*); espectro de llama, según Watteville; espectro de chispa, según Demarçay. Las columnas siguientes resumen los resultados que hemos obtenido por la observación de nuestros espectrogramas.

Por último, la columna titulada observaciones, menciona las líneas que ha encontrado Lecoq de Boisbaudran, las series, las líneas últimas y las líneas que coinciden con las bandas del espectro del cloruro de cobre o con las rayas y bandas del espectro parásito.

(*) Las cifras separadas por guiones indican que la intensidad de una línea espectral pasa, por acción de la self, de la intensidad 5 a la intensidad 3, por ejemplo. Cuando a la derecha del guion no hay ninguna otra cifra, quiere decir que la línea desaparece.

	I.		Cl.	H.	Joye		W.		D.	A	B	B ₁	B ₂	B ₃	B ₄	B ₅	C	C ₁	C ₂	C ₃	C ₄	C ₅	Observaciones
	A.	C.			O.	II.	en.	II.															
3415,94	2	1	II																				
3413,41	2	1	II																				
3404,73	2	1	II		1-																		
3402,28	2	1	II		1-																		
3393,09	2	3	III																				
3381,52	4	2	II		1-0											ff							
3365,46	4	3	II		2-																		
3349,88	4	2	II		1-																		
3337,95	4	4	I		0-				3	3	3	3	3	3	3	3	4	4	4	4	4	4	4
3329,68	4	1	II		0-																		
3319,76	4	2	II		2-																		
3317,28	4	2	II		2-																		
3308,10	8	7	II		6-1	2-1			4	4	4	4	4	4	4	4	5	5	4	4	4	4	4
3292,95	2	1	II																				
3290,62	6	3	II		5-1	3-0				1c						3c	1c						
3282,78	4	2	II		3-	1-																	
3279,89	2	3	III		1-				0	2	2	2	1	1	1	3	2	2	2	1	1		
3274,06	10	8	II		15-10	10-8	30	30	12	12	12	12	12	12	12	12	12	12	12	12	12	12	R. U., P3.
3266,05	2	1	II																				
3247,65	10	10	I		20-12	12-10	30	30	12	12	12	12	12	12	12	12	12	12	12	12	12	12	R. U., P3.
3243,21	4	3	II		1-				?	?						?							P.
3235,74	4	3	II		2-																		
3231,19	4	2	II		2-																		
3226,61	2	1	II						?	?						?							P.
3224,69	2	2	I		3-																		
3223,47	2	2	I						?	?						?							P.
3208,32	4	1	II		2-				ff	0	0	f	f	f	f	1	0	0	f	f	f		
3194,17	4	6	III		2-	0-			4	4	4	4	4	4	4	5	5	4	4	4	4	4	
3169,73	4	3	II		2-																		
3160,09	2	6	III																				
3146,93	4	1	II		2-																		
<hr/>																							
3142,47	4	1	II		3-																		
3140,42	4	1	II		3-																		
3128,73	4		IV																				P.
3126,22	6	6	I		4-	0-			?	?						?							
3116,48	4	1	II		1-																		
3108,64	6	5	II		4-	0-																	P.
3099,97	4	5	III		3-	0-			?	?						?							
3094,07	2	3	III		1-																		
3073,89	4	1	II		0-																		
3063,50	6	3	II		2-0	2-			?	?						?							P.
3057,73	2		IV						?	?						?							P.
3036,17	6	3	II		2-	0-			7	7	7	7	7	7	7	8	8	8	8	7	7		
3022,65	4		IV		2-	0-																	
3012,07	4		IV																				
3010,92	4	3	II						6	6	6	6	6	6	6	7	7	7	7	7	7	7	
2997,46	4	1	II		2-	0-			5	5	5	4	4	4	4	5	5	5	5	5	5	5	
2986,10	4		IV																				
2982,91	2	1	II																				
2979,52	2	1	II																				
2978,42	2		IV		2-				?	?						?							P.
2961,25	6	5	II		4-1	2-0	4		9	9	9	9	9	9	9	10	10	10	10	10	10	10	
2951,38	4		IV							?						1c	fc						
2883,03	4	1	II						6	6	6	6	6	6	6	7	7	7	7	7	7	7	
2879,04	2		IV						?	?						?							P.
2875,66	2		IV						?	?						?							P.
2824,47		6	V		4-1	3-0			9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	
2783,67	2		IV						fc	0c						1c							
2782,73	2		IV													fc							
2769,37	1	8	III		7-1	4-0										0c	fc						
2768,94	4		IV																				
2766,50	6	2	II		2-f	1-f	3		9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	
2751,38	4	2	II		0-																		
2745,57		6	V		3-	2-																	
2741,18		6	V																				
2724,01	4	2	II													f							
2722,00		4	V		4-	2-				ff						0	ff						

El examen de nuestros espectrogramas muestra que varias de las líneas (algunas de ellas muy intensas) encontradas por Demarçay no figuran en ellos; dejando de lado aquellas líneas que por coincidir con algunas bandas son de una presencia dudosa, es digno de notar el hecho de que las demás o no figuran en el espectro de chispa descrito por Joye o tienen en él una intensidad mínima; además todas esas líneas desaparecen por la acción de la selfinducción. Por otra parte hay que tener en cuenta la construcción especial de la bobina empleada por Demarçay, que produce (sin capacidad adicional) una chispa que puede considerarse como condensada.

El espectro de llama descrito por Watteville, que se extiende hasta 2227,85, coincide con las líneas más intensas del espectro eléctrico; las intensidades de las líneas en ambos espectros guardan la misma gradación.

Las líneas que se hallan presentes en los espectros de llama son aquellas que, según nuestras experiencias, no sufren la acción de la self, aunque, según Joye y Néculcéa, sean afectadas de una manera más o menos intensa por la influencia de la selfinducción.

Las rayas últimas del cobre se hallan presentes en el espectro del cono y en el de la zona exterior de la llama; son también las líneas más intensas en nuestros espectrogramas. Finalmente, según Joye, la intensidad de esas líneas sufre poco por la variación de los factores eléctricos.

La aplicación de nuestra clasificación de las líneas espectrales al análisis de nuestros resultados experimentales permite deducir interesantes conclusiones.

Las líneas de las clases I y II son, en su mayoría, muy intensas e insensibles a la variación de las condiciones eléctricas, aunque algunas de ellas (3036,17; 3010,92; 2997,46; etc.) desaparecen, según Joye, por la acción de la self; aún hay más: existen líneas (3010,92; 2883,02) que ni siquiera figuran en las tablas de Joye. Idéntica observación puede hacerse respecto de las experiencias de Néculcéa.

Estos hechos prueban que si bien la acción de los factores eléctricos tiene un papel importante en los cambios de estructura de los espectros, no es menos cierto que el modo de producir el espectro de chispa (chispas entre electrodos metálicos, entre sales fundidas o sobre soluciones salinas) tiene también gran importancia.

Las líneas de las clases I y II que desaparecen gracias a la acción de la self, son pocas y no se hallan nunca presentes en el espectro de la descarga no condensada. No hemos observado cambios de estructura en las líneas de esas clases.

A la III clase pertenecen algunas líneas intensas e insensibles a la influencia de la selfinducción. Las demás líneas de esta clase son dis-

continuas o cortas, y desaparecen o disminuyen considerablemente de intensidad por la acción de la self.

El espectro del cobre es de todos cuantos hemos examinado, el que presenta mayor número de líneas pertenecientes a la clase IV. A pesar de ello, el comportamiento de las líneas de esta clase a la acción de la self no nos permite especificar ninguna conclusión, porque se trata de pocas líneas.

El espectro del cobre presenta, con respecto a las líneas de la clase V, las mismas características del espectro de manganeso, es decir, que las líneas de esa clase son, en su inmensa mayoría, discontinuas o cortas y desaparecen por la acción de la selfinducción; además no se hallan presentes en el espectro de la descarga ordinaria (no condensada). Una sola línea de esta clase (2824.47) resiste sin disminuir la intensidad, la influencia del aumento de la selfinducción; esta misma línea, según Joye, tampoco desaparece, si bien disminuye de intensidad.

El cuadro siguiente muestra la distribución de las diversas clases de líneas en el espectro del cobre.

	A	B	B ₃	C	C ₃
Clase I	6	7	6	7	7
» II	36	39	37	41	38
» III	11	12	11	16	13
» IV	2	2	1	4	1
» V	1	12	1	16	1

Por lo que respecta a las series es digno de mencionarse el hecho de que el par P3, que probablemente forma parte de la serie principal de pares, está constituido por las rayas últimas del cobre. Esta observación nos muestra que existen analogías con respecto a las relaciones entre las rayas últimas y los pares de la serie principal en los espectros del calcio, bario, estroncio y cobre. Las series subordinadas no permiten establecer ninguna conclusión interesante.

Estas breves consideraciones demuestran que entre los espectros del cobre y del manganeso y sus comportamientos respectivos a la acción de los factores eléctricos existen bastantes analogías.

III

1. LECOQ DE BOISBAUDRAN, *Spectres lumineux*, páginas 110 y 114.
2. DEMARÇAY, *Spectres électriques*, página 41.
3. KAYSER, *Handbuch der Spectroscopie*, tomo V, página 730.
4. HEMSALICH, Thèse, página 70.

5. A. GOUY, *Comptes rendus*, tomo LXXXIV, página 231. 1877.
6. WATTEVILLE, *Comptes rendus*, tomo CXXXV, página 1329. 1902.
7. KAYSER, Obra citada, tomo V, página 732.
8. KAYSER, Obra citada, tomo II, página 551.
9. EXNER Y HASCHKEK, *Wellenlängen Tabellen, etc., Funkenspektren*, tomo II, página 87, 1902; y *Wellenlängen Tabellen, etc., Bogenspektren*, tomo II, página 73. 1904.
10. C. M. KILBY, *Astrophys. Journ.*, tomo XXX, página 243. 1909.
11. KAYSER, Obra citada, tomo V, página 768.
12. LECOQ DE BOISBAUDRAN, Obra citada, página 152.
13. KAYSER, Obra citada, tomo V, página 396.
14. W. N. HARTLEY, *Trans. R. Soc.*, tomo CLXXV, páginas 49 y 325. 1884.
15. DEMARÇAY, Obra citada, página 33.
16. A. GOUY, *Comptes rendus*, tomo LXXXIV, página 231; y tomo LXXXV, página 439. 1877.
17. WATTEVILLE, Thèse, página 31.
18. GRAMONT, *Comptes rendus*, tomo CXLIV, página 1101. 1907.
19. KAYSER, Obra citada, tomo III, página 530.
20. HEMSALECH, Thèse, página 106.
21. ΝΕΨΛΛΕΑ, Thèse, página 193.
22. JOYE, Thèse, página 152.
23. KAYSER, Obra citada, tomo V, página 398.
24. EDER Y VALENTA, *Beitrage zur Photochemie und Spektralanalyse*, página 161.

CAPÍTULO X

RESULTADOS EXPERIMENTALES (Fib)

I. Espectro del magnesio. — II. Espectro del zinc. — III. Espectro del cadmio. — IV. Conclusiones. — V. Influencia del sentido de la corriente. Espectros de bandas del calcio, bario, estroncio, cobre, manganeso y magnesio. — VI. Láminas. — VII. Bibliografía.

I

Lecoq de Boisbaudran (1) ha descrito el espectro del magnesio, obtenido por medio del tubo fulgurador, en la región comprendida entre 5529 y 4483. Este estudio fué completado más tarde por Demarçay (2) que examinó la región limitada por las líneas 4704,5 y 3687,5. Según Demarçay, las líneas del triplete 3838,34, 3832,46 y 3829,5 son aún visibles cuando la concentración es igual a 10^{-5} .

Watts (3) y Ciamician (4) han realizado idénticas investigaciones, pero con resultados no muy precisos.

Hartley (5), con el propósito de establecer un método de dosaje basado en el análisis espectral, realizó una serie de experiencias para estudiar la influencia de la dilución de las soluciones en la desaparición de las líneas espectrales. Según esas experiencias, las líneas 2935 y 2790 son aún visibles para una concentración de 10^{-4} .

Liveing y Dewar (6) han realizado un estudio completo sobre los distintos espectros del magnesio (espectros de llama, de arco y de chispa) y sus mutuas relaciones.

El espectro de llama ha sido descrito por Gouy (7), Watteville (8) y Hartley y Ramage (9).

Las rayas últimas han sido determinadas por Gramont (10); Lockyer (11) y Steinhausen (12) se han ocupado de la determinación de las líneas reforzadas.

Hemsalech (13) ha estudiado la influencia de la selfinducción en el espectro de chispa del magnesio, en la región comprendida entre 5711,56

P3.....	2798,07	III
P3.....	2790,88	III
P4.....	2783,08	II
P4.....	2779,94	I
P5.....	2768,57	IV
P5.....	2765,47	IV

Las líneas aisladas que parecen agruparse, según Rydberg, en una serie, son las siguientes :

S4.....	5528,75	II
S5.....	4703,33	II
S6.....	4352,18	II
S7.....	4167,81	IV
S8.....	4058,45	IV
S9.....	3987,08	IV

Como se ve, todas esas líneas se hallan agrupadas en el espectro visible.

Para el tubo fulgurador hemos empleado una solución de cloruro de magnesio, así compuesta :

Cloruro de magnesio (6H,0).....	40,0 gr.
Ácido clorhídrico puro.....	2,0 c. c.
Agua redestilada.....	80,0 c. c.

La chispa eléctrica al estallar sobre la solución de cloruro de magnesio, se colorea en verde; el color de la chispa se mantiene inalterable, cualesquiera que sean las condiciones eléctricas del circuito.

El cuadro siguiente, dispuesto de análoga manera a los anteriores, resume los resultados a que hemos llegado gracias a la medida y examen de nuestros espectrogramas. Las longitudes de onda y las intensidades en el arco son las determinadas por Kayser y Runge (20), las intensidades en la chispa son las determinadas por Eder (21). En la columna de observaciones la letra H indica las líneas mencionadas por Hartley (5).

El espectro del magnesio se halla caracterizado por la presencia de líneas muy intensas e insensibles a la variación de las condiciones eléctricas. Estas líneas pertenecen a las clases I y II.

Las líneas de la III clase son afectadas por la selfinducción; unas sólo disminuyen de intensidad, otras sufren alteraciones en su intensidad y estructura.

No existen líneas de la IV clase. La única línea perteneciente a la V clase que se halla presente, disminuye de intensidad, pero no desaparece cuando aumenta la selfinducción. Este resultado concuerda con las investigaciones de Hemsalech.

Los resultados publicados por Demarçay y por Lecoq de Boisbaudran coinciden con los nuestros. En cambio, el espectro de llama, según Wateville, se caracteriza por la presencia, en el espectro de las dos zonas de la llama, de la línea 4571,33, línea que no mencionan ni Demarçay ni Lecoq. Las demás líneas encontradas por Wateville figuran en nuestros espectrogramas.

Las investigaciones de Hartley no coinciden con las nuestras en lo que se refiere al triplete $n = 5$ de la primera serie subordinada; en cuanto a la línea que figura en el tratado de Kayser (tomo V, página 712) con la longitud de onda 2935, no sabemos si es 2936,99 o 2936,61.

Teniendo presente la clasificación de las líneas en series, observamos que sólo se hallan presentes completos los tripletes $n = 4$ de la primera serie subordinada y $n = 6$ de la segunda serie subordinada. Los tripletes restantes están representados por algunas líneas aisladas, a causa, probablemente, de que son líneas débiles o que pertenecen a la clase IV.

Las líneas pertenecientes a los pares están presentes cuando pertenecen a las clases I, II y III; las que pertenecen a la III clase son afectadas de una manera neta por la variación de las condiciones eléctricas del circuito.

II

El espectro proveniente de la descarga eléctrica sobre una solución de cloruro de zinc ha sido descrito por Lecoq de Boisbaudran (22) en la región comprendida entre 6361 y 4630. Demarçay (23), que también ha estudiado este espectro, sólo dice lo siguiente: « Ce corps donne le spectre décrit par Lecoq, auquel il faut ajouter les raies doubles, fines, étroites et un peu faibles que Pétincelle condensée donne larges et nébuleuses. La réaction du zinc est très sensible, une solution à 10^{-6} donne encore le triplet bleu. »

Hartley (24) estudió el espectro del zinc con los mismos fines con que

examinó el espectro del magnesio. Llegó a verificar que para una solución de concentración igual a 0,01 por ciento, sólo es visible el triplete $n = 4$ de la primera serie subordinada. Pollock y Leonard han realizado análogas investigaciones (25).

El espectro de llama ha sido descrito por Gouy (26), Watteville (27) y Hartley y Ramage (28). Las rayas últimas y las rayas reforzadas han sido determinadas por Gramont (29) y por Lockyer (30) y Steinhausen (31), respectivamente. Finalmente, Liveing y Dewar han examinado el espectro del arco, por medio del dispositivo que hemos descrito en el capítulo I (32).

El espectro del zinc se halla caracterizado por la presencia de las siguientes series :

a) Una serie principal y dos series subordinadas de tripletes. La existencia de la serie principal ha sido demostrada, gracias a los trabajos de Paschen (33), en el espectro infrarrojo.

Las series subordinadas (34) responden a las siguientes fórmulas :

Primera serie subordinada :

$$10^8 \lambda^{-1} = 42945,32 - 131641n^{-2} - 1236125n^{-4}$$

$$\nu_1 = 386,39; \quad \nu_2 = 189,77.$$

$$10^8 \lambda^{-1} = 42954,59 - 126919n^{-2} - 632850n^{-4}$$

$$\nu_1 = 389,06; \quad \nu_2 = 189,67.$$

Cerca de los tripletes $n = 5$ y $n = 6$ de la primera serie subordinada se encuentran los dos tripletes siguientes :

T1 (1)	2781,33	II
		389,9
T1 (2)	2751,49	IV
		192,9
T1 (3)	2736,96	IV
T2 (1)	2601,03	IV
		386,4
T2 (2)	2575,15	IV
		188,6
T2 (3)	2562,70	IV

Estos tripletes, según Paschen, se deducen de las series subordinadas por medio del principio de combinación ;

b) Una serie principal y dos series subordinadas de líneas aisladas. La serie principal ha sido hallada por Paschen ; las dos series subordinadas han sido puestas de manifiesto por Saunders (35). Por otra parte,

las series subordinadas de líneas aisladas corresponden a las series análogas del espectro del magnesio;

e) Rydberg ha hallado en el espectro del zinc los tres pares siguientes:

P1.....	2558,03
P1.....	2502,11
P2.....	2138,50
P2.....	2099,00
P3.....	2060,80
P3.....	2024,20

Las diferencias de frecuencia entre ambas componentes de cada par son casi las mismas: 870,88, 880,00 y 877,30, respectivamente. El primer par ha sido fotografiado por Kayser y Runge en el arco y por Eder y Valenta en la chispa; los otros pares han sido hallados por Paschen (36) en el arco y por Hartley y Adeney (37) en la chispa.

Existen, además, algunas otras líneas que han sido clasificadas en series, gracias al principio de combinación de Paschen y Ritz.

La acción de la selfinducción en el espectro del zinc ha sido examinada por Hemsalech (38), Berndt, Néculcá (39) y Joye (40).

Los resultados obtenidos por Néculcá y por Berndt difieren entre sí. Néculcá sostiene que con excepción de las líneas 2558,22 y 2502,11, las demás desaparecen por la acción de la selfinducción; Berndt, que ha empleado selfs mayores que las utilizadas por Néculcá, manifiesta que no ha notado esa acción tan intensa de la self. Por su parte, Joye observa que las líneas de la chispa desaparecen más pronto que las del arco, pero que para un cierto valor de la self, mayor que los empleados por Néculcá, se halla presente aún un gran número de líneas.

Las divergencias existentes entre esos diversos trabajos se explican, según Joye, considerando no sólo los valores de las selfs empleadas, sino también los valores de las intensidades máximas de la corriente, lo que permite tener en cuenta otro factor tan importante como la self: la capacidad del circuito eléctrico. Estas consideraciones lo llevan a Joye a sostener que las intensidades de corriente utilizadas por Berndt deben haber sido mayores que las de Néculcá.

Los resultados obtenidos por Hemsalech serán analizados a propósito del espectro del cadmio.

Serie	λ	I.		Cl.	H.	Joven		W.	A	B	B ₁	B ₂	B ₃	C	C ₁	C ₂	C ₃	C ₄	C ₅	Observaciones	
		A.	C.			O.	H.														en.
2. N. (3)	4810,76	200	500	III	20-10	25-22	15-15	2	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	L. U., R. U.
2. N. (3)	4722,39	200	500	III	20-15	25-22	15-15	2	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	L. U., R. U.
2. N. (3)	4680,30	100	300	III	15-10	25-22	15-15	1	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	L. U., R. U.
1. N. (4)	4630,02	2	-	IV	-	-	-	-	0D	0D	0D	0D	0D	1D	1D	1D	1D	1D	1D	1D	L. U.
1. N. (4)	3316,16	20	-	IV	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	L. D., R. U.
1. N. (4)	3315,78	50	50	I	-	25-25	20-20	3	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	L. D., R. U.
1. N. (4)	3315,21	100	300	III	-	25-25	20-20	3	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	L. D., R. U.
1. N. (4)	3303,16	100	100	I	-	20-20	15-15	2	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	L. D., R. U.
1. N. (4)	3302,81	100	200	III	-	20-20	15-15	2	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	L. D., R. U.
1. N. (4)	3282,50	200	100	II	-	15-12	12-10	7	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	L. D., R. U.
2. N. (4)	3076,02	8	5	II	-	3-3	2-1	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	L. D.
2. N. (4)	3072,26	10	10	I	-	7-6	4-3	-	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	L. D.
2. N. (4)	3035,90	8	5	II	-	7-5	3-2	-	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	L. D.
1. N. (5)	2801,09	30	10	II	-	7-6	5-4	-	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	L. D.
1. N. (5)	2771,02	20	8	II	-	6-5	4-3	-	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	L. D.
1. N. (5)	2756,60	10	4	II	-	5-4	3-2	-	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	L. D.
2. N. (5)	2712,60	2	2	I	4-	3-2	3-0	-	0	0	-	-	-	0	0	0	0	0	0	0	L. D.
2. N. (5)	2684,29	2	2	I	3-	3-2	1-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	L. D.
1. N. (6)	2608,80	5	3	II	5-	3-3	3-2	-	2D	2D	2D	2D	2D	2D	2D	2D	2D	2D	2D	2D	L. D.
1. N. (6)	2682,65	3	2	II	3-	4-3	2-1	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	L. D.
P1	2558,22	1	200	III	10-1	25-22	22-18	-	2D	5D	2D	2D	1D	0D	6D	3D	2D	1D	1D	1D	R. E., L. D.
1. N. (7)	2516,00	1	2	III	3-	1-0	2-0	-	-	0c	-	-	-	1c	-	-	-	-	-	-	L. D.
P1	2502,28	-	100	V	10-0	25-22	22-18	-	-	4D	1D	0D	7D	5D	1D	1D	0D	7D	7D	7D	R. E.
	2303,88	8	1	II	-	0-	1-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	En el arco según K. y R.
	2288,14	-	2	V	2-	2-1	1-1	-	0	1	0	0	0	1	1	1	1	1	1	1	Según K. y R.
	2246,90	6	-	IV	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	En el arco según Annes y Paschen.
P2	2138,30	7	2	7	4-	3-2	2-0	-	-	-	-	-	-	ff	-	-	-	-	-	-	

Las longitudes de onda e intensidades de las líneas espectrales que figuran en el cuadro anterior son las determinadas por Exner y Hascheck (41).

La solución de cloruro de zinc que empleamos, fué la siguiente :

Cloruro de zinc fundido	25,0 gr.
Ácido clorhídrico puro	2,0 c. c.
Agua redestilada	50,0 c. c.

La chispa eléctrica, al estallar sobre la solución de cloruro de zinc, se colorea en blanco. La solución de cloruro de zinc es descompuesta débilmente por la acción de la chispa eléctrica : se produce un desprendimiento de vapores ácidos y se forma sobre el electrodo positivo un depósito de color amarillento que no es totalmente soluble en agua.

La distancia explosiva fué, en todos los casos, 2,5 milímetros.

Según nuestros espectrogramas, hasta 2756,60 las líneas no son afectadas por la acción de los factores eléctricos. Todas esas líneas pertenecen a las clases I, II y III, con excepción de una línea perteneciente a la clase IV. Además, según Joye, las mencionadas rayas espectrales son influenciadas en grado mínimo por la acción de la self.

La línea 2712,60 perteneciente a la II clase es afectada por la acción de la self, pero no desaparece según Joye ; en cambio Néculcéa afirma que desaparece. Según nuestros espectrogramas, esa línea no desaparece cuando la capacidad del circuito es igual a $220 \times 1,1.10^{-21}$, cualquiera que sea la selfinducción, y desaparece con una self igual a $2,321.10^3$, cuando la capacidad es igual a $110 \times 1,1.10^{-21}$; este hecho prueba que las observaciones de Joye a los trabajos de Néculcéa, Berndt y Hemsalech tienen una base lógica. Otras líneas de la II clase desaparecen o se debilitan por la acción de la self.

En la región espectral comprendida entre 2712,60 y 2138,30 las líneas pertenecientes a la III clase son afectadas netamente por la acción de la self y una de ellas desaparece ; las que quedan son las líneas que hemos mencionado al relatar los trabajos de Néculcéa. Además todas las líneas de esa clase presentan una estructura discontinua.

Las dos líneas de la V clase que se hallan presentes en nuestros espectrogramas son afectadas de una manera muy distinta por la influencia de la self: una de ellas (2502,28) disminuye rápidamente de intensidad y tiene una estructura discontinua, la otra (2288,14) resiste la acción de la self y es larga.

Todas las líneas del espectro de llama se hallan en el de chispa con una intensidad igual a 10, con excepción de la línea 3282,50, cuya presencia es dudosa en el espectro de llama, y de la línea 3076,02, que, a

pesar de ser débil en el espectro descrito por Joye y de regular intensidad en nuestros espectrogramas, es la línea más intensa del espectro de ambas zonas de la llama.

Finalmente, todas las rayas últimas presentan una intensidad igual 10 y no son afectadas por la self. Las *enhanced lines* son discontinuas y netamente afectadas por la self.

Las líneas pertenecientes a ambas series subordinadas de tripletes son tanto más intensas y refractarias a la acción de la self, cuanto menos refrangibles son. De la primera serie subordinada están presentes (completos) los tripletes $n = 4$ y $n = 5$; el triplete $n = 6$ sólo está representado por una línea refractaria a la acción de la self, pero de estructura discontinua; el triplete $n = 7$ está representado por una sola línea que desaparece por acción de la selfinducción. Los tripletes de la segunda serie subordinada se comportan de la misma manera: el triplete $n = 3$ está completo, el $n = 4$ está representado por dos líneas y el $n = 5$ por una sola.

El par P1 de Rydberg es netamente afectado por la self, a pesar de que Joye lo da como formado por líneas de las que más resisten a la disminución de la intensidad máxima de la corriente.

III

Lecoq de Boisbaudran (42), al describir el espectro del cadmio producido por medio del tubo fulgurador, dice que las líneas 5378,42 y 5339,69 son reforzadas por el aumento de la capacidad del circuito secundario; en cambio, la línea intensa 5086,06 disminuye de intensidad por la misma causa. Demarçay (43) dice lo siguiente: « Ce métal donne un spectre très analogue à celui décrit par Lecoq. Il en diffère par l'éclat relatif plus vif des raies bleues et par la présence (à l'état de raies très fines et étroites, un peu faibles) des doublets forts (d'ordinaire si nebuleux) de l'étincelle condensée. Ce spectre est brillant avec des solutions à $3 \cdot 10^{-2}$. On voit encore la raie verte principale avec une solution à $23 \cdot 10^{-4}$. »

Hartley (44) estudiando la acción de la dilución sobre el espectro eléctrico del cadmio, ha verificado que para una concentración igual a 10^{-3} , sólo es visible 2265,13.

Gouy (45), Watteville (46), Hartley y Ramage (47) y Steinhausen (48) han realizado en el espectro del cadmio investigaciones análogas a las que ya hemos relatado para otros espectros.

La acción de la selfinducción ha sido estudiada por Hemsalech (49), Berndt, Néculcéa (50), Joye (51) y King (52).

Según Hemsalech, la gran diferencia que existe entre el espectro del arco y el espectro de chispa del cadmio, es causa de una acción sumamente neta de la self. Las rayas del espectro de chispa del cadmio pertenecen a las dos primeras clases de la clasificación de Hemsalech.

En la parte extrema ultravioleta del mismo espectro, Néculcéa llega a idénticas conclusiones. En esa región sólo resisten intensamente la acción de la self las líneas 2312,95, 2288,12 y 2265,13. Los resultados a que llega Berndt difieren de los de Néculcéa, como ya lo hemos hecho notar a propósito del espectro del zinc.

Joye afirma que las líneas presentes en el espectro de la descarga oscilante y que pertenecen al arco, son poco afectadas por la acción de la self. Las otras líneas desaparecen rápidamente a causa de la selfinducción y sólo quedan en el espectro las rayas comunes al arco y a la chispa.

Bajo el punto de vista de las series el espectro del cadmio tiene grandes analogías con el del zinc. Se han encontrado, como en el caso del espectro del zinc, una serie principal de tripletes (Paschen): dos series subordinadas de tripletes (Kayser y Runge), algunos tripletes aislados (Kayser y Runge); algunos pares (Rydberg) y finalmente una serie principal y dos series subordinadas de líneas aisladas (Paschen y Saunders).

Las series subordinadas de tripletes (53) reponen a las siguientes fórmulas :

Primera serie subordinada :

$$10^8 \lambda^{-1} = 40755,21 - 128635n^{-2} - 1289619n^{-4}$$

$$\nu_1 = 1159,39 \quad \nu_2 = 542,04.$$

Segunda serie subordinada :

$$10^8 \lambda^{-1} = 40797,12 - 126146n^{-2} - 555137n^{-4}$$

$$\nu_1 = 1171,68 \quad \nu_2 = 541,78.$$

Los tripletes aislados son los siguientes :

T1 (1).....	2961,64	II
		1171,5
T1 (2).....	2862,33	II
		541,3
T1 (3).....	2818,66	II
T2 (1).....	2756,69	I
		1166,4
T2 (2).....	2670,81	I
		547,9
T2 (3).....	2632,29	II

T3 (1).....	2329,35	II
		1170,4
T3 (2).....	2267,53	II
		543,4
T3 (3).....	2239,93	II

Los dobletes de Rydberg que tienen una diferencia de oscilación mayor que $2\nu_1$, son los siguientes :

P1.....	3534,69	3249,40
P2.....	2748,68	2573,12
P3.....	2321,23	2194,67
P4.....	2265,13	2144,45

Teniendo presente la clasificación de las líneas en series y la influencia de la selfinducción, Néculcá llega a concluir que las líneas que pertenecen a los tripletes de Kayser y Runge y a los dobletes de Rydberg, pertenecen a la segunda clase de la clasificación de Hemsalech; las líneas de las series subordinadas pertenecen a la primera clase.

Según Joye, los tripletes T1, T2 y T3 sólo están representados en el espectro de la descarga oscilante por algunas líneas aisladas; en cambio, no falta ninguna línea perteneciente a los pares P1, P2, P3 y P4. Por otra parte, las rayas que pertenecen a las series de Kayser y Runge resisten más a la acción de la self que las rayas específicas de la chispa.

La solución que empleamos fué la siguiente :

Cloruro de cadmio (2H ₂ O)	50,0 gr.
Ácido clorhídrico puro.....	3,5 c. c.
Agua redestilada.....	100,0 c. c.

La chispa es de color blanco. La distancia explosiva fué en todos los casos de dos milímetros.

La solución de cloruro de cadmio se descompone débilmente por la acción de la chispa eléctrica.

Las longitudes de onda y las intensidades en el espectro del arco que figuran en el cuadro siguiente, son las determinadas por Kayser y Runge (54). Las intensidades en la chispa son las determinadas por Eder y Valenta (55).

Serie	λ	I.		Cl.	II.	Joyo		W. en. II.	A	B	B ₁	B ₂	B ₃	B ₄	B ₅	C	C ₁	C ₂	C ₃	C ₄	C ₅	Observaciones
		A.C.	II.			O.	H.															
2. N. (5)	2868,35	6	4	II		2-2	0-		f							f						P.
TI (2)	2862,36	4	2	II		--	--		4	4	4D	4D	4D	4D	4	4D	4D	4D	4D	4D	4D	
1. N. (5)	2837,01	8	8	I		4-3	2-0		4	4	4D	4D	4D	4D	4	4D	4D	4D	4D	4D	4D	
2. N. (5)	2775,09	6	4	II		2-1	0-		2c	2c	2c	2c	2c	2c	2c	2c	2c	2c	2c	2c	2c	
1. N. (6)	2761,29	2	4	III		2-2	1-1															
1. N. (6)	2763,99	6		IV		--	--		3c	4D	4D	4D	4D	4D	4D	4D	4D	4D	4D	4D	4D	
P2	2748,68	2	10	III		25-20	20-15		3c	5Dh	4Dh	4Dh	4Dh	3Dh	3Dh	6Dh	5Dh	5Dh	5Dh	4Dh	4Dh	R. E.
2. N. (5)	2733,97	4	3	II		--	--															
2. N. (6)	2712,65	6	1	II	1-	0-	f-															
1. N. (6)	2677,65	8	4	II	4-	2-1	1-		2D	2D	2D	2D	2D	2D	2D	2D	2D	2D	2D	2D	2D	
T2 (2)	2670,81	2	2	I	1-	--	--															
1. N. (7)	2680,45	4	1	II	1-	--	--															
1. N. (6)	2639,63	6	2	II	2-	1-0	0-		0c	1c	1c	1c	1c	1c	2c	1c	1c	1c	1c	1c	1c	
2. N. (6)	2629,15	4	1	II	1-	--	--															
P2	2573,12	4	10	III	10-3	20-15	15-10		1c	2c	2c	2c	2c	2c	1c	5Dh	4Dh	4Dh	3Dh	3Dh	3c	R. E.
2. N. (7)	2553,61	4	4	I	4-	2-	0-															
T3 (1)	2329,35	8	6	II	6-2	4-3	3-1															
P3	2321,23	1	7	III	7-0	7-6	6-1															
	2312,95	4	10	III	9-3	8-7	7-5		f _o	1c	0c	0c	0c	0c	0c	1D	1c	1c	1c	1c	0c	R. E.
	2306,72	4	4	I	4-	4-3	3-0			f _o	f _o	f _o	f _o	f _o	f _o	f _o	f _o	f _o	f _o	f _o	R. E.	
	2288,10	10	8	II	7-4	2-3	3-2		2DR	3DR	3DR	3DR	3DR	3DR	3DR	3DR	3DR	3DR	3DR	3DR	3DR	Halo.
T3 (2)	2267,53	4	3	II	3-0	--	--															
P4	2265,13	4	8	III	8-4	6-5	6-4		2D	3D	3D	3D	3D	3D	3D	3D	3D	3D	3D	3D	3D	R. E.; R. U. (Hartley.)
T3 (3)	2239,93	6	4	II	4-	--	--															
P3	2194,67	1	5	III	6-	4-2	3-1															
P4	2144,45	4	8	III	5-1	3-1	2-0		f	f	f	f	f	f	0	f	f	f	f	f	f	R. E.

Casi todas las líneas de la primera clase presentes en nuestros espectrogramas son muy intensas e insensibles a la acción de los factores eléctricos. El comportamiento de esas líneas es idéntico cuando la chispa se produce entre electrodos metálicos (Joye, Hemsalech, Néculcéa).

Las líneas de esta clase poseen, además, la característica de disminuir de intensidad a medida que son más refrangibles; en algunos casos (2837,01 y 2306,72) se producen cambios de estructura debidos a la acción de la self.

Las líneas de la II clase no poseen en el espectro del cadmio caracteres específicos; si bien es cierto que la mayoría de ellas son cortas y discontinuas, sobre todo las que, según los autores que hemos citado, son afectadas por la influencia de la selfinducción.

Como ya lo hemos hecho notar a propósito del espectro del cobre, existen, en nuestros espectrogramas, líneas que Joye ni siquiera menciona (4662,69 y 2981,46); existen también otras que no desaparecen por la acción de la self, a pesar de que Joye y Néculcéa sostienen lo contrario (2677,65 y 2639,63).

A la II clase pertenece la única línea invertida que hemos encontrado en los espectros que hemos examinado.

Las líneas de la III clase, a medida que se avanza en el ultravioleta, se hacen más débiles, la estructura también cambia y las líneas aparecen como discontinuas o cortas; el examen del cuadro nos muestra que a partir de 2748,68, todas las líneas son discontinuas o cortas.

La acción de la self se hace sentir en las líneas de esta clase disminuyendo su intensidad, alterando su estructura o produciendo ambas alteraciones simultáneamente. Por otra parte, ninguna línea de la III clase desaparece por la acción de la self y los cambios de intensidad no son muy acentuados.

Las líneas específicas de la chispa (V clase) que hemos hallado, son aquellas que, según Joye, no desaparecen por efecto de la selfinducción; todas esas líneas aparecen como cortas.

Las *enhanced lines* que pertenecen a la V clase y que no se hallan presentes en nuestros espectrogramas, son aquellas que, según Joye, o están ausentes o desaparecen por la acción de la self. Las que pertenecen a la III clase no desaparecen y tienen una estructura discontinua.

Todas las líneas que menciona Watteville como pertenecientes al espectro de llama del cadmio, se hallan presentes en nuestros espectrogramas con una intensidad igual a 10.

En líneas generales podemos decir que el espectro del cadmio se halla caracterizado por el hecho de que sus líneas disminuyen de intensidad a medida que se avanza hacia el extremo ultravioleta. La acción de los factores eléctricos se hace sentir en igual sentido.

La observación que hemos hecho a propósito de las series subordinadas de tripletes del espectro del zinc, es enteramente aplicable al espectro del cadmio.

Los pares P2 y P4 se hallan completos, pero formados por rayas discontinuas; los pares P1 y P3 sólo están representados por una línea, que también es corta y discontinua. Ninguna línea perteneciente a los tripletes T1, T2 y T3 figura en nuestros espectrogramas.

Estas conclusiones concuerdan con las de Joye, quien ha encontrado que en el espectro de la chispa oscilante están presentes todas las líneas de los pares y sólo algunas de los tripletes.

IV

Las conclusiones parciales a que hemos llegado para cada uno de los espectros estudiados en este capítulo, considerando la acción de los factores eléctricos (capacidad y selfinducción), la clasificación de las líneas espectrales en clases y en series nos permiten establecer algunas conclusiones de orden general.

Nuestras investigaciones coinciden con los trabajos de Lecoq de Boisbaudran y de Demarçay y además los completan.

Todas las líneas que menciona Watteville como pertenecientes a los espectros de llama se hallan en nuestros espectrogramas, con excepción de la línea 4571,33 del espectro del magnesio, que pertenece a la IV clase. Las líneas de los espectros de llama pertenecen a las clases I, II y III.

El cuadro siguiente muestra para cada uno de los espectros y para las distintas condiciones eléctricas la distribución de las diferentes clases de rayas.

Espectro del magnesio

	A	B	B ₂	C	C ₂
Clase I.....	4	4	4	4	4
» II.....	11	11	11	12	11
» III.....	4	4	4	4	4
» IV.....	—	—	—	—	—
» V.....	1	1	1	1	1

Espectro del zinc

Clase I.....	3	3	3	3	3
» II.....	8	9	7	9	8
» III.....	6	7	7	8	7

	A	B	B ₂	C	C ₂
Clase IV.....	—	1	1	1	1
» V.....	1	1	1	1	1

Espectro del cadmio

Clase I.....	11	12	12	12	12
» II.....	7	8	7	8	7
» III.....	7	7	7	8	7
» IV.....	1	1	1	1	1
» V.....	3	3	3	3	3

La simple inspección de estos cuadros nos muestra que la acción de la selfinducción, en el sentido de la aparición o desaparición de las líneas espectrales, es nula.

Los cambios de intensidad producidos por la acción de los factores eléctricos, se rigen de acuerdo con las conclusiones que hemos formulado a propósito de los espectros del calcio, bario y estroncio. Aunque hay que tener en cuenta que los cambios de intensidad en las líneas de la I y II clases en los espectros del cadmio, zinc y magnesio y aun de las líneas de la III clase en el espectro del zinc, son nulos, manteniéndose la intensidad inalterable para los diversos valores de la capacidad y de la selfinducción.

Los espectros de este grupo de metales se hallan caracterizados por la disminución de intensidad de las líneas, a medida que se avanza en el ultravioleta. Los espectros del cadmio y del zinc presentan, además, la característica de que a partir de cierta longitud de onda, las rayas son discontinuas o cortas, cualquiera que sea la clase a que pertenezcan.

Es digna de tenerse en cuenta la circunstancia de que en los espectros de llama sólo figuran las líneas que tienen una intensidad igual a 10 en los espectros de chispa.

Las investigaciones de Hemsalech, Joye y Néculcá, a pesar de existir entre ellas ciertas divergencias, nos permiten llegar a la conclusión de que sólo las líneas que, según esos autores, no desaparecen o son poco afectadas por la selfinducción, se hallan presentes en nuestros espectrogramas. Esta conclusión, como lo hemos visto en cada caso particular, es aplicable a las cinco clases de líneas.

Las líneas pertenecientes a las series subordinadas de los espectros del cadmio y del zinc, que se hallan presentes en nuestros espectrogramas, son tanto más intensas y refractarias a la acción de la self, cuanto menos refrangibles son. Los tripletes pertenecientes a esas series se encuentran tanto más completos cuanto menor es el valor de n .

Los tripletes no seriados de Kayser y Runge no se hallan representados en nuestros espectrogramas. En cambio, la mayoría de las líneas

pertenecientes a los pares de Rydberg se encuentran presentes en los espectros del Mg, Cd y Zn.

Las líneas que se encuentran presentes en los espectros de ambas zonas de la llama no están seriadas en el caso del zinc y del cadmio; en el espectro del magnesio una no está seriada, la otra pertenece al triplete $n = 6$ de la primera serie subordinada.

V

En el capítulo I hemos relatado las investigaciones de Seguin y Becquerel sobre la influencia que tiene en la estructura de los espectros el hecho de que la solución, sobre la cual salta la chispa, esté conectada al polo positivo o al negativo de la fuente de electricidad a alta tensión.

Becquerel demostró que la solución debía estar conectada al polo negativo. Esta conclusión ha sido confirmada posteriormente por los trabajos de Lecoq de Boisbaudran, Demarçay, Gramont y otros.

Lecoq de Boisbaudran ha observado que si después que el tubo fulgurador funciona durante un cierto tiempo se invierte la corriente, de modo que la solución quede conectada al polo positivo, aparecen algunas nuevas líneas. Este hecho ha sido observado en los espectros del calcio, bario y estroncio, pero el autor mencionado no ha especificado en sus tablas cuáles eran las líneas que aparecían.

El examen de nuestros espectrogramas nos lleva a establecer, respecto de esta cuestión, las siguientes conclusiones:

a) Las líneas que están presentes en el espectro de chispa cuando la solución forma el polo negativo, también lo están cuando la solución se encuentra conectada al polo positivo, con excepción de algunas líneas de muy débil intensidad;

b) La estructura de las líneas sufre modificaciones de importancia, cuando la solución pasa de negativa a positiva. En tesis general las líneas se acortan o se hacen discontinuas. La acción de la capacidad contrabalancea en cierto modo los efectos del cambio de polos;

c) No hemos observado la aparición de nuevas líneas por efecto de la inversión de la corriente; esta conclusión está en desacuerdo con lo establecido por Lecoq. Esa divergencia debe tener por origen el hecho de que la aparición de las líneas sea fugaz y que, por lo tanto, no haya tiempo de que se impresione la placa fotográfica.

Las sales de calcio, bario, estroncio, manganeso, cobre y magnesio producen, cuando son introducidas en la llama o cuando son fulguradas por la descarga eléctrica, espectros de bandas. Estos espectros, que

han sido descriptos por una serie de experimentadores, dificultan la medida y apreciación exacta de los espectros de líneas, como nos ha ocurrido en el caso del espectro del cobre.

No nos hemos ocupado de estudiar las alteraciones que por la acción de los factores eléctricos puedan sufrir los espectros de bandas, porque la dispersión de nuestro espectrógrafo era insuficiente para ese género de investigaciones.

VI

Las láminas que van al final de esta obra sólo tienen por objeto dar una idea de *visu* de la acción de los factores eléctricos (selfinducción, capacidad, cambio de polos, etc.) sobre la estructura de los espectros. No se puede pretender que las intensidades y cambios de estructura que ellas muestran coincidan con las determinaciones que figuran en las tablas, por varias razones :

a) La fototipía con ser uno de los procedimientos de reproducción más exactos que se conocen altera los detalles y tonos del original. Además, las reproducciones se han hecho sobre fotografías ampliadas;

b) No se debe olvidar que las intensidades que figuran en nuestras tablas han sido apreciadas por transparencia y no por reflexión;

c) Los detalles de los cambios de estructura de las líneas han sido apreciados con un aumento de 20 diámetros.

VII

1. LECOQ DE BOISBAUDRAN, *Spectres lumineux*, página 85.
2. DEMARÇAY, *Spectres électriques*, página 40.
3. W. M. WATTS, *Phil. Mag.* (4), tomo L, página 81, 1875; y *Pogg. Ann.*, tomo CLVI, página 313, 1875.
4. KAYSER, *Handbuch der Spectroscopie*, tomo V, página 704.
5. W. N. HARTLEY, *Trans. R. Soc.*, tomo CLXXV, página 325, 1884.
6. G. D. LIVEING y J. DEWAR, *Proc. R. Soc.*, tomo XLIV, página 241, 1888; y *Trans. R. Soc.* (I), tomo CLXXIV, página 187, 1883.
7. A. GOUY, *Comptes rendus*, tomo LXXXIV, página 231, 1877.
8. WATTEVILLE, *Thèse*, página 34.
9. W. N. HARTLEY y H. RAMAGE, *Trans. R. Soc.* (Dublin) (II), tomo VII, página 343, 1901.
10. A. DE GRAMONT, *Comptes rendus*, tomo CXLIV, página 1101, 1907.
11. N. LOCKYER, *Proc. R. Soc.*, tomo CXVI, página 451, 1899; y *Solar Physics Committee*, 1906.

12. J. STEINHAUSEN, *Ueber « enhanced lines »*, tesis Bonn, 1904; y *Zeit. für Wiss. Phot.*, tomo III, página 45, 1905.
13. HEMSALECH, Thèse, página 91.
14. KAYSER, Obra citada, tomo V, página 710.
15. A. S. KING, *Astrophys. Journ.*, tomo XIX, página 225, 1904.
16. F. PASCHEN, *Ann. d. Phys.* (4), tomo XXX, página 746, 1909.
17. A. FOWLER, *Proc. R. Soc.*, tomo LXXI, página 419, 1903.
18. F. A. SAUNDERS, *Physic. Rev.*, tomo XX, página 117, 1905.
19. KAYSER, Obra citada, tomo II, página 534.
20. KAYSER, Obra citada, tomo V, página 713.
21. J. M. EDER, *Denkuchr. Wien. Akad.*, tomo LXXIV, página 45, 1903.
22. LECOQ DE BOISBAUDRAN, Obra citada, página 138.
23. DEMARÇAY, Obra citada, página 17.
24. HARTLEY, *Trans. R. Soc.* (I), tomo CLXXV, páginas 49 y 325, 1884.
25. KAYSER, Obra citada, tomo VI, página 852.
26. Véase número 7.
27. WATTEVILLE, Thèse, página 38.
28. HARTLEY y RAMAGE, Memoria citada, página 344.
29. Véase número 10.
30. Véase número 11.
31. Véase número 12.
32. LIVEING y DEWAR, *Trans. R. Soc.*, tomo CLXXIV, página 218, 1883.
33. PASCHEN, *Ann. d. Phys.* (4), tomo XXX, página 746, 1909; y tomo XXXV, página 860, 1911.
34. KAYSER, obra citada, tomo II, página 542.
35. Véase número 18.
36. PASCHEN, *Ann. d. Phys.* (4), tomo XXXV, página 860, 1911.
37. W. N. HARTLEY, *Trans. R. Soc.* (II), tomo CLXXV, página 63, 1884.
38. HEMSALECH, Thèse, página 89.
39. NÉCULCÉA, Thèse, página 173.
40. JOYE, Thèse, página 136.
41. KAYSER, Obra citada, tomo VI, página 854.
42. LECOQ DE BOISBAUDRAN, Obra citada, página 139.
43. DEMARÇAY, Obra citada, página 14.
44. Véase número 5.
45. Véase número 7.
46. WATTEVILLE, Thèse, página 39.
47. HARTLEY y RAMAGE, Memoria citada, página 345.
48. Véase número 12.
49. HEMSALECH, Thèse, página 85.
50. NÉCULCÉA, Thèse, página 169.
51. JOYE, Thèse, página 130.
52. Véase número 15.
53. KAYSER, Obra citada, tomo II, página 544.
54. KAYSER, Obra citada, tomo V, página 275.
55. EDER y VALENTA, *Beitrage zur Photochemie und Spektralanalyse*, página 109.

CAPÍTULO XI

LA TEORÍA TÉRMICA

I. Hipótesis de Lockyer. — II. Las rayas reforzadas. Los *Grundspectra* de Goldstein. — III. La acción de la selfinducción y la teoría térmica. — IV. Estudio comparativo de las experiencias referentes a la espectroscopia de la descarga oscilante. — V. Los espectros de llama. — VI. Experiencias de Fabry y Buisson, Duffield y otros. — VII. Los espectros del horno eléctrico. Experiencias de King. — VIII. Conclusiones. — IX. Bibliografía.

I

Sir Norman Lockyer (1) ha establecido una hipótesis cosmogónica que reposa sobre el estudio comparativo de la composición química de las estrellas y de las diferencias de temperatura que presentan entre ellas.

Es sabido que el espectro de un cuerpo incandescente es tanto más extendido hacia el violeta cuanto más elevada es la temperatura del cuerpo; además, el máximo de intensidad del espectro se desplaza hacia el violeta a medida que aumenta la temperatura de la fuente luminosa.

Las consideraciones precedentes han llevado a Lockyer a estudiar la estructura de los espectros estelares para, por medio de ellos, deducir la temperatura de las estrellas.

La mayoría de los elementos metálicos presentan cuando menos dos especies de rayas cuya aparición depende, según Lockyer, de la acción de temperaturas diferentes.

Los elementos químicos, por otra parte, se comportan diferentemente en lo que concierne a la acción del calor y de la electricidad, según que sean gases de los llamados permanentes o cuerpos sólidos. Se observan también diferentes comportamientos entre los cuerpos de débil peso atómico y punto de fusión poco elevado y los cuerpos que poseen las características contrarias.

Lockyer sostiene que la energía calorífica produce primeramente un

acrecentamiento del *libre camino* de las moléculas, las que, finalmente, son puestas ellas mismas en vibración. En cambio, la electricidad produce los efectos de las altas temperaturas con efectos apenas perceptibles del calor en el sentido ordinario de la palabra.

« La energía comunicada a una molécula puede causar : primero, un aumento del *libre camino* ; segundo, una *rotación* ; tercero, una *vibración*. Nosotros hablamos de *calor de marcha*, de *calor de rotación* y de *calor de vibración*. Los hechos parecen mostrar que la energía calorífica no produce espectros de líneas hasta que los dos primeros resultados (*libre camino*, *rotación*) no hayan sido alcanzados y que en todos los gases y en muchos metales, ella no tiene la propiedad de producir vibraciones. La electricidad, por su parte, se comporta generalmente como si ella produjese primeramente el tercer efecto (*vibración*), y su acción es eficaz sobre todas las sustancias químicas sin excepción » (2).

La base experimental de las conclusiones precedentes consiste en el hecho de que hay metales (Na, K, Li, Ca, Ba y Sr) que dan un espectro en la llama del Bunsen ; mientras que otros (Fe, Ni, Mn) no dan espectros a la temperatura del Bunsen, pero sí a la del soplete oxihídrico.

De esa manera se obtienen los espectros de llama, que para algunos metales (Cu, Fe, Mn) son sólo espectros de bandas con muy pocas líneas. Para obtener los espectros de líneas de esos metales, es necesario hacer entrar en acción otra fuente de energía : la electricidad. Los gases llamados permanentes no dan espectros por la acción del calor ni por la de la electricidad a baja tensión, se hace necesario el empleo de la electricidad a altos potenciales.

« En resumen — dice Lockyer (3) — la energía calorífica que nos da espectros de rayas cuando se trata de ciertos metales, no nos los da en el caso de los gases llamados permanentes y también de muchos metales. Una corriente voltaica nos da los espectros de los metales, y al igual de la energía calorífica no llega a hacer vibrar las moléculas de los gases permanentes. Pero cuando los metales así como los gases permanentes son sometidos a la acción de una corriente de alta tensión (descarga condensada) la vibración se produce y los gases y los metales se vuelven luminosos ; los espectros de los metales sufren cambios netos y muchos más marcados que los que se producen a bajas temperaturas ».

Los diferentes espectros que puede producir un metal (*) según las distintas temperaturas a que se le someta, son los siguientes, según Lockyer :

a) El espectro de llama que consiste en un pequeño número de rayas

(*) Se ha tomado como tipo el espectro del hierro.

y de bandas, incluso algunos tripletes y muchas rayas intensas en el ultravioleta;

b) El espectro del arco que consiste en 2000 o más rayas;

c) El espectro de chispa que difiere del espectro del arco por el refuerzo de la intensidad de ciertas rayas cortas y la disminución del brillo de las restantes;

d) Un espectro que consiste en un número relativamente muy pequeño de rayas que han sido reforzadas en la chispa *y que deben ser las únicas rayas visibles a alta temperatura.*

Según Lockyer (4) este último espectro sólo puede existir *puro* en las estrellas, porque en los laboratorios no se puede impedir que la chispa eléctrica dé también espectros correspondientes a temperaturas menores, a causa de que la región de máxima temperatura es muy limitada.

Los cambios que sufre el espectro de un metal se explican, según Lockyer, mediante la hipótesis de la disociación que se puede expresar en los siguientes términos: « Del hecho que un mismo cuerpo pueda según la temperatura a la cual es llevado, emitir sea las rayas del arco, sea las rayas reforzadas (*enhanced lines*) o las de la chispa, Lockyer cree poder deducir que el cuerpo se ha transformado o disociado a altas temperaturas en cuerpos más simples que no existen al estado libre a las temperaturas usuales. Lockyer llama *protometal* la forma atómica del cuerpo que emite las líneas de alta temperatura (rayas reforzadas y rayas de la chispa). Los protometales serían, en cierto modo, metales en vías de formación, estos últimos sólo aparecen cuando la temperatura es suficientemente baja » (4).

Las diferencias de temperatura entre las distintas fuentes de energía radiante son la única causa de los diferentes espectros que puede presentar un mismo cuerpo simple.

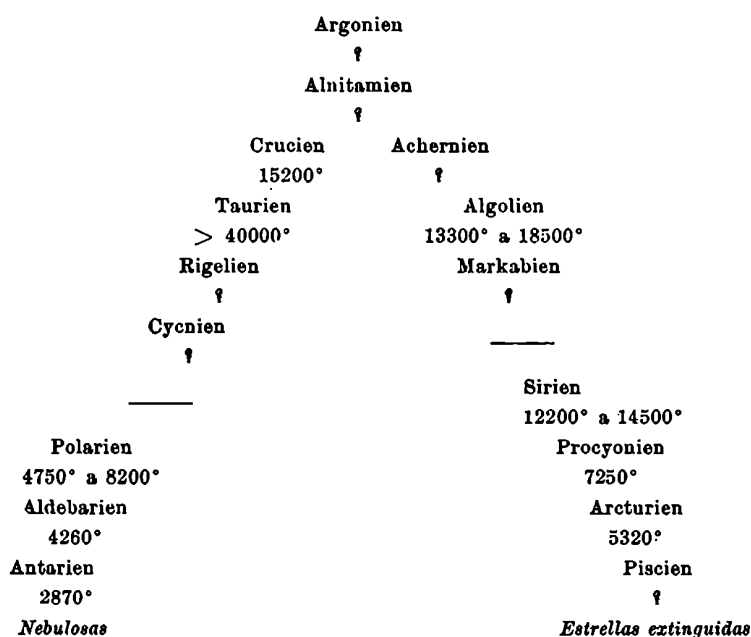
Basado en las consideraciones precedentes, Lockyer sostiene que la observación de los espectros estelares nos permite apreciar el estado de evolución en que se encuentra una estrella y saber, además, la temperatura que en ella reina.

Las nebulosas, formadas por corrientes de meteoritos cuyos choques engendran calor nos ofrecen, en opinión de Lockyer, el primer estado de la evolución de la materia cósmica. Cuando la concentración llega a un cierto límite las nebulosas se transforman en estrellas cuya temperatura se eleva de más en más.

Se tienen estrellas que dan, sucesivamente, a medida que se eleva la temperatura, espectros de bandas, espectros de líneas del arco (espectros metálicos) espectros de líneas de la chispa (espectros protometálicos); finalmente, cuando la temperatura llega a su máximo las rayas del hi-

drógeno, del helio y, sobre todo, del protohidrógeno (*) desalojan casi por completo las demás rayas, pero como en ese estado de la evolución estelar han desaparecido los meteoritos, cesan los choques y, por lo tanto, la creación de calor. Entonces comienza el descenso de temperatura y las rayas de baja temperatura reemplazan poco a poco las rayas del hidrógeno, del helio, del protohidrógeno y de los protometales en los espectros estelares.

El esquema siguiente muestra la evolución que siguen las estrellas desde las nebulosas hasta las estrellas extinguidas.



El esquema de la evolución estelar nos muestra que puede haber estrellas que estén a la misma temperatura pero en estados muy diferentes de su evolución. Según Lockyer se puede deducir por medio de ciertas rayas accesorias de los espectros estelares si las estrellas se encuentran en la rama ascendente o en la rama descendente de su evolución. En el primer caso las rayas accesorias pertenecerán a los metales de peso atómico bajo, lo contrario pasa con las estrellas que se enfrían.

Las cifras que figuran en el gráfico son las temperaturas estelares de-

(*) Protohidrógeno es el elemento que produce las líneas que han sido descubiertas por Pickering en el espectro de la estrella ζ Puppis.

terminadas por Nordmann (5) las que, como se ve, coinciden en gran parte con la clasificación de temperaturas de Lockyer.

La clasificación de las estrellas, según Lockyer, comprende cuatro grupos :

a) *Estrellas gaseosas*. — Este grupo comprende las estrellas a protohidrógeno (tipos Argonien y Alnitamien) y las estrellas de helio (tipos Crucien y Taurien en la rama ascendente y Achernien y Algolien en la rama descendente).

b) *Estrellas protometálicas*. — Este grupo comprende los tipos Rigelien y Cygnien de la rama ascendente y Markabien y Sirien de la rama descendente ;

c) *Estrellas metálicas*. — Este grupo abarca los tipos Polarien y Aldebarien de la rama ascendente y Procyonien y Arcturien de la rama descendente.

d) *Estrellas que dan espectros de bandas*. — Este grupo comprende los tipos Antarien y Piscien de la ramas ascendente y descendente respectivamente.

Tal es en síntesis la hipótesis de Lockyer que trata de explicar la formación de los mundos por medio de la condensación de las nebulosas, aplicando al estudio de esa condensación los elementos del análisis espectral. Esa hipótesis lo ha llevado a su autor a establecer que la energía calorífica es la causa única de la radiación luminosa.

II

El paso del espectro del arco al espectro de chispa se caracteriza por la aparición de nuevas líneas (líneas específicas de la chispa), y por el refuerzo y por la desaparición de otras. Las líneas específicas de la chispa y las que son reforzadas son las líneas de alta temperatura, según Lockyer, y constituyen las rayas reforzadas (*enhanced lines*).

Las rayas reforzadas pertenecen, entonces, a los grupos B y C de la clasificación de Schenk y a las clases III y V de nuestra clasificación.

El cuadro siguiente muestra la distribución de las líneas reforzadas para seis de los espectros estudiados :

	I	II	III	IV	V	Total
Ca.....	2	—	4	—	—	6
Sr.....	3	—	4	—	—	7
Ba.....	—	—	7	—	—	7
Mg.....	—	—	3	—	1	4
Zn.....	—	—	1	—	1	2
Cd.....	—	—	5	—	3	8

Es digno de hacerse notar el hecho de que a excepción de cinco líneas de los espectros del calcio y del estroncio, las demás líneas reforzadas pertenecen a la III y a la V clases de nuestra clasificación. Es debido precisamente a ese hecho que los espectros de llama de esos metales tienen, cada uno, dos rayas reforzadas que pertenecen a la primera clase.

Es interesante también hacer notar que, a medida que aumenta el peso atómico en el grupo Ca, Sr y Ba, las rayas reforzadas dejan de pertenecer a la I clase y como consecuencia desaparecen las rayas reforzadas en el espectro de llama (caso del Bario). Los metales restantes Mg, Zn y Cd que forman con el Ca, Sr y Ba el segundo grupo de la clasificación de Mendeleeff están caracterizados por la presencia de líneas reforzadas pertenecientes a la III y V clases con tendencia a serlo únicamente de la V clase. Como es natural, no hay en los respectivos espectros de llama rayas reforzadas.

E. Goldstein (6) describió en 1908 un método por medio del cual obtuvo espectros de líneas del K, Rb y Cs que diferían totalmente de los espectros de arco de esos mismos metales. Esos nuevos espectros fueron llamados por el autor mencionado *Grundspectra*. En el caso de los espectros del Na y del Li el resultado era menos neto y los *Grundspectra* de esos dos metales aparecían mezclados con los espectros de arco.

Como se ve, los *Grundspectra* son tanto más fáciles de obtener, cuanto mayor peso atómico tienen los cuerpos considerados; esta observación está de acuerdo con la teoría de Lockyer, pero sólo en la parte que se refiere a la formación de nuevos elementos.

En resumen: los espectros obtenidos por Goldstein son los espectros *puros*, los formados por líneas visibles sólo a altas temperaturas (véase página 202.)

Recientemente E. H. Nelthorpe (7) ha extendido las investigaciones de Goldstein a los espectros del Ca, Sr y Ba, habiendo también estudiado nuevamente los espectros del Na, K y Rb. En el caso de los espectros del Rb, K y Na ha comprobado los resultados de Goldstein; en cuanto a los otros metales (Ca, Sr y Ba) no dan *Grundspectra puros*, debido, probablemente, según Nelthorpe, a la presencia en los espectros de chispa de varias rayas fuertes en el arco.

III

El mecanismo de la acción de la selfinducción sobre los espectros de chispa podría explicarse considerando que la acción de ese factor produce el enfriamiento de la chispa y que, por lo tanto, debido a esa sola circunstancia, se produce el debilitamiento (el refuerzo según Hemsalech)

y la desaparición de las líneas espectrales. Pero la opinión de Hemsalech, si bien se basa en cierta manera en la teoría térmica, no es esa.

La acción de la selfinducción sobre los espectros de los metales del primer grupo (ver página 99) podría explicarse, a primera vista, considerando que el aumento de la self enfría la chispa eléctrica; pero la opinión de Hemsalech es otra.

La chispa eléctrica (ver página 98) está compuesta por tres partes: la descarga inicial, algunas oscilaciones muy rápidas y la aureola; se tendrán, entonces, tres zonas de distinta temperatura:

T_1 = temperatura del trazo luminoso que produce las rayas del arco.

T_2 = temperatura de las oscilaciones que producen las rayas de alta temperatura.

T_3 = temperatura de aureola que produce las rayas de baja temperatura.

Se tendría, evidentemente, si la hipótesis térmica fuera exacta,

$$T_1 > T_2 > T_3.$$

Es probable, según Hemsalech (8), que las oscilaciones rápidas (segunda fase de la descarga) sean debidas a una temperatura más alta que la del arco; y si se prolonga la descarga por medio de una selfinducción de manera que las oscilaciones sean distribuidas durante toda la duración de la aureola, es evidente que T_2 disminuirá, pero en cambio la temperatura de la aureola entera aumentará y será muy próxima de la temperatura del arco eléctrico.

La identidad de temperaturas del arco y de la descarga oscilante que establece esta teoría térmica de la chispa eléctrica no permite, desgraciadamente, dar cuenta de todas las modalidades del fenómeno, porque los espectros de ambas fuentes de energía no son idénticos, como deberían serlo si la energía calorífica fuera la única causa de la emisión luminosa.

El mecanismo de la acción de la selfinducción en los espectros de los metales del segundo grupo se explica, según Hemsalech, admitiendo que la intercalación de una selfinducción produce una disminución de la temperatura de la aureola. Esta se hallaría, en esas condiciones, a una temperatura inferior a la del arco eléctrico.

Por último, Hemsalech termina diciendo: *Il nous semble, d'après ces considérations, que la température de la vapeur métallique dans une étincelle électrique, ne peut dépasser de beaucoup la température de l'arc électrique. Il reste encore à prouver que les raies de haute température ou raies courtes sont dues uniquement à une très haute température* (9).

Tomando como base la temperatura, las tres clases de líneas de la clasificación de Hemsalech se clasificarían así:

Primera clase. — Rayas de alta temperatura producidas por la primera y segunda fase de la descarga eléctrica.

Segunda clase. — Rayas que se producen a la temperatura del arco y que subsisten aún a temperaturas inferiores.

Tercera clase. — Rayas que corresponden a una temperatura idéntica a la del arco.

Néculcá (10) sostiene que como la selfinducción modifica la frecuencia y la intensidad de las oscilaciones de la descarga de un condensador, resulta que las vibraciones forzadas que producen los átomos luminosos pueden variar y traer como resultado la intensificación de algunas rayas y el debilitamiento de otras. La capacidad al aumentar la densidad del vapor metálico quizás aumente la temperatura. A pesar de estas consideraciones juzga prematuro establecer ninguna conclusión hasta tanto no se conozca de una manera completa el mecanismo de la emisión luminosa de un vapor metálico excitado por la descarga eléctrica.

Joye a pesar de que no establece ninguna conclusión parece que estuviera a favor de la hipótesis térmica, porque considera como única causa de los cambios que se producen en la estructura de los espectros de chispa, la variación de la intensidad máxima de la corriente en el circuito de descarga. Es evidente que siendo la cantidad de calor desarrollada en un circuito eléctrico directamente proporcional a la intensidad y a la resistencia del mismo a mayor intensidad corresponderá mayor temperatura o viceversa.

IV

Al ocuparnos de la acción de la selfinducción en los espectros del Cd, Cu y Zn hemos relatado las experiencias de Joye, Hemsalech y Néculcá y las divergencias que ellas presentaban tanto entre ellas como comparadas con nuestros resultados.

A propósito de los espectros del cobre (ver página 177) y del cadmio (ver página 194) hicimos resaltar el hecho de que a pesar de haber empleado nosotros intensidades de corriente muy inferiores a las utilizadas por Joye, figuraban en nuestros espectrogramas líneas que presentaban las siguientes características:

a) Líneas ausentes en los espectrogramas de Joye y presentes en los nuestros con fuertes intensidades;

b) Líneas que desaparecen por la disminución de la intensidad de la corriente según Joye y que según nosotros no sufren cambio alguno en sus intensidades;

c) Líneas que son netamente afectadas por la acción de la selfinducción según Joye, pero que no desaparecen. Esas mismas líneas en nuestros espectrogramas, no sólo no varían de intensidad sino que algunas tienen intensidades elevadas;

d) Líneas intensas y casi insensibles a la acción de la self según Joye y que, sin embargo, son descontinuas y netamente afectadas por la self en nuestros espectrogramas (espectros del Zn y del Cd);

e) Líneas igualmente intensas e insensibles a la acción de la self según Joye y también según nosotros.

El cuadro siguiente resume para los espectros del Cu, Cd y Zn las características de algunas líneas.

Espectro del cobre

Clase (*)	λ	Joye		Williams	
		O.	H.	B-B ₃	C-C ₃
b	4651,31	8-	3-	6-6	6-6
a	4531,04	—	—	4-4	4-4
c	4062,94	5-0	2-0	9-9	9-9
e	3274,06	15-10	10-8	12-12	12-12
b	3036,17	2-	0-	7-7	8-7
a	3010,92	—	—	6-6	7-7
c	2961,25	4-1	2-0	9-9	10-10
a	2883,03	—	—	6-6	7-7
c	2766,50	2-f	1-f	9-9	9-9
d f	2545,09	15-4	8-2	2D-	3D-
b	2441,72	2-	1-	6-6	6-6

Espectro del zinc

e	4722,39	25-22	15-15	10-10	10-10
e	3076,02	3-3	2-1	6-6	6-6
d	2558,22	25-22	22-18	5D-0D	8D-1D

Espectro del cadmio

e	4800,07	10-10	8-4	10-10	10-10
e	3261,17	3-3	2-2	10-10	10-10
a	2981,46	—	—	4D-4D	4D-4D
d	2573,12	20-15	15-10	2c-1c	5D-3c

NOTA. — Las líneas cuya longitud de onda está en negrita son las líneas presentes en el espectro de llama según Watterville.

(*) La clase no corresponde a nuestra clasificación sino a los tipos de líneas que hemos establecido al comparar nuestros resultados con los de Joye.

En el cuadro del espectro del cobre se nota que hay líneas del espectro de llama que son netamente afectadas por la self, según Joye.

Las intensidades de corriente empleadas por Joye y por nosotros son las siguientes :

Joye		
	Oxígeno	Hidrógeno
Intensidades en C. G. S.	106,21 a 9,62	45,65 a 4,37
Williams		
	Circuitos B a B ₂	Circuitos C a C ₂
Intensidades en C. G. S.	7,89 a 0,06	11,16 a 0,08

Nuestra intensidad máxima es apenas 2,55 veces mayor que la intensidad mínima empleada por Joye.

Estas breves consideraciones demuestran que así como los gases, según Joye, tienen una *influencia específica* (ver pág. 103) en la intensidad y otras características de las líneas espectrales, el modo de producción del espectro de chispa tiene también una influencia específica y que el solo concepto de la acción de la intensidad máxima de la corriente en el circuito de descarga no permite explicar las divergencias entre los trabajos de los experimentadores que tantas veces hemos citado, salvo cuando se ha experimentado en idénticas condiciones.

V

Ch. de Watteville (11) ha realizado un estudio sistemático de los espectros de llama de los siguientes metales : Li, Na, K, Cu, Ag, Mg, Ca, Sr, Ba, Zn, Cd, Hg, Sn, Pb, Bi y Fe.

El dispositivo empleado por Watteville para la producción de las llamas es el mismo que utilizó Gouy (12) en sus investigaciones sobre la fotometría de las llamas coloreadas. Ese dispositivo consiste, en principio, en hacer pasar por un pulverizador una corriente de aire con el fin de que ella se cargue con el polvo de la solución salina que produce el pulverizador. La corriente de aire cargada de solución salina se mezcla después con el gas de alumbrado y va al quemador.

Las llamas producidas en esas condiciones presentan dos regiones perfectamente separadas : el cono interior y la llama exterior. Los espectros de cada una de esas zonas difieren entre sí ; siendo el espectro del cono interior de la llama mucho más rico en rayas que el de la zona exterior. Por otra parte, los espectros de llama producidos por el méto

do del pulverizador son mucho más ricos en rayas que los obtenidos por los antiguos métodos de Bunsen, Roscoe y otros.

La abundancia de rayas en el espectro de la zona interior de la llama la atribuye Watteville (13) al hecho de que la combinación salina del metal debe, necesariamente, atravesar dos regiones de la llama que la hacen pasar por dos estados incompatibles puesto que la zona interior es reductora y la exterior oxidante. Se puede admitir, entonces, que por un instante muy corto la sal se encuentra disociada y el metal se halla al estado de vapor precisamente en la parte más caliente de la llama, por esa razón el espectro es más rico en rayas.

En los espectros de llama de los metales alcalinos se observa que las rayas de la serie principal son igualmente intensas en ambas zonas de la llama y que las de las series secundarias son más fuertes en el interior del cono. Para los otros espectros se observa que hay rayas que están presentes en el cono, faltando completamente en el espectro de la zona exterior de la llama.

Basándose en las experiencias de Lenard que ha constatado la existencia en el arco de muchas llamas, cada una de las cuales emite rayas de determinadas series, Watteville opina que el modo de emisión de la llama es el mismo, puesto que las diferentes partes de ella emiten diferentes espectros.

La comparación de los espectros de llama a los producidos por el arco y la chispa muestra que son las rayas fuertes en el arco las que están presentes en la llama. Las rayas de la chispa faltan en absoluto en los espectros de llama. Las rayas de los espectros de la chispa oscilante están presentes en parte en los espectros de llama; las que faltan son aquellas características de la chispa que se van debilitando a medida que aumenta la selfinducción.

Esta última observación no es aplicable a los metales del grupo del hierro porque los espectros de llama de esos metales en la región comprendida entre 4300 y 2700, tienen una gran analogía con los espectros de la descarga oscilante.

Los espectros de llama — ya lo hemos hecho notar nosotros a propósito de los espectros del Mg, Cd y Zn — se extinguen en longitudes de onda menos refrangibles que los de la descarga oscilante. Este hecho tiene por origen, según Watteville, fenómenos de absorción y no una falta de emisión.

La analogía entre los espectros de selfinducción y los espectros de llama se explica, según Watteville, porque la selfinducción disminuye la temperatura de la chispa y porque el método del pulverizador hace que las partes más calientes de la llama participen en la producción de energía luminosa; ambas fuentes de energía deben estar más o menos

a la misma temperatura y dan por esa razón, los mismos espectros.

Watteville sostenía que los fenómenos de naturaleza eléctrica no juegan ningún papel en la producción de las rayas de la chispa oscilante. Las condiciones eléctricas solo actúan por los cambios de temperatura que ellos producen y no por su influencia propia.

Hemsalech y Watteville (14) han creado un nuevo dispositivo para la producción de los espectros de llama que consiste en hacer estallar la chispa o el arco entre electrodos metálicos o entre electrodos de carbón (uno de los cuales, el positivo lleva en una cavidad la substancia cuyo espectro se desea obtener). El arco o la chispa son producidas en un recipiente de vidrio por el que pasa una corriente de aire o de oxígeno que arrastra las partículas producidas por la descarga eléctrica (arco o chispa) y las lleva al quemador.

Los autores mencionados (15) han estudiado después el espectro de la llama oxhídrica con rastros de hierro. El espectro así producido posee una analogía bastante marcada con el de la estrella α *Cygni* que es una estrella rica en hidrógeno.

Es digno de notar el hecho de que la llama del hidrógeno con rastros de hierro no da las rayas de este último cuerpo sino mediante la intervención del oxígeno. Este hecho parece estar de acuerdo con la teoría de Pringsheim que atribuye a las reacciones químicas la producción de los espectros de llama.

La comparación entre el espectro de llama del hierro producido por el método de Gouy y el producido por el método de Hemsalech y Watteville por medio de la llama oxhídrica, muestra que hay grandes diferencias, no sólo porque algunas rayas no tienen la misma intensidad, sino porque hay un *espectro suplementario* constituido por más de 500 rayas en el espectro obtenido por el método de Gouy que no figura en el de la llama oxhídrica. Para explicar este hecho sólo se pueden aducir reacciones químicas difíciles de interpretar (16).

Existen en el espectro del hierro 80 líneas que no son afectadas por la naturaleza de las fuentes luminosas y que tienen intensidades poco diferentes en el arco y en la chispa. Esas rayas serían, según Hemsalech y Watteville, las líneas fundamentales del hierro que aparecen por la sola *acción de la temperatura* y que son también las mismas que se encuentran en las estrellas.

Para decidir si la temperatura es la causa de la emisión de los espectros de llama, Hemsalech y Watteville (17) han examinado el espectro de llama del hierro producido por medio de tres clases de mezclas combustibles:

- a) Aire y gas de alumbrado;
- b) Oxígeno y gas de alumbrado;

c) Oxígeno e hidrógeno.

Es evidente, de acuerdo con la termoquímica, que la temperatura desarrollada por la tercer mezcla es superior a la de la segunda, y que la de ésta es superior a la primera, sin embargo es en el espectro de la llama menos caliente donde figuran más rayas entre ellas algunas de la chispa. Esas rayas de la chispa contrariamente a lo que establece la teoría térmica, se debilitan en los espectros de las llamas más calientes (oxígeno con gas de alumbrado o con hidrógeno).

Las experiencias que acabamos de relatar llevan a los autores citados a establecer la siguiente conclusión: *De ce qui précède il résulte que l'action de la température ne peut être considéré comme le facteur primordial de la production de ces raies. Sans vouloir présenter pour le moment, une explication définitive du phénomène, nous pouvons dire qu'il nous semble que sa cause doit tenir à des actions chimiques ou électriques; on sait, en effet que le cône intérieur de la flamme est électrisé négativement, tandis que l'enveloppe externe l'est positivement.*

VI

Varios investigadores han realizado experiencias con el objeto de determinar el papel de la temperatura en la producción de los diversos espectros que dan los cuerpos simples. Esos investigadores han llegado a resultados contradictorios como lo prueban las distintas memorias que brevemente vamos a resumir.

H. G. Gale (18) ha observado que las líneas producidas por un arco a dos amperes comparadas con las producidas por un arco a treinta amperes tienen intensidades mayores en unos casos y menores en otros; lo que prueba que la temperatura no es la única causa capaz de producir cambios en las intensidades relativas de las líneas espectrales. El autor citado opina, sin embargo, que los fenómenos solares pueden explicarse por la sola influencia de la temperatura.

Las rayas de la chispa son emitidas por ciertas partes del arco según Fabry y Buisson (19). El arco presenta dos llamas una sobre cada electrodo; esas llamas parecen tener por origen un punto brillante situado sobre la gota de hierro fundido que termina cada electrodo; son esos puntos brillantes los que dan las rayas de la chispa.

Según la teoría térmica de Lockyer esos puntos brillantes deberían estar a una temperatura más elevada que la de las llamas, sin embargo, la determinación del límite de interferencia de las rayas que emiten tanto las llamas como los puntos brillantes es el mismo lo que prueba que la temperatura no es más elevada en esos puntos.

La causa más probable de la emisión de las rayas de la chispa por el arco es, según los autores citados, la caída de potencial rápido que se produce en la vecindad de los electrodos. Por esa causa los iones adquieren velocidades muy grandes y sus choques por el hecho de ser más violentos dan lugar a la emisión de las rayas de la chispa, la temperatura no jugaría en ese caso ningún papel.

La temperatura cuando es suficientemente elevada puede dar lugar a los mismos choques sin la intervención de ningún fenómeno de origen eléctrico y por esa razón en una radiación puramente térmica las rayas de la chispa serían rayas de temperatura muy elevada.

La nota de Fabry y Buisson concluye así: *En résumé la condition d'émission de ces raies d'étincelle serait l'existence de vitesses très grandes, ces vitesses étant dues, selon les cas, à la présence d'un champ électrique ou au mouvement d'agitation thermique.*

Hartman y Eberhard (20) han observado que el espectro del arco producido bajo el agua (electrodos de Mg, Zn y Cd) produce las rayas de la chispa.

Las experiencias realizadas por Duffield (21) confirman los resultados obtenidos por Fabry y Buisson. Ese autor llama a las rayas de la chispa *líneas polares* porque sólo se encuentran en la vecindad de los electrodos.

Duffield opina que la hipótesis térmica es impotente para explicar los hechos y que solamente las condiciones eléctricas del arco en sus diferentes partes son la causa posible de la producción de las líneas espectrales.

Por su parte Barnes (22) ha estudiado los espectros de arco del Al, del Cu y del Mg a distintas presiones y ha observado que a medida que disminuye la presión las líneas del arco se debilitan y algunas hasta llegan a desaparecer; en cambio aparecen las líneas de la chispa.

Rossi (23) después de estudiar el régimen del arco para algunos metales (Ni, Fe y Ca) con el objeto de poder determinar el origen de las rayas polares, opina que estos se deben a los fuertes *gradients* de potencial en la vecindad de los electrodos y a la temperatura que reina en ellos. Existe probablemente una relación entre esas dos causas, pero por el momento no es posible establecer cuál de ellas juega un papel predominante.

En el espectro de ζ Puppis que hemos mencionado al principio de este capítulo (ver página 203) figuran varias líneas que fueron atribuidas al hidrógeno a causa de sus relaciones numéricas con la serie de Balmer. Ese espectro no había podido ser obtenido en los laboratorios hasta que Fowler (24) ha llegado a producir cuatro líneas de la serie principal del hidrógeno, tres líneas de la serie de ζ Puppis y tres más de una serie ultravioleta aun no conocida, haciendo pasar una descarga fuertemente condensada a través de un tubo de Plucker que contenía una *mezcla de hidrógeno y de helio*.

Las líneas de ζ *Puppis*, atribuidas por Lockyer al *protohidrógeno*, no se producen cuando la descarga se hace pasar por el *hidrógeno puro*.

VII

A. S. King (25) ha realizado interesantes investigaciones sobre los espectros producidos por los vapores metálicos calentados a altas temperaturas por medio de un horno eléctrico de resistencia, constituido por un tubo de grafito por el cual pasaban intensísimas corrientes.

El método de King tiene la ventaja de evitar la acción de los fenómenos eléctricos que se producen en el arco y en la chispa, porque la energía eléctrica sólo puede producir calor. Además, las acciones químicas son evitadas en gran parte porque los vapores metálicos se producen en una atmósfera de hidrógeno.

Las primeras experiencias de King lo llevaron a admitir que la temperatura es la *causa inicial* de la excitación luminosa y que otros agentes *resultantes de la alta temperatura* dan el estímulo final necesario para la producción de la luz.

En una memoria titulada *The variation with temperature of the electric furnace spectrum of iron* (26), King ha tratado de poner en claro las diversas condiciones térmicas que corresponden a los cambios observados en los espectros.

A ese efecto, ha examinado el espectro del hierro producido por el horno eléctrico en tres temperaturas diferentes: 1800° a 1900°; 2100° a 2300° y 2500° a 2700°.

Las líneas del espectro del hierro producido por el método King pueden clasificarse en varias clases.

Clase Ia. — Líneas fuertes a todas las temperaturas del horno; son débiles en el arco;

Clase Ib. — Comprende las líneas del espectro de llama;

Clase II. — Comprende un gran número de líneas fuertes en el arco;

Clase III. — Comprende las líneas ausentes y débiles en las bajas temperaturas, aparecen en la temperatura media y aumentan rápidamente de intensidad en las altas temperaturas. Sus intensidades en el arco son fuertes.

Clase IV. — Aparecen solamente a las más altas temperaturas. Su intensidad en el arco es más grande que en el horno.

Clase V. — Comprende las líneas que están ausentes o tienen débil intensidad en el horno y que en el arco tienen intensidades que varían grandemente.

En resumen las líneas de las clases Ia, Ib, y II son las que empiezan a ser emitidas a bajas temperaturas, la clase III a temperaturas medianas y las clases IV y V a altas temperaturas.

Las líneas reforzadas del hierro están ausentes en el espectro del horno con una sola excepción.

Los espectros de llama descritos por Watteville (espectro del cono y espectro de la llama) corresponden a los espectros del horno de baja y media temperatura, respectivamente.

El espectro producido por el horno a la temperatura de 2400° no solamente es más rico en rayas que el espectro del Bunsen sino que las líneas son más intensas.

Las conclusiones a que llega King a causa de estas experiencias son las siguientes:

a) Es posible la emisión de una raya espectral por la simple acción del calor. La cuestión vital de la teoría estriba en saber qué parte de la energía translatoria (*translatory energy*) de las moléculas, debida al calor, puede ser convertida en energía interna (*internal energy*) para producir la emisión de la luz;

b) Existe una fuerte ionización en el tubo de carbón a las altas temperaturas empleadas;

c) Es necesario hacer presente que las reacciones químicas pueden producirse por la presencia de trazas de oxígeno en el tubo del horno;

d) La radiación del horno no depende de la existencia de diferencias de potencial porque al cortar la corriente eléctrica las líneas de alta temperatura desaparecen gradualmente, mientras que otras líneas de baja temperatura se observan durante cinco minutos y hasta diez y seis minutos después de cortada la corriente como sucede con las líneas D₁ y D₂ del sodio.

Un estudio análogo ha sido realizado por el mismo autor sobre el espectro del titano (27). La clasificación que figura en esa memoria, se aparta ligeramente de la que ha propuesto para el hierro.

El cuadro siguiente especifica para los espectros del titano y del hierro las diferentes temperaturas a que corresponden las distintas clases de líneas.

	Grados de temperatura	
	Hierro	Titano
Clase I.....	1800-1900	2100
» II.....	1800-1900	2100
» III.....	2100-2300	2300-2400
» IV.....	2500-2700	2600
» V (*).....	2500-2700	> 2600

(*) En el espectro del titano corresponde a las rayas reforzadas.

King (28) ha estudiado la posibilidad de obtener por medio del horno eléctrico las líneas reforzadas; se ha servido para esos fines del espectro del titano.

A la temperatura de 2400° no aparece todavía ninguna raya reforzada, pero cuando la temperatura llega a 2600° aparecen las rayas reforzadas con intensidades débiles y menores que las del arco.

Usando tubos de paredes delgadas y empleando corrientes desde 1000 hasta 1600 amperes de intensidad se obtienen efectos notables. Así, a 1500 amperes el tubo se quema, se forma un arco y la intensidad de la corriente baja a 800 amperes. Las diferencias de potencial en estas condiciones no pasan de 30 volts.

Este nuevo dispositivo denominado por King *tube-arc* da las rayas reforzadas del titano con la misma intensidad que las fuertes chispas. Las rayas reforzadas producidas en estas circunstancias tienen la peculiaridad de ser anchas en la parte media del tubo y delgadas en las partes vecinas a las paredes.

En otra memoria titulada *A study of the relation of the arc and spark lines by means of the tube-arc* (29), King ha examinado los espectros de algunos metales (Ti, Va, Fe, Cr, Mn, Ca, Sr, Ba, etc.) con el propósito de establecer la causa de los fenómenos que ocurren en el *tube-arc*, y sus relaciones con el origen de las rayas del arco y de la chispa.

King en esta memoria atribuye las líneas espectrales ya a la electroluminescencia como a la termoluminescencia. Hay líneas que corresponden a una fuerte electroluminescencia. Son las rayas reforzadas. Otras corresponden a una electroluminescencia moderada; son las rayas del arco; otras, en fin, tienen su origen en la termoluminescencia y son, en consecuencia, fácilmente producidas por el horno eléctrico.

Esta explicación, si bien puede ser satisfactoria para explicar los fenómenos que ocurren en el *tube-arc* no lo es como hipótesis general porque adolece de los inconvenientes que apuntaremos respecto de las interpretaciones de Fabry y Buisson y otros.

VII

La serie de experiencias y de interpretaciones de las mismas que hemos relatado en el curso del presente capítulo, nos demuestran la complejidad del problema por resolver.

Así tenemos que King y Rossi son partidarios de la teoría térmica con ciertas restricciones. Considera el primero que la emisión de ciertas rayas espectrales es posible por la sola acción de la temperatura y que en los

demás casos la energía calorífica actúa como causa inicial de la emisión luminosa.

Fabry y Buisson sostienen que las líneas espectrales pueden ser emitidas tanto por acciones térmicas cuanto por acciones eléctricas. En fin, otros autores, Duffield, por ejemplo, afirman que la hipótesis térmica no sólo es insuficiente para explicar los hechos sino que en algunos casos está en contradicción con ellos (caso de los espectros de llama del hierro, página 211).

Como vemos, la hipótesis térmica tan interesante y aceptable por su simplicidad no sólo no es capaz de explicar los cambios de estructura que se producen en los distintos espectros, sino que hasta aparece en contradicción con los hechos como en el caso de los espectros de llama, cuyos cambios de estructura parecen ser los más apropiados para ser explicados por la mencionada hipótesis.

Quedan también sin explicar, a la luz de la teoría térmica, las investigaciones de Barnes y la experiencia de Fowler sobre el espectro del hidrógeno.

La hipótesis que proponen algunos autores (Gale) de que los fenómenos espectrales producidos en el laboratorio no pueden explicarse por la mencionada teoría, pero que sí pueden serlo los fenómenos solares, no nos satisface por varias razones. Primero, porque habría que establecer para cada raya del espectro distintos orígenes, según las fuentes de donde proviniesen; segundo, porque es aventurado afirmar que la radiación solar sea de origen puramente térmico, toda vez que la existencia de los campos magnéticos solares descubiertos por Hale nos muestran que el fenómeno debe ser más complejo.

Estas mismas consideraciones nos llevan a pensar que la explicación tentada por Fabry y Buisson no es lógica, pues las rayas espectrales no deben tener orígenes distintos aunque provengan de fuentes luminosas diferentes.

Las conclusiones a que llega King por el estudio de los espectros del horno y del *tube-arc* no son, como es lógico esperar, definitivas y si están de acuerdo en considerar a la temperatura como causa inicial y a veces única de la emisión espectral no sucede lo mismo en lo que se refiere a las rayas reforzadas como lo hemos visto.

S. A. Mitchell (30) en un estudio sobre el espectro de la cromósfera solar llega a establecer que las rayas reforzadas no tienen por origen los centros de alta temperatura y que ésta no tiene la influencia que se le ha pretendido dar.

Es sabido que todas las fuentes de luz están electrizadas aun aquellas que como la llama parecen aparentemente fuera de la influencia de esa forma de energía. Nada más natural, entonces, que atribuir a la acción

de las distintas modalidades de la energía eléctrica los diversos cambios que se producen en los espectros.

Finalmente no hay que olvidar que Lockyer (ver página 201) manifiesta que la energía calorífica no es capaz por su sola acción de producir los espectros de algunos metales y de los gases permanentes, y que es indispensable la acción de la electricidad para producirlos.

En resumen, la hipótesis de Lockyer si bien es aceptable en cuanto atribuye las modificaciones que se producen en los espectros a la formación de nuevos centro de emisión ya sea por condensación o por disociación, es inaceptable en cuanto pretende que esos cambios tienen por único y exclusivo origen la energía calorífica.

Por otra parte, no sabemos que se haya tentado por los partidarios de la teoría térmica una explicación satisfactoria del fenómeno de Zeeman.

Las teorías sobre el origen de la emisión espectral adolecen todas de un defecto: su singularidad.

Así, por ejemplo, la teoría de Lockyer sólo busca la explicación de los cambios de estructura de los espectros, el origen de las rayas reforzadas, etc., y los atribuye a la temperatura porque se van buscando las bases de una hipótesis cosmogónica basada en la acción de la energía calorífica.

Las teorías de Larmor, Thomson y otros sólo tienen en vista la explicación del fenómeno de Zeemann y se han ido complicando a medida que la complejidad del fenómeno, cuya explicación se buscaba, lo exigía.

Por fin, otras teorías entre ellas la de Ritz (31) y la de Stark (32) tienen en vista, principalmente, la explicación del mecanismo de las series espectrales. La teoría de Ritz, que también da cuenta del mecanismo del fenómeno de Zeeman admite que las vibraciones que originan los espectros en series, son debidas a la influencia de los campos magnéticos intensos que provienen de los polos magnéticos distribuidos en el átomo. Esta teoría, interesante es hacerlo notar, está apoyada por los trabajos de Weiss que han demostrado la existencia de campos magnéticos intensos en el interior del átomo.

Según Stark los espectros de líneas son debidos a las vibraciones de los electrones contenidos en los iones positivos. Otros autores como Wien y Horton (33) atribuyen la producción de los espectros de líneas a la formación de átomos neutros producidos por la combinación de iones positivos con electrones negativos.

El punto en el que coinciden estas teorías es en atribuir los diversos espectros que presenta cada cuerpo simple a la formación de nuevos sistemas vibratorios: protometales para Lockyer, iones de diferentes valencias para Stark, diversas posiciones de equilibrio de los electrones en el átomo neutro para Horton, etc.

Queda sin resolver el problema del origen de la emisión luminosa. ¿Es

la temperatura? ¿Son las acciones químicas o las fuerzas magnéticas y electromagnéticas? ¿Pueden las líneas espectrales ser producidas por causas distintas: térmicas en unos casos, eléctricas en otros?

Los problemas de la espectroscopia teórica son, como se ve, complejos; ellos comprenden las cuestiones más delicadas y transcendentales de la física y de la astrofísica. Es necesario, entonces, para resolverlos tratar de establecer el mayor número posible de hechos experimentales para que ellos sirvan de base a las especulaciones teóricas.

Por el momento ninguna teoría puede considerarse como definitiva, porque como ya lo hemos hecho notar, se trata de teorías particulares destinadas a explicar cada una ciertos hechos, objeto que no siempre logran, o de teorías generales aun poco precisadas.

IX

1. N. LOCKYER, *Chemistry of the Sun*. Londres, 1887. *L'évolution inorganique*. París, 1905 y H. POINCARÉ, *Leçons sur les hypothèses cosmogoniques*, 1ª edición, página 227. París, 1911.
2. N. LOCKYER, *L'évolution inorganique*, página 43.
3. N. LOCKYER, Obra citada, páginas 45, 46 y 49.
4. H. POINCARÉ, Obra citada, página 230.
5. CH. NORDMANN, en H. POINCARÉ, Obra citada, página 233.
6. E. GOLDSTEIN, *Astrophys Journ.*, tomo XXVII, página 25. 1908.
7. E. H. NELTHORPE, *Astrophys. Journ.*, tomo XLI, página 16. 1915.
8. HEMSALECH, Thèse, página 129.
9. HEMSALECH, Thèse, página 131.
10. NÉCULCÉA, Thèse, página 214.
11. CH. DE WATTEVILLE, *Spectres de flammes. Variations spectrales d'ordre thermique*. Tesis de París, 1904.
12. A. GOUY, *Ann. Ch. et Phys.* (5), tomo XVIII, página 114. 1879.
13. CH. DE WATTEVILLE, Thèse, página 65.
14. HEMSALECH y WATTEVILLE, *Comptes rendus*, tomo CXLIV, página 1338. 1907 y tomo CXLV, página 1267. 1907.
15. HEMSALECH y WATTEVILLE, *Comptes rendus*, tomo CXLVI, página 749. 1908.
16. HEMSALECH y WATTEVILLE, *Comptes rendus*, tomo CXLVI, página 859. 1908.
17. HEMSALECH y WATTEVILLE, *Comptes rendus*, tomo CXLVI, página 1389. 1908.
18. H. G. GALE, *Phys. Rev.*, tomo XXVII, página 118. 1907.
19. CH. FABRY y H. BUISSON, *Comptes rendus*, tomo CXLVI, página 751. 1908.
20. HARTMANN y EBERHARD, *Astrophys. Journ.*, tomo XVIII, página 229. 1903.
21. W. G. DUFFIELD, *Astrophys. Journ.*, tomo XXVIII, página 260. 1908.
22. J. BARNES, *Astrophys. Journ.*, tomo XXXIII, página 159. 1911.
23. R. ROSSI, *Astrophys. Journ.*, tomo XXXI, página 279. 1912.
24. A. FOWLER, Nota en *Revue générale des sciences*, año XXIV, página 1, 1913.
25. A. S. KING, *Astrophys. Journ.*, tomo XXVII, página 353, 1908; tomo XXVIII, páginas 300 y 389, 1908, y tomo XXIX, páginas 190 y 381. 1909.

26. A. S. KING, *Astrophys. Journ.*, tomo XXXVII, página 239. 1913.
27. A. S. KING, *Astrophys. Journ.*, tomo XXXIX, página 139. 1914.
28. A. S. KING, *Astrophys. Journ.*, tomo XXXVII, página 119. 1913.
29. A. S. KING, *Astrophys. Journ.*, tomo XXXVIII, página 315. 1913.
30. S. A. MITCHELL, *Astrophys. Journ.*, tomo XXXVIII, página 407. 1913.
31. WALTER RITZ, *Magnetische Atomfelder und Serienspektren* en *Ann. d. Phys.*, XXV, página 660, 1908; *Œuvres*, página 98; *Revue générale des sciences*, año XX, página 171 (1909); *Œuvres*, página 178.
32. J. STARK, *Principien der Atomdynamik*, dos tomos, 1910 y 1911. Leipzig.
33. F. HORTON, *Phil. Mag.* (6), tomo XXI, página 214. 1911.

CAPÍTULO XII

CONCLUSIONES

I. Características generales de la acción de los factores eléctricos. — II. La clasificación de las líneas espectrales. — III. División de los espectros examinados en tres grupos. — IV. Otras conclusiones. — V. La teoría térmica.

Las conclusiones parciales que hemos establecido en los capítulos VIII, IX, X y XI nos permiten establecer algunas conclusiones generales teniendo presente la acción de los factores eléctricos, la clasificación de las líneas espectrales, etc.

I

La acción de la selfinducción y de la capacidad puede, en términos generales, resumirse en las siguientes conclusiones:

a) Cuando la intensidad de las líneas espectrales aumenta por efecto de un aumento de la capacidad del circuito secundario, la selfinducción produce un efecto contrario;

b) Existen líneas que permanecen invariables en su intensidad y en su estructura, a pesar de que varíen los factores que determinan las condiciones eléctricas;

c) La variación de las características eléctricas del circuito puede producir cambios de estructura en las líneas espectrales;

d) El aumento de la capacidad del circuito eléctrico puede dar lugar a la aparición de nuevas líneas; esas líneas que pertenecen en su inmensa mayoría a la clase V de nuestra clasificación, desaparecen por efecto de la selfinducción;

e) En ningún caso hemos observado acrecentamientos de intensidad ni aparición de nuevas líneas causados por un aumento de la selfinducción.

Estas conclusiones concuerdan con las de los otros investigadores que se han ocupado de este mismo tema. Hemsalech, sin embargo, sos-

tiene que en los espectros de los metales del grupo del hierro existen líneas cuya intensidad es reforzada por el aumento de la selfinducción.

II

La clasificación de las líneas espectrales, que hemos planteado en el capítulo VI nos permite establecer una serie de conclusiones :

a) Las líneas de las clases I y II no son afectadas o lo son de una manera leve en sus intensidades por la acción de la variación de la capacidad o de la selfinducción. En las líneas pertenecientes a esas clases no se producen cambios de estructura ; por último, las líneas que desaparecen son pocas y están ausentes en el espectro de la descarga no condensada ;

b) Las líneas de la III clase son afectadas de una manera intensa por la acción de los factores eléctricos : los cambios de intensidad son más pronunciados y los cambios de estructura más frecuentes y netos. Las líneas de esta clase que desaparecen son, en algunos casos, numerosas (espectros del bario y del manganeso) ;

c) Las líneas de la IV clase que hemos observado son poco numerosas y por lo tanto no es posible sentar a su respecto ninguna conclusión ;

d) Las líneas de la V clase (numerosas en los espectros del manganeso y del cobre) presentan frecuentemente una estructura discontinua o son cortas. La selfinducción hace desaparecer todas las líneas de esta clase que no se hallan presentes en los espectros de la descarga no condensada ; las que se encuentran presentes disminuyen de intensidad o permanecen inalterables.

e) Las rayas últimas se hallan presentes en su totalidad en nuestros espectrogramas ; resisten de una manera notable la influencia de los factores eléctricos y se hallan presentes — salvo raras excepciones — en los espectros de llama descriptos por Wetteville.

•

III

Los espectros que hemos estudiado pueden dividirse en tres grupos.

El primer grupo comprende los espectros del Calcio, Bario y Estroncio y se halla caracterizado por la presencia, en los espectros respectivos, de líneas de las clases I, II y III, con exclusión absoluta de las líneas pertenecientes a las clases IV y V.

En los espectros de este grupo la inmensa mayoría de las líneas son

•

largas; sólo el espectro del bario — que tiene gran abundancia de líneas de la III clase — presenta algunas líneas cortas o discontinuas.

La acción de la capacidad y de la selfinducción afecta generalmente la intensidad de las líneas y rara vez su estructura. Las líneas que desaparecen son poco numerosas, siendo en su mayoría de la III clase y pertenecientes al espectro del bario.

El segundo grupo compuesto por los espectros del cadmio, zinc y magnesio se diferencia del primer grupo por la presencia de líneas pertenecientes a las cinco clases, si bien es cierto que en el espectro del magnesio no hay ninguna línea de la clase IV y que los espectros del cadmio y del zinc sólo tienen una. Las líneas de la V clase son poco numerosas, no desaparecen por efecto de la self y son cortas y discontinuas.

La característica de los espectros del cadmio y del zinc es la de que a medida que se avanza en el ultravioleta las líneas disminuyen de intensidad y se hacen discontinuas o cortas aunque pertenezcan a las clases I y II.

La acción de los factores eléctricos se hace sentir de una manera poco intensa; son raros los cambios de estructura y también raras las líneas que desaparecen. Las intensidades son afectadas de una manera muy leve.

Los espectros del III grupo se caracterizan, sobre todo el del manganeso, por la gran abundancia de líneas de la V clase. El gran número de líneas de esa clase hace que los espectros de ese grupo sean los más afectados por la acción de la selfinducción.

Las líneas de las clases I, II y III se comportan en estos espectros de la misma manera que en los espectros de los metales de los grupos I y II.

IV

Los espectros que hemos examinado completan los que habían descrito Demarçay y Lecoq de Boisbaudran, pues hemos extendido nuestras investigaciones hasta 2145 U. A, aproximadamente.

La acción del cambio de polos se produce de acuerdo con las conclusiones que hemos establecido en el capítulo X (pág. 197).

Las líneas de los espectros de llama descritos por Watteville se hallan también en los espectros que hemos descrito con las pocas excepciones que hemos puesto de manifiesto.

La comparación de nuestros resultados con los de Joye, Néculcécá y Hemsalech que hemos hecho detalladamente en los capítulos IX, X y XI demuestra que el modo de producción de la chispa eléctrica y la na-

turalidad de los electrodos tienen una *influencia específica* en la producción y estructura de las líneas espectrales.

Las experiencias realizadas por Joye deben ser completadas (página 110) para que quede determinada sin ambigüedad la acción de los distintos factores electricos en los cambios de estructura que se observan en los espectros de chispa.

V

El análisis detallado que hemos hecho en el capítulo anterior respecto de las experiencias e interpretaciones referentes a la teoría térmica, nos induce a pensar que ella da a los hechos una interpretación en parte errónea.

La hipótesis de Lockyer es aceptable en parte. Es admisible en cuanto atribuye los cambios que se producen en los espectros a la formación de nuevos elementos, es decir, de distintos sistemas vibratorios; la producción de los *Grundspectra* es una prueba. Es inaceptable en cuanto pretende que esos cambios — o sea la formación de los nuevos elementos — tienen por origen la acción de la energía calorífica.

Creemos, sin embargo, que las vibraciones que originan las líneas espectrales son producidas por una causa única de origen electromagnético probablemente, como lo sostiene Ritz.

Las nuevas teorías basadas en los fenómenos magnéticos y electroópticos nos darán, a no dudarlo, una vez que se hallen definitivamente establecidas, las interpretaciones que la teoría térmica no ha podido dar.

ADOLFO T. WILLIAMS.

Buenos Aires, marzo de 1915.

Buenos Aires, abril 15 de 1915.

Presentada en la fecha con trescientas cuarenta y tres páginas y catorce láminas.

Pedro J. Coni,
Secretario.

Buenos Aires, abril 15 de 1915.

Pase a la comisión examinadora número 22 para que se sirva estudiar la presente tesis.

JUAN F. SARHY,
Decano.

Pedro J. Coni,
Secretario.

Buenos Aires, abril 29 de 1915.

Señor Decano :

La comisión examinadora que suscribe ha estudiado la tesis presentada por el ex alumno don Adolfo T. Williams y, al resolver aprobarla, quiere dejar constancia de la satisfacción con que ha visto la labor realizada y el valor de los resultados alcanzados por su autor.

E. Herrero Ducloux. — Jorge Magnin. — M. Leguizamón Pondal. — Atilio A. Bado. — E. J. Poussart. — H. Damianovich. — J. A. Medina. — Victor J. Bernaola.

Buenos Aires, abril 29 de 1915.

Puede imprimirse.

JUAN F. SARHY,
Decano.

Pedro J. Coni,
Secretario.

TABLA DE MATERIAS

Introducción.....	9
-------------------	---

CAPÍTULO I

HISTORIA

I. Historia de los espectros eléctricos. Espectros de arco y espectros de chispa.	11
II. Bibliografía.....	21

CAPÍTULO II

TEORÍA DE LOS APARATOS ESPECTRALES

I. Teoría de la dispersión; fórmulas del prisma.....	23
II. Poder de resolución. Fórmulas de lord Rayleigh, Schuster y Wadsworth.	29
III. Ecuaciones que definen la eficiencia de un espectrógrafo.....	35
IV. Intensidad luminosa de las imágenes espectrales. Resolución fotográfica.	38
V. Conclusiones.....	42
VI. Bibliografía.....	42

CAPÍTULO III

APLICACIONES PRÁCTICAS

I. Descripción e instalación del espectrógrafo.....	44
II. Cálculo de las constantes ópticas de un aparato espectral.....	51
III. Bibliografía.....	59

CAPÍTULO IV

LA DESCARGA ELÉCTRICA

I. Definición y clasificación de las chispas eléctricas.....	60
II. Teoría matemática de la descarga de un condensador.....	64

III. Experiencias de Feddersen, de Schuster y Hemsalech y otros experimentadores	68*
IV. Bibliografía	78

CAPÍTULO V

CARACTERÍSTICAS DE LOS APARATOS ELÉCTRICOS

I. Descripción e instalación de los aparatos destinados a producir la descarga oscilante	80
II. Medida y cálculo de los coeficientes de selfinducción y capacidad de los aparatos eléctricos	88
III. Determinación de las constantes a alta frecuencia. Aplicación de las ecuaciones que rigen la descarga oscilante de un condensador	91
IV. Bibliografía	97

CAPÍTULO VI

ACCIÓN DE LOS FACTORES ELÉCTRICOS EN LA ESTRUCTURA DE LOS ESPECTROS

I. Acción de la selfinducción en los espectros eléctricos. Investigaciones de Hemsalech, Berndt y Néculcáa	98
II. Experiencias de Joye. Influencia de la intensidad máxima de la corriente de descarga	102
III. Experiencias de Gramont. Rayas últimas	103
IV. Acción de la presión sobre las rayas espectrales	105
V. Conclusiones. Clasificación de las rayas espectrales	109
VI. Bibliografía	112

CAPÍTULO VII

DETERMINACIÓN DE LAS CARACTERÍSTICAS DE LAS LÍNEAS ESPECTRALES

I. Técnica fotográfica	114
II. Determinación de las longitudes de onda	116
III. Criterios adoptados para determinar la intensidad y la estructura de las líneas espectrales	132
IV. Bibliografía	133

CAPÍTULO VIII

RESULTADOS EXPERIMENTALES

I. Espectro parásito. Observaciones generales	134
II. Espectro del calcio. Las series en los espectros del calcio, bario y estroncio	141
III. Espectro del estroncio	148
IV. Espectro del bario	151
V. Conclusiones	155
VI. Bibliografía	157

CAPÍTULO IX

RESULTADOS EXPERIMENTALES (Continuación)

I. Espectro del manganeso.....	159
II. Espectro del cobre.....	167
III. Bibliografía.....	178

CAPÍTULO X

RESULTADOS EXPERIMENTALES (Fin)

I. Espectro del magnesio.....	180
II. Espectro del zinc.....	184
III. Espectro del cadmio.....	189
IV. Conclusiones.....	195
V. Influencia del sentido de la corriente. Espectros de bandas del calcio, bario, estroncio, cobre, manganeso y magnesio.....	197
VI. Láminas.....	198
VII. Bibliografía.....	198

CAPÍTULO XI

LA TEORÍA TÉRMICA

I. Hipótesis de Lockyer.....	200
II. Las rayas reforzadas. Los <i>Grundspectra</i> de Goldstein.....	204
III. La acción de la selfinducción y la teoría térmica.....	205
IV. Estudio comparativo de las experiencias referentes a la espectroscopia de la descarga oscilante.....	207
V. Los espectros de llama.....	209
VI. Experiencias de Fabry y Buisson, Duffield y otros.....	212
VII. Los espectros del horno eléctrico. Experiencias de King.....	214
VIII. Conclusiones.....	216
IX. Bibliografía.....	219

CAPÍTULO XII

CONCLUSIONES

I. Características generales de la acción de los factores eléctricos.....	221
II. La clasificación de las líneas espectrales.....	222
III. División de los espectros examinados en tres grupos.....	222
IV. Otras conclusiones.....	223
V. La teoría térmica.....	224

ÍNDICE DE AUTORES

- Adams. Véase : Gale y Adams.
Adeney. Véase : Hartley y Adeney.
Alter, 15.
Amici, 24.
Angstrom, 14.
Angstrom y Thalen, 18.
- Baille, 62.
Balmer, 213.
Barnes, 213, 217.
Becquerel, 16, 197.
Berndt, 20, 100, 101, 102, 109, 110, 111,
168, 186, 189, 190.
Bouty, 62.
Brasak, 17.
Buisson. Véase : Fabry y Buisson.
- Carr y Strutt, 61.
Casaretto, 167.
Cauchy, 24.
Ciamician, 148, 151, 159, 167, 180.
Cooper, 108, 111.
Cornu, 24, 48, 51, 124.
Crookes, 84.
- De la Rue y Müller, 62.
Delachanal y Mermet, 84.
Demarçay, 20, 141, 142, 145, 148, 150,
151, 154, 155, 159, 167, 169, 177, 180,
184, 189, 195, 197, 223.
Dewar. Véase : Liveing y Dewar.
Ducretet, 82.
Ducretet y Roger, 84.
Duffield, 105, 213, 217.
Dunoyer, 77.
- Earhart, 62.
Eberhard. Véase : Hartmann y Eberhard.
Eder, 182.
Eder y Valenta, 20, 108, 125, 142, 169,
186, 191.
Eginitis, 181.
Exner y Haschek, 20, 62, 108, 148, 151,
154, 160, 188.
- Fabry y Buisson, 212, 213, 216, 217.
Fedderson, 68, 69.
Fery, 24.
Fitzgerald, 107.
Foucault, 13.
Fowler, 181, 213, 217.
Fraunhofer, 11.
- Gale, 212, 217.
Gale y Adams, 106.
Gibbs, 123.
Gifford, 52.
Goldstein, 205.
Gouy, 142, 148, 151, 159, 167, 180, 185,
189, 209, 211.
Gramont, 20, 49, 80, 84, 85, 90, 103, 104,
105, 109, 110, 142, 143, 148, 167, 180,
185, 197.
- Hagenbach y Kouen, 20.
Hale, 217.
Hartley, 19, 142, 167, 180, 182, 184, 189.
Hartley y Adeney, 19, 186.
Hartley y Moss, 105.
Hartley y Ramage, 180, 185, 189.
Hartmann, 27, 51, 124.

- Hartmann y Eberhard, 213.
Haschek y Mache, 108. Véase también :
Exner y Haschek.
Havelock, 107,
Helmholtz, 23, 65.
Hemsalech, 11, 20, 63, 64, 72, 73, 74,
75, 78, 84, 99, 100, 101, 102, 109, 110,
111, 112, 159, 168, 169, 180, 184, 186,
188, 189, 190, 191, 194, 196, 206, 207,
221, 223.
Hemsalech y Watteville, 211. Véase tam-
bién : Schuster y Hemsalech.
Hilger, 24, 44, 116.
Hittorf. Véase : Plücker e Hittorf.
Horton, 218.
Huber. Véase : Kowalski y Huber.
Huggins, 17.
Humphreys, 62, 105, 106, 107, 108.

Jobin, 117.
Joye, 20, 49, 63, 80, 82, 92, 93, 94, 96,
102, 109, 110, 132, 168, 177, 186, 188,
189, 190, 191, 194, 195, 196, 207, 208,
209, 223, 224.

Kayser, 13, 111, 116, 129, 168.
Kayser y Runge, 19, 142, 151, 154, 159,
168, 169, 182, 186, 190, 191, 196.
Keller, 108.
Kelvin (Lord), 61, 64, 65, 75.
Kent, 108.
Ketteler, 23.
Kilby, 108, 160.
King, 107, 181, 189, 214, 215, 216, 217.
Kinsley, 62.
Kirchhoff, 17.
Konen. Véase : Hagenbach y Konen.
Kowalski y Huber, 102.

Larmor, 107, 218.
Leauté, 75.
Lecoq de Boisbaudran, 18, 141, 142, 145,
148, 150, 151, 154, 155, 159, 167, 169,
180, 184, 189, 195, 197, 223.
Lenard, 210.
Leonard. Véase : Pollok y Leonard.
Liebig, 62.
Living y Dewar, 19, 142, 143, 148, 150,
151, 155, 180, 185.
Lockyer, 15, 18, 99, 180, 185, 200, 201,
202, 203, 204, 212, 214, 218, 224.
Lohse. Véase : Vogel y Lohse.

Mache. Véase : Haschek y Mache.
Masson, 13, 14.
Maxwell, 89, 91.
Mendeleeff, 106, 205.
Mermet. Véase : Delachanal y Mermet.
Michelson, 39.
Middlekauff, 108.
Miller, 16.
Mitchell, 217.
Mitscherlich, 16.
Mohler, 62.
Moss. Véase : Hartley y Moss.
Müller. Véase : De La Rue y Müller.

Natterer, 62.
Néculcéa, 20, 47, 49, 50, 63, 84, 101,
102, 109, 110, 168, 169, 177, 186, 188,
189, 190, 191, 194, 196, 207, 223.
Nelthorpe, 205.
Nordmann, 204.
Nutting, 102.

Orgler, 62.

Paalzow, 69.
Paschen, 61, 62, 181, 185, 186, 190.
Peace, 61.
Perry, 89.
Pickering, 40, 203.
Pollok y Leonard, 105, 142, 151, 159,
167, 185.
Pristchard, 129.
Plücker, 16.
Plücker e Hittorf, 16.

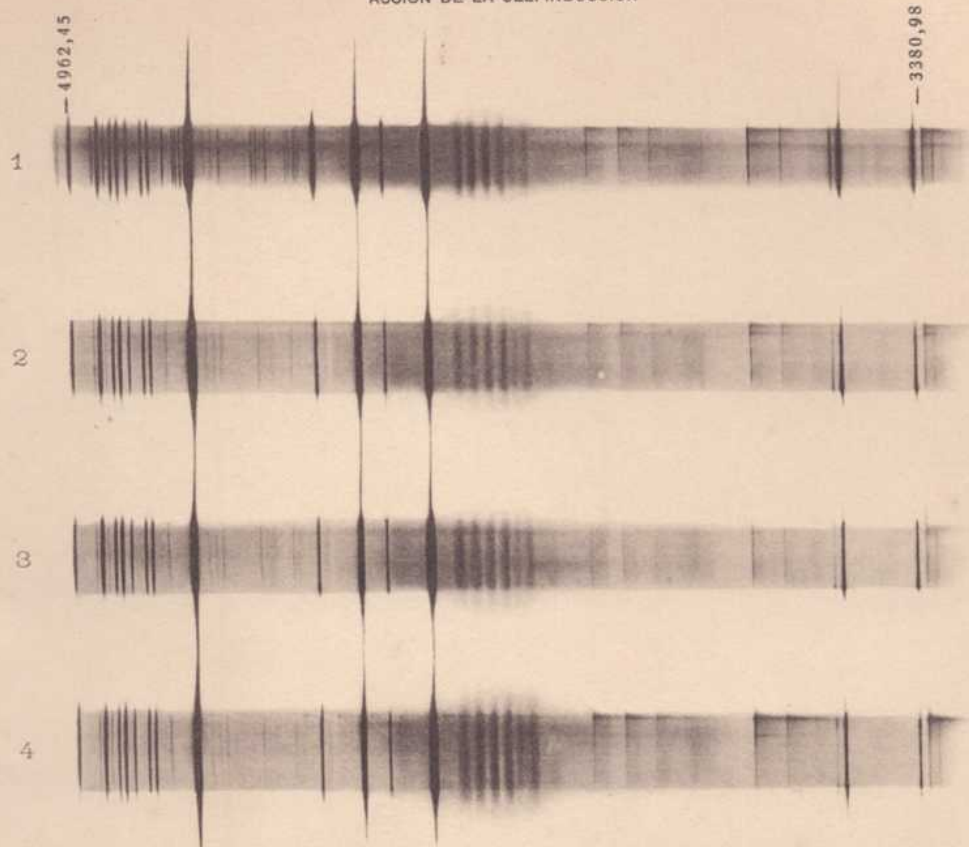
Rayleigh (Lord), 26, 29, 35, 40.
Richardson, 107.
Ritz, 186, 218, 224.
Robinson, 17.
Robiquet, 16.
Roger. Véase : Ducretet y Roger.
Rontgen, 62.
Rossi, 106, 213, 216.
Royds, 76.
Rubens, 52.
Runge. Véase : Kayser y Runge.
Rutherford, 24.

- Rutherford, 129.
Rydberg, 168, 181, 182, 186, 189, 190, 191, 197.
- Sanford, 107.
Saunders, 142, 146, 181, 185, 190.
Schaeffer, 77, 78.
Schenk, 76, 98, 99, 112, 204.
Schumann, 47, 87, 134.
Schuster, 29, 32, 36, 38, 50.
Schuster y Hemsalech, 69, 72, 98, 99.
Seguin, 16, 197.
Stark, 75, 218, 219.
Steinhausen, 142, 148, 151, 180, 185, 189.
- Talbot, 11.
Thalen, 17. Véase también : Angstrom y Thalen.
Thomson (Sir W.). Véase : Lord Kelvin.
Thomson, (J. J.), 74, 218.
- Urbain, 18,
Valenta. Véase : Eder y Valenta.
Van der Willigen, 15, 16.
Vogel y Lohse, 129.
- Wadsworth, 29, 33, 36, 37, 39, 40, 41.
Warburg, 60.
Watteville, 142, 145, 147, 148, 150, 151, 154, 155, 159, 167, 169, 177, 180, 184, 185, 189, 194, 195, 209, 210, 215, 222, 223. Véase también : Hemsalech y Watteville
Watts, 180.
Wein, 218.
Weiss, 218.
Wheatstone, 12.
Wheinek, 129.
Wollaston, 11.
Zeeman, 106, 107, 218.
Zeise, 116, 129.

LÁMINAS

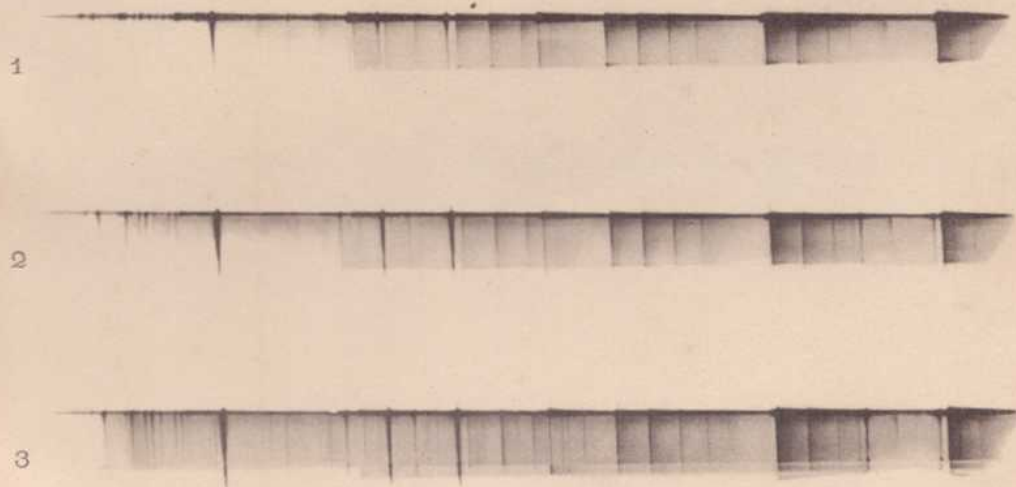
ESPECTRO DEL ESTRONCIO ENTRE 4962,45 U. A. Y 3380,98 U. A.

ACCIÓN DE LA SELFINDUCCIÓN



1. — Circuito C; 2. — Circuito C₂; 3. — Circuito C₄; 4. — Circuito C₈.

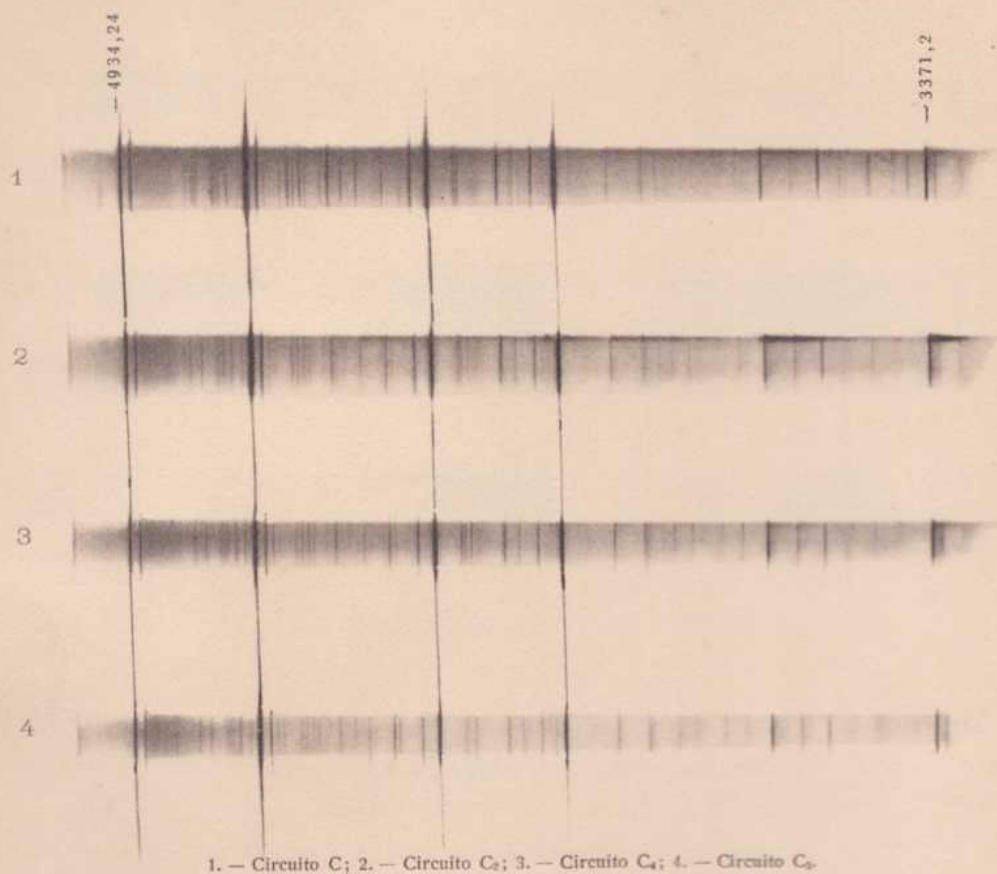
ACCIÓN DEL CAMBIO DE POLOS



1. — Circuito A; 2. — Circuito B; 3. — Circuito C.

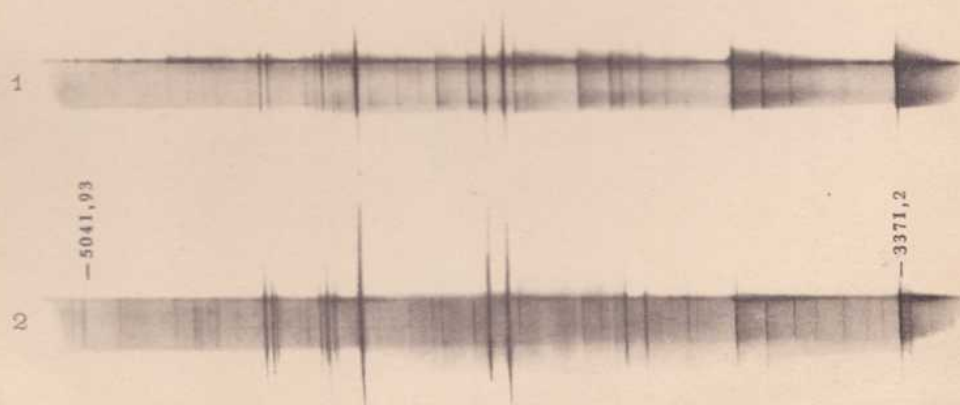
ESPECTRO DEL BARIO ENTRE 4934,24 U. A. Y 3371,2 U. A.

ACCIÓN DE LA SELFINDUCCIÓN



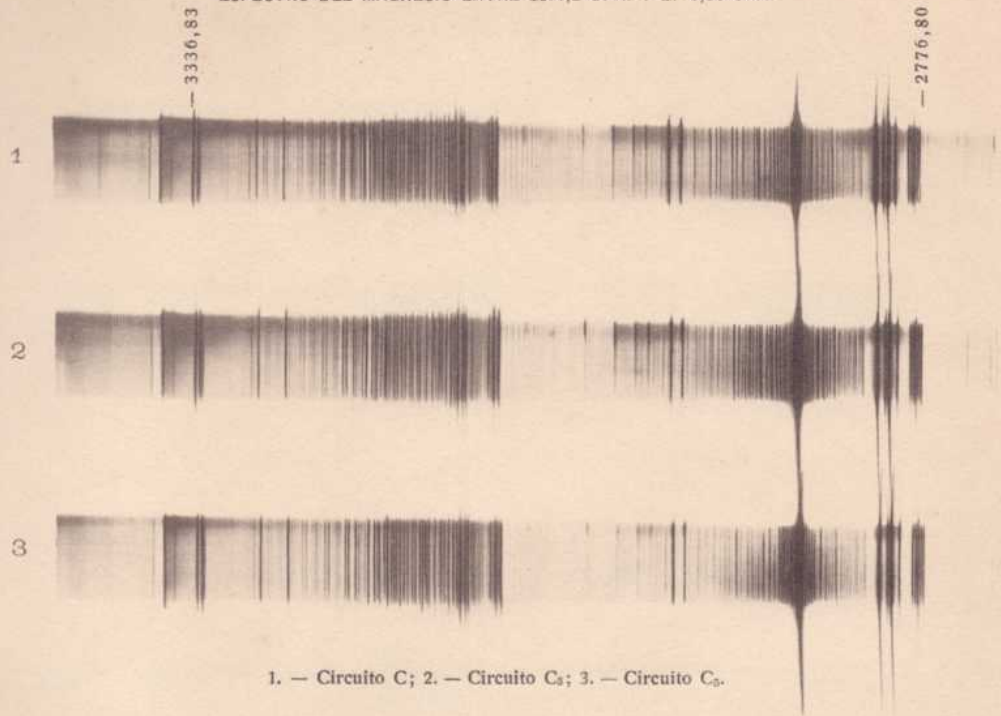
ESPECTRO DEL CALCIO ENTRE 5041,93 U. A. Y 3371,2 U. A.

INFLUENCIA DE LA INVERSIÓN DE LA CORRIENTE

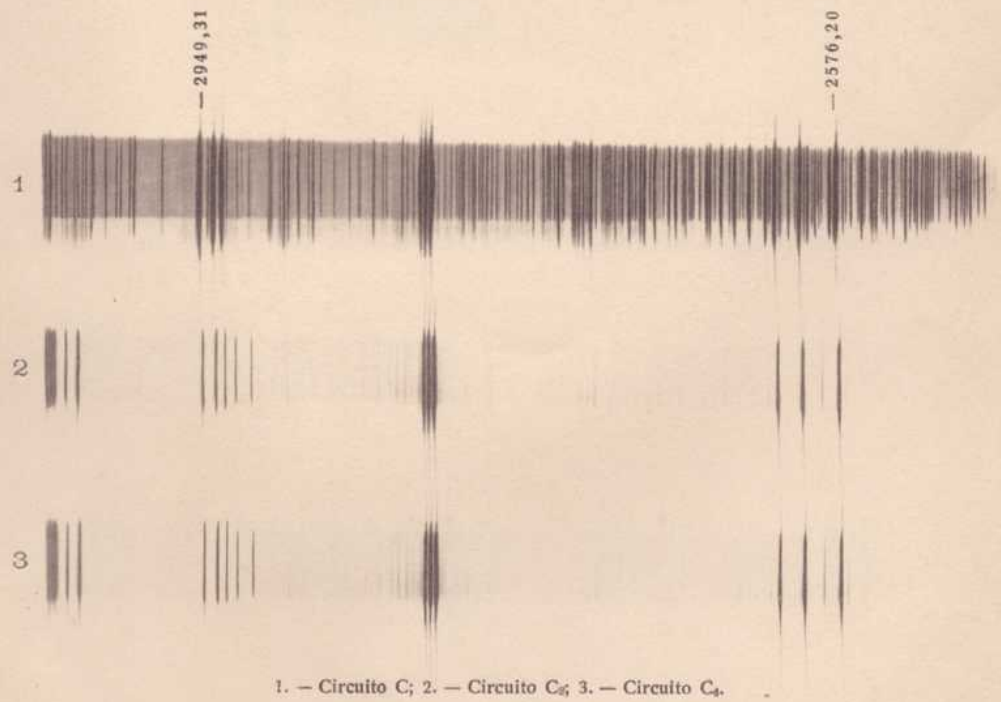


ACCIÓN DE LA SELFINDUCCIÓN

ESPECTRO DEL MAGNESIO ENTRE 3371,2 U. A. Y 2776,80 U. A.

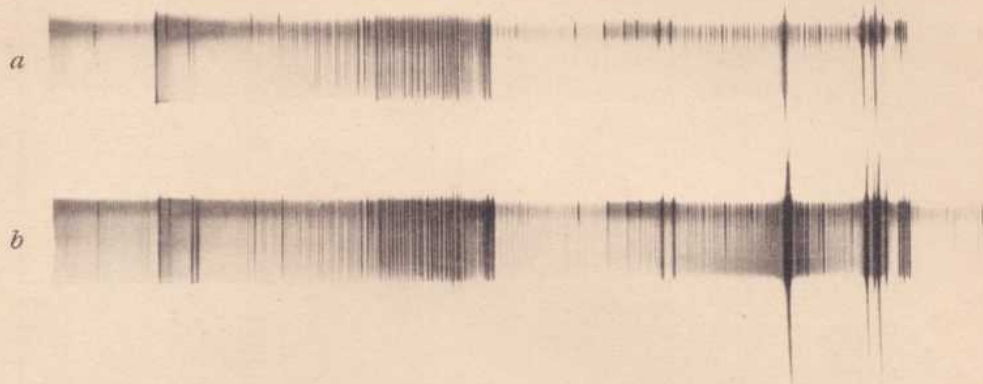


ESPECTRO DEL MANGANESO ENTRE 3050,0 U. A. Y 2500,0 U. A.

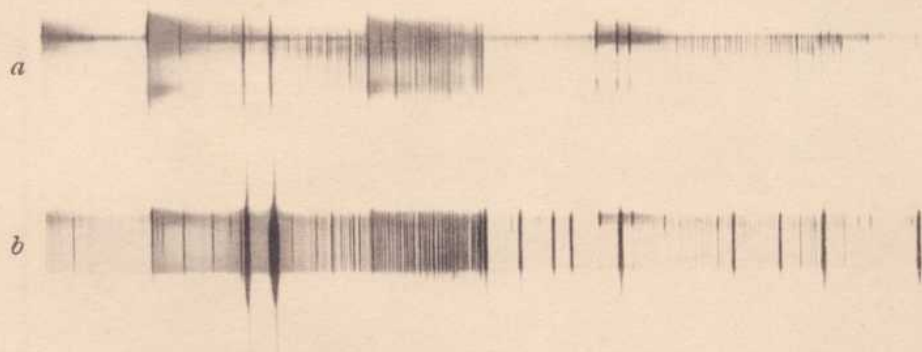


INFLUENCIA DE LA INVERSIÓN DE LA CORRIENTE

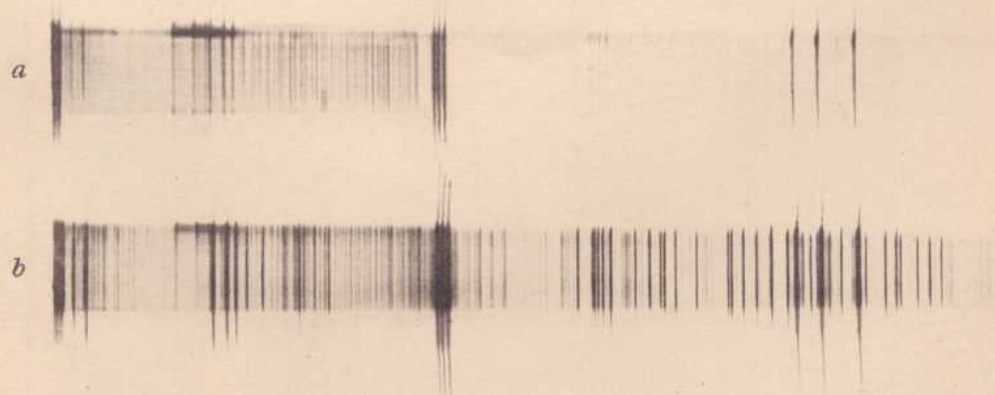
ESPECTRO DEL MAGNESIO ENTRE 3371,2 U. A. Y 2776,80 U. A. (CIRCUITO C)



ESPECTRO DEL COBRE ENTRE 3371,2 U. A. Y 2766,50 U. A. (CIRCUITO C)

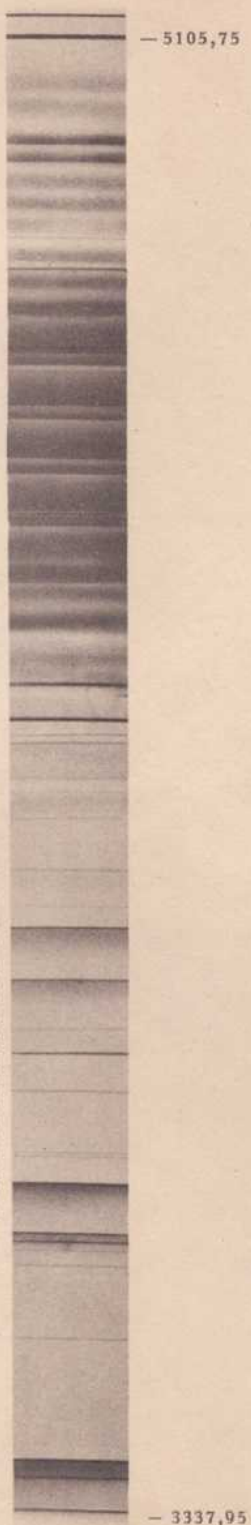


ESPECTRO DEL MANGANESO ENTRE 3050,0 U. A. Y 2500,0 U. A. (CIRCUITO C)



a, solución conectada al polo positivo; *b*, solución conectada al polo negativo.

ESPECTRO DEL COBRE ENTRE 5105,75 U. A. Y 3337,95 U. A. (CONDENSADOR CILINDRICO) CIRCUITO C.



DETALLE DE LA LINEA 2288,10 DEL ESPECTRO DEL CADMIO.



ESPECTRO PARASITO ENTRE 3467,04 U. A. Y 2748,68 U. A. (CONDENSADOR CILINDRICO) CIRCUITO C.



LÁMINA V