

XXXIV

LOS ESPECTROS DE ABSORCIÓN DE LOS VAPORES DE ESTAÑO, PLATA Y MANGANESO

ENTRE 5500 Y 2140 U. A.

POR LOS DOCTORES

RAMÓN G. LOYARTE

Presidente de la Universidad, Profesor de Física general, Física matemática
y Trabajos de investigación en Física

y

ADOLFO T. WILLIAMS

Director interino del Instituto de Física; Profesor interino de Trabajos de investigación
en Física y de Físicoquímica

ZUSAMMENFASSUNG

Die Absorptionsspektren der Dämpfe von Zinn, Silber und Mangan zwischen 5500 und 2140 A. E. — 1. Es werden die Absorptionsspektren der Metaldämpfe des Mangans, Silbers und Zinns vermittelt eines elektrisch geheizten Ofens zwischen den Temperature von 1200 und 2200 Grad, die mit Hilfe eines optischen Pirometers gemessen waren, beobachtet.

2. Unsere Resultate in Bezug auf die Spektren des Zinns und des Mangans stimmen fast vollständig mit denjenigen Zumstein's und denjenigen von McLennan und seinen Mitarbeitern überein.

3. In dem Spektrum des Silbers wurden Linien beobachtet, die dem ionisierten Atom entsprechen. Dieses Resultat wird wegen seiner Wichtigkeit in einer späteren Arbeit kontrolliert und wenn nötig richtig gestellt werden.

4. Hinsichtlich der Theorie Hund's sind die Resultate in vollständiger Uebereinstimmung mit seinen Folgerungen in Bezug auf die tieferen Nivelle der Atome, deren Absorptionsspektren beobachtet wurden.

5. Die Anwendung der Gleichung $\frac{N'}{N} = e^{-\frac{x}{\lambda r}}$ die zur Feststellung des Verhältnisses der Zahl N' , der angeregten Atome, zur Zahl N , der gesamten Atome, dient, ergab Resultate, die mit den experimentellen Beobachtungen übereinstimmen, für den Fall des Zinns, das allein zu dieser Untersuchung herangesogen wurde.

LOS ESPECTROS DE ABSORCIÓN DE LOS VAPORES DE ESTAÑO, PLATA Y MANGANESO

ENTRE 5500 Y 2140 U. A.

I. INTRODUCCIÓN

La presente investigación responde a los propósitos fundamentales enunciados en nuestro trabajo *El espectro de absorción de los vapores de talio*, del cual viene a ser continuación en el sentido de la sistemática.

Hemos observado los espectros de absorción de elementos de distintas columnas de la clasificación periódica (1^a, 4^a y 7^a), proponiéndonos continuar con elementos de las columnas y grupos restantes, ya que hemos logrado instalar un dispositivo que nos permite llegar a temperaturas de 2500 grados absolutos.

2. LA INSTALACIÓN

1. *Fuentes laminares*. — Además de la chispa de tungsteno debajo del agua que utilizamos en nuestro trabajo anterior sobre la absorción del vapor de talio (¹), hemos empleado el espectro continuo del hidrógeno que, según Gehrcke y Lau (²), es libre de toda estructura entre 3300 y 1950 U. A.

A ese fin hemos construido, siguiendo las indicaciones de Bay y Steiner (³), el tubo que enseña la figura 1, que difiere en diversos detalles del empleado por dichos investigadores. El tubo central C en lugar de ser de porcelana plateada interiormente, era de cuarzo lechoso, de 8 milímetros de diámetro y de 60 centímetros de longitud, el cual estaba sos-

(¹) Estas *Contribuciones*, **4**, página 234, 1928, y *Journ. Phys. Rad.* (6), **9**, página 121, 1928.

(²) E. GEHRCKE Y E. LAU, *Ann. der Physik*, **76**, página 673, 1925.

(³) BAY Y STEINER, *Zeit. für Physik*, **45**, página 337, 1927.

tenido por dos piezas S de aluminio que sostenía un tubo de vidrio V. El espacio comprendido entre dicho tubo y el de cuarzo se llenó con algodón de vidrio. El sistema así formado se introduce en el tubo exterior y se le fija en la posición que enseña la figura, recubriéndolo de cintas de mica M que determinan una suave presión. Se evita así que las piezas metálicas de aluminio toquen el tubo externo, ya que cuando tal acaece, a causa del calentamiento que origina el paso de la corriente a través del gas, se produce a menudo la ruptura del tubo.

Los electrodos E son de aluminio de 176 centímetros cuadrados cada

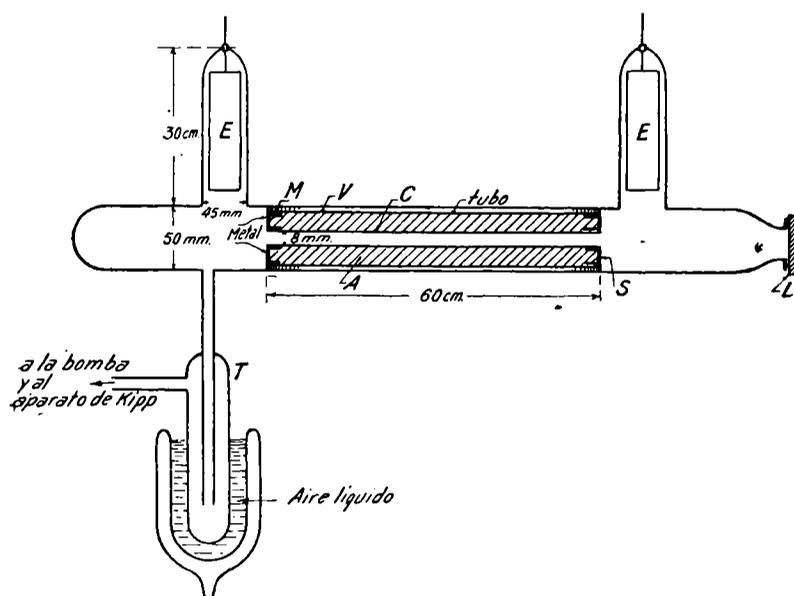
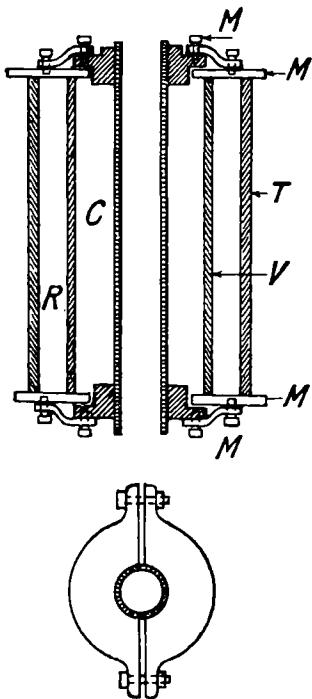
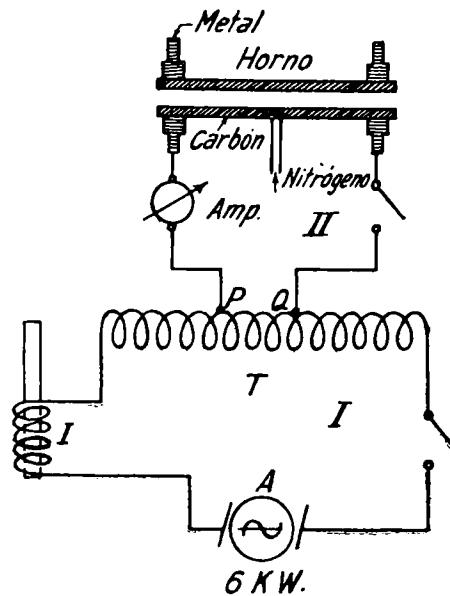


Figura 1

uno. Llenando el tubo de hidrógeno bien puro se le llevaba hasta la presión de un milímetro aproximadamente. En estas condiciones con una corriente alterna de 6000 voltios producida por un transformador estático de 6 kilowatts, se logra hacer pasar sin dificultad a través de la masa gaseosa, una corriente de 0,5 amperes y aun más. Nosotros hemos trabajado siempre con 0,5 amperes, pues así la columna gaseosa que llena el tubo de cuarzo se hace muy luminosa sin que el calentamiento sea excesivo. El tubo puede funcionar ininterrumpidamente hasta 15 minutos sin peligro de ruptura. El calentamiento que origina el propio funcionamiento hace que se desprendan de los tubos los gases absorbidos y ocluidos. Después de varios lavajes con hidrógeno, las bandas que aparecen en los primeros espectros, provenientes, seguramente, del CO₂ y del vapor de agua, desaparecen.

El hidrógeno era producido en un aparato de Kipp usando zinc y ácido clorhídrico purísimos, y se purificaba, a su vez, haciéndolo burbotar sucesivamente en las soluciones siguientes : KMnO_4 al 2 por ciento, HgCl_2 al 2 por ciento, $\text{K}(\text{OH})$ al 10 por ciento y agua destilada. Para eliminar totalmente el vapor de agua, se sumergía el recipiente de vidrio T que estaba en conexión con el tubo de excitación, en aire líquido.

2. Sistema de calentamiento. — El horno empleado por nosotros es del tipo a corto circuito de Ruer-Bloch, con resistencia de carbón, el cual ha sido descrito por Fonseca (1) en su investigación sobre las propiedades magnéticas de las aleaciones.



Creemos ventajoso reseñar la construcción, en la cual, dado el destino, se han introducido algunas pequeñas modificaciones.

La figura 2 representa esquemáticamente la instalación total. El circuito es complejo. Consta de un primario I en el cual acciona la fuerza electromotriz alterna de un alternador de 6 kilowatts. a través de un autotransformador estático T cuyas vueltas están arrolladas sobre un núcleo y de una impedancia I, que se mantienen sumergidos en petróleo para disminuir el calentamiento; y de un secundario II, conectado galvánicamente con el anterior en los puntos P y Q del transformador, entre los cuales están comprendidas la mitad de las vueltas de éste, y cierra el circuito un carbón de reflector perforado de manera a obtener un tubo de 15 centímetros de largo y de 33 milímetros de diámetro exterior, que constituye el horno.

(1) A. FONSECA, Estas Contribuciones, 2, página 175, 1918.

Variando la impedancia I es posible lograr en el primario bajo la fuerza electromotriz de 40 voltios, 150 amperes, y dado que en el secundario están intercaladas solamente la mitad de las vueltas del transformador, en él la corriente podrá elevarse hasta 300 amperes. Si la pared del carbón perforado es de pequeño espesor, se origina así una temperatura altísima.

En la figura 3 se advierten los detalles constructivos del horno. El espacio C está lleno de carbón vegetal, el R de magnesia, M son las armaduras de bronce destinadas a asegurar los contactos con la fuente eléctrica, V es un vaso poroso de pila, abierto en sus dos extremidades, y T un caño de tierra cocida.

3. *Espectrógrafos.* — Dada la región a examinar hemos utilizado el espectrógrafo Hilger modelo E/4, empleando placas Ilford Rapid Process Panchromatic y placas Schumann.

3. DATOS EXPERIMENTALES

1. *Generalidades.* — Los resultados que resumimos en las tablas I, II y III (espectros de absorción de los vapores de Sn, Mn y Ag) corresponden a observaciones hechas a diferentes temperaturas del horno, las que han oscilado entre 1200 y 2200°, medidos con un pirómetro óptico. La temperatura es función no solamente del amperaje de la corriente que circulaba en el tubo de carbón, sino también de su resistencia en virtud de la ley de Joule. Y a este respecto hay que tener presente que el espesor de las paredes de los tubos de carbón disminuía con el uso, lo que traía, como consecuencia, un aumento de la resistencia y por lo tanto de la temperatura. Por ese motivo, de cada uno de los elementos estudiados se han sacado una serie de espectrogramas de la absorción de sus vapores, buscando en cada uno de ellos las circunstancias más favorables para el examen de determinadas regiones, es decir, disminuyendo o aumentando la temperatura del horno y haciendo variar en el mismo sentido o en sentido inverso los tiempos de exposición. Los espectrogramas de las figuras 4, 5, 6 y 7, son ilustrativos al respecto.

2. *Estaño.* — El espectro de absorción de los vapores de estaño ha sido estudiado por Grotrian (1) utilizando un tubo de cuarzo de 15 centí-

(1) W. GROTRIAN, *Zeit. für Physik*, **18**, página 169, 1923.

metros de largo llevado a la temperatura de 1150 a 1200°. McLennan, Young y McLay (1) emplearon también un tubo de cuarzo calentado eléctricamente a 1200°; los resultados obtenidos fueron más completos que los de Grotrian en el sentido de que lograron, en absorción, mayor número de líneas. La línea 2706,50 fué la única observada en absorción por Narayan y Rao (2), posiblemente, según lo dicen los mismos autores, por la baja temperatura empleada.

Un tubo de carbón, calentado por medio de un soplete oxiacetilénico, ha sido el método empleado para vaporizar metales y estudiar sus espectros de absorción por Frayne y Smith (3) por una parte y por Zumstein (4) por la otra. Los primeros no indican la temperatura alcanzada aunque dado el número relativamente escaso de líneas observadas en el caso del Sn, la temperatura ha debido ser menor de 1200°. Zumstein, por su parte, afirma que la temperatura alcanzada oscilaba entre 1200 y 2000°, medidos con un pirómetro óptico.

La tabla I contiene las λ en A. I., las frecuencias en el vacío, las intensidades en el espectro del arco (5) y la clasificación en series según Green y Loring (6) y según Williams y Charola (7). En las columnas « Observadores » van en la primera, los resultados de Grotrian indicados con el signo + y los de Frayne y Smith con el signo \times , en la segunda los resultados de McLennan con el signo + y en las dos últimas los resultados de Zumstein y los nuestros con las letras: *vf* = muy débil (*very faint*), *f* = débil (*faint*), *m* = mediano (*medium*) y *S* = fuerte (*strong*). Los signos de interrogación, en nuestros resultados, corresponden a líneas que solo han sido observadas en una sola placa; siendo la tabla, el resumen, por así decirlo, del examen de catorce placas obtenidas en óptimas condiciones. El metal empleado fué el estaño puro de la casa Merck.

(1) J. C. McLENNAN, J. F. T. YOUNG Y A. B. McLAY, *Proc. Royal Soc. (Canadá)*, **18**, (sección III), página 57, 1924.

(2) A. L. NARAYAN Y K. R. RAO, *Phil Mag.* (6), **50**, página 645, 1925.

(3) J. G. FRAYNE Y A. W. SMITH, *Phil Mag.* (7), **1**, página 732, 1926.

(4) R. V. ZUMSTEIN, *Phys Rev.* (2), **25**, página 523, 1925. (Descripción del horno) e *idem* (2), **27**, página 150, 1926 (Espectro del Sn).

(5) Extraídas de la memoria de Zumstein.

(6) J. B. GREEN Y R. A. LORING, *Physik Rev.* (2), **30**, página 574, 1927.

(7) A. T. WILLIAMS Y F. CHAROLA, *Estas Contribuciones*, **4**, página 461, 1928.

TABLA I

λ I. A.	$\nu_{in vacuo}$	Serie	I	Observadores			
				Grot.	Mc L.	Zumst.	L. y W.
4077,73	24516,5	I	1				$f^?$
3330,60	30016,0	$2p^1D'_2 - 3s^3P'_1$	6			f	f
3262,34	30644,1	$2p^1D'_2 - 3s^1P'_1$	5R			f	f
3175,04	31486,6	$2p^3P_2 - 3s^3P'_1$	5R		+	S	m
3034,12	32949,0	II	6R		+	S	S
3009,14	33222,5	$2p^3P_1 - 3s^3P'_1$	6R	+X	+	S	S
2863,32	34914,3	$2p^3P_0 - 3s^3P'_1$	6R	+X	+	S	S
2850,62	35069,8	$2p^1D'_2 - 3d^3D_2$	4R			f	m
2839,99	35201,1	$2p^3P_2 - 3s^3P'_2$	8R		+	S	m
2813,58	35531,1	$2p^1D'_2 - 3d^3F'_2$	3R			f	$f^?$
2812,57	35544,3	$2p^1S'_0 - X_1$	3				$f^?$
2790,19	35829,4		2				vf
2785,03	35896,2	$2p^1D'_2 - 3d^3D_1$	3R			f	$vf^?$
2779,81	35963,0	$2p^1D'_2 - 3d^3F'_3$	4R			f	f
2706,50	36937,1	$2p^3P_1 - 3s^1P'_2$	7R	+X	+	S	$S^{(1)}$
2661,25	37565,2	$2p^3P_1 - 3s^1P'_1$	4R			S	m
2621,70	38132,0	$2p^1S'_0 - 5d^3P'_2$					$vf^?$
2620,60	38148,0						$vf^?$
2614,18	38241,6		1				f
2594,43	38532,6	$2p^1D'_2 - 3d^1D_2$	4R			f	f
2571,60	38874,7	$2p^1D'_2 - 3d^3D_3$	5R			f	$vf^?$
2546,55	39257,0	$2p^3P_0 - 3s^1P'_1$	5R			S	S
2523,91	39609,1	$2p^1D'_2 - 4s^3P'_1$	3R		+	f	f
2510,90	39815,0						$f^?$
2495,72	40056,5	$2p^1D'_2 - 3d^3P'_2$	5R			f	f
2491,71	40121,0	$2p^1S'_0 - 6d^3D_3$	2r				$vf^?$
2483,39	40255,4	$2p^3P_2 - 3d^3D_2$	5R	X	+	S	m
2455,25	40716,7	$2p^3P_2 - 3d^3F'_2$	3			f	$vf^?$
2433,47	41181,0		2				$vf^?$
2429,49	41148,4	$2p^3P_2 - 3d^3F'_3$	6R			S	m
2421,69	41280,9	$2p^1D'_3 - 3d^1F'_3$	6R			f	f
2408,14	41513,1	$2p^1D'_2 - 3d^1P'_1$	4R			f	f
2380,74	41990,9	$2p^3P_1 - 3d^3D_2$	3R			m	f
2368,22	42212,9		1				vf
2354,84	42452,7	$2p^3P_1 - 3d^3F'_2$	6R		+	S	S
2334,80	42817,1	$2p^3P_1 - 3d^3D_1$	5R		+	S	S
2317,21	43142,1	$2p^1D'_2 - 4d^3F'_3$	6R			f	f
2286,65	43718,5	$2p^3P_2 - 3d^1D_2$	4R			m	f
2282,22	43803,3	$2p^1D'_2 - 4s^3P'_2$	3				vf

(1) Única línea observada por Narayán y Rao.

λ. I. A.	λ _{III} vacuo	Serie	I	Observadores			
				Grot.	Mc L.	Zumst.	L. y W.
2268,90	44060,5	2p ³ P ₂ — 3d ³ D ₂	6R			S	S
2267,16	44094,4	2p ¹ D' ₂ — X ₁	4R			f	f
2251,12	4408,9	2p ¹ D' ₂ — 4d ³ P' ₂	4R			f	f?
2246,02	44509,7	2p ³ P ₀ — 3d ³ D ₁	6R		+	S	S
2231,68	44795,3	2p ³ P ₂ — 4s ³ P' ₁	4R		+	m	m
2209,60	45242,9	2p ³ P ₂ — 3d ¹ D ₂	6R	×	+	m	m
2199,29	45454,9	2p ³ P ₁ — 3d ¹ D ₂	6R		+	S	S
2194,42	45555,8	2p ³ P ₂ — 3d ³ P' ₁	5R		+	m	m
2171,21	46042,8	2p ¹ D' ₂ — 5d ³ F' ₃	3R	×	+		vf
2166,72	46137,4		1R				m
2151,37	46467,3	2p ³ P ₂ — 3d ¹ F' ₃	3R			f	f
2148,71	46524,8	2p ¹ D' ₂ — X ₃	3R			f	f
2148,44	46530,6	2p ³ P ₁ — 4s ³ P' ₁	3R				f
2147,81	46544,3	2p ¹ D' ₂ — X ₄	1R				vf?
2141,34	46648,9	2p ¹ D' ₂ — 5d ³ P' ₂	2R				vf?
2140,65	46700,0	2p ³ P ₂ — 3d ¹ P' ₁	2R				f?

En los multipletes 2p³P — 3s³P' y 2p³P — 3d³D aparecen en absorción todas las líneas con excepción de una :

2p ³ P — 3s ³ P' :	2p ³ P ₀	2p ³ P ₁	2p ³ P ₂
3s ³ P' ₀	?	S	
3s ³ P' ₁	m	S	m
3s ³ P' ₂		S	m
2p ³ P — 3d ³ D :			
3d ³ D ₁	S	S	vf?
3d ³ D ₂		f	m
3d ³ D ₃			S

Como se ve, nuestros resultados coinciden en absoluto con los de Zumstein, en el caso de las líneas intensas. Nosotros hemos observado algunas líneas más, provenientes del nivel p¹S'₀, pero con muy débil intensidad, probablemente por la circunstancia de haber operado a más altas temperaturas.

3. *Manganeso*. — Grotrian (1) observó en absorción los sextetes (s⁶S — p⁶P) situados en 4030 y 2800 U. A., operando a una temperatu-

(1) W. GROTRIAN, Memoria citada.

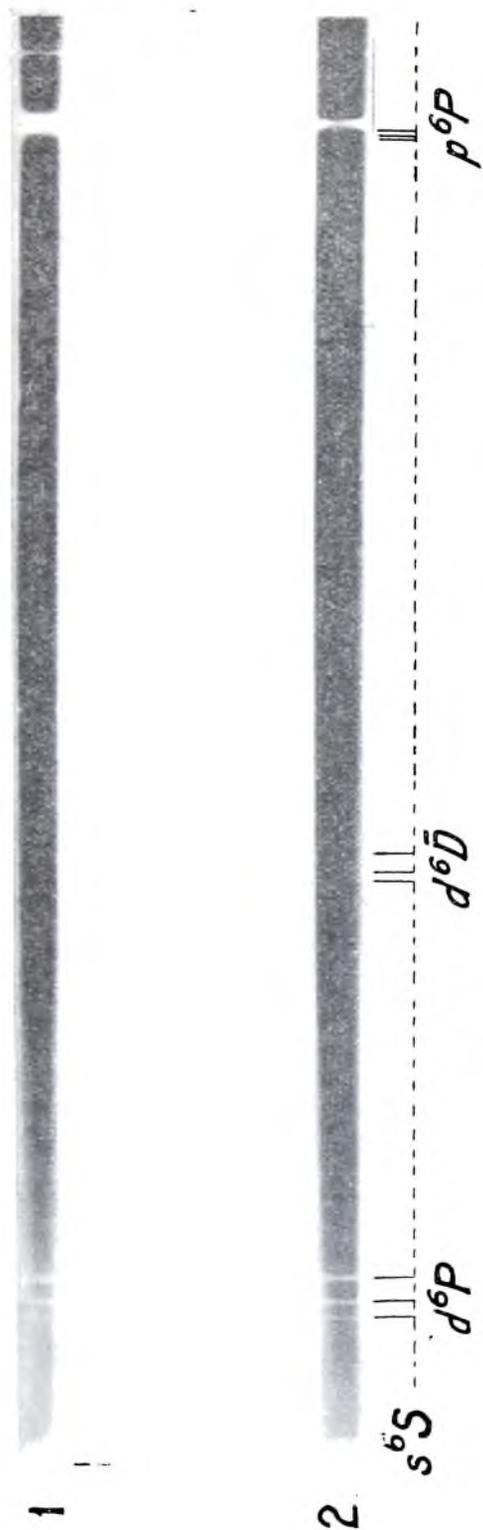


Figura 5. — Espectro de absorción del vapor de manganeso entre 2861,08 y 2208,73 U. A. Placa Ilford Rapid Process Panchromatic N° 1, Horno con 210 amperes. Exposición : 40 segundos ; n° 2, Horno con 170 amperes. Idéntica exposición

ra de 850° . Estos resultados fueron completados más tarde por Zumstein (¹) quien operó a temperaturas más elevadas : 1600° . El espectro así

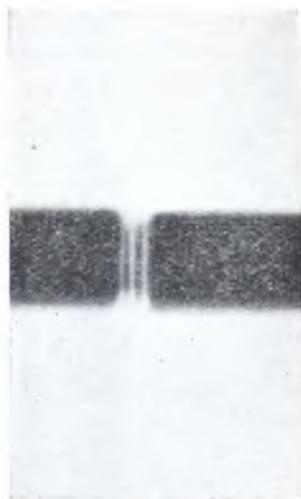


Figura 6. — Sextete $s^6S - p^6P$ (2801,08 a 2794,82 U. A.) del manganeso. Horno con 200 amperes. Exposición : 5 segundos. Placa Ilford Rapid Process Panchromatic.

obtenido presenta numerosas líneas de absorción como lo indica la tabla II dispuesta en forma análoga a la correspondiente del estaño.

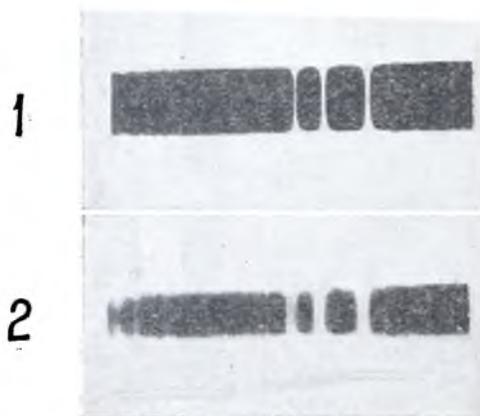


Figura 7. — Sextete $s^6S - d^6P$ (2221,80 a 2208,73 U. A.) del manganeso en absorción. Horno con 260 amperes. N° 1, exposición : 15 segundos ; n° 2, exposición : 5 segundos. Placa Schumann (Hilger).

Por su parte McLennan y McLay (²) han determinado en dos ocasiones el espectro de absorción del vapor de manganeso y sus resultados también

(¹) R. V. ZUMSTEIN, *Phys. Rev.* (2) **26**, página 765, 1925.

(²) J. C. McLENNAN y A. B. McLAY, *Proc. Royal Soc. (Canadá)*, **19**, (sección III), páginas 95 y 100, 1925; idem, **20**, (sección III), páginas 90 y 109, 1926.

figuran en la tabla II. Smith y Muskat ⁽¹⁾ han observado invertidos los sextetes ^sS⁶P en el espectro de la chispa, producida debajo del agua entre electrodos de manganeso. Según dichos autores algunas líneas del Mn⁺ se comportan como del arco en las condiciones en que han experimentado.

El metal empleado proviene de la casa Merck.

TABLA II

λ I. A.	λ _{in vacuo}	Serie	I	Observadores				
				Grot.	McL.	Zumst.	L. y W.	
5432,56	18402,45	s ⁶ S — p ⁸ P	6		m	1	vf	
5394,67	18531,65		7		m	1	vf	
4034,49	24779,31		8R	+	S	6	S	
4033,07	24788,01	s ⁶ S — p ⁶ P	8R	+	S	6	S	
4030,76	24802,23		6R	+	S	6	S	
3224,71	31001,10		4		m	2	f	
3216,95	31076,36	s ⁶ S — p ⁴ P	3		m	2	f	
2801,08	35690,07		6R	+	S	10	S	
2798,73	35725,82		6R	+	S	10	S	
2794,82	35769,94	s ⁶ S — p ⁶ P	6R	+	S	10	S	
2384,04	41932,60		2		m	2	f	
2377,12	42054,70		s ⁶ S — d ⁶ D'			m	2	f
2372,12	42143,40	1			m	2	f	
2296,86	43524,20	3			f	3	f	
2293,10	43595,60	s ⁶ S — d ⁶ F			vf		vf?	
2290,50	43645,10				vf			
2274,40	43954,00		s ⁶ S — ?			m		m
2221,80	44944,60				S	9	S	
2213,80	45157,10	s ⁶ S — d ⁶ P				S	9	S
2208,73	45260,80				S	8	S	
2184,84	45755,50		s ⁶ S — d ⁴ D'			m	1	f
2174,09	45981,60	s ⁶ S — p ⁸ P				(²)	1	f
2173,16	46001,30					m	1	f

La concordancia entre nuestras determinaciones y las efectuadas por McLennan y McLay, por una parte, y por Zumstein por la otra, es casi perfecta.

(¹) A. W. SMITH y M. MUSKAT, *Phys. Rev.* (2), 29, página 663, 1927.

(²) Línea que según McLennan y McLay es del aluminio.

4. *Plata*. — Grotrian ⁽¹⁾, McLennan y McLay ⁽²⁾ y Zumstein ⁽³⁾ han observado, en la región examinada por nosotros, el doblete $1^2S_0 - 2^2P_{12}$ con una gran intensidad, hecho que confirmamos plenamente. Además hemos hallado en absorción, si bien muy débiles, varias líneas que según Shenstone ⁽⁴⁾ pertenecen al átomo ionizado. Dichas líneas han sido observadas en varias placas, pero como consideramos que esta observación debe ser definitivamente confirmada o desechada, dada sus consecuencias, nos limitamos, por ahora, a dar cuenta del resultado obtenido. Por otra parte, debemos hacer notar que la mayoría de las líneas en cuestión se comportan como líneas del arco cuando se examina el espectro de la chispa producida debajo del agua ⁽⁵⁾. En el caso del manganeso, según Smith y Muskat, ocurre un hecho análogo. En un trabajo posterior volveremos sobre este punto a fin de dejarlo plenamente dilucidado.

TABLA III

λ I. A.	λ in vacuo	Serie	I	L. y W.	Observaciones
3382,86	29552,3	$1^2S_1 - 2^2P_{12}$	10R	S	
3280,66	30472,9		10R	S	
2929,36	34127,1	$5s^4D_2 - 5p^3P_2$	30A	f	Ag ^r
2660,49	37575,9	$5s^4D_2 - 5p^3P_1$	60A	f	»
2447,93	40838,5	$5s^4D_2 - 5p^3F_2$	80A	f	»
2437,81	41008,0	$5s^3D_3 - 5p^3P_2$	100RA	f	» Bloch
2413,23	41425,6	$5s^3D_2 - 5p^3F_3$	90RA	f	» »
2411,41	41456,9	$5s^3D_2 - 5p^3D'_2$	75A	f	»
2331,40	42879,5	$5s^3D_2 - 5p^3P_1$	80RA	f	» Bloch
2324,68	43003,4	$5s^3D_3 - 5p^3F_3$	70RA	f	» »
2320,29	43084,8	$5s^4D_2 - 5p^1F_3$	80RA	f	» »

En la tabla precedente las líneas de la chispa figuran con las intensidades dadas por Shenstone, correspondiendo la letra A a líneas que son también fuertemente emitidas por el arco. La columna L y W da nuestros resultados en absorción; también están incluidas aquellas líneas que, según Bloch, se comportan como del arco en el espectro de la chispa producida debajo del agua.

⁽¹⁾ W. GROTRIAN, Memoria citada.

⁽²⁾ J. C. McLENNAN y A. B. McLAY, *Proc. Royal Soc.* (Canadá), **19**, (sección III), páginas 93 y 97, 1925.

⁽³⁾ R. V. ZUMSTEIN, *Phys. Rev.* (2) **25**, página 523, 1925.

⁽⁴⁾ A. G. SHENSTONE, *Phys. Rev.* (2), **31**, página 318, 1928.

⁽⁵⁾ L. y E. BLOCH, *Journ Phys. Rad.* (6), **3**, página 319, 1922.

Empleamos para las observaciones que acabamos de relatar, plata purísima suministrada por Adam Hilger de Londres.

4. DISCUSIÓN DE LOS RESULTADOS

1. *Espectro del estaño.* — Las configuraciones del átomo de Sn que dan origen a los términos cuyas combinaciones hemos observado en absorción, son las siguientes :

$$\begin{aligned}
 (5s)^2 (5p)^2 : p^3P_{012} \quad p^1D'_2 \quad p^1S'_0 \\
 (5s)^2 (5p) (6s) : s^3P'_{012} \quad s^1P'_1 \\
 (5s)^2 (5p) (5d) : d^3F'_{234} \quad d^3D'_{123} \quad d^3P'_{012} \\
 \quad \quad \quad d^1F'_3 \quad d^1D'_2 \quad d^1P'_1.
 \end{aligned}$$

En el esquema de la figura 8, donde los trazos continuos indican las combinaciones que dan lugar a líneas de absorción intensas y los trazos

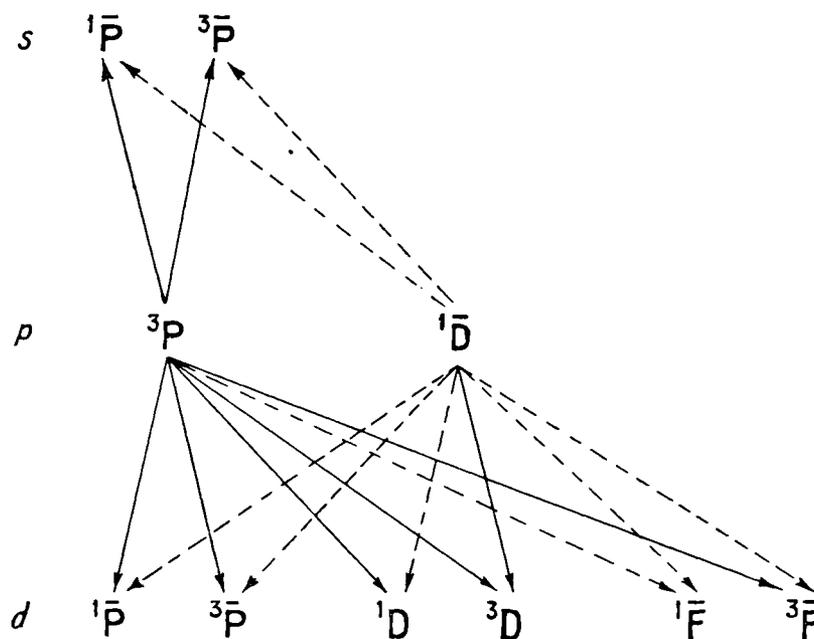


Figura 8. — La notación \bar{S} , \bar{P} , etc., equivale a la notación S' , P' , etc., de las tablas y del texto

discontinuos las líneas débiles, se observa que las líneas en que intervienen los términos p^3P , son intensas cuando se verifica $\Delta l = 0$ ó 1 y $\Delta r = 0$ ó 2 , cuando se tiene $\Delta l = 2$ sólo son intensas cuando $\Delta r = 0$. El término p^1D' sólo da una combinación intensa con $\Delta l = 0$ y $\Delta r = 2$.

El hecho de que la inmensa mayoría de las combinaciones de los términos p^3P son intensas se debe a que son los niveles más profundos del átomo, siendo $2p^3P_0$ el término básico; lo que está en completo acuerdo con la teoría de Hund. El término $p^1S'_0$ sólo da líneas de absorción muy débiles, más bien dudosas.

En la tabla IV figuran los valores numéricos de los términos de la configuración $(5s)^2(5p)^2$ las diferencias entre ellos y las diferencias con el más profundo $2p^3P_0$.

TABLA IV

Términos	ν	$\Delta\nu$	$\Sigma \Delta\nu$
$3p^3P_0$	59690		
$2p^3P_1$	57998	1692	1692
$2p^3P_2$	56262	1736	3428
$2p^1D'_2$	51077	5185	8613
$2p^1S'_0$	42537	8550	17163

Si aplicamos al caso del Sn la expresión

$$\frac{N'}{N} = e^{-\frac{E}{RT}} \quad (1)$$

como lo hicimos a propósito del talio (¹) y en la cual N' es el número de átomos excitados, N el número total de átomos, E la energía absorbida por la excitación, R la constante universal de los gases y T la temperatura absoluta, podemos calcular la proporción de los átomos existentes en los distintos niveles; y del valor cuociente $\frac{N'}{N}$ deducir la probabilidad de que aparezcan en absorción, con mayor o menor intensidad, las líneas que tienen su origen en los cinco niveles profundos del átomo de Sn.

Para la temperatura de 2300° absolutos se tienen los siguientes valores:

$$\text{Nivel } 2p^3P_1 : \frac{N'}{N} = \frac{1}{2,9}$$

$$\text{Nivel } 2p^3P_2 : \frac{N'}{N} = \frac{1}{8,3}$$

(¹) R. G. LOYARTE Y A. T. WILLIAMS, Memoria citada.

$$\text{Nivel } 2p^1D'_2 : \frac{N'}{N} = \frac{1}{200}$$

$$\text{Nivel } 2p^1S'_0 : \frac{N'}{N} = \frac{1}{44670}$$

Los valores de $\frac{N'}{N}$ deducidos teóricamente, están en completo acuerdo con los datos experimentales, puesto que la mayoría de las líneas que corresponden a los niveles p^3P son intensas, sólo una perteneciente al nivel p^1D' es de mediana intensidad y las del nivel p^1S' son tan débiles y poco numerosas que no podemos afirmar su presencia con absoluta certeza.

2. *Espectro del manganeso.* — En una memoria reciente Russell (1) ha establecido las configuraciones electrónicas que dan origen a los distin-

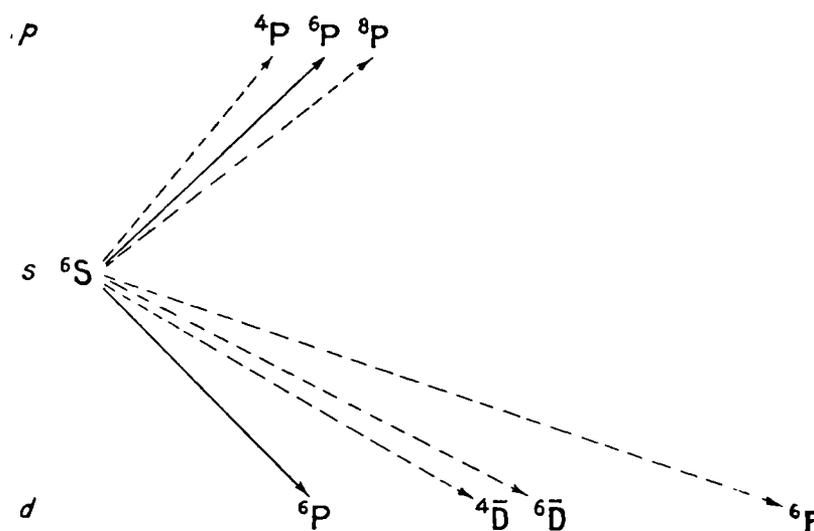


Figura 9. — Análoga observación respecto de las notaciones

tos términos del espectro de arco del manganeso. Sólo mencionaremos aquellos cuyas combinaciones hemos observado en absorción.

$$(3d)^5 (4s)^2 : s^6S_3$$

$$(3d)^5 (4s) (4p) : p^4P_{123} \quad p^6P_{234} \quad p^8P_{345}$$

$$(3d)^6 (4p) : d^6F_{123456}, \quad d^6D'_{12345} \quad d^6P_{234} \quad d^4F_{2345} \quad d^4D'_{1234} \quad d^4P_{123}$$

En el esquema de la figura 9 se ve que todas las líneas de absorción del vapor del Manganeso pertenecen al nivel s^6S_3 que es el término bási-

(1) H. N. RUSSELL, *Astrophys. Journ.*, **66**, página 184, 1927.

co del átomo normal. Además son intensas en absorción, las líneas para las cuales se verifica $\Delta l = 1$ y $\Delta r = 0$, cuando son débiles se tiene $\Delta l = 1$ y $\Delta r = 2$ ó bien $\Delta l = 2$ ó 3 y $\Delta r = 0$; también es débil una combinación $\Delta l = 2$ y $\Delta r = 2$.

Se observan líneas de absorción, algunas de ellas intensas, originadas por la transición entre las configuraciones s y d , es decir, que se produce el salto de dos electrones.

La línea no clasificada 2274,40, debe corresponder, dada la estructura del espectro de absorción del manganeso, a una combinación entre el término s^6S y otro aún no conocido.

3. *Espectro de la plata.* — Además del doblete $^2S^2P$ del átomo neutro, hemos observado, en absorción, líneas del átomo ionizado, con las reservas que hemos expuesto en la página 494.

Las configuraciones y términos del Ag^+ son, según Shenstone, las siguientes :

$$(4d)^9 5s : 5s^1D_2 \quad 5s^3D_{3,2,1}$$

$$(4d)^9 5p : 5p^3F_{4,3,2} \quad 5p^1F_3 \quad 5p^3D'_{1,2,3} \quad 5p^1D'_2 \quad 5p^3P_{0,1,2} \quad 5p^1P_1.$$

Las líneas de absorción observadas corresponden todas a la transición entre las configuraciones $(4d)^9 5s$ y $(4d)^9 5p$ con los valores $\Delta l = -1$, 0, $+1$ y $\Delta r = 0$ y para $\Delta r = 2$ se tiene $\Delta l = \pm 1$.

5. CONCLUSIONES

1ª Hemos observado por medio de un horno eléctrico a resistencia los espectros de absorción de los vapores metálicos de Mn, Ag y Sn, entre las temperaturas de 1200 a 2200 grados medidos con un pirómetro óptico;

2ª Nuestros resultados en lo que concierne a los espectros del Sn y del Mn, coinciden casi por completo con los obtenidos por Zumstein y por McLennan y sus colaboradores;

3ª En el espectro de absorción de la Ag hemos observado líneas pertenecientes al átomo ionizado, resultados que nos proponemos comprobar o rectificar en un trabajo posterior dada su importancia;

4ª Del punto de vista de la teoría de Hund nuestros resultados están en completo acuerdo con sus previsiones, en lo que respecta a los niveles profundos de los átomos cuyos espectros de absorción hemos examinado;

5ª La aplicación de la fórmula $\frac{N'}{N} = e^{-\frac{E}{RT}}$ para establecer la proporción del número de átomos excitados N' al número total de átomos N , nos ha dado resultados concordantes con las observaciones experimentales en el caso del Sn, único que se prestaba para su aplicación.

RAMÓN G. LOYARTE Y ADOLFO T. WILLIAMS.

(Entregado a la Comisión de publicaciones el 25 de junio de 1928; impreso en noviembre de 1928.)