

· XXXIII

LAS SERIES DEL ESPECTRO DE ARCO DEL ESTAÑO

POR EL DOCTOR ADOLFO T. WILLIAMS

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

Y EL

INGENIERO FLORENCIO CHAROLA

Alumno de Trabajos de investigación en Física

ABSTRACT

The series in the arc spectra of Tin. — This work completed the early researches of Mc Lennan, Young and Mc Lay, Sponer, Zumstein, Goudsmit and Back, Sur, and Green and Loring.

Some terms, hitherto unclassified, are identified and only 13 remains in that condition. The following terms : md^3D_2 , md^3D_1 , md^3D_3 , $md^3P'_2$, $md^3P'_0$ and $md^3F'_2$, originated by $(5s)^2(5p)(5d)$ configuration, fall into sequences which obey the Hicks' formula.

We have found 3 groups of unclassified lines with constant separations :

$$\begin{array}{ccc} \left. \begin{array}{l} 4511,30 \\ 4077,73 \end{array} \right\} \Delta\nu = 356,1; & \left. \begin{array}{l} 3067,76 \\ 3034,12 \end{array} \right\} \Delta\nu = 361,4; & \left. \begin{array}{l} 2789,32 \\ 2761,78 \end{array} \right\} \Delta\nu = 357,37; \end{array}$$

and also determined two lowest terms $Y_3 = 60201,5$ and $Y_1 = 51007,0$, probably originated by configuration $(5s)^2(5p)(6p)$. The lines classified with these terms are the following :

1756,1 :	$Y_2 - 5d^3D_3$	with residual (O-C) =	+ 3,5
1765,7 :	$Y_2 - 5d^3F'_2$	ditto	+ 1,1
1766,8 :	$Y_2 - 5d^3D_2$	ditto	- 4,3
2074,75 :	$Y_1 - 6d^3P'_0$	ditto	+ 1,0
2093,77 :	$Y_1 - 5d^3D_3$	ditto	- 0,5

A table and Grotian's diagram summarize all the results obtained.

LAS SERIES DEL ESPECTRO DE ARCO DEL ESTAÑO

I. INTRODUCCIÓN

El objeto de este trabajo es completar los resultados obtenidos por los diversos investigadores que se han ocupado de establecer la estructura del espectro de arco del estaño.

Kayser y Runge ⁽¹⁾ establecieron pares de líneas con separaciones constantes. Por su parte, McLennan, Young y McLay ⁽²⁾, clasificaron las líneas del estaño basándose en la existencia de seis niveles provenientes de cinco diferencias constantes halladas por ellos; característica que, como veremos, no está de acuerdo con la teoría de Hund. Sponer ⁽³⁾ y Zumstein ⁽⁴⁾ — basado, este último, en el estudio del espectro de absorción de los vapores de Sn, — establecieron que la mayoría de las líneas del espectro del arco provenían de combinaciones entre cinco términos profundos y otra serie de términos aun no conocidos.

El fenómeno de Zeeman, en el caso de este cuerpo simple, ha sido estudiado por Goudsmit y Back ⁽⁵⁾, y posteriormente por Back ⁽⁶⁾, con el propósito de identificar los términos y compararlos con el esquema deducido de la teoría de Hund. Basándose en el método de Saha ⁽⁷⁾, que

⁽¹⁾ H. KAYSER Y C. RUNGE, *Wiedemann Ann.*, **52**, página 105, 1894.

⁽²⁾ J. C. McLENNAN, J. F. T. YOUNG Y A. B. McLAY, *Proc. Royal Soc. (Canadá)*, **18** (sección III), página 57, 1924.

⁽³⁾ H. SPONER, *Zeit. für Phys.*, **32**, página 19, 1925.

⁽⁴⁾ R. V. ZUMSTEIN, *Phys. Rev.*, **27**, página 150, 1926.

⁽⁵⁾ S. GOUDSMIT Y E. BACK, *Zeit. für Phys.*, **40**, página 530, 1926.

⁽⁶⁾ E. BACK, *Zeit. für Phys.*, **43**, página 309, 1927.

⁽⁷⁾ M. SAHA, *Phil. Mag.* (7), **3**, página 1265, 1927, y P. K. KICHLU Y M. SAHA, *Phil. Mag.* (7), **4**, página 193, 1927.

es una extensión de la teoría de Hund, Sur ⁽¹⁾ ha establecido también la estructura del espectro de que nos ocupamos.

Finalmente, Green y Loring ⁽²⁾, también mediante el examen del efecto Zeeman, han completado los trabajos precedentes.

2. APLICACIÓN DE LA TEORÍA DE HUND

La configuración del átomo de estaño es la siguiente :

$$Z = (1s)^2 (2s)^2 (2p)^6 (3s)^2 (3p)^6 (3d)^{10} (4s)^2 (4p)^6 (4d)^{10} (5s)^2 (5p)^2.$$

Debemos, por lo tanto, deducir por la aplicación de la teoría de Hund, los términos a que da origen la combinación de los electrones $5p$.

Definiremos los números l , j_a , j_s , r , m_a y m_s por las relaciones siguientes :

$$l = k \quad (1)$$

$$j_a = l - 1 \quad (2)$$

$$j_s = \frac{r - 1}{2} \quad (3)$$

$$m_a = j_a, j_a - 1, j_a - 2, \dots \quad - (j_a - 2), - (j_a - 1), - (j_a) \quad (4)$$

$$m_s = j_s, j_s - 1, j_s - 2, \dots \quad - (j_s - 2), - (j_s - 1), - (j_s) \quad (5)$$

$$j_{\text{máx}} = j_a + j_s \quad \text{y} \quad j_{\text{mín}} = j_a - j_s. \quad (6)$$

Si \bar{m}_a y \bar{m}_s son las resultantes de los vectores m_s y m_a , se tiene :

$$\bar{m}_a = \sum m_a \quad \text{y} \quad \bar{m}_s = \sum m_s, \quad (7)$$

y también

$$\bar{j}_a = \sum j_a \quad \text{y} \quad \bar{j}_s = \sum j_s. \quad (8)$$

Estas definiciones son las adoptadas por McLennan y sus colaboradores ⁽³⁾.

⁽¹⁾ N. K. SUR, *Zeit. für Phys.*, **41**, página 791, 1927.

⁽²⁾ J. B. GREEN y R. A. LORING, *Phys. Rev.*, **30**, página 574, 1927.

⁽³⁾ Algunos autores, entre ellos Hund, definen l por la relación $l = k - 1$, lo que no altera en nada las deducciones que siguen.

⁽⁴⁾ J. C. McLENNAN, A. B. McLAY y H. G. SMITH, *Proc. Royal Soc. (A)*, **112**, página 76, 1926.

a) Para los dos electrones $5p$ tenemos :

$$r = 2, \quad j_s = \frac{1}{2}, \quad j_a = l - 1 = 1$$

$$m_s = +\frac{1}{2} \text{ y } -\frac{1}{2} \quad m_a = 1, 0, -1,$$
(9)

que dan tres grupos de valores para $\sum m_s$ y $\sum m_a$.

$$\text{I} \quad \left. \begin{array}{l} \sum m_s = 0, \quad \sum j_s = 0, \quad r = 1 \\ \sum m_a = 0, \quad \sum j_a = 0, \quad l = 1 \end{array} \right\} p^1S'_0 \quad (10)$$

$$\text{II} \quad \left. \begin{array}{l} \sum m_s = 1, 0, -1, \quad \sum j_s = 1, \quad r = 3 \\ \sum m_a = 1, 0, -1, \quad \sum j_a = 1, \quad l = 2 \end{array} \right\} p^3P_{012} \quad (11)$$

$$\text{III} \quad \left. \begin{array}{l} \sum m_s = 0, \quad \sum j_s = 0, \quad r = 1 \\ \sum m_a = 2, 1, 0, -1, -2, \quad \sum j_a = 2, \quad l = 3 \end{array} \right\} p^1D'_2 \quad (12)$$

El valor energético de los términos está en el orden siguiente : p^3P_{012} , $p^1D'_2$, $p^1S'_0$, que son los términos fundamentales del Sn (I).

Un método más racional para deducir los términos es el establecido por Russell (1).

De acuerdo con la regla de Pauli los dos electrones $5p$, como tienen el mismo valor para n y para k , deben diferir en los valores de m_s o de m_a . Cuando $\sum m_s = 0$, se tiene $m_s = +\frac{1}{2}$ y $-\frac{1}{2}$, y las combinaciones de los m_a no tienen restricción alguna, pero cuando $\sum m_s = +1$ ó -1 , hay restricción en las combinaciones de m_a . Se tiene, entonces :

$\sum m_s = 1$	$\sum m_a$		1	0	-1	0
» 0		2	1	0	-1	-2
» -1			1	0	-1	0

$p^1D'_2$
 p^3P_{012}
 $p^1S'_0$

(13)

(1) H. N. RUSSELL, *Phys. Rev.*, **29**, página 782, 1927.

b) Para los dos electrones $5p$ y $6p$ no hay restricción para los valores de $\sum m_s$ y $\sum m_a$, y por lo tanto :

$$\begin{aligned} \sum j_s &= 1, 0, & r &= 1, 3 \\ \sum j_a &= 2, 1, 0, & l &= 1, 2, 3, \end{aligned} \tag{15}$$

que dan los términos

$$\begin{aligned} p'^3 D'_{123}, & \quad p'^3 P_{012}, & \quad p'^3 S'_1 \\ p'^1 D'_2, & \quad p'^1 P_1, & \quad p'^1 S'_0, \end{aligned}$$

c) En la configuración $5p . 6s$ se verifica :

$$5p \begin{cases} j_s = \frac{1}{2} \\ j_a = 1 \end{cases} \quad 6s \begin{cases} j_s = \frac{1}{2} \\ j_a = 1. \end{cases} \tag{16}$$

y

$$\begin{aligned} \sum j_s &= 1, 0, & r &= 1, 3 \\ \sum j_a &= 1, & l &= 2; \end{aligned} \tag{17}$$

que dan los términos :

$$s^3 P'_{012} \quad \text{y} \quad s^1 P'_1.$$

d) Para la configuración $5p . 5d$, se tiene :

$$5p \begin{cases} j_s = \frac{1}{2} \\ j_a = 1 \end{cases} \quad 5d \begin{cases} j_s = \frac{1}{2} \\ j_a = 2. \end{cases} \tag{18}$$

de donde :

$$\begin{aligned} \sum j_s &= 0, 1, & r &= 1, 3 \\ \sum j_a &= 1, 2, 3, & l &= 2, 3, 4. \end{aligned} \tag{19}$$

que dan los términos

$$\begin{aligned} d^3 F'_{231}, & \quad d^3 D_{123}, & \quad d^3 P'_{012} \\ d^1 F'_3, & \quad d^1 D_2, & \quad d^1 P'_1. \end{aligned}$$

La configuración $(5s)^2(5p)^2$ que llamaremos p se combina con la configuración $(5s)^2(5p)(6s)$, designada con la letra s , y con la $(5s)^2(5p)(5d)$, designada con la letra d . En cuanto a la configuración $(5s)^2(5p)(6p)$ que llamaremos p' , se combina con la d y probablemente con la s . La figura 1 indica con trazos continuos las combinaciones teóricas que han sido encontradas experimentalmente, y con trazos discontinuos las aun no halladas.

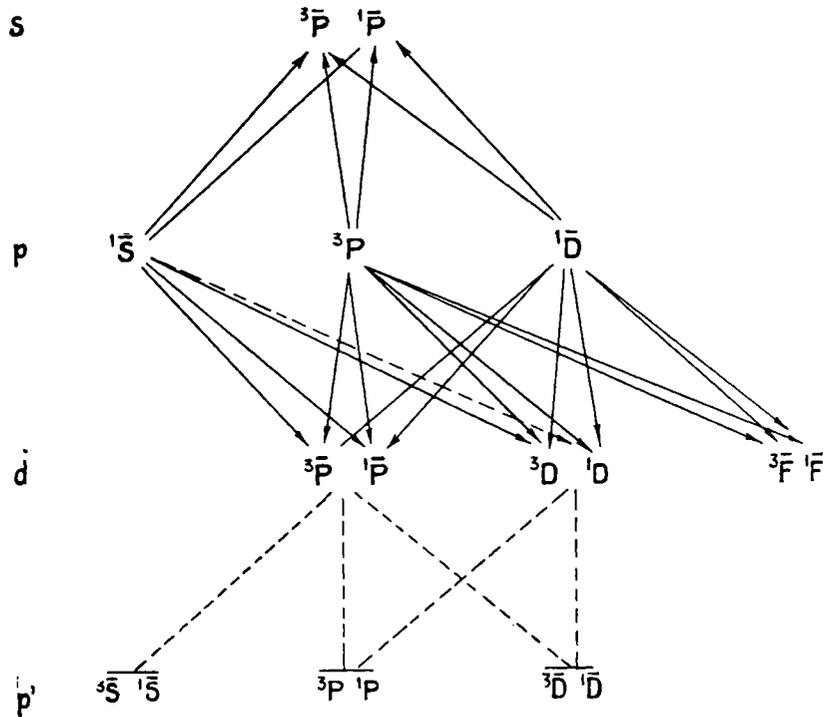


Figura 1. — Esquema de las combinaciones entre los términos de las distintas configuraciones del átomo de estaño. Las notaciones \bar{S} , \bar{P} , etc., de la figura equivalen a las notaciones S' , P' , etc., del texto.

3. EL EFECTO ZEEMAN EN EL SN (I)

Los valores de g y de $\sum g$ determinados por la conocida expresión de Landé :

$$\sum g = \sum \left[1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - j_a(j_a+1)}{2j(j+1)} \right], \quad (20)$$

coinciden con los experimentales para las configuraciones $(5s)^2(5p)^2$ y $(5s)^2(5p)(6s)$, siendo la concordancia mucho menos satisfactoria para

los términos originados por la configuración $(5s)^2(5p)(5d)$, sobre todo para los valores aislados de g .

La tabla I, extraída de la memoria de Back, contiene los valores teóricos de g y de $\sum g$ calculados para el acoplamiento

$$\{(s_1l_1)(s_2l_2)\} = sl = j, \quad (21)$$

y los valores experimentales.

TABLA I

Configuraciones	Términos	g_e	g_o	Σg_e	Σg_o	$\Sigma g_o - \Sigma g_e$
$(5s)^2(5p)^2$	$^1S'_0$	$\frac{0}{0}$	$\frac{0}{0}$	4,0	4,003	+ 0,003
	$^1D'_2$	1	1,050			
	$^3P'_2$	1,5	1,452			
	$^3P'_1$	1,5	1,501			
	$^3P'_0$	$\frac{0}{0}$	$\frac{0}{0}$			
$(5s)^2(5p)(6s)$	$^1P'_1$	1	1,123	4,0	4,001	+ 0,001
	$^3P'_2$	1,5	1,502			
	$^3P'_1$	1,5	1,376			
	$^3P'_0$	$\frac{0}{0}$	$\frac{0}{0}$			
	$^1P'_1$	1	1,066			
$^3P'_0$	$\frac{0}{0}$	—				
$^3P'_1$	1,5	1,316				
$^3P'_2$	1,5	1,406				
$(5s)^2(5p)(5d)$	1D_2	1	0,941	4,0	3,687	- 0,313
	3D_1	0,5	0,635			
	3D_2	$\frac{7}{6}$	0,865			
	3D_3	$\frac{4}{3}$	1,246			
	$^1F'_3$	1	1,000			
$^3F'_2$	$\frac{2}{3}$	1,131				
$^3F'_3$	$\frac{13}{12}$	1,167				

La concordancia de los valores de g y de $\sum g$ para los términos del mismo valor de l , en el caso de la configuración $(5s)^2(5p)(5d)$, deja mucho que desear, en cambio la suma de los g_0 de todos los términos de dicha configuración coincide, casi exactamente, con la calculada teóricamente, puesto que se tiene :

$$\sum \sum g_0 - \sum \sum g_c = 10,773 - 10,750 = + 0,023. \quad (22)$$

Esta concordancia muestra que hay todavía incertidumbre en la atribución de los números l , j y r a los términos originados por la configuración a que nos referimos, o bien como la ha puesto de manifiesto Pauli (¹), que los valores experimentales de g no coinciden con los teóricos cuando se consideran los términos individualmente, pero que en las $\sum g$ de términos del mismo j coinciden los valores experimentales con los teóricos.

4. TÉRMINOS CLASIFICADOS Y NUEVAS REGULARIDADES OBSERVADAS

Además de los términos clasificados que figuran en la memoria de Green y Loring, hemos logrado corregir unos e identificar otros, presumir la existencia de dos términos profundos y encontrar tres pares de líneas con separación constante.

a) La aplicación de la fórmula de Hicks nos ha permitido identificar algunos términos mencionados por Green y Loring, pero no identificados, hallar algunos nuevos y corregir otros.

Los términos representables por fórmulas de Hicks son los siguientes :

$$md^3P'_2 = \frac{109679,2}{\left(m + 0,24302 + \frac{1,19328}{m}\right)^2} \quad (23)$$

$$md^3P'_0 = \frac{109679,2}{\left(m + 0,18657 + \frac{0,27612}{m}\right)^2} \quad (24)$$

$$md^3D_3 = \frac{109679,2}{\left(m + 0,50133 + \frac{1,49016}{m}\right)^2} \quad (25)$$

(¹) W. PAULI, JR., *Zeit. für Physik*, **16**, página 155, 1923.

$$md^3D_2 = \frac{109679,2}{\left(m + 0,38364 + \frac{0,68640}{m}\right)^2} \quad (26)$$

$$md^3D_1 = \frac{109679,2}{\left(m + 0,54603 + \frac{0,42182}{m}\right)^2} \quad (27)$$

$$md^3F'_2 = \frac{109679,2}{\left(m + 0,37710 + \frac{0,83702}{m}\right)^2} \quad (28)$$

b) Hemos encontrado tres pares de líneas con una separación constante de $\Delta\nu = 358,3 \text{ cm}^{-1}$ que están constituidos por líneas no clasificadas y que son los siguientes :

I	$\lambda = 4511,30$	$\nu = 22160,4$	$\Delta\nu = 356,1.$
	$\lambda = 4077,73$	$\nu = 24516,5$	
II	$\lambda = 3067,76$	$\nu = 32587,62$	$\Delta\nu = 361,4.$
	$\lambda = 3034,12$	$\nu = 32948,96$	
III	$\lambda = 2789,32$	$\nu = 35840,45$	$\Delta\nu = 357,4,$
	$\lambda = 2761,78$	$\nu = 36197,82$	

c) Finalmente con las líneas no clasificadas :

$$\begin{aligned} \lambda = 2093,77 & \quad \nu = 47745,5 \\ \lambda = 2074,75 & \quad \nu = 48183,0 \\ \lambda = 1766,80 & \quad \nu = 56599,0 \\ \lambda = 1765,70 & \quad \nu = 56635,0 \\ \lambda = 1756,10 & \quad \nu = 56944,0, \end{aligned}$$

se verifican las siguientes relaciones :

$$\begin{aligned} 47745,5 + 3261,0 (5d^3D_3) &= 51006,5 \\ 48183,0 + 2825,0 (6d^3P'_0) &= 51008,0, \end{aligned} \quad (29)$$

y

$$\begin{aligned}
 56599,0 + 3598,2 (5d^3D_2) &= 60197,2 \\
 56635,0 + 3567,6 (5d^3F'_2) &= 60202,0 \\
 56944,0 + 3261,0 (5d^3D_3) &= 60205,0,
 \end{aligned}
 \tag{30}$$

que hacen presumir la existencia de dos términos profundos

$$\begin{aligned}
 \bar{Y}_2 &= 60201,5 \\
 \bar{Y}_1 &= 51007,7.
 \end{aligned}$$

Los términos Y probablemente tienen su origen en la configuración $(5s)^2 (5p) (6p)$, por la razón de que las líneas clasificadas con dichos términos no aparecen en absorción.

Van a continuación las tablas de los términos actualmente conocidos del espectro del Sn (I).

TABLA II

Configuración	r, l, j	Valor	$\Delta\nu$
$(5s)^2 (5p)^2$	$2p^3P_0$	59690,0	
»	$2p^3P_1$	57998,0	1692,0
»	$2p^3P_2$	56262,0	1736,0
»	$2p^1D'_2$	51077,0	5185,0
»	$2p^1S'_0$	42527,0	8550,0
$(5s)^2 (5p) (6p)^2$	$p'Y_2$	60201,5	(¹)
»	$p'Y_1$	51007,0	

TABLA III

$(5s)^2 (5p) (6s)$	$(5s)^2 (5p) (7s)$
$3s^3P'_0 = 25049,0$
$3s^3P'_1 = 24775,0$	$4s^3P'_1 = 11467,0$
$3s^3P'_2 = 21061,0$	$4s^3P'_2 = 7271,0$
$3s^1P'_1 = 20433,0$

(¹) Atribuyendo al término p^3P_0 el valor 0 — como se hace en algunos casos — Y_2 tendría un valor negativo : — 511,5.

TABLA IV

$(5s)^2 (5p) (5d)$	$(5s)^2 (5p) (6d)$	$(5s)^2 (5p) (7d)$	$(5s)^2 (5p) (8d)$	$(5s)^2 (5p) (9d)$
$3d^3F'_4 =$				
$3d^3F'_3 = 15114,0$	$4d^3F'_3 = 7933,0$	$5d^3F'_3 = 5037,0$	$6d^3F'_3 = 3383,0$	
$3d^3F'_2 = 15545,0$	$4d^3F'_2 = 8527,0$	$5d^3F'_2 = 3567,6$	$6d^3F'_2 = 2582,6$	
$3d^3F'_1 = 9795,0$				
$3d^3D_3 = 12202,0$	$4d^3D_3 = 4617,0$	$5d^3D_3 = 3261,0$	$6d^3D_3 = 2407,6$	$7d^3D_3 = 1843,0$
$3d^3D_2 = 16007,0$	$4d^3D_2 = 8677,0$	$5d^3D_2 = 3598,2$	$6d^3D_2 = 2589,4$	$7d^3D_2 = 1956,7$
$3d^3D_1 = 15181,0$	$4d^3D_1 = 8212,0$	$5d^3D_1 = 3446,0$	$6d^3D_1 = 2505,4$	$7d^3D_1 = 1895,6$
$3d^3D_0 = 12544,0$				
$3d^3P'_2 = 11020,0$	$4d^3P'_2 = 6669,0$	$5d^3P'_2 = 4394,7$	$6d^3P'_2 = 3091,8$	
$3d^3P'_1 = 10706,0$	$4d^3P'_1 = 3899,0$			
$3d^3P'_0 = 10203,0$	$4d^3P'_0 = 6056,0$	$5d^3P'_0 = 3991,6$	$6d^3P'_0 = 2823,4$	
$3d^1P'_1 = 9562,0$	$4d^1P'_1 = 3300,0$			

TABLA V

Términos no clasificados

$X_1 = 6984,0$	$X_6 = 4065,0$	$X_{11} = 1797,0$
$X_2 = 5860,0$	$X_7 = 3942,0$	$X_{12} = 1590,0$
$X_3 = 4554,0$	$X_8 = 3147,0$	$X_{13} = 1296,0$
$X_4 = 4528,0$	$X_9 = 3110,0$	
$X_5 = 4420,0$	$X_{10} = 2536,0$	

5. TABLA DE LAS LÍNEAS CLASIFICADAS

Los valores de λ , ν y de las intensidades son los que figuran en la tabla de la memoria de Zumstein.

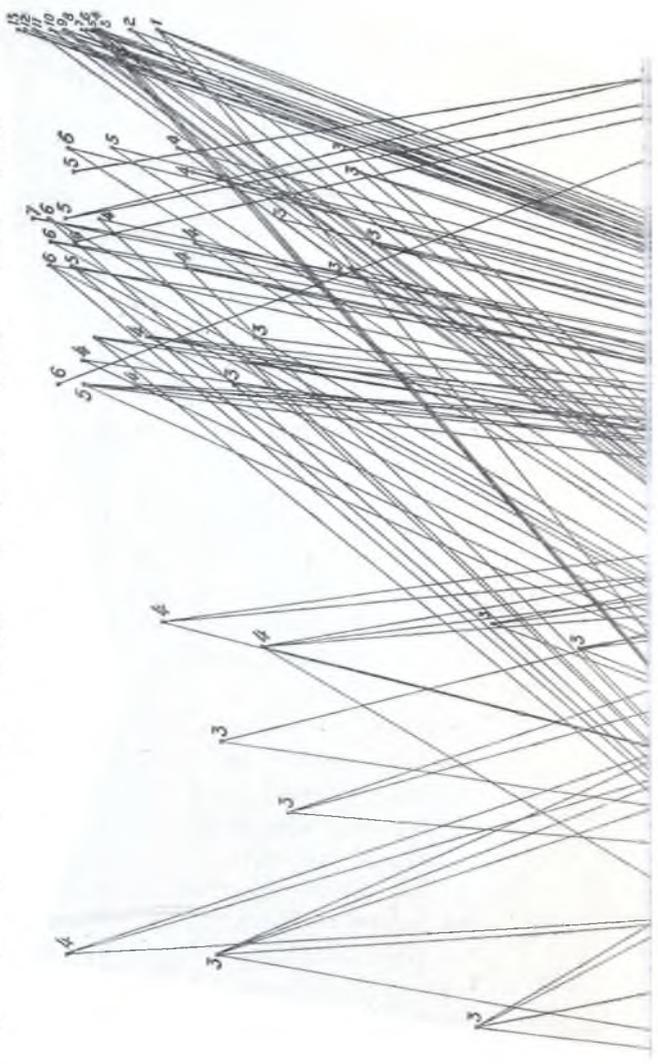
TABLA VI

λ I. A.	ν in vacuo	I	Serie	O - C	Δl	Δj
5631,690	17751,70	5	$2p^1S'_0 - 3s^3P'_1$	-0,30	-1	-1
4524,740	22094,54	5	$2p^1S'_0 - 3s^3P'_1$	-0,54	-1	-1
11,300	22160,40	2	I			
4077,730	24516,50	1	I			
3801,031	26301,21	4R	$2p^1D'_2 - 3s^3P'_1$	-0,79	+1	+1
3655,780	27345,50	3	$2p^1S'_0 - 3d^3D_1$	-0,50	-2	-1
3330,596	30016,04	6	$2p^1D'_2 - 3s^3P'_2$	+0,04	+1	0
3262,338	30644,06	5R	$2p^1D'_2 - 3s^3P'_1$	+0,06	+1	+1
23,574	31012,54	1				
18,690	31059,60	3	$2p^1S'_0 - 4s^3P'_1$	-0,40	-1	-1
3175,039	31486,61	5R	$2p^3P_2 - 3s^3P'_1$	-0,39	0	+1
41,823	31819,47	3	$2p^1S'_0 - 3d^3P'_1$	-1,53	-1	-1
3067,760	32587,62	2	II			
34,116	32948,96	6R	II			
32,783	32963,45	3R	$2p^1S'_0 - 3d^1P'_1$	-1,55	-1	-1
09,138	33222,46	6R	$2p^3P_1 - 3s^3P'_1$	-0,54	0	0
2913,542	34312,47	4R	$2p^1S'_0 - 4d^3D_1$	-2,53	-2	-1
2863,320	34914,29	6R	$2p^3P_0 - 3s^3P'_1$	-0,71	0	-1
50,618	35069,84	4R	$2p^1D'_2 - 3d^3D_2$	-0,16	0	0
39,985	35201,13	8R	$2p^3P_2 - 3s^3P'_2$	+0,13	0	0
13,582	35531,08	3R	$2p^1D'_2 - 3d^3F'_2$	-0,92	-1	0
12,566	35544,28	3	$2p^1S'_0 - X_1$	+1,28	?	?
2790,187	35829,35	2				
89,323	35840,45	1	III			
87,936	35858,26	4R	$2p^1S'_0 - 4d^3P'_2$	+0,26	-1	-2
85,027	35896,15	3R	$2p^1D'_2 - 3d^3D_1$	+0,16	0	+1
79,814	35963,03	4R	$2p^1D'_2 - 3d^3F'_3$	+0,03	-1	-1
61,784	36197,82	4	III			
06,504	36937,10	7R	$2p^3P_1 - 3s^3P'_2$	+0,10	0	-1
2661,245	37565,23	4R	$2p^3P_1 - 3s^3P'_1$	+0,23	0	0
36,988	37910,76	3u	$2p^1S'_0 - 4d^3D_3$	+0,76	-2	-3
32,600	37974,00		$2p^1S'_0 - X_3$	+1,00	?	?
23,500	38105,00		$2p^1S'_0 - X_3$	-2,00	?	?
21,700	38132,00		$2p^1S'_0 - 5d^3P'_2$	-0,30	-1	-2
20,600	38148,00					
14,177	38241,55	1				
2599,400	38459,00		$2p^1S'_0 - X_6$	-3,00	?	?
94,431	38532,59	4R	$2p^1D'_2 - 3d^1D_2$	-0,41	0	0
71,598	38874,70	5R	$2p^1D'_2 - 3d^3D_3$	-0,30	0	-1
58,056	39080,47		$2p^1S'_0 - 5d^3D_1$	-0,53	-2	-1
46,552	39257,00	5R	$2p^3P_0 - 3s^3P'_1$	0,00	0	-1
31,122	39496,31	4r				

λ I. A.	ν in vacuo	l	Serie	O - C	Δl	Δj
2523,912	39609,13	3R	$2p^1D'_2 - 4s^3P'_1$	- 0,87	+1	+1
10,900	39815,00					
2497,724	40024,39	2	$2p^1S'_0 - 6d^3D_1$	+ 2,79	-2	-1
96,768	20039,70	2				
95,722	40056,50	5R	$2p^1D'_2 - 3d^3P'_2$	- 0,50	+1	0
91,710	40121,00	2R	$2p^1S'_0 - 6d^3D_3$	+ 1,60	-2	-3
83,389	40255,42	5R	$2p^3P_2 - 3d^3D_2$	+ 0,42	-1	0
55,250	40716,73	3	$2p^3P_2 - 3d^3F'_2$	- 0,27	-2	0
2433,473	41081,01	2				
29,490	41148,41	6R	$2p^3P_2 - 3d^3F'_3$	+ 0,41	-2	-1
21,690	41280,93	6R	$2p^1D'_2 - 3d^1F'_3$	- 1,70	-1	-1
08,143	41513,13	4R	$2p^1D'_2 - 3d^1P'_1$	- 1,87	+1	+1
2380,742	41990,90	3R	$2p^3P_1 - 3d^3D_2$	- 0,10	-1	-1
68,217	42212,94	1				
57,880	42398,00	1	$2p^1D'_2 - 4d^3D_2$	- 2,00	0	0
54,840	42452,73	6R	$2p^3P_1 - 3d^3F'_2$	- 0,27	-2	-1
34,799	42817,09	5R	$2p^3P_1 - 3d^3D_1$	+ 0,09	-1	0
17,210	43142,10	6R	$2p^1D'_2 - 4d^3F'_3$	- 1,90	-1	-1
2286,650	43718,50	4R	$2p^3P_2 - 3d^1D_2$	+ 0,50	-1	0
82,222	43803,32	3	$2p^1D'_2 - 4s^3P'_2$	- 2,68	+1	0
68,902	44060,53	6R	$2p^3P_2 - 3d^3D_3$	+ 0,53	-1	-1
67,160	44094,37	4R	$2p^1D'_2 - X_1$	+ 1,37	?	?
51,120	44408,90	4R	$2p^1D'_2 - 4d^3P'_2$	+ 0,90	+1	0
46,020	44509,70	6R	$2p^3P_0 - 3d^3D_1$	+ 0,70	-1	-1
31,680	44795,30	4R	$2p^3P_2 - 4s^3P'_1$	+ 0,30	0	+1
11,000	45214,00	2R	$2p^1D'_2 - X_2$	- 3,00	?	?
09,600	45242,90	6R	$2p^3P_2 - 3d^3P'_2$	+ 0,90	0	0
2199,290	45454,90	6R	$2p^3P_1 - 3d^1D_2$	+ 0,10	-1	-1
94,420	45555,80	5R	$2p^3P_2 - 3d^3P'_1$	- 0,20	0	+1
71,210	46042,80	3R	$2p^1D'_2 - 5d^3F'_3$	+ 2,80	-1	-1
66,720	46137,40	1R				
51,370	46467,30	3R	$2p^3P_2 - 3d^1F'_3$	+ 0,3	-2	-1
48,710	46524,80	3R	$2p^1D'_2 - X_3$	+ 1,80	?	?
48,440	46530,60	3R	$2p^3P_1 - 4s^3P'_1$	- 0,40	0	0
47,810	46544,30	1R	$2p^1D'_2 - X_4$	- 4,70	?	?
41,340	46684,90	2R	$2p^1D'_2 - 5d^3P'_2$	+ 2,60	+1	0
40,650	46700,00	2R	$2p^3P_2 - 3d^1P'_1$	0,00	0	+1
23,610	47074,80	1R	$2p^1D'_2 - 5d^3P'_0$	-10,60	+1	+2
21,250	47126,90	2R	$2p^1D'_2 - X_7$	- 8,10	?	?
18,510	47187,60	1R	$2p^1D'_2 - 4d^3P'_1$	+ 9,60	+1	+1
13,970	47289,40	3R	$2p^3P_1 - 3d^3P'_1$	- 2,60	0	0
00,830	47585,10	4R	$2p^3P_2 - 4d^3D_2$	+ 0,10	-1	0
2098,770	47631,80	1R	$2p^1D'_2 - 5d^3D_1$	+ 0,80	0	+1
96,190	47690,40	4R	$2p^1D'_2 - 6d^3F'_2$	- 3,60	-1	-1

λ I. A.	ν in vacuo	I	Serie	O - C	Δt	Δj
2094,200	47735,70	2R	$2p^3P_3 - 4d^3F'_2$	+0,70	-2	0
93,770	47745,50	1R	$Y_1 - 5d^3D_3$	-0,50	?	?
92,410	47776,50	1R	$2p^1D'_2 - 4d^1P'_1$	-0,50	+1	+1
91,510	47795,40	3R	$2p^3P'_1 - 3d^3P'_0$	+4,00	0	+1
85,600	47933,40	1R	$2p^1D'_2 - X_8$	+3,40	?	?
84,190	47964,90	1R	$2p^1D'_2 - X_9$	-2,10	?	?
80,510	48049,70	2R	$2p^3P_2 - 4d^3D_1$	-0,30	+1	+1
74,750	48183,00	1R	$Y_1 - 6d^3P'_0$	+1,00	?	?
72,860	48226,90	6R	$2p^3P_0 - 4s^3P'_1$	+3,90	0	-1
68,470	48329,30	4R	$2p^3P_3 - 4d^3F'_3$	+0,30	-2	-1
63,950	48435,10	2R	$2p^3P_1 - 3d^1P'_1$	-0,90	0	0
61,420	48494,70	1R	$2p^1D'_2 - 6d^3D_2$	+6,50	0	0
59,560	48538,50	1R	$2p^1D'_2 - X_{10}$	-2,50	?	?
2058,280	48569,00	2R	$2p^1D'_2 - 6d^3D_1$	-3,20	0	+1
54,050	48670,10	2R	$2p^1D'_2 - 6d^3D_3$	+0,70	0	-1
40,850	48983,40	3R	$2p^3P_0 - 3d^3P'_1$	-0,60	0	-1
40,530	48990,90	3R	$2p^3P_2 - 4sP'_2$	-0,10	0	0
28,560	49280,00	1R	$2p^1D'_2 - X_{11}$	0,00	?	?
27,150	49314,30	2R	$2p^3P_1 - 4d^3D_2$	-6,70	-1	-1
20,790	49469,40	1R	$2p^3P_1 - 4d^3F'_2$	-1,60	-2	-1
15,750	49593,30	2R	$2p^3P_2 - 4d^3P'_2$	+0,30	0	0
07,900	49787,20	2R	$2p^3P_1 - 4d^3D_1$	+1,20	-1	0
1994,300	50126,60	2R	$2p^3P_0 - 3d^1P'_1$	-1,40	0	-1
92,670	50167,60	1R				
91,140	50206,10	2R	$2p^3P_2 - 4d^3P'_0$	+0,10	0	+2
83,390	50402,50	3R	$2p^3P_2 - X_2$	+5,00	?	?
70,750	50726,00	2R	$2p^3P_1 - 4s^3P'_2$	-1,00	0	-1
59,600	51014,40	1R	$2p^3P_1 - X_1$	+0,40	?	?
51,540	51224,80	3R	$2p^3P_2 - 5d^3F'_3$	-0,20	-2	-1
47,600	51329,00	1R	$2p^3P_1 - 4d^3P'_2$	0,00	0	-1
41,810	51482,20	1	$2p^3P_0 - 4d^3D_1$	+4,20	-1	-1
32,320	51734,40	1R	$2p^3P_2 - X_4$	+0,40	?	?
24,500	51945,30	2	$2p^3P_1 - 4d^3P'_0$	+3,30	0	+1
12,610	52268,10	1	$2p^3P_2 - 5d^3P'_0$	+2,30	0	+2
11,300	52320,00	R	$2p^3P_2 - X_7$	0,00	?	?
08,800	52389,00	R				
1899,630	52641,80	3				
97,050	52713,40	1	$2p^3P_0 - X_1$	+7,40	?	?
91,100	52879,00	R	$2p^3P_3 - 6d^3F'_3$	0,00	-2	-1
85,800	53028,00	R	$2p^3P_0 - 4d^3P'_2$	+7,00	0	-1
82,700	53115,00	R	$2p^3P_2 - X_3$	0,00	?	?
81,400	53152,00	R	$2p^3P_2 - X_9$	0,00	?	?
73,300	53382,00	R	$2p^3P_1 - 4d^3D_3$	+1,00	-1	-2
72,200	53413,00	R				

$p^i \bar{s}$ $s^i \bar{p}$ $d^i \bar{p}$ $p^i \bar{d}$ $d^i \bar{d}$ $d^i \bar{f}$ $s^i \bar{p}$ $p^i \bar{p}$ $d^i \bar{p}$ $d^i \bar{d}$ $d^i \bar{f}$ X Y
 $j=0$ 1 f 2 2 2 3 0 1 2 0 1 2 1 2 3 4



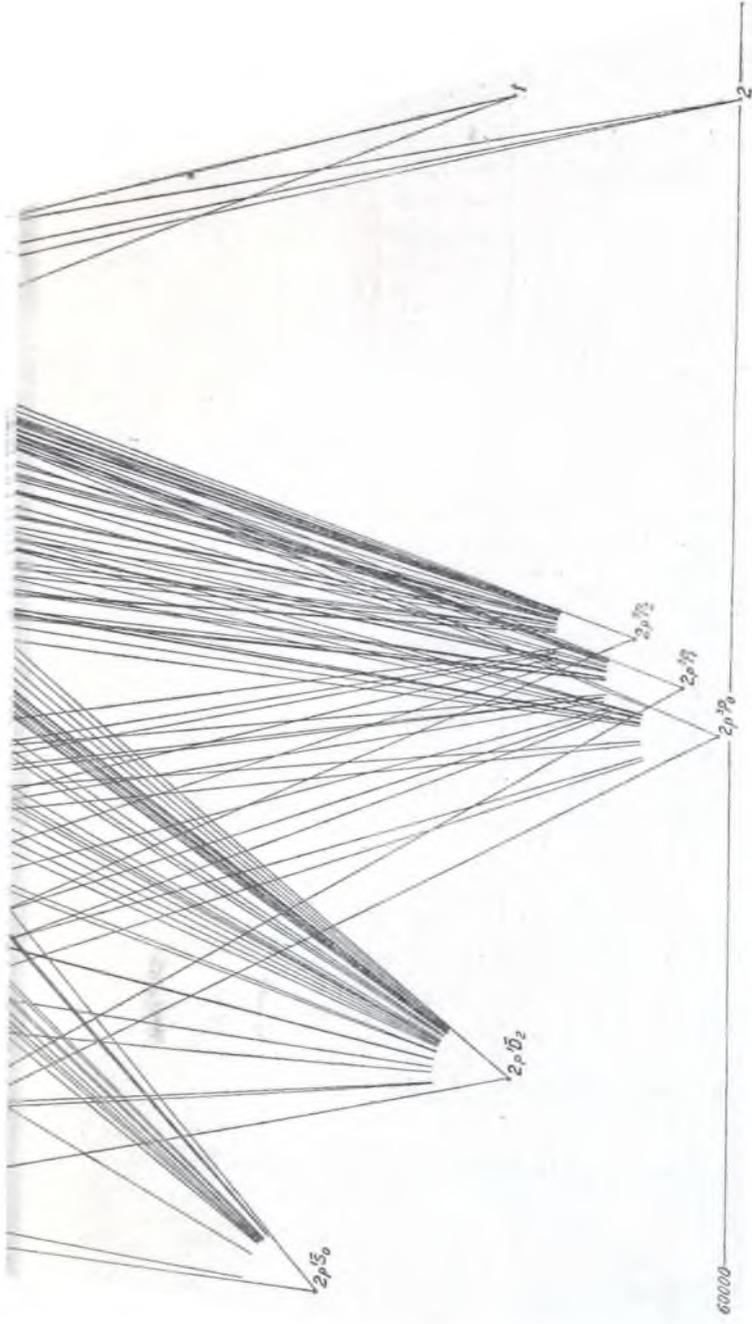


Figura 2. — Diagrama de Grotian del espectro de arco del estaño

λ I. A.	λ in vacuo	I	Serie	O - C	Δl	Δj
71,100	53344,00	R	$2p^3P_1 - X_3$	0,00	?	?
65,600	53602,00	R	$2p^3P_1 - 5d^3P'_2$	- 1,30	0	-1
63,100	53674,00	R	$2p^3P_2 - 6d^3D_2$	+ 1,40	-1	0
61,300	53726,00	R	$2p^3P_2 - X_{10}$	0,00	?	?
60,300	53755,00	R	$2p^3P_2 - 6d^3D_1$	- 1,60	-1	+1
54,200	53932,00	R	$2p^3P_1 - X_6$	- 1,00	?	?
52,000	53996,00	R	$2p^3P_1 - 5d^3P'_0$	-10,40	0	+1
48,500	54098,00	R				
37,400	54425,00	R	$2p^3P_2 - 7d^3D_3$	+ 6,00	-1	-1
29,100	54672,00	R	$2p^3P_2 - X_{12}$	0,00	?	?
23,100	54852,00	R	$2p^3P_1 - X_8$	+ 1,00	?	?
19,300	54966,00	R	$2p^3P_2 - X_{13}$	0,00	?	?
15,600	55078,00	R	$2p^3P_0 - 4d^3D_3$	+ 5,00	-1	-3
13,000	55157,00	R	$2p^3P_0 - X_4$	- 5,00	?	?
08,800	55285,00	R	$2p^3P_0 - 5d^3P'_2$	-10,30	0	-2
1804,600	55414,00	R	$2p^3P_1 - 6d^3D_2$	+ 5,40	-1	-1
03,200	55457,00	R	$2p^3P_1 - X_{10}$	- 5,00	?	?
1795,700	55688,00	R	$2p^3P_0 - 5d^3P'_0$	-10,40	0	0
92,000	55803,00	R	$2p^3P_0 - 4d^3P'_1$	+12,00	0	-1
87,400	55947,00	R				
80,400	56167,00	R	$2p^3P_1 - 7d^3D_3$	+12,00	-1	-2
79,300	56202,00	R	$2p^3P_1 - X_{11}$	+ 1,00	?	?
78,000	56243,00	R	$2p^3P_0 - 5d^3D_1$	- 1,00	-1	-1
73,400	56389,00	R	$2p^3P_0 - 4d^3P'_1$	- 1,00	0	-1
72,800	56408,00	R	$2p^3P_1 - X_{12}$	0,00	?	?
71,400	56452,00	R				
66,800	56599,00	R	$Y_2 - 5d^3D_2$	- 4,3	?	?
65,700	56635,00	R	$Y_2 - 5d^3F'_2$	+ 1,10	?	?
64,800	56664,00	R				
63,600	56702,00	R	$2p^3P_1 - X_{13}$	0,00	?	?
61,700	56763,00	R				
56,100	56944,00	R	$Y_2 - 5d^3D_3$	+ 3,50	?	?

El diagrama de Grotian de la figura 2 es la representación gráfica de la tabla VI.

6. CONCLUSIONES

Se han completado los resultados de investigaciones anteriores en los siguientes puntos :

1° Se han clasificado varios términos para los cuales no se habían determinado los valores de l , j y r ;

2° Se han calculado fórmulas del tipo Hicks para varias secuencias de términos;

3° Hemos encontrado tres pares de líneas no clasificadas con una separación constante de $\Delta\nu = 358,0$;

4° Hemos determinado dos términos $Y_1 = 51007,0$ e $Y_2 = 60201,5$, probablemente originado por la configuración $(5s)^2(5p)(6p)$, con los cuales se combinan algunos términos de la configuración $(5s)^2(5p)(5d)$.

ADOLFO T. WILLIAMS Y FLORENCIO CHAROLA.

(Entregado a la Comisión de publicaciones el 3 de
septiembre de 1928; impreso en octubre de 1928.)