

SERIES Y POTENCIALES DE IONIZACION EN LOS ESPECTROS I Y II DE LOS ELEMENTOS DEL GRUPO DEL PALADIO, por M. A. CATALÁN y F. R. RICO.

SUMMARY

The structural data known at present for the configurations $4d^{n-1}5s$ and $4d^{n-1}6s$ in spectra RbI, SrI, PdI, AgI, SrII and CdII suggest the possibility to extend the relations recently found by Catalán and Velasco (1) for the iron group, to the palladium group.

Following the analogy, and using the existing experimental data, curves have been drawn for: the distances between terms $6s$ and $5s$, Rydberg denominators, a -values of the Ritz constant and separations between Rydberg denominators, for high and low multiplicity, in $5s$ and $6s$.

The values of the limits of the series were adjusted in order that all the curves run smoothly. Only a few points fall out of these curves showing that the corresponding terms are probably perturbed by interactions.

From the adjusted limits, values of the ionisation potentials, for spectra RbI to AgI and for SrII to CdII, were deduced.

INTRODUCCIÓN

Muy recientemente Catalán y Velasco (1) han hecho un estudio comparativo de los espectros I, II y III de los elementos del grupo del hierro, llegando a obtener los términos espectrales con mayor precisión que la conseguida anteriormente por otros medios. Calcularon, además, dichos autores valores para los potenciales de ionización y pusieron de manifiesto una serie de curiosas relaciones.

Nuestro propósito en este trabajo es extender esas relaciones a los espectros I y II de los elementos del grupo del paladio, con objeto de ver si con los datos experimentales existentes sobre estos elementos, aunque todavía algo escasos, podíamos obtener curvas análogas a las que resultaban en el grupo del hierro, para con ellas calcular valores aproximados de los términos de estos espectros y de sus potenciales de ionización.

DISTANCIAS ENTRE LOS NIVELES MÁS PROFUNDOS DE LAS CONFIGURACIONES $4d^{n-1}5s$ Y $4d^{n-1}6s$ EN LOS ESPECTROS I Y II

En la tabla I figuran los valores de los niveles hasta ahora conocidos (2) y sus respectivas diferencias para los espectros I y II. En los es-

- (1) M. A. CATALÁN y R. VELASCO: *An. Soc. Esp. de Fis. y Quim.*, A, 48, 247 (1952).
 (2) Los datos han sido tomados de R. F. BACHER & S. GOUDSMIT: «Atomic Energy States», New York, 1932, y de los siguientes trabajos:
 Zr.—W. F. MEGGERS y C. C. KIESS: *Bur. Stand. J.*, 9, 309 (1932).
 Nb.—C. J. HUMPHREYS y W. F. MEGGERS: *J. Research Nat. Bur. Stand.*, 34, 477 (1945).
 Mo.—M. A. CATALÁN y P. DE MADARIAGA: *An. Soc. Esp. de Fis. y Quim.*, 31, 707 (1933).
 M. R. SCHAULS y R. A. SAWYER: *Phys. Rev.*, 58, 781 (1940).
 C. C. KIESS: datos sin publicar enviados por el autor.
 Tc.—W. F. MEGGERS: datos sin publicar enviados por el autor.
 Ru.—G. R. HARRISON y J. R. McNALLY (Jr.): *Phys. Rev.*, 58, 703 (1940).
 Rh.—J. P. MOLNAR y W. J. HITCHCOCK: *J. Op. Soc. Am.*, 30, 523 (1940).
 Ag.—W. P. GILBERT: *Phys. Rev.*, 47, 847 (1935).
 E. RASMUSSEN: *Kg. Danske Vid. Sels Math-fys Medd.*, 18, núm. 5 (1940).
 A. G. SHENSTONE: *Phys. Rev.*, 57, 894 (1940).
 Cd.—A. G. SHENSTONE y J. T. PITTINGER: *J. O. S. A.*, 39, 219 (1949).

2,5 MeV (recordemos que las partículas alfa emitidas por el ThC son de 8,78 MeV y las del Po de 5,3 MeV) nos hemos limitado al cálculo del poder de enfrenamiento de las emulsiones C-2 para partículas alfa de energías superiores a los 2,5 MeV.

De este modo hemos ajustado en la curva $\log R = f(\log E)$, para $E < 2,5$ MeV, una recta cuya ecuación para el caso del recorrido de las partículas alfa en las emulsiones resultó ser:

$$E = 0,707 R^{0,647} \quad \text{[I]}$$

siendo R el alcance de la partícula en la emulsión, expresado en micras.

La ecuación que hemos hallado para el recorrido de las partículas alfa en el aire *standard* en función de su energía es:

$$E = 0,00736 R_a^{0,622} \quad \text{[II]}$$

donde R_a es el alcance de la partícula en el aire, expresado en las mismas unidades que el anterior.

Como la relación $\frac{R_a}{R} = S$ nos expresa el poder frenante de la emulsión, igualando las ecuaciones [I] y [II] tenemos:

$$0,707 R^{0,647} = 0,00736 R_a^{0,622}$$

y despejando
$$S = \frac{R_a}{R} = 15,12 R^{0,0355} \quad \text{[III]}$$

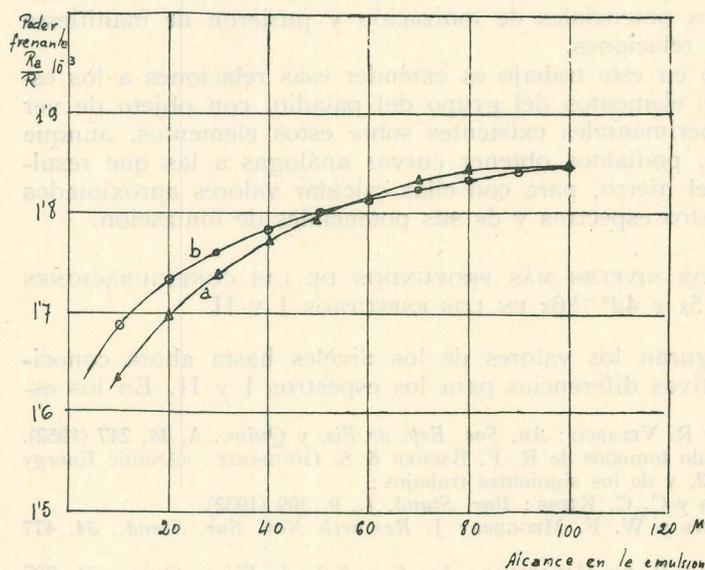


Figura 1

En la figura 1 viene representada la variación del poder frenante de las emulsiones secas C-2 con el alcance de las partículas. La curva *a* es la deducida por cociente de los alcances $\frac{R_a}{R}$ en el aire y en la emulsión, obtenidos experimentalmente. La curva *b* representa gráficamente la ecuación teórica [III], que, como puede verse, se ajusta a la experimental con un pequeño error.

Como dijimos en la nota anterior (1), el poder frenante de las emulsiones nucleares para cada tipo de partículas no varía apreciablemente entre las diversas clases de emulsiones. Efectivamente, comprobamos que el poder de enfrenamiento de las emulsiones Ilford C-2, para partículas alfa, crece hacia un máximo de 1850, exactamente el mismo que el calculado por Lattes, Fowler y Cuer (4), para las emulsiones Ilford B-1 (*).

Valencia, mayo de 1952.

Instituto de Óptica «Daza de Valdés».

(*) Este trabajo ha sido subvencionado por la Junta de Energía Nuclear.

T A B L A I

Distancias entre los niveles más profundos de las configuraciones $4d^n-15s$ y $4d^n-16s$

Término	Nivel	Distancia (6s-5s)	Nivel	Distancia (6s-5s)/4
$5s^2S_0^{1/2}$ $6s^2S_0^{1/2}$	RbI 0 20132	20132	SrII 0 47736	11934
$5s^3D_1$ $6s^3D_1$	SrI 18159 (45066)	(26907)	YII 840 54955	13529
$5s^1D_2$ $6s^1D_2$	20149 (45619)	(25470)	3296 * 55724 (56038)	* 13108 (13186)
$5s^4F_{1/2}$ $6s^4F_{1/2}$	YI 10937 (42926)	(31989)	ZrII 0 * 63602 (58732)	* 15900 (14683)
$5s^2F_{3/2}$ $6s^2F_{3/2}$	15326 (43826)	(28500)	5752 * 65872 (60590)	* 15030 (13709)
$5s^5F_1$ $6s^5F_1$	ZrI 4870 (40519)	(35649)	NbII 2356 (65256)	(15725)
$5s^3F_2$ $6s^3F_2$	11640 (41693)	(30053)	* 7505 (10150) (67351)	* 14961 (14300)
$5s^6D_{0/2}$ $6s^6D_{0/2}$	NbI 0 (37939)	(37939)	MoII 11783 (78608)	(16706)
$5s^4D_{0/2}$ $6s^4D_{0/2}$	8410 (39145)	(30735)	* 16796 (22179) (81239)	* 16111 (14765)
$5s^7S_3$ $6s^7S_3$	MoI 0 39675	39675	TcII 0 (70704)	(17676)
$5s^5S_2$ $6s^5S_2$	10768 (41109) * 40840	(30341) * 30072	12617 (73336)	(15180)
$5s^6D_{4/2}$ $6s^6D_{4/2}$	TcI 2573 (43267)	(40694)	RuII 9151 (83532)	(18595)
$5s^4D_{3/2}$ $6s^4D_{3/2}$	(11580) (45000)	(33420)	19378 (86146)	(16692)
$5s^5F_5$ $6s^5F_5$	RuI 0 (41269)	(41269)	RhII 0 (77164)	(19292)
$5s^3F_4$ $6s^3F_4$	6544 (43425)	(36881)	8492 (79982)	(17872)
$5s^4F_{4/2}$ $6s^4F_{4/2}$	RhI 0 41881	41881	PdII 25081 104616	19884
$5s^2F_{3/2}$ $6s^2F_{3/2}$	5690 44444	38754	32277 108146	18976
$5s^3D_3$ $6s^3D_3$	PdI 6564 48804	42240	AgII 39163 120526	20241
$5s^1D_2$ $6s^1D_2$	11721 52487	40766	46045 125397	19838
$5s^2S_{0/2}$ $6s^2S_{0/2}$	AgI 0 42556	42556	CdII 0 82990	20748

* Nivel perturbado.

Los valores entre paréntesis son previstos por el cálculo, pero no observados. Cuando hay un nivel perturbado se da también el correspondiente valor calculado sin perturbación.

pectros II las diferencias han sido divididas por 4 para que los resultados

pudieran ser comparables a los de los espectros I. Estas diferencias, que figuran en las columnas 3.^a (distancia $(6s-5s)$) y 5.^a (distancia $(6s-5s)/4$), se han representado gráficamente (fig. 1); los números que figuran en ordenadas son millares de cm^{-1} , y en abscisas se colocan los elementos en el orden de sus números atómicos. Esta disposición de abscisas la conservaremos en todas las figuras, del Rb a la Ag en los espectros I y del Sr al Cd en los II.

En la figura 1, así obtenida, se observa: 1.^o Que los puntos correspondientes a los elementos RbI, RhI, PdI y AgI (en total 6 puntos), están análogamente situados que los de los elementos correspondientes en el grupo del hierro. Y 2.^o, que la distancia entre los puntos representativos de las dos diferencias encontradas en el MoI es muy grande; pero a pesar de ello, estos puntos pueden situarse fácilmente: el de alta multiplicidad en una curva continua con los restantes de alta multiplicidad, y el de baja multiplicidad puede servir de punto de quiebro de la curva de baja multiplicidad.

En la figura 2, referente a los espectros II, tenemos los datos experimentales correspondientes a SrII, YII, ZrII, NbII, MoII, PdII, AgII y CdII y vemos: 1.^o, que los puntos de los elementos Cd, Ag y Pd en un extremo, y los de Sr e Y en el otro, forman un conjunto perfectamente análogo al de los elementos correspondientes en el grupo del hierro; y 2.^o, que los puntos de los otros elementos Zr, Nb y Mo están afectados de perturbaciones, pues no se puede con ellos construir curvas continuas. Desgraciadamente no se conocen datos para el TcII, que nos hubieran sido de suma utilidad para determinar con precisión el punto de quiebro de la curva de baja multiplicidad en esta figura.

La justificación de estas dos primeras figuras la damos más adelante, tras haber logrado coordinar todas las demás gráficas.

TÉRMINOS, DENOMINADORES RYDBERG Y VALORES DE LA CONSTANTE α EN LOS ESPECTROS I

Los términos conocidos en los espectros I del grupo de elementos del paladio aparecen en la columna 3.^a de la tabla II.

Hemos colocado los puntos correspondientes a estos términos en las gráficas de la figura 3. En esta figura podemos ver hay 19 puntos en 5s, gráfica superior, y 8 puntos en 6s, gráfica inferior. Podemos observar la enorme semejanza que existe entre estas curvas y las correspondientes del grupo del hierro, lo que nos indica que nuestro propósito de extender las relaciones que se obtuvieron en el grupo del hierro al grupo de paladio era perfectamente lógico.

Nos ha sido fácil con estas gráficas calcular con aproximación suficiente el resto de los términos, los cuales figuran entre paréntesis en la columna 3.^a de la tabla II.

Con las tablas de Rydberg (3) se han obtenido los denominadores Rydberg correspondientes a todos estos términos; los valores resultantes son los que figuran en la columna 4.^a de dicha tabla II. Con estos denominadores Rydberg hemos construido las dos gráficas de la figura 4. Para

(3) A. G. SHENSTONE, J. C. BOYCE y H. N. RUSSELL: «Rydberg Interpolation Table». Princeton, 1934.

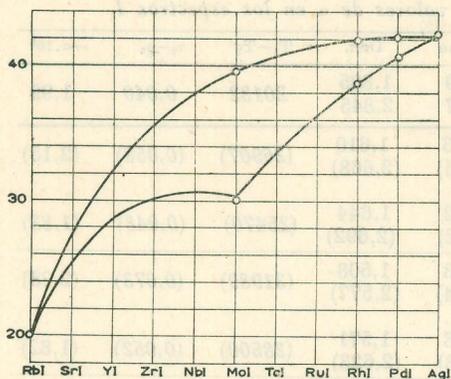


Figura 1

Distancias entre los niveles más profundos de las configuraciones $4d^n-15s$ y $4d^n-16s$ en los espectros I. Curva superior, alta multiplicidad; inferior, baja multiplicidad. Ordenadas en miles de cm^{-1} .

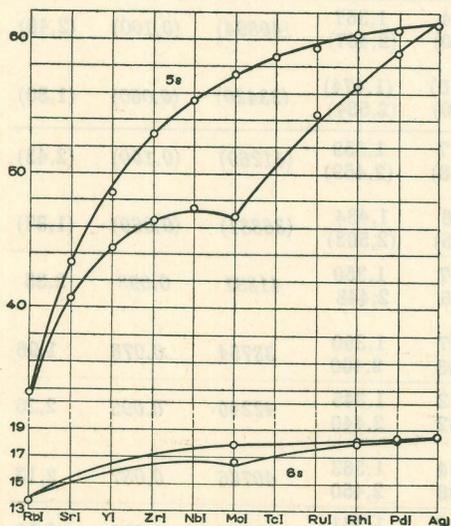


Figura 3

Términos espectrales de las configuraciones $4d^n-15s$ y $4d^n-16s$ en los espectros II

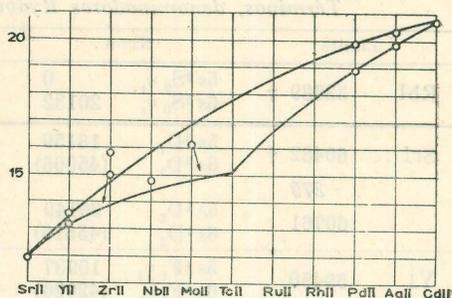


Figura 2

Esta figura es análoga a la figura 1, pero para espectros II

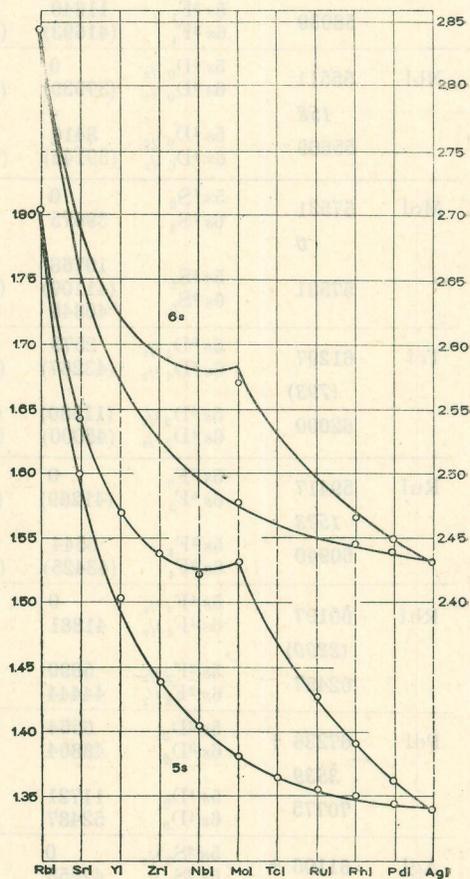


Figura 4

Denominadores Rydberg $4d^n-15s$ y $4d^n-16s$ en los espectros I

TABLE II

Términos, denominadores Rydberg y valores de a en los espectros I

	Límite	Nivel	Término	Den.	$T_1 - T_2$	$x_2 - x_1$	$-a \cdot 10^6$
RbI	33689 †	$5s \ ^2S_0 \ 1/2$	0	33689	1,805	20132	0,040
		$6s \ ^2S_0 \ 1/2$	20132	13557	2,845		
SrI	60482 † 279	$5s \ ^3D_1$	18159	42323	1,610	(26907)	(0,058)
		$6s \ ^3D_1$	(45066)	(15416)	(2,668)		
	60761	$5s \ ^1D_2$	20149	40612	1,644	(25470)	(0,048)
		$6s \ ^1D_2$	(45619)	(15142)	(2,692)		
YI	59450 325	$5s \ ^4F_1 \ 1/2$	10937	48513	1,508	(31989)	(0,073)
		$6s \ ^4F_1 \ 1/2$	(42926)	(16524)	(2,577)		
	59774	$5s \ ^2F_2 \ 1/2$	15326	44448	1,571	(28500)	(0,052)
		$6s \ ^2F_2 \ 1/2$	(43826)	(15948)	(2,623)		
ZrI	57717 322	$5s \ ^5F_1$	4870	52847	1,441	(35649)	(0,085)
		$6s \ ^5F_1$	(40519)	(17198)	(2,526)		
	58039	$5s \ ^3F_1$	11640	46399	1,538	(30053)	(0,053)
		$6s \ ^3F_1$	(41693)	(16346)	(2,591)		
NbI	55511 158	$5s \ ^6D_0 \ 1/2$	0	55511	1,406	(37939)	(0,093)
		$6s \ ^6D_0 \ 1/2$	(37939)	(17572)	(2,499)		
	55669	$5s \ ^4D_0 \ 1/2$	8410	47259	1,524	(30735)	(0,054)
		$6s \ ^4D_0 \ 1/2$	(39145)	(16524)	(2,577)		
MoI	57531 0	$5s \ ^7S_3$	0	57531	1,381	39675	0,098
		$6s \ ^7S_3$	39675	17856	2,479		
	57531	$5s \ ^5S_2$	10768	46763	1,532	(30341)	(0,053)
		$6s \ ^5S_2$	(41109) *40840	(16422) 16691	(2,585) 2,564		
TcI	61297 (793)	$5s \ ^6D_4 \ 1/2$	2573	58724	1,367	(40694)	(0,100)
		$6s \ ^6D_4 \ 1/2$	(43267)	(18030)	(2,467)		
	62090	$5s \ ^4D_3 \ 1/2$	(11580)	(50510)	(1,474)	(33420)	(0,060)
		$6s \ ^4D_3 \ 1/2$	(45000)	(17090)	(2,534)		
RuI	59417 1523	$5s \ ^5F_5$	0	59417	1,359	(41269)	(0,100)
		$6s \ ^5F_5$	(41269)	(18148)	(2,459)		
	60940	$5s \ ^3F_4$	6544	54396	1,434	(36881)	(0,069)
		$6s \ ^3F_4$	(43425)	(17515)	(2,503)		
RhI	60197 (2290)	$5s \ ^4F_4 \ 1/2$	0	60197	1,350	41881	0,098
		$6s \ ^4F_4 \ 1/2$	41881	18316	2,448		
	62487	$5s \ ^2F_3 \ 1/2$	5690	56797	1,390	38754	0,076
		$6s \ ^2F_3 \ 1/2$	44444	18043	2,466		
PdI	67236 † 3539	$5s \ ^3D_3$	6564	60672	1,345	42240	0,095
		$6s \ ^3D_3$	48804	18432	2,440		
	70775	$5s \ ^1D_2$	11721	59054	1,363	40766	0,087
		$6s \ ^1D_2$	52487	18288	2,450		
AgI	61106 †	$5s \ ^2S_0 \ 1/2$	0	61106	1,341	42556	0,091
		$6s \ ^2S_0 \ 1/2$	42556	18550	2,432		

* Perturbado.

Valores entre paréntesis son calculados.

† Los valores de estos límites se han tomado sin alteración de (2) y han servido de base para interpolar todos los demás límites.

que estas gráficas estuviesen más próximas una a otra empleamos dos escalas distintas para las ordenadas; la de la izquierda de la figura corresponde a 5s y la de la derecha a 6s. La forma continua de ambas gráficas resulta evidente.

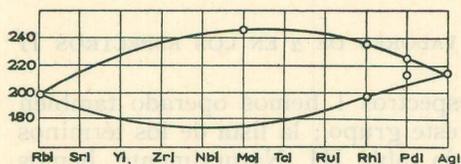


Figura 5

Valores de la constante α de la fórmula de Ritz en los espectros I

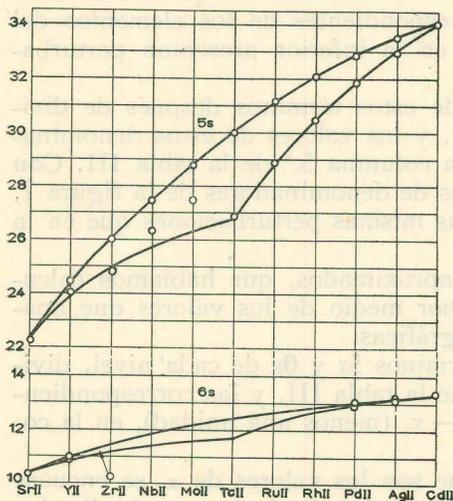


Figura 6

Figura análoga a la figura 3, pero para espectros II

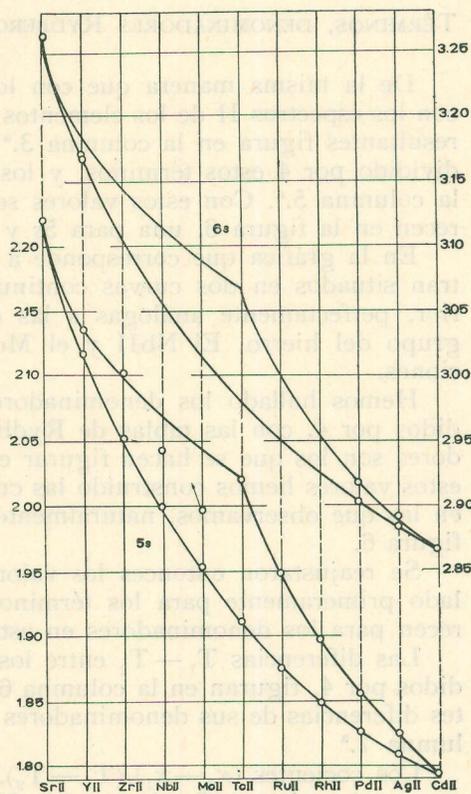


Figura 7

Figura análoga a la figura 4, pero para espectros II

Los valores de los denominadores de los términos de 6s son muy sensibles a cualquier pequeña alteración de los términos, y esto nos ha servido para reajustar mejor los valores de dichos términos a partir de sus denominadores más probables, siguiendo para éstos el criterio de la continuidad suave de sus curvas.

Hemos calculado las diferencias $T_1 - T_2$ entre los términos de 5s y 6s de cada tipo de nivel y la diferencia inversa $x_1 - x_2$ entre los respectivos denominadores Rydberg—menos una unidad—, y estas diferencias se hacen figurar en las columnas 5.^a y 6.^a de la tabla II que estamos describiendo.

Los cocientes $(x_2 - x_1)/(T_1 - T_2)$, que nos dan el valor de la constante α figuran, cambiados de signo y multiplicados por 10^6 , en la columna 7.^a de la misma tabla II. Con estos valores de α como ordenadas hemos construido la gráfica de la figura 5. Esta gráfica es la de mayor sensibilidad a las variaciones de los términos, y por ello es la que nos ha servido

para fijar definitivamente, mediante un último reajuste, los valores calculados para términos, denominadores, etc. El resultado de este reajuste es lo que realmente figura en la tabla II en cada uno de los valores que en ella aparecen.

TÉRMINOS, DENOMINADORES RYDBERG Y VALORES DE α EN LOS ESPECTROS II

De la misma manera que con los espectros I hemos operado también con los espectros II de los elementos de este grupo; la lista de los términos resultantes figura en la columna 3.^a de la tabla III. Naturalmente, hemos dividido por 4 estos términos, y los resultados de esa división figuran en la columna 5.^a. Con estos valores se han construido las gráficas que aparecen en la figura 6, una para 5s y otra para 6s.

En la gráfica que corresponde a los términos 5s los puntos se encuentran situados en dos curvas continuas, con un punto de quiebro la inferior, perfectamente análogas a las correspondientes de los elementos del grupo del hierro. El NbII y el MoII en la inferior presentan perturbaciones.

Hemos hallado los denominadores de estos términos después de divididos por 4, con las tablas de Rydberg, y los valores de estos denominadores son los que se hacen figurar en la columna 5.^a de la tabla III. Con estos valores hemos construido las curvas de denominadores de la figura 7, en las que observamos, naturalmente, las mismas perturbaciones que en la figura 6.

Se reajustaron entonces los valores aproximados, que habíamos calculado primeramente para los términos, por medio de los valores que aparecen para los denominadores en estas gráficas.

Las diferencias $T_1 - T_2$ entre los términos 5s y 6s de cada nivel, divididos por 4, figuran en la columna 6.^a de la tabla III, y las correspondientes diferencias de sus denominadores $x_2 - x_1$ (menos una unidad), en la columna 7.^a

Los cocientes $(x_2 - x_1)/(T_1 - T_2)$, que son los valores de α , se encuentran en la columna 8.^a de la tabla III cambiados de signo y multiplicados por 10^6 . Estos valores de α son los que hemos utilizado para obtener la figura 8, que como su análoga la figura 5 es muy sensible, y nos ha servido para reajustar definitivamente los valores que figuran en la tabla III.

SEPARACIÓN ENTRE LOS DENOMINADORES RYDBERG DE LOS TÉRMINOS ESPECTRALES EN 5s Y 6s

Con los denominadores Rydberg hallados anteriormente hemos construido la tabla IV, columnas 2.^a y 4.^a, y hemos hallado también las diferencias entre ellos, que hacemos figurar en las columnas 3.^a y 5.^a de la misma tabla IV. Con estas diferencias hemos trazado las figuras 9 y 10, las cuales corresponden, respectivamente, a los espectros I y II. En ellas también vemos, como lo hemos venido haciendo notar en todas las figuras anteriores, que son perfectamente análogas a las correspondientes del grupo del hierro y que los puntos que están perturbados en una gráfica lo están en todas las demás.

TABLE III
 Términos, denominadores Rydberg y valores de α en los espectros II

Limite	Nivel	Término	Término/4	Den.	$T_1 - T_2$	$x_2 - x_1$	$-\alpha \cdot 10^6$	
SrII 88952 †	$5s^2S_0^{1/2}$	0	88952	22238	2,221	11934	,042	3,52
	$6s^2S_0^{1/2}$	47736	41216	10304	3,263			
YII 98690	$5s^3D_1$	840	97850	24463	2,118	13529	,050	3,70
	$6s^3D_1$	54955	43735	10934	3,168			
724 99414	$5s^1D_2$	3296	96118	24030	2,137	(13186)	(,044)	(3,34)
	$6s^1D_2$	(56038)	(43376)	(10844)	(3,181)			
	» »	* 55724	43690	10922	3,170			
ZrII 104200	$5s^4F_1^{1/2}$	0	104200	26050	2,052	(14683)	(,055)	(3,75)
	$6s^4F_1^{1/2}$	(58732)	(45468)	(11367)	(3,107)			
	» »	* 63602	40598	10149	3,288			
682 104882	$5s^2F_2^{1/2}$	5752	99130	24782	2,104	(13709)	(,044)	(3,21)
	$6s^2F_2^{1/2}$	(60590)	(44292)	(11073)	(3,148)			
	» »	* 65872	39010	9752	3,355			
NbII 112100	$5s^5F_1$	2356	109744	27436	2,000	(15725)	(,061)	(3,88)
	$6s^5F_1$	(65256)	(46844)	(11711)	(3,061)			
	» »	* 7505	105110	26277	2,044			
515 112615	» »	(10150)	(102465)	(25616)	(2,070)	(14300)	(,044)	(3,08)
	$6s^3F_2$	(67351)	(45264)	(11316)	(3,114)			
	» »	* 11783	115017	28754	1,954			
MoII 126800	$5s^6D_0^{1/2}$	11783	115017	28754	1,954	(16706)	(,066)	(3,98)
	$6s^6D_0^{1/2}$	(78608)	(48192)	(12048)	(3,020)			
	» »	* 16796	110443	27611	1,994			
439 127239	» »	(22179)	(105060)	(26265)	(2,044)	(14765)	(,045)	(3,05)
	$6s^4D_0^{1/2}$	(81239)	(46000)	(11500)	(3,089)			
	» »	* 0	120000	30000	1,912			
TcII 120000	$5s^7S_3$	0	120000	30000	1,912	(17676)	(,072)	(4,07)
	$6s^7S_3$	(70704)	(49296)	(12324)	(2,984)			
0 120000	$5s^5S_2$	12617	107383	26846	2,022	(15180)	(,045)	(2,97)
	$6s^5S_2$	(73336)	(46664)	(11666)	(3,067)			
RuII 133900	$5s^6D_4^{1/2}$	9151	124749	31187	1,876	(18595)	(,076)	(4,09)
	$6s^6D_4^{1/2}$	(83532)	(50368)	(12592)	(2,952)			
	» »	* 19378	115572	28893	1,949			
1050 134950	» »	(86146)	(48804)	(12201)	(2,999)	(16692)	(,050)	(2,99)
	$5s^4D_3^{1/2}$	19378	115572	28893	1,949			
	$6s^4D_3^{1/2}$	(86146)	(48804)	(12201)	(2,999)			
RhII 128400	$5s^5F_5$	0	128400	32100	1,849	(19292)	(,078)	(4,04)
	$6s^5F_5$	(77168)	(51232)	(12808)	(2,927)			
(1950) 130350	$5s^3F_4$	8492	121858	30464	1,898	(17872)	(,054)	(3,02)
	$6s^3F_4$	(79982)	(50368)	(12592)	(2,952)			
PdII 156660	$5s^4F_4^{1/2}$	25081	131579	32895	1,827	19884	,077	3,85
	$6s^4F_4^{1/2}$	104616	52044	13011	2,904			
	» »	* 32277	127383	31846	1,856			
(3000) 159660	» »	108146	51514	12879	2,919	18967	,063	3,32
	$5s^2F_3^{1/2}$	32277	127383	31846	1,856			
AgII 173255	$6s^2F_3^{1/2}$	108146	51514	12879	2,919	20341	,076	3,74
	$5s^3D_3$	39163	134092	33523	1,809			
4607 177862	$6s^3D_3$	120526	52729	13182	2,885	19838	,067	3,38
	$5s^1D_2$	46045	131817	32954	1,825			
CdII 136374 †	$6s^1D_2$	125397	52465	13116	2,892	20748	,074	3,57
	$5s^5S_0^{1/2}$	0	136374	34094	1,794			
	$6s^5S_0^{1/2}$	82990	53384	13346	2,868			

* Perturbado.

Valores entre paréntesis son calculados.

† Los valores de estos límites se han tomado sin alteración de (2) y han servido de base para interpolar todos los demás límites.

T A B L A I V

Separaciones entre los denominadores Rydberg en 5s y 6s

Nivel		Δ Den.	Den. baja-alta		Δ Den.	Den. baja-alta
$5s^2S_{0\ 1/2}$	RbI	1,805	,000	SrII	2,221	,000
$6s^2S_{0\ 1/2}$		2,845	,000		3,263	,000
$5s^3D_1$	SrI	1,610	,034	YII	2,118	,019
$5s^1D_2$		1,644			2,137	
$6s^3D_1$		(2,668)	,024		3,168	
$6s^1D_2$		(2,692)			(3,181)	(,013)
					* 3,170	
$5s^4F_{1\ 1/2}$	YI	1,508	,063	ZrII	2,052	
$5s^2F_{2\ 1/2}$		1,571			2,104	(,052)
$6s^4F_{1\ 1/2}$		(2,577)			(3,107)	
$6s^2F_{2\ 1/2}$		(2,623)	(,046)		* 3,288	
					(3,148)	(,041)
					* 3,355	
$5s^5F_1$	ZrI	1,441	,097	NbII	2,000	
$5s^3F_2$		1,538			(2,070)	(,070)
					* 2,044	
$6s^5F_1$		(2,526)			(3,061)	
$6s^3F_2$		(2,591)	(,065)		(3,114)	(,053)
$5s^6D_{0\ 1/2}$	NbI	1,406	,118	MoII	1,954	
$5s^4D_{0\ 1/2}$		1,524			(2,044)	(,090)
					* 1,994	
$6s^6D_{0\ 1/2}$		(2,499)			(3,020)	
$6s^4D_{0\ 1/2}$		(2,577)	(,078)		(3,089)	(,069)
$5s^7S_3$	MoI	1,381	,151	TcII	1,912	
$5s^5S_2$		1,532			2,022	,110
$6s^7S_3$		2,479			(2,984)	
$6s^5S_2$		(2,585)	(,106)		(3,067)	(,083)
		* 2,564				
$5s^6D_{4\ 1/2}$	TcI	1,367	(,107)	RuII	1,876	
$5s^6D_{3\ 1/2}$		(1,474)			1,949	,073
$6s^6D_{4\ 1/2}$		(2,467)			(2,952)	
$6s^4D_{3\ 1/2}$		(2,534)	(,067)		(2,999)	(,047)
$5s^5F_5$	RuI	1,359	,075	RhII	1,849	
$5s^3F_4$		1,434			1,898	,049
$6s^5F_5$		(2,459)			(2,927)	
$6s^3F_4$		(2,503)	(,044)		(2,952)	(,025)
$5s^4F_{4\ 1/2}$	RhI	1,350	,040	PdII	1,827	
$5s^2F_{3\ 1/2}$		1,390			1,856	,029
$6s^4F_{4\ 1/2}$		2,448			2,904	
$6s^2F_{3\ 1/2}$		2,466	,018		2,919	,015
$5s^3D_3$	PdI	1,345	,018	AgII	1,809	
$5s^1D_2$		1,363			1,825	,016
$6s^3D_3$		2,440			2,885	
$6s^1D_2$		2,450	,010		2,892	,007
$5s^2S_{0\ 1/2}$	AgI	1,341	,000	CdII	1,794	,000
$6s^2S_{0\ 1/2}$		2,432	,000		2,868	,000

* Perturbado.

Valores entre paréntesis son calculados.

JUSTIFICACIÓN DE LAS FIGURAS OBTENIDAS POR NOSOTROS Y DE LOS VALORES DE ELAS DEDUCIDOS

Hemos tratado de modificar ligeramente, a título de ensayo, algunos de los valores que figuran como calculados en las tablas. Por pequeña que fuese la alteración realizada las perturbaciones que acarrea en las demás gráficas y en especial en las de valores de α resultaban muy notables. De ello deducimos que las curvas que damos representan un conjunto coherente y que los resultados calculados a partir de ellas deben ser muy aproximados a la realidad.

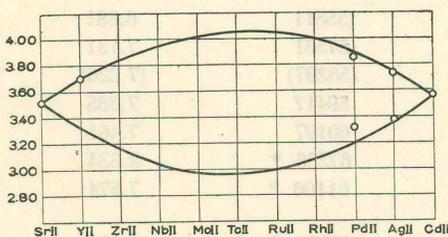


Figura 8

Figura análoga a la figura 5, pero para espectros II

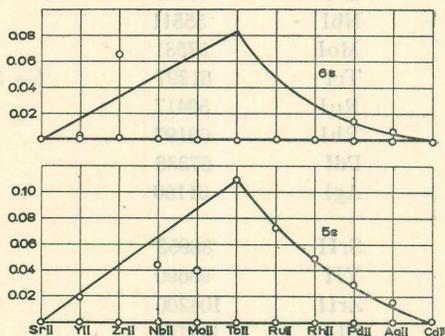


Figura 10

Figura análoga a la figura 9, pero para espectros II

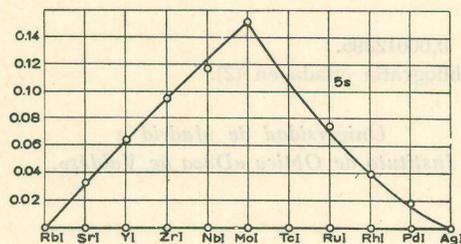
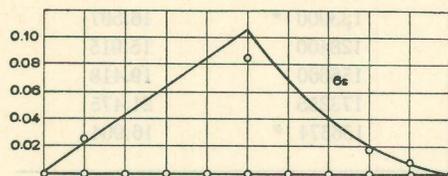


Figura 9

Separaciones entre los denominadores Rydberg para el electrón 5s y para el 6s en los espectros I

POTENCIALES DE IONIZACIÓN

Finalmente, los límites de convergencia de las series obtenidos por nosotros, junto a los ya conocidos con precisión anteriormente, se hacen figurar en la tabla V, columna 1.^a. Para calcular a partir de ellos los potenciales de ionización, hemos restado previamente las separaciones entre las configuraciones. A partir de estos valores en cm^{-1} y multiplicándolos por el factor 0,00012395, obtenemos los valores más probables de las energías de ionización en voltios.



Potenciales de ionización en los espectros I y II

	Límite de la serie	Separación entre configuraciones	Energía de ionización	
			cm ⁻¹	voltios (†)
RbI	33689	0	33689 *	4.176
SrI	60482	-14557	45925 *	5.692
YI	59450	- 8003	51447	6.377
ZrI	57717	- 2572	55145	6.835
NbI	55511	0	55511	6.881
MoI	57531	0	57531	7.131
TcI	61297	(- 3000)	(58297)	(7.226)
RuI	59417	0	59417	7.365
RhI	60197	0	60197	7.461
PdI	67236	0	67236 *	8.334
AgI	61106	0	61106 *	7.574
SrII	88952	0	88952 *	11.026
YII	98690	0	98690	12.233
ZrII	104200	0	104200	12.916
NbII	112100	0	112100	13.895
MoII	126800	0	126800	15.717
TcII	120000	0	120000	14.874
RuII	133900	0	133900 *	16.597
RhII	128400	0	128400	15.915
PdII	156660	0	156660	19.418
AgII	173255	0	173255	21.475
CdII	136374	0	136374 *	16.904

(†) Factor para pasar de cm⁻¹ a voltios : 0,00012395.

(*) Valores tomados directamente de la bibliografía citada en (2).

Universidad de Madrid e
Instituto de Óptica «Daza de Valdés».

Madrid, 1 de julio de 1952. T 48