

REPUBLICA ARGENTINA

PUBLICACIONES

DE LA

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA

INFORME N° 5

(FISICA NUCLEAR)

**PROBABILIDADES DE TRANSICION Y ESTRUCTURA
NUCLEAR EN EL Ti^{203}**

POR

TOR R. GERHOLM Y HORACIO E. BOSCH



BUENOS AIRES

1959

Imprenta y Casa Editora «CONI», Perú 684, Buenos Aires

1548

PROBABILIDADES DE TRANSICION Y ESTRUCTURA NUCLEAR EN EL Tl^{203} *

TOR R. GERHOLM ** Y HORACIO E. BOSCH

Comisión Nacional de Energía Atómica, Buenos Aires, Argentina

I. INTRODUCCIÓN

La familia de isótopos de Tl de número de masa impar tiene un especial interés desde el punto de vista de la estructura nuclear. Estos núcleos tienen un protón menos de la capa 82 y el número de neutrones es próximo a la capa 126, por tanto puede obtenerse a partir del Modelo de Capas una buena aproximación de su estructura nuclear. La asignación experimental del carácter de los niveles excitados está en perfecto acuerdo con las predicciones de dicho Modelo. Como lo muestra la figura 1, los esquemas de desintegración de los isótopos de Tl de número de masa impar presentan una gran regularidad: el nivel fundamental tiene carácter $s_{1/2}$, el primer nivel excitado, $d_{3/2}$ y el segundo nivel excitado, $d_{5/2}$. En el caso de los números de masa 195 y 197, la energía de desintegración es suficiente como para que existan transiciones desde los correspondientes niveles isoméricos $i_{13/2}$ de los Pb a los terceros niveles excitados isoméricos $h_{11/2}$ de los Tl^{195} y Tl^{197} . La transición gamma entre los niveles $h_{11/2}$ y $d_{5/2}$ es un octupolo eléctrico, la que fué observada experimentalmente en ambos casos 1.

Si bien las predicciones del Modelo de Capas está en total acuerdo con la experiencia en lo que respecta a la asignación del carácter de los niveles excitados, no hay un acuerdo completo con las probabilidades de transición medidas. El propósito del presente trabajo es hacer un análisis de dichas probabilidades de transición y determinar el tipo de acoplamiento necesario para obtener una concordancia entre el valor experimental y el teórico. Para este estudio se ha tomado como ejemplo el Tl^{203} .

* Trabajo presentado para su publicación en octubre de 1958.

** Del Instituto de Física de la Universidad de Uppsala.

II. ESTUDIOS EXPERIMENTALES DE LAS TRANSICIONES NUCLEARES EN EL Tl^{203}

El spin del nivel fundamental fué determinado experimentalmente 2, siendo su valor $\frac{1}{2}$ y el momento magnético correspondiente, 1,61 magnetones nucleares 2. El primer nivel excitado de 0,279 Mev es alimentado por el Hg^{203} (desintegración β^-) y por el Pb^{203} (captura electrónica) 3. El Pb^{203} alimenta también el segundo nivel excitado del Tl^{203} , de energía 0,679 Mev. La relación de intensidades entre las transiciones al segundo y primer nivel es 5,4 % 3. El Tl^{203} excitado con la energía de 0,679 Mev se desexcita pasando al estado fundamental directamente o bien por otro estado excitado de 0,279 Mev. La relación de intensidades entre las transiciones electromagnéticas $d \frac{5}{2} \rightarrow d \frac{3}{2}$ y la $d \frac{5}{2} \rightarrow s \frac{1}{2}$ fué determinada experimentalmente, siendo su valor 5,4 3. También se midieron los coeficientes de conversión interna para las transiciones de 0,279 Mev y 0,400 Mev 3-5. El coeficiente de conversión en la capa K para la primer transición fué medido por varios autores 3-5, existiendo solamente una incertidumbre del orden de algunos por ciento. Como se verá luego, el valor de este coeficiente de conversión tiene un gran interés desde el punto de vista teórico.

Barloutaud 6 et al. y Stelson y Mc Gowan 7 han realizado experiencias de excitación Coulombiana sobre el Tl^{203} dando información sobre el primer y el segundo nivel excitado, obteniéndose la relación de intensidades de las transiciones gamma de 0,400 y 0,279 Mev (que son mezclas E2 + M1) a las transiciones gamma E2 puros correspondientes. Finalmente fué determinada la vida media del primer nivel excitado por el método de coincidencias retardadas 8-10, así como también por el método de « scattering » de resonancia fluorescente 11. Los resultados obtenidos por tres métodos experimentales diferentes están en razonable acuerdo.

En general, de las experiencias de correlación angular gamma-gamma, puede obtenerse la relación de mezcla E2/M1, para una de las transiciones, siempre que la otra sea un E2 puro. Como en el Tl^{203} las dos transiciones en cascada son mezclas, las experiencias de correlación angular conducen a valores de E2/M1 para las dos transiciones que no están determinados unívocamente 12-14. Para obtener valores unívocos para ambas transiciones es necesario recurrir a experiencias de distribución angular con polarización seguida a una

excitación coulombiana. Las relaciones de mezcla E2/M1 fueron determinadas separadamente para la transición de 0,279 y 0.400 Mev por Stelson y Mc Gowan 15-16.

Con todos los datos mencionados precedentemente se puede obtener una información sobre los elementos de matriz correspondientes a las transiciones aludidas y luego comparar estos resultados con los obtenidos teóricamente a partir del Modelo de Capas. Un sumario de los datos disponibles se muestra en la Tabla I.

III. CÁLCULO DE LAS PROBABILIDADES DE TRANSICIÓN PARCIALES EN EL Tl^{203}

La probabilidad de transición para un cuadrupolo eléctrico $T_\gamma(E2)$, es obtenida a partir de la probabilidad de transición reducida $B(E2)$ medida en experiencias de excitación coulombiana 22 :

$$T(E2; I_f \rightarrow I_i) = 1,23 \times 10^{-2} (\Delta E)^5 \times B(E2, I_i \rightarrow I_f) \times \frac{(2I_i + 1)}{(2I_f + 1)} \quad (III. 1)$$

donde I_i es el spin del estado fundamental e I_f el del nivel excitado, ΔE es la energía de transición expresada en kev y $B(E2)$ la probabilidad de transición reducida expresada en unidades de $e^2 \times 10^{-48} \text{ cm}^4$.

En el cálculo son usadas las siguientes relaciones :

a) Relación de mezcla

$$\beta^2 = \frac{T_\gamma(E2)}{T_\gamma(M1)} = \frac{x}{1-x} \quad (III. 2)$$

(supuesto que en una transición existe una mezcla de E2 + M1, siendo x la fracción de E2 existente en la transición).

b) Probabilidad de transición electromagnética y total

$$\begin{aligned} T_\gamma &= T_\gamma(E2) + T_\gamma(M1) \\ T^t &= T_\gamma(1 + \alpha_{\text{tot.}}) \end{aligned} \quad (III. 3)$$

(donde $\alpha_{\text{tot.}}$ es el coeficiente de conversión interna total).

Por otra parte, la probabilidad de transición, de acuerdo con el modelo de la partícula independiente, está dada por 23

$$T_\gamma(E2) = 7,4 \times 10^7 \times E_\gamma^5 \times A^{4/3} \times S(j_i L j_f) \text{ seg}^{-1} \quad (III. 4)$$

$$T_\gamma(M1) = 2,8 \times 10^{13} \times E_\gamma^3 \times S(j_i L j_f) \text{ seg}^{-1} \quad (III. 5)$$

TABLA I

Valores experimentales de los diferentes parámetros que caracterizan las transiciones entre los niveles del Tl^{203} .

Parámetro	Valor experimental	Método	Valor empleado	Ref.
TRANSICIÓN: $d\ 3/2 \rightarrow s\ 1/2$				
Energía de transición (Mev)	0,270	contador proporc.	0,279	17
	0,269	espectróm. magnético		18
	$0,278 \pm 0,003$	contador proporc.		19
	0,2795	espectróm. magnético		20
	$0,279 \pm 0,003$	espectróm. magnético		21
	$0,279 \pm 0,002$	espectróm. magnético		3
	0,280	espectróm. centelleo		13
Coeficiente de conversión interna en la capa K. α_K	0,156	contador proporc.	0,161	19
	$0,154 \pm 0,015$	espectróm. magnético		21
	$0,141 \pm 0,015$	espectróm. magnético		3
	$0,164 \pm 0,005$	espectróm. magnético		4
	$0,159 \pm 0,004$	espectróm. magnético		5
Coeficiente de conversión en la capa L_I α_{L_I}	$0,0247 \pm 0,0003$	espectróm. magnético	0,0244	5
	0,0244	espectróm. magnético		5
Coeficiente de conversión en la capa L_{II} $\alpha_{L_{II}}$	$0,0160 \pm 0,0002$	espectróm. magnético	0,0160	5
	0,0160	espectróm. magnético		5

TABLA I (continuación)

Parámetro	Valor experimental	Método	Valor empleado	Ref.
TRANSICIÓN : $d\ 3/2 \rightarrow s\ 1\ 2$				
Coeficiente de conversión en la capa L_{III} $\alpha_{L_{III}}$	$0,0084 \pm 0,0002$	espectróm. magnético	0,0084	5
	0,0085	espectróm. magnético		5
Relación de mezcla E2/M1	$2,25 \pm 0,25$	correlac. direccional con polarizac.	2,25	15
Vida media 10^{-10} seg.	$4,7 \pm 0,8$	scatter. resonan. fluoresc.	4,7	11
	5,5	excitac. coulomb.		7
	$5,0 \pm 0,6$	excitac. coulomb.		6
	$2,1 \pm 0,6$	coincid. retard.		8
	$3,7 \pm 1,2$	coincid. retard.		9
	$4,4 \pm 1,2$	coincid. retard.		10
Relación K/L	3,30	espectróm. magnético	3,30	5
Relación K/L+M	3,7	contador proporc.	2,66	19
	$2,78 \pm 0,2$	espectróm. magnético		21
	$2,55 \pm 0,05$	espectróm. magnético		3
Relación L/M+N	$3,5 \pm 0,3$	espectróm. magnético	3,5	3

TABLA I (continuación)

Parámetro	Valor experimental	Método	Valor empleado	Ref.
TRANSICIÓN : $d\ 5/2 \rightarrow s\ 1/2$				
Energía de transición (Mev)	0,683	espectróm. centelleo	0,679	13
	$0,678 \pm 0,003$	espectróm. magnético		3
Coefficiente de conversión en la capa K α_K	$0,009 \pm 0,003$	espectróm. magnético	0,009	3
Probabilidad de transición reducida B (E2) $10^{-48}\ e^2\ cm^4$	0,145	excitac. coulomb.	0,145	15
TRANSICIÓN : $d\ 5/2 \rightarrow d\ 3/2$				
Energía de transición (Mev)	0,420	contador proporc.	0,400	17
	0,422	espectróm. magnético		18
	$0,400 \pm 0,002$	espectróm. magnético		3
	0,403	espectróm. centelleo		13
Coefficiente de conversión en la capa K α_K	$0,12 \pm 0,015$	espectróm. magnético	0,12	3
Relación K/L+M	$4,9 \pm 0,4$	espectróm. magnético	4,9	3
Relación L/M+N	$4,5 \pm 0,8$	espectróm. magnético	4,5	3
Relación K/L	$6,0 \pm 0,3$	espectróm. magnético	6,0	3

TABLA I (conclusión)

Parámetro	Valor experimental	Método	Valor empleado	Ref
Relación de ramificación 400/679	5,4	espectróm. magnético	5,4	3
Relación mezcla E2/M1	<0,0025	excitac. coulomb. correlac. dirección.	<0,0025	16

(Se tomó un valor de $1,2 \times 10^{-13} \times A^{1/3}$ cm para el radio nuclear). El factor estadístico S está dado por

$$S(j_i L j_f) = (2l_i + 1)(2l_f + 1)(2L + 1)(2j_f + 1) \times \\ \times |V(l_i l_f L; 000)|^2 \times |W(l_i j_i l_f; 1/2 L)|^2 \quad (\text{III. 6})$$

donde j es el momento angular total de la partícula impar y l su momento angular orbital, siendo L el momento de la transición en cuestión. A los efectos de poder utilizar las tablas 24 es necesario efectuar la siguiente transformación:

$$V(l_i l_f L; 000) = (-)^{l_i} (2L + 1)^{-1/2} \langle l_i L m_i m_f | l_i L l_f M \rangle$$

donde el paréntesis final indica el coeficiente de Clebsch Gordan según notación de Condon y Shortley 24.

Para el caso de transiciones E2 y M1 (l -permitidas), la fórmula (III. 6) se reduce a

$$S(E2) = 5 \times (I 2 \frac{1}{2} 0 | I 2 I' \frac{1}{2})^2 \quad (\text{III. 7})$$

siendo I, I' el momento angular total del estado final e inicial respectivamente y l es el momento angular orbital común a los dos estados (transición l -permitida). Para la transición M1 resulta

$$S(M1) = \frac{3 \times 2l(l+1)}{(2I'+1)(2l+1)} \quad (\text{III. 8})$$

Se han calculado los correspondientes factores estadísticos teniendo en cuenta las expresiones precedentes, los que están indicados en la Tabla II.

TABLA II
Factores estadísticos correspondientes a las diferentes transiciones
electromagnéticas en el Tl^{203}

j_i	j_f	L	S
5/2	3/2	1	6/5
5/2	3/2	2	2/7
3/2	1/2	1	1
3/2	1/2	2	1
5/2	1/2	2	1

Como se dijo anteriormente, las dos transiciones intermedias, de 0,279 y 0,400 Mev son mezclas de E2 + M1, por tanto es necesario conocer la relación δ^2 para determinar las probabilidades de transición parciales.

La estimación de la relación de mezclas puede hacerse por diferentes caminos, se señalarán algunos de los más importantes.

Comparados los valores de los coeficientes de conversión interna calculados y medidos para E2 (α_2) y M1 (β_1) se puede obtener un valor para δ^2 . Por otra parte también se estima el valor de δ^2 considerando la intensidad de las conversiones en las diferentes subcapas L, siempre que el poder resolutor del espectrómetro beta lo permita. El método de correlación angular gamma-gamma es muy usado para determinar la relación de mezcla, sobre todo cuando una de las transiciones es un E2 puro, con lo que se obtiene un valor único. En el caso particular de las transiciones del Tl^{203} no se obtiene un valor único debido a que las dos transiciones son mezclas de E2 + M1. La función de correlación para este caso está expresada por 25.

$$\begin{aligned}
 W(\theta) = & \sum P_i(\cos \theta) \{ F_i(L_1 j_1 j) + \delta_1^2 F_i(L'_1 j_1 j) + \\
 & + 2\delta_1 (-)^{j_1-j_1-1} [(2j+1)(2L+1)(2L'_1+1)]^{1/2} G_i(L_1 L'_1 j_1 j) \} \times \\
 & \times \{ F_i(L_2 j_2 j) + \delta_2^2 F_i(L'_2 j_2 j) + 2\delta_2^2 (-)^{j_2-j_2-1} \\
 & [(2j+1)(2L_2+1)(2L'_2+1)]^{1/2} G_i(L_2 L'_2 j_2 j) \}, \quad (III. 8)
 \end{aligned}$$

normalizada a $(W\theta) = (1 + \delta_1^2)(1 + \delta_2^2)$. Los coeficientes que se usan en esta fórmula son $L'_1 = L_1 + 1$ y $L'_2 = L_2 + 1$, los cuales han sido tabulados por Biedenharn y Rose 26. Por lo tanto la corre-

lación angular da una relación entre los correspondientes δ^2 (δ^2_{400} , δ^2_{279}). Esta relación está representada en la fig. 2.

La relación de mezcla puede ser determinada también por medición de la distribución angular de la radiación gamma que sigue a una excitación coulombiana. Este método da un resultado único, pero en este caso particular (debido a la forma de la curva de la fig. 2) nó se puede obtener. A pesar de esta dificultad sí puede determinarse unívocamente el valor de δ^2 mediante experiencias de distribución angular con polarización de la radiación gamma que

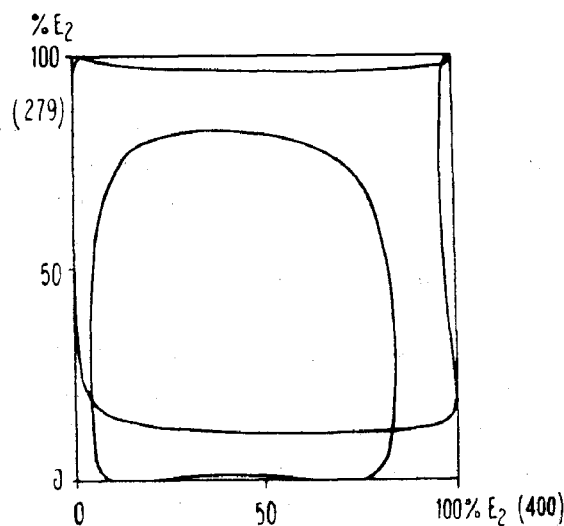


Figura 2

sigue a una excitación coulombiana. Esta experiencia fué realizada por Stelson y McGowan para las transiciones de 0,279 y 0,400 MeV^{15, 16}.

Los resultados publicados hasta el presente están tabulados en la Tabla III, los cuales, como se puede ver, están en desacuerdo. Este parece provenir de la incertidumbre con que están dados los valores teóricos de los coeficientes de conversión interna. Por esta razón no se consideran los valores de δ^2 a partir de las determinaciones de las relaciones de los coeficientes de conversión interna, sino que se toman los valores dados por Stelson y McGowan^{15, 16} los cuales son independientes de todo elemento de matriz anómalo de la conversión.

TABLA III
Relaciones de mezcla E2 M1 obtenidas experimentalmente por diferentes métodos para la transición de 0,279 Mev.

E2/M1	Método	Referencia
3	α_K, α_L	27
2,25	Distribuc. angular con polarización	16
1,5	$\alpha_K, K/L$	4
1,38	$\alpha_K, \alpha_{L1}, \alpha_{L11}$	5

Una vez que se ha determinado la relación de mezcla para la transición de 0,279 MeV, la correlación angular (ver fig. 2) da los posibles valores de mezcla para la transición de 0,400 MeV. Se han publicado tres mediciones diferentes de la correlación angular entre las transiciones de 0,400 y 0,279 MeV. Los resultados están expresados en la Tabla IV. Como la vida media del estado intermedio es corta (3×10^{-10} seg), no se espera tener una gran atenuación por efecto de campo extra nucleares. En el caso de existir éstos, tenderían a reducir la anisotropía. Uno se siente inclinado a optar por el valor dado por Lindqvist ¹⁴ puesto que es el que da el valor más alto para la anisotropía. Por otra parte este valor es el que coincide dentro de los errores experimentales con el dado por Stelson y Mc Gowan ¹⁶.

TABLA IV
Valores experimentales del coeficiente A_2 de la correlación angular entre las transiciones de 0,400 y 0,279 Mev.

A_2	Referencias
$0,067 \pm 0,006$	12
$-0,097 \pm 0,005$	13
$-0,128 \pm 0,003$	14

De acuerdo con las fórmulas mencionadas previamente, según el modelo de la partícula independiente, se han calculado las probabilidades de transición y se las comparó con los valores experimentales. En la Tabla V se encuentran representados dichos valores, para transiciones electromagnéticas cuádrupolares eléctricas y dipolares magnéticas y la relación entre las probabilidades de transición teórica y experimental.

TABLA V
Valores teóricos y experimentales de las probabilidades de transición
electromagnética parciales en el Tl^{203} .

Transición gamma (Mev)	Valor experimental de la probabilidad de transic. parcial (10^8 seg^{-1})	Valor teórico de la prob. de transic. parcial (modelo partícula indep.) (10^8 seg^{-1})	Factor de favorecimiento $F = \frac{v. \text{ exp.}}{v. \text{ teor.}}$
0,679 (E2)	850	128	6,6
0,400 (E2)	12	2,57	4,7
(M1)	4630	21500	0,21
0,279 (E2)	14,5	1,49	9,9
(M1)	6,5	6050 *	$1,1 \times 10^{-5}$

* Valor calculado para una transición M1 l -permitida.

IV. ACOPLAMIENTO DÉBIL AL MOVIMIENTO COLECTIVO

De acuerdo con la Tabla V los valores experimentales obtenidos están en razonable acuerdo con lo que predice el modelo de la partícula independiente, aunque existe un favorecimiento para las transiciones cuadrupolares eléctricas del orden de 10 y un retardamiento para la transición dipolar magnética permitida. El fuerte impedimento de la transición l — prohibida (del orden de 1000) ilustra la validez del acoplamiento spin-órbita.

Para poder obtener el valor dado por la experiencia a partir de la teoría es necesario introducir un acoplamiento que favorezca las transiciones cuadrupolares eléctricas. Un débil acoplamiento entre la partícula libre y el corazón del núcleo (movimiento vibracional) puede dar cuenta de este factor de favorecimiento teórico.

La probabilidad de transición para la radiación gamma de multipolaridad L , puede expresarse en la forma 28.

$$T(L) = \frac{8\pi(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \frac{1}{\hbar} \left(\frac{\Delta E}{\hbar c} \right)^{2L+1} \times B(L) \quad (\text{IV. 1})$$

donde $B(L)$ es la probabilidad de transición reducida, dada por

$$B(L) = \frac{1}{2I' + 1} | \langle \Gamma I || M_L || \Gamma' I' \rangle |^2 \quad (\text{IV. 2})$$

siendo I el spin del estado final, I' el del inicial, L el orden de la multipolaridad, Γ, Γ' números cuánticos que caracterizan completamente los niveles aludidos y ΔE la energía de la transición expresada en MeV. M_L es el operador correspondiente al multipolo. El operador dado por el modelo de la partícula independiente es de la forma

$$M_L = \sum_i M_L(i),$$

sumados sobre todas las partículas, donde M_L es el mismo para todos los protones y todos los neutrones entre sí. En el caso de introducirse el acoplamiento colectivo no se usa dicho operador. En lo que sigue se hará referencia al formulismo del acoplamiento débil de un fonón 28-32. De acuerdo con Bohr y Mottelson 28, para transiciones entre protones, como en el caso del Tl^{203} , el operador colectivo para transiciones cuadrupolares eléctricas es de la forma

$$Q_2 = Q_2^c + Q_2^p = \frac{3}{4\pi} Z e R^2 \sqrt{\frac{\hbar \omega}{C}} + e \sum_i r_i^2 y_2(i) \quad (IV. 3)$$

En este caso las transiciones colectivas para estados de protones difieren de las transiciones de partícula, para los mismos estados de neutrones, en el factor llamado carga efectiva del protón, referido a la carga elemental 32:

$$\frac{e_{ef}}{e} = 1 + \frac{5 Z k}{4\pi C} \quad (IV. 4)$$

donde k es una constante positiva, correspondiente aproximadamente al doble de la energía cinética de un nucleón en un núcleo, o sea 40 Mev. El parámetro a ajustar es la tensión superficial C .

El elemento de matriz reducido para transiciones cuadrupolares eléctricas puede expresarse por lo tanto 28, 32,

$$\langle I \| Q_2 \| I' \rangle = e_{ef} \langle r^2 \rangle \left[\frac{5}{4\pi} (2I + 1) \right]^{1/2} \times (I 2 \frac{1}{2} 0 | I 2 I' \frac{1}{2}) \quad (IV. 5)$$

siendo e_{ef} la carga efectiva del protón,

$$\langle r^2 \rangle = 3/5 R^2 \cong 30 (\text{fermi})^2, \quad \Delta l = 0, 2; \quad \Delta I = 2;$$

I spin del estado final y I' spin del estado inicial. La carga efectiva del protón resulta la misma para todas las transiciones cuadrupolares eléctricas entre los diferentes niveles de un mismo nucleído.

Teniendo en cuenta (IV. 2) y (IV. 5), la probabilidad de transición reducida para transiciones cuadrupolares eléctricas queda expresada por

$$B(E2) = \frac{1}{2I' + 1} \left[e_{ef}^2 \times 900 (\text{fermi})^4 \times \frac{5}{4\pi} (2I' + 1) \times \right. \\ \left. \times (I 2 \frac{1}{2} 0 | I 2 I' \frac{1}{2})^2 \right], \quad (IV. 6)$$

siendo $(I 2 \frac{1}{2} 0 | I 2 I' \frac{1}{2})$ el coeficiente de Clebsch-Gordan de acuerdo con la notación de Condon y Shortley ²⁴ $(j_1 j_1 m_1 m_2 | j_1 j_2 j m)$.

Para el cálculo de $B(E2)$ es necesario primeramente determinar la carga efectiva, para lo cual hay que fijar un valor del parámetro C. Suponiendo un valor $C = 720 \text{ Mev}$ se obtiene una carga efectiva.

$$e_{ef} = 2,8 e. \quad (IV. 7)$$

En la Tabla VI están representados los valores de $B(E2)$ calculados, comparados con los correspondientes a partir del dado por el modelo de la partícula independiente: $B(E2)_{p.i.} = 0,0073 S^{3/2}$, donde S es el factor estadístico.

TABLA VI
Valores de $B(E2)$ teóricos (con acoplamiento) comparados con los experimentales y $B(E2)_{p.i.}$

Transic.	$B(E2)_{exp.}$	$B(E2)_{p.i.}$	$B(E2)_{a.d.}$
d $5/2 \rightarrow$ s $1/2$	0,05	0,0073	$7,8 \times 0,0073 = 0,057$
d $5/2 \rightarrow$ d $3/2$	0,06	0,0021	$7,8 \times 0,0021 = 0,0193$
d $3/2 \rightarrow$ s $1/2$	0,05	0,0073	$7,8 \times 0,0073 = 0,057$

Los valores de $B(E2)$ consignados están expresados en $10^{-48} e^2 \text{ cm}^4$. $B(E2)_{a.d.}$ significa valores de $B(E2)$ obtenidos con acoplamiento débil.

Para estimar las probabilidades de transición para M1 es necesario tener en cuenta que las contribuciones del acoplamiento débil en los momentos magnéticos dipolares y en las transiciones magné-

ticas dipolares son del orden del cuadrado de la amplitud del acoplamiento ³¹. La función de onda característica de un nivel está dada por

$$\Psi_{I, M} = |I; 00; IM\rangle + \sum_{I', \alpha I'} A_{I, \alpha I'} |\alpha I'; 12; IM\rangle \quad (IV.8)$$

donde el primer sumando es la función de onda correspondiente a la configuración de partícula, $A_{I, \alpha I'}$, son las amplitudes de acoplamiento y $|\alpha I'; 12; IM\rangle$ la función que describe el estado de partícula y colectivo (estado acoplado). Las amplitudes están dadas por

$$A_{I, \alpha I'} = \sqrt{\frac{5}{8\pi}} \frac{k^2}{C_{\hbar\omega}} (I2 - \frac{1}{2} 0 | I2 I' - \frac{1}{2})$$

para $\Delta I = 0, \pm 2$.

El único parámetro que queda por determinar es la energía del fonón, fijada en 2 Mev.

En la Tabla VII figuran los valores de los cuadrados de las amplitudes de acoplamiento correspondientes a las dos transiciones en que toma parte la radiación M1.

TABLA VII
Valores de los cuadrados de las amplitudes de acoplamiento
para las transiciones M1 en el Tl^{203} .

Transición	A^2
$d \ 5/2$	
$d \ 3/2$	0,017
$d \ 3/2$	
$s \ 1/2$	0,035

Estos valores demuestran que la contribución del movimiento colectivo a las transiciones dipolares magnéticas es pequeña, no pudiendo dar cuenta ni de los valores observados experimentalmente ni del factor de retardamiento (del orden de 5) en la transición $d \ 5/2 \rightarrow d \ 3/2$.

Las transiciones dipolares magnéticas deben explicarse por tanto con el modelo de la partícula independiente más otro tipo de acoplamiento que actúe como perturbación.

V. TRANSICIONES M1 Y DIVERSOS TIPOS DE ACOPLAMIENTO

Hasta el presente se han hecho varios intentos para explicar teóricamente los factores de retardamiento existentes según el modelo de la partícula independiente con acoplamientos. Sachs ³⁴ señaló que el momento dipolar magnético contiene, aparte de las contribuciones de spin y momento angular orbital, términos debido al intercambio de mesones. Spruch y Rotenberg ³⁵ han introducido una teoría basada en corrientes de intercambio debidas a mesones, con la cual se obtiene un acuerdo razonable con los resultados experimentales para las transiciones dipolares magnéticas *l*-prohibidas. La teoría no da los valores absolutos para las transiciones sino valores normalizados de acuerdo con los datos experimentales. Para la transición $d\ 3/2 \rightarrow s\ 1/2$ la teoría citada predice una probabilidad de transición de $45 \times 10^8 \text{ seg.}^{-1}$, que es unas siete veces mayor que el valor experimental.

Arima y Horie ³⁶ han desarrollado una teoría para explicar las desviaciones de las líneas de Schmidt y momentos cuadrupolares. Los cálculos están basados en la interacción de dos cuerpos. Los parámetros determinantes de la interacción fueron tomados de los datos experimentales. Arima, Horie y Sano ³⁷ han estudiado recientemente, extendiendo la teoría precedente a transiciones dipolares magnéticas, en especial las *l*-prohibidas, obteniendo un razonable acuerdo con los datos experimentales.

Para transiciones dipolares magnéticas el elemento de matriz queda expresado por ³²,

$$| \langle j \| M_1 \| j' \rangle |^2 = (g_2 - g_R)^2 \frac{3}{4\pi} \frac{2l(l+1)}{2l+1} \quad (\text{V. 1})$$

donde g_2 y g_R son las constantes giromagnéticas de la estructura de partícula y de corazón.

Para transición $d\ 5/2 \rightarrow d\ 3/2$ el correspondiente elemento de matriz tiene un valor 50 (mag. nuc.)².

Se puede obtener una expresión para el cuadrado del elemento de matriz de transiciones dipolares magnéticas, a partir de los resultados experimentales ³⁷

$$| \langle j \| M_1 \| j' \rangle |_{\text{exp}}^2 = \frac{T(M1)}{0,419 \times 10^{13} E^3} \quad (\text{V. 2})$$

donde $T(M1)$ es la probabilidad de transición dada en la Tabla V y E es la energía de la transición correspondiente, expresada en Mev.

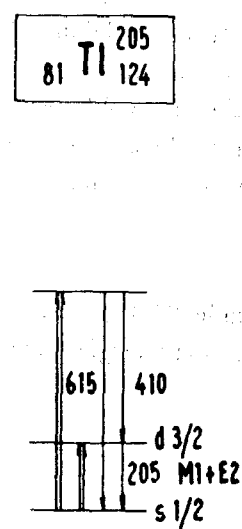
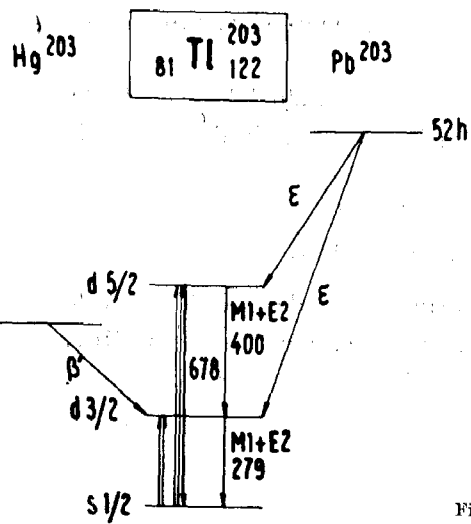
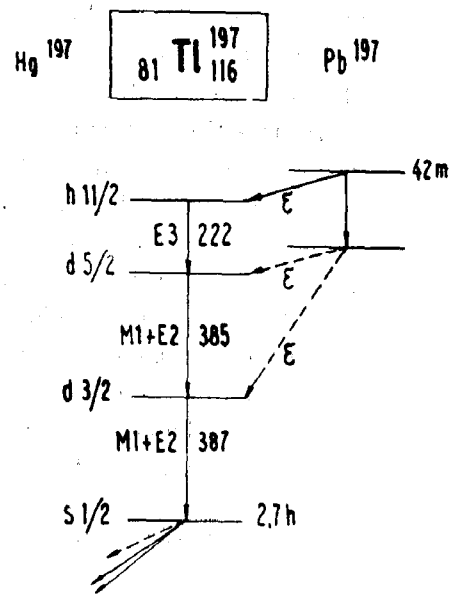
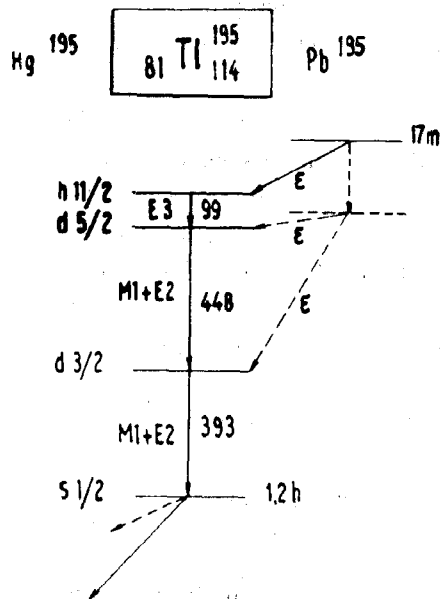
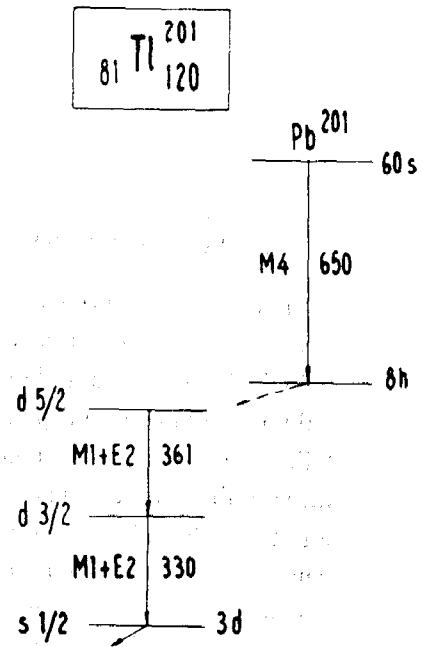
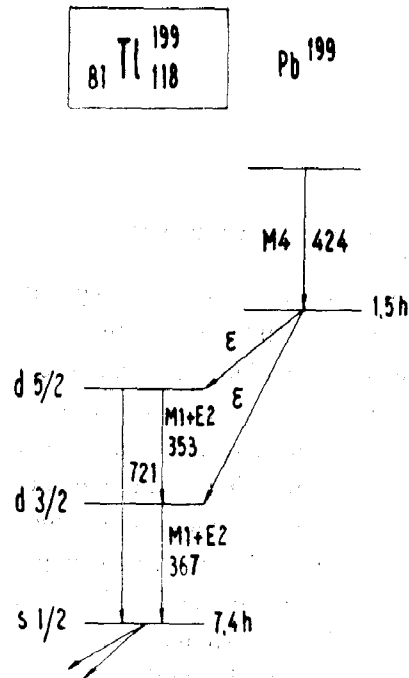


Figura 1

Los valores teóricos resultantes a partir del desarrollo de Arima, Horie y Sano ³⁷ son todavía superiores a los valores experimentales, pero se obtiene un factor de retardamiento de 5 para las transiciones *l*-permitidas y 7 para las *l*-prohibidas en lugar de 5 y 100 respectivamente, de acuerdo con el modelo de la partícula independiente. La teoría de Arima, Horie y Sano ³⁷ relaciona las probabilidades de transición para transiciones permitidas y *l*-prohibidas según un factor *F* (factor de desfavorecimiento). Si bien con la configuración introducida por estos autores, se consigue una expresión para las transiciones *l*-prohibidas más acorde con los resultados experimentales, queda todavía por explicar el factor de retardamiento obtenido para las transiciones permitidas.

VI. COEFICIENTE DE CONVERSIÓN INTERNA Y ESTRUCTURA NUCLEAR

Se hará referencia ahora a la influencia de la estructura nuclear en los coeficientes de conversión interna. Como ejemplo se tomará el correspondiente a la transición de 0,279 Mev. Church y Weneser ³⁸, han obtenido una expresión del elemento de matriz correspondiente a la transición por conversión interna el cual no es estrictamente proporcional al de la transición electromagnética. La relación del elemento de matriz adicional M_e de la transición por conversión y M_γ por desexcitación electromagnética definen un parámetro.

$$\lambda = \frac{M_e}{M_\gamma} \quad (\text{donde } M_t^e = M_\gamma + M_e) \quad (\text{VI. 1})$$

el cual depende de los detalles de la estructura nuclear.

De esta forma los coeficientes de conversión interna resultan funciones de λ ; por ejemplo, para una transición electromagnética *M1* el correspondiente coeficiente de conversión interna queda expresado por ³⁸.

$$\beta_1(\lambda) \sim [1 - (\lambda - 1) C(Z, k)]^2 \beta_1(\lambda = 1), \quad (\text{VI. 2})$$

donde la función $C(Z, k)$ está tabulada (Ver Ref. ³⁸). Para valores de $\lambda = 1$ el coeficiente de conversión coincide con el valor dado por Sliv y Band ³⁹. De acuerdo con los resultados de Church y Weneser son esperadas grandes desviaciones en transiciones prohibidas o fuertemente retardadas.

El elemento de matriz es evaluado usando funciones de partícula y suponiendo para las integrales que hay total superposición entre los estados final e inicial del electrón. Para transiciones l — prohibidas se obtienen valores de los coeficientes que corresponden a valores de λ entre 5 y 10.

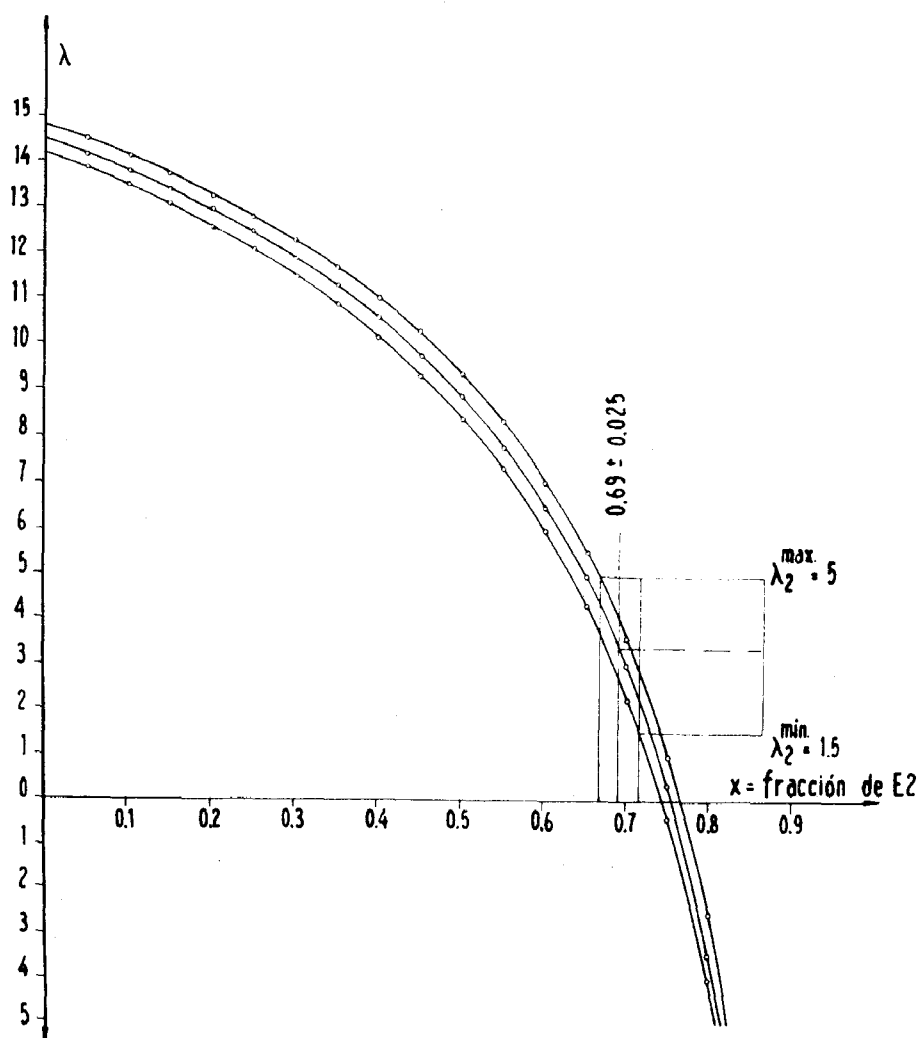


Figura 3

Suponiendo, de acuerdo con Church, Rose y Weneser ⁴⁰ que el coeficiente de conversión para transiciones $E2$ no es afectado por los detalles de la estructura nuclear, se obtienen los siguientes valores para la transición de 0,279 Mev en el Tl^{203} .

$$\begin{aligned} \alpha_2^K &= 0,0770 \\ \beta_1^K &= 0,3972 \quad (\lambda = 1). \end{aligned}$$

La figura 3 muestra el valor de λ en función de x (fracción de E2 en la transición). Los valores de λ compatibles con $x = 0,69 \pm 0,025$ son: $1,5 \leq \lambda \leq 5,0$. Si bien el valor de λ es el límite inferior para considerar apreciable la influencia de la estructura nuclear sobre los coeficientes de conversión interna, se puede considerar que existe un débil efecto. Para la transición M1 l -permitida, se obtiene el siguiente valor que, comparado con el correspondiente medido experimentalmente, está un poco fuera de los límites del error de la medida:

$$\begin{aligned}\beta_1^K (\lambda = 1) &= 0,1506 \\ \beta_1^K (\text{exp.}) &= 0,120 \pm 0,015\end{aligned}\quad (\text{VI. 4})$$

VII. DISCUSIÓN

Dado que el número de protones del Tl difiere en una unidad del número mágico 82, se explica la excelente concordancia entre la asignación del carácter de los niveles a partir del modelo de la partícula independiente y los resultados experimentales. Sin embargo con dicho modelo no se obtiene un acuerdo exacto entre las probabilidades de transición electromagnéticas calculadas y medidas. Las transiciones cuadrupolares eléctricas están favorecidas en un factor del orden de 10 respecto a las predicciones teóricas; la transición dipolar magnética permitida está inhibida en un factor 5 y la dipolar magnética l -prohibida está inhibida en un factor 1000.

Introduciendo un acoplamiento débil entre la partícula independiente y el corazón del núcleo, las probabilidades de transición calculadas para transiciones E2 resultan ser un factor 7,8 veces superiores a las obtenidas a partir del modelo de la partícula independiente. En el cálculo de las probabilidades de transición con el formalismo usado 28-32 se ha tomado el factor $k = 40$ Mev, no conociéndose su valor exacto, por tanto los resultados obtenidos deben considerarse que están afectados por un cierto error. Otros factores que introducen nuevas incertidumbres son la energía del fonón y la tensión superficial, dado que no se han medido y solo son estimaciones.

Teniendo en cuenta que la tensión superficial es siempre más grande para núcleos de A-impar que para los par-par y que aumenta rápidamente a medida que aquellos se aproximan a un número mágico, es razonable asignarle un valor de $C = 720$ Mev.

La energía del fonón ha sido estimada en 2 Mev, correspondiendo un valor para la amplitud de acoplamiento de 0,25. Este valor es comparable al que obtiene True ⁴¹ para el Pb²⁰⁷ suponiendo la energía para el fonón de 5 Mev.

Respecto de los valores de las probabilidades de transición para las transiciones dipolares magnéticas, la teoría de Arima, Horie y Sano ³⁷ es aplicable para el caso de las *l*-prohibidas, pero no se obtiene el acuerdo correspondiente para la permitida. Resulta por tanto necesario establecer otro tipo de acoplamiento.

En lo que concierne a la influencia de la estructura nuclear en los coeficientes de conversión interna, para núcleos de la región pesada de Z impar, la teoría de Church y Weneser ³⁸ predice un valor de λ comprendido entre 5 y 10 para transiciones *l*-prohibidas. En el caso particular de Tl²⁰³, el coeficiente de conversión interna correspondiente a la transición $d\ 3/2 \rightarrow s\ 1/2$ (componente dipolar magnética) calculado a partir de esa teoría, concuerda con el resultado experimental para el valor $\lambda = 5$. Para corroborar con más estadística las predicciones de aquélla es necesario realizar más estudios sistemáticos en la zona de los elementos pesados de Z impar.

AGRADECIMIENTO. — Expresamos nuestro agradecimiento al doctor C. A. Mallmann por las discusiones sobre el presente trabajo. Uno de los autores (T. R. G.) ha sido invitado al país por el Superior Gobierno de la Nación Argentina, bajo los auspicios de la UNESCO.

REFERENCIAS

1. I. BERGSTRÖM y G. ANDERSON, Ark. f. Fysik **12**, 415 (1958).
2. P. F. A. KLINKENBERG, Revs. Mod. Phys. **24**, 63 (1952).
3. WAPSTRA, MAEDER, NIJGH y ORNSTEIN, Physica **20**, 169 (1954).
4. A. H. WAPSTRA y G. J. NIJGH, Nuclear Phys. **1**, 245 (1956).
5. NORDLING, SIEGBAHN, SOKOLOWSKI y WAPSTRA, Nuclear Phys. **1**, 326 (1956).
6. BARLOUTAUD, GREJENBINE y RIOU, Compt. Rend. **240**, 1207 (1955).
7. P. H. STELSON y F. K. MC GOWAN, Phys. Rev. **99**, 112 (1955).
8. H. DE WAARD, Phys. Rev. **99**, 1045 (1955).
9. R. E. AZUMA y G. M. LEWIS, Phil. Mag. **46**, 1034 (1955).
10. G. T. EWAN y R. L. GRAHAM, comunicación privada.
11. F. R. METZGER, a ser publicado.
12. J. R. PRESCOTT, Proc. Phys. Soc. **A67**, 254 (1954).
13. J. VARMA, Phys. Rev. **94**, 1688 (1954).
14. T. LINDQVIST y I. MARKLUND, Nuclear Phys. **3**, 367 (1957).
15. F. K. MC GOWAN y P. H. STELSON, Phys. Rev. **103**, 1133 (1956).

16. F. K. MC GOWAN y P. H. STELSON, *Phys. Rev.* *109*, 901 (1958).
17. W. MAURER y W. RAMM, *Z. Physik* *119*, 602 (1942).
18. G. D. O'KELLEY, UCRL 1243 (1951).
19. H. W. WILSON y S. C. CURRAN, *Phil. Mag.* *42*, 762 (1951).
20. CORK, MARTIN, LE BLANC y BRANYAN, *Phys. Rev.* *85*, 386 (1952).
21. S. THULIN y K. NYBÖ, *Ark. f. Fysik* *7*, 289 (1953).
22. ALDER, BOHR, HUUS, MOTTELSON y WINTHER, *Revs. Mod. Phys.* *28*, 432 (1956).
23. S. A. MOSZKOWSKI, *Beta and Gamma Ray Spectroscopy* (Editor K. Siegbahn, North Holland Pub. Co., 1955).
24. E. CONDON y G. SHORTLEY, *The Theory of Atomic Spectra* (Cambridge University Press, 1953).
25. M. E. ROSE, *Phys. Rev.* *93*, 477 (1954).
26. L. C. BIEDENHARN y M. E. ROSE, *Revs. Mod. Phys.* *25*, 729 (1953).
27. Z. O'FRIEL y A. H. WEBER, *Phys. Rev.* *101*, 1076 (1956).
28. A. BOHR y B. MOTTELSON, *Kgl. Danske Videnskab Selskab Mat-fys. Medd.* *27*, n° 16 (1953).
29. D. C. CHOUDHURY, *Kgl. Danske Videnskab Selskab, Mat-fys. Medd.* *28*, n° 4 (1954).
30. A. KERMAN, *Phys. Rev.* *92*, 1176 (1953).
31. K. W. FORD y C. LEVINSON, *Phys. Rev.* *100*, 1 (1955).
32. W. W. TRUE y K. W. FORD, *Phys. Rev.* *109*, 1675 (1958).
33. S. A. MOSZKOWSKI, *Phys. Rev.* *89*, 474 (1953).
34. R. G. SACHS, *Phys. Rev.* *84*, 379 (1951).
35. L. SPRUCH y A. ROTENBERG, *Phys. Rev.* *103*, 365 (1956).
36. A. ARIMA y H. HORIE, *Progress Th. Phys.* *12*, 623 (1954).
37. ARIMA, HORIE y SANO, *Progress Th. Phys.* *17*, 567 (1957).
38. E. L. CHURCH y J. WENESER, *Phys. Rev.* *104*, 1382 (1956).
39. L. A. SLIV y I. M. BAND, *Tables of Coefficients of Internal Conversion of Gamma Radiation*, Report 57 ICC K. 1 (U. S. A.).
40. CHURCH, ROSE y WENESER, *Phys. Rev.* *109*, 1299 (1958).
41. W. W. TRUE, *Phys. Rev.* *101*, 1342 (1956).

