

Tesis de Posgrado

Estudio de transiciones beta primeras prohibidas en el Rb 86, Sb 122, Pr 144, Nd 147 y Re 188

Cambiaggio de Questa, María Cristina

1972

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

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

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

Cita tipo APA:

Cambiaggio de Questa, María Cristina. (1972). Estudio de transiciones beta primeras prohibidas en el Rb 86, Sb 122, Pr 144, Nd 147 y Re 188. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1451_CambiaggiodeQuesta.pdf

Cita tipo Chicago:

Cambiaggio de Questa, María Cristina. "Estudio de transiciones beta primeras prohibidas en el Rb 86, Sb 122, Pr 144, Nd 147 y Re 188". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1972.

http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1451_CambiaggiodeQuesta.pdf

EXACTAS UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA

Universidad de Buenos Aires

ESTUDIO DE TRANSICIONES BETA PRIMERAS PROMPTAS
EN EL Rb⁸⁶, Sb¹²², Pr¹⁴⁴, Nd¹⁴⁷ Y Re¹⁸⁸

Tesis Doctoral
de
María Cristina Cambiaggio de Questa

Dirigida por el
Dr. Horacio E. Rosch

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Universidad de Buenos Aires

Buenos Aires

Noviembre de 1972

145

Rec. No 1451

INDICE

Introducción	1
Capítulo I. Teoría de la desintegración beta	4
Capítulo II. Formalismo	16
Capítulo III. Dispositivo experimental	21
Capítulo IV. Obtención y tratamiento de los datos experimentales ..	30
Capítulo V. Resultados experimentales	37
Capítulo VI. Análisis de las transiciones beta $2^- \rightarrow 2^+$ en el Rb ⁸⁶ y el Sb ¹²²	58
Capítulo VII. Análisis de las transiciones beta $0^- \rightarrow 0^+$ y $0^- \rightarrow 2^+$ en el Pr ¹⁴⁴	76
Capítulo VIII. Análisis de la transición $\frac{5}{2}^- (369 \text{ keV } \beta^-) \frac{5}{2}^+$ en el Nd ¹⁴⁷	83
Capítulo IX. Análisis de las transiciones beta $1^- \rightarrow 2^+$ y $1^- \rightarrow 0^+$ en el Re ¹⁸⁸	91
Agradecimientos	102

INTRODUCCION

En los últimos años el estudio de las transiciones beta se ha dirigido, principalmente, a la obtención de los elementos de matriz nucleares. Como la forma del Hamiltoniano de interacción para la desintegración beta está bien establecida, los elementos de matriz determinados a partir de datos experimentales proveen información sobre la estructura nuclear y pueden ser comparados con los calculados utilizando distintos modelos nucleares. El interés en la determinación de estos parámetros se ha visto acrecentado últimamente, ya que recién ahora se dispone de técnicas computacionales y de computadoras lo suficientemente poderosas como para permitir hallar los elementos de matriz en forma independiente.

La información que se puede extraer de estos parámetros es tanto más valiosa cuanto mayor es la cantidad y calidad de los datos experimentales de que se dispone. Teniendo en cuenta, además, el notable avance de las técnicas experimentales de análisis de pulsos en los últimos diez años, especialmente después de la introducción de los detectores semiconductores, se comprende el interés despertado por la medición de los observables de la desintegración beta.

En la primera parte de la tesis se midieron la forma de espectro y la correlación angular beta-gamma para las transiciones $2^- (1^-) 2^+ (2^+) 0^+$ en el Rb^{86} y Sb^{122} y $0^- (1^-) 2^+ (2^+) 0^+$ en el Pr^{144} y la forma de espectro para la transición directa $0^- (1^-) 0^+$ en el Pr^{144} . Luego se determinaron los elementos de matriz nucleares en los casos del Rb^{86} y Sb^{122} . Para el primero de estos nucleidos existen varias mediciones previas de forma de espectro y correlación angular beta-gamma. Por lo tanto las mediciones se encararon como otra comprobación del buen funcionamiento del equipo experimental utilizado, aunque resulten válidas en sí mismas. En cuanto a los elementos de ma-

triz nucleares las determinaciones anteriores no coinciden entre sí.

Respecto a la transición beta de 1400 keV del Sb^{122} existe una única medida de la forma de espectro. Por otra parte hay dos trabajos previos sobre los elementos de matriz nucleares. Uno data de 1963 y en consecuencia la información experimental analizada es incompleta y además no se utilizó un método de minimización en la búsqueda de los parámetros. El otro está invalidado porque tiene un error en las fórmulas. Por lo tanto resulta interesante analizar esta transición.

El caso del Pr^{144} es totalmente distinto de los otros analizados en la presente tesis. En este nucleido se estudiaron las transiciones beta $0^- \rightarrow 0^+$ (directa) y $0^- \rightarrow 2^+$ (al primer nivel excitado del Nd^{144}). Esta última es una primera prohibida única. Justamente las formas de espectro de las transiciones beta primeras prohibidas únicas y $0^- \rightarrow 0^-$ son unos de los pocos observables que permiten extraer información acerca del término pseudotensorial inducido por las interacciones fuertes en el Hamiltoniano beta. La existencia de ese término ha sido sugerida durante la década pasada por varios autores, basándose en los siguientes estudios: observación de la captura muónica en hidrógeno líquido, C^{12} y O^{16} ; valores ft de la desintegración beta del N^{12} y B^{12} ; análisis de formas de espectro en transiciones beta únicas y $0^- \rightarrow 0^-$. La situación actual es contradictoria. Si sólo se considera el caso del Pr^{144} , las medidas de Porter y col. pueden explicarse sin la introducción de términos inducidos mientras que las de Daniel y col. requieren la presencia de la interacción pseudotensorial inducida. Por eso se realizó en este trabajo una reinvestigación de ambas transiciones.

Por último se analizaron las siguientes transiciones beta: la de 369 keV del Nd^{147} y las $1^- \rightarrow 2^+$ y $1^- \rightarrow 0^+$ del Re^{188} . Para ninguno de los dos nucleidos se realizaron mediciones ya que en ambos casos se dispone de abundante información experimental. En cuanto al

Nd^{147} no existe ninguna determinación de los elementos de matriz nucleares.

Respecto al Re^{188} se ha hecho por primera vez un análisis simultáneo de las dos transiciones mencionadas anteriormente, teniendo en cuenta que existe una relación geométrica entre los elementos de matriz homólogos de acuerdo con el modelo de Nilsson.

CAPITULO I

TEORIA DE LA DESINTEGRACION BETA

I.1. Probabilidad de transición

La probabilidad de transición beta de un estado inicial i a un estado final f puede expresarse en teoría de perturbaciones de primer orden dependiente del tiempo, como

$$P_{if} = \frac{2}{\hbar} \int M_{if}^2 dn/dW \quad (I.1)$$

donde M_{if} es el elemento de matriz de la transición y dn/dW es la densidad de estados correspondiente a la energía W para una transición beta con energía final W_0 (factor estadístico). La suma (o integración) se realiza sobre los parámetros del estado final que no sean observados. Los parámetros importantes son la energía del electrón emitido (W), la dirección de emisión del electrón (p), la dirección de emisión del neutrino (q), el grado de polarización longitudinal de los electrones emitidos (λ), el spin del núcleo después de la desintegración (J).

Si se integra sobre todos los parámetros, se obtiene la probabilidad de transición total, es decir, el valor ft . Si se deja libre W , se encuentra la dependencia de la probabilidad de transición con respecto a la energía del electrón, o sea, la forma del espectro beta.

Al hacer una reflexión espacial, los vectores polares p y q cambian de signo; en cambio los vectores axiales λ y J no. Entonces, la distribución angular de los electrones emitidos por núcleos orientados ($p \cdot J$) o la polarización longitudinal de los electrones ($p \cdot \lambda$) dan información acerca de las interacciones beta si la paridad no se conserva.

Si la desintegración beta es seguida por una transición gamma, se pueden obtener datos adicionales sobre correlación angular beta-gamma y sobre correlación angular beta-gamma circularmente pola-

rizado.

I.2. Factor estadístico

El factor dn/dW en la ecuación (I.1) es el producto del número de estados del electrón por los del neutrino por unidad de intervalo de energía.

Si el electrón es emitido con un impulso entre p y $p+dp$, en un ángulo sólido $d\Omega_e$, y el neutrino con impulso entre q y $q+dq$ en un ángulo sólido $d\Omega_\nu$, el número de estados es

$$dn = \frac{p^2 dp d\Omega_e}{h^3} \frac{q^2 dq d\Omega_\nu}{h^3} \quad (I.2)$$

Los factores h^3 son constantes de normalización tales que se tiene una partícula en el volumen unidad. Usando $\hbar = c = m_0 = 1$, resulta

$$p^2 = W^2 - 1 \quad , \quad p dp = W dW \quad , \quad (I.3)$$

$$q = W_0 - W \quad , \quad dq = -dW \quad . \quad (I.4)$$

Integrando sobre todas las direcciones de electrones y neutrinos, se obtiene

$$dn/dW = p W (W_0 - W)^2 \quad (I.5)$$

I.3. Elementos de matriz para transiciones permitidas y primeras prohibidas

El elemento de matriz M_{if} debe calcularse integrando la densidad de interacción H sobre el volumen nuclear y sumando sobre todos los nucleones

$$M_{if} = \sum_{j=1}^A H_j \quad (I.6)$$

La densidad de Hamiltoniano H para la desintegración β^- ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$) es del tipo

$$H_k = g_k \left(\begin{matrix} p & 0 & k \\ & n & \end{matrix} \right) \left(\begin{matrix} e & 0 & k \\ & (1+ & -) & \end{matrix} \right) \quad (I.7)$$

El primer factor es el elemento de matriz nuclear y el segundo es leptónico. Las ψ son las funciones de onda, O_k es el operador de interacción y g_k es la constante de acoplamiento correspondiente. El factor $(1 + \gamma_5)$ aparece debido a la no conservación de la paridad.

Hay 16 operadores O_k linealmente independientes que son hermiticos e invariantes de Lorentz. Pueden escribirse como productos de las matrices de Dirac de 4×4 : $1, \gamma_5, \gamma_\mu$ y $\gamma_\mu \gamma_5$. Según las propiedades de transformación se dividen en 5 grupos como se muestra en la tabla I.1. ($\gamma_5 = i\gamma_1\gamma_2\gamma_3\gamma_4$)

Tabla I.1

grupo	O_k en la notación de Dirac	O_k en la notación común no relat.	O_k en la notación común relat.	n° de matrices
escalar = S	-1			1
vector = V	1	$i\gamma_\mu$		4
tensor anti-simétrico = T	-1			6
vector axial = A	-1		-1	4
pseudo escalar = P	-1		1	1

En la notación común se tiene

donde σ_i es la matriz de Pauli de 2×2 con sus tres componentes y τ_2 es la matriz unitaria de 2×2 . En esta notación los operadores se dividen en dos partes: la relativista y la no relativista. Los elementos de matriz no relativistas son un orden de magnitud mayor que los relativistas.

El Hamiltoniano beta general es una combinación lineal de las cinco interacciones

$$H = \sum_k g_k C_k H_k \quad (I.8)$$

con $g_k = g C_k$ ($k = S, V, T, A, P$).

Reemplazando resulta

$$M_{if} = g \sum_{j=1}^A C_k \left(\begin{matrix} p & 0 \\ k & n \end{matrix} \right) \left(\begin{matrix} 0 & 0 \\ 0 & k \end{matrix} \right) (1+) \quad d_j \quad (I.9)$$

La integración en las coordenadas nucleares y leptónicas puede separarse si se hace una aproximación para las funciones de onda de los leptones. Para el neutrino la función de onda es una onda plana

$$\psi(r) = u \exp(-i q \cdot r) \quad (I.10)$$

Si se desprecia la interacción electromagnética entre el núcleo y el electrón, la función de onda de este último también puede escribirse como una onda plana

$$\psi_0(r) = u_0 \exp(i p \cdot r) \quad (I.11)$$

Tomando $p+q = k$, el elemento de matriz leptónico resulta

$$\begin{aligned} \bar{\psi}_0 \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & k \end{pmatrix} (1+) \psi &= \bar{u}_0 \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & k \end{pmatrix} (1+) u \exp(-i k \cdot r) = \\ &= \bar{u}_0 \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & k \end{pmatrix} (1+) u \left[1 - i(k \cdot r) - (k \cdot r)^2 + \dots \right] \end{aligned} \quad (I.12)$$

Para energías del orden del MeV, vale $kR \approx 0.1$, siendo R el radio nuclear. Por lo tanto el primer término del desarrollo es un orden de magnitud mayor que el segundo.

Ahora pueden ordenarse los elementos de matriz de acuerdo con su orden de magnitud teniendo en cuenta que:

- (i) los elementos de matriz relativistas son un orden de magnitud menor que los no relativistas;
- (ii) los términos sucesivos del desarrollo del elemento de matriz leptónico difieren también en un orden de magnitud.

La mayor probabilidad de transición se encuentra combinando los elementos de matriz nucleares no relativistas con el primer término del desarrollo leptónico y corresponde a las transiciones beta permitidas. Si debido a reglas de selección estos elementos de matriz nucleares se anulan, hay que considerar los elementos relativistas combinados con el primer término del desarrollo y también los no relativistas con el segundo término. Estas transiciones son las llamadas transiciones beta primeras prohibidas. Así puede seguirse con la clasificación.

El estudio experimental de las transiciones beta permitidas, especialmente la obtención de la correlación beta-neutrino, ha probado que las únicas interacciones que contribuyen son las de los grupos V y A.

En la tabla I.2 se muestran los elementos de matriz nucleares que aparecen en las transiciones permitidas y primeras prohibidas y las correspondientes reglas de selección.

Tabla I.2

tipo	elementos de matriz		Δj
	no relat.	relat	
permitidas V	1		0
($\pi^- = \text{no}$) A			1,0 (0/0)
V			1,0 (0 0)
primeras	r		1,0 (0 0)
prohibidas A		$\int i \gamma_5$	0
($\pi^- = \text{si}$)	.r		0
	xr		1,0 (0 0)
	B_{ij}		2,1,0 (0 0, $\frac{1}{2} / \frac{1}{2}, 0 < 1)$

Las 9 componentes de r_j ($j=1,2,3$) se reducen a un escalar .r, un vector $i \ x_r$ y un tensor simétrico con traza nula

$$\left\{ B_{ij} = (i r_j + j r_i - i j \cdot r) \right. \quad (I.13)$$

Las transiciones primeras prohibidas con $-J = 2$ se llaman únicas, y las que tienen $-J = 0, 1$, no únicas.

La suma de los cuadrados de los elementos de matriz se expresa en función del factor de forma $C(W)$

$$\sum_{if} |M_{if}|^2 = g^2 C(W) \quad (I.14)$$

En las transiciones permitidas

$$C(W) = C_V^2 |1|^2 + C_A^2 \quad (I.15)$$

El factor de forma de espectro resulta independiente de la energía y por lo tanto la distribución en energía de los electrones está determinada únicamente por el factor estadístico.

El cociente entre las constantes de acoplamiento axial y vectorial ha sido determinado¹⁾

$$C_A/C_V = -1.18 \pm 0.02 \quad (I.16)$$

Como todos los observables, salvo el valor de ft , dependen solamente de cocientes de elementos de matriz nucleares, los elementos para las transiciones primeras prohibidas se normalizan a un elemento de matriz, que puede deducirse del valor de ft . Los cocientes de elementos de matriz nucleares w, v, x, u, y, z utilizados en esta tesis son:

$$\begin{aligned} w &= C_A |1 \cdot r| & u &= -C_A \cdot x r \\ v &= -C_A & y &= -C_V \\ x &= -C_V |1 \cdot r| & z &= C_A |1 B_{ij}| \end{aligned} \quad (I.17)$$

I.4. Función de Fermi

Hasta ahora no se ha tenido en cuenta la influencia del campo electrostático del núcleo sobre el electrón emitido. Para considerar ese efecto se introduce un factor

$$F(Z, W) = F_0(Z, W) L_0(Z, W)$$

en la ecuación (I.1). $F_0(Z, W)$ es la función de Fermi para un núcleo puntual aislado. $L_0(Z, W)$ es un factor de corrección que tiene en cuenta el tamaño finito del núcleo y el apantallamiento del potencial coulombiano por los electrones atómicos. El espectro de energías de los electrones emitidos resulta entonces

$$N(W) dW = p W (W_0 - W)^2 F(Z, W) C(W) dW \quad (I.18)$$

La expresión general de $F(Z, W)$ es

$$F(Z, W) = (2 p^2)^{-1} f_1(R)^2 + g_{-1}(R)^2 \quad (I.19)$$

donde R es el radio nuclear y f_1 y g_{-1} son las soluciones de las ecuaciones radiales de Dirac.

En esta tesis se calcularon las funciones radiales con el mismo método empleado por Tha lla y Rose²⁾.

I.5. La aproximación en las transiciones beta primeras prohibidas

El coeficiente se define como

$$= Z / 2R \quad (I.20)$$

donde es la constante de estructura fina, Z es el número atómico del núcleo hijo y R es el radio nuclear. Aparece en las siguientes combinaciones de elementos de matriz nucleares

$$V = v + w ; \quad Y = y - (u + x) \quad (I.21)$$

La interpretación física de es evidente, ya que $2 \zeta = \alpha Z/R$ es la energía coulombiana de un electrón en el campo nuclear, a una distancia igual al radio nuclear. Como en muchos casos esta energía es grande comparada con la energía final W_0 , es útil desarrollar las expresiones de los observables en potencias de . El término principal es proporcional a ².

La a proximación implica que sólo se retienen los términos del orden de ² (cf. ref. 3). Corresponde a la suposición

$$V \quad Y \quad w \quad u \quad x \quad . \quad (I.22)$$

En esta aproximación el factor de forma de espectro resulta independiente de la energía, como en las transiciones permitidas. En cuanto a la correlación angular se obtiene, en orden de magnitud,

$$\xi \sim \frac{p^2}{W} \quad . \quad (I.23)$$

o sea, un valor pequeño.

En resumen, en esta aproximación la dependencia en ángulo y energía de todos los observables es aproximadamente la misma que en el caso de las transiciones permitidas.

Según Weidmüller⁴⁾, si una transición beta primera prohibida puede describirse bien mediante la aproximación, es decir, si las mediciones de los observables concuerdan con dicha aproximación, entonces no pueden determinarse los valores individuales de los elementos de matriz nucleares, sino sólo las combinaciones lineales V e Y. Sin embargo algunos autores^{5,6)} han encontrado que, aunque se cumpla la aproximación, es posible extraer información útil si se dispone de suficientes datos experimentales precisos.

Las desviaciones de la aproximación se deben a tres causas:

- 1) En los núcleos livianos las energías finales son generalmente grandes y Z es pequeño, de tal forma que no necesariamente se cumple

$$W_0.$$

- 2) Las combinaciones lineales V e Y pueden resultar pequeñas aunque los elementos de matriz sean grandes. Entonces se tiene

$$V \quad o \quad Y \quad w \quad u \quad x \quad . \quad (I.24)$$

Esto se conoce como efecto de cancelación.

- 3) Es posible que, debido a alguna regla de selección nuclear, todos los elementos de matriz que aparecen en V y en Y sean pequeños, mientras que el único restante, $i B_{ij}$, mantenga su orden de mag-

nitud normal. Este es el efecto de regla de selección.

El efecto de cancelación se debe a una interferencia destructiva fortuita entre los elementos de matriz y hasta ahora no se le ha encontrado ningún significado físico. En cambio, en el caso del efecto de regla de selección existen diferentes posibilidades que explican el aumento relativo del elemento de matriz ρ_{ij} .

I.6. Relaciones teóricas entre elementos de matriz

En la vieja teoría de Fermi de la desintegración beta se construía la densidad de interacción acoplando una corriente a un potencial, en analogía con la interacción electromagnética. Últimamente se ha utilizado un esquema distinto. Se acoplan dos corrientes⁷⁾: la nuclear J y la leptónica j ($i = 1, 2, 3, 4$). El Hamiltoniano resulta

$$H = g \int J j + J j \quad (I.2)$$

La corriente nuclear se puede dividir en dos partes: la vectorial y la axial.

En la interacción electromagnética, la constante de acoplamiento no es renormalizada por efecto de las interacciones fuertes. Ello se debe a la conservación de la corriente electromagnética.

En la interacción débil, la constante de acoplamiento vectorial de la desintegración beta resulta igual a la constante de acoplamiento de la desintegración muónica. Es decir que parece no haber efectos de renormalización debidos a las interacciones fuertes. Por analogía con la interacción electromagnética, se supone la conservación de la corriente nuclear vectorial.

La teoría de la conservación de la corriente vectorial (CVC) permite hacer varias predicciones. Hasta ahora todos los resultados experimentales están de acuerdo con esta teoría.

En las transiciones beta primeras prohibidas la teoría

CVC lleva a una relación entre los elementos de matriz vectoriales. En realidad la corriente vectorial no se conserva estrictamente debido a la influencia de la interacción electromagnética. Usando para este efecto la estimación dada por Ahrens y Feenberg⁸⁾, Fujita⁹⁾ y Eichler¹⁰⁾ han llegado a la siguiente relación

$$\frac{G}{G_0} = 2.4 + W_0 - 2.5 \quad (I.26)$$

Hay que tener en cuenta, sin embargo, que el cociente $\frac{G}{G_0}$ puede estimarse sin usar la teoría CVC, considerando potenciales nucleares específicos. Pursey¹¹⁾ obtuvo $\frac{G}{G_0} \sim 2.4$ y Blin-Stoyle¹²⁾, $\frac{G}{G_0} \sim 2.6$. Estos valores son muy cercanos a los deducidos de la teoría CVC. Por lo tanto no puede esperarse que una determinación de $\frac{G}{G_0}$ dé información acerca de la validez de la teoría CVC.

Hasta ahora se trató la relación entre elementos de matriz vectoriales y se vio que es posible calcularla sin usar modelos nucleares, con la teoría CVC. Como la corriente axial no se conserva, la relación entre los elementos de matriz correspondientes sólo puede estimarse utilizando algún modelo particular.

La relación entre los elementos de matriz axiales es

$$\frac{G_A}{G_0} = \frac{1}{2} \frac{G_V}{G_0} \quad (I.27)$$

Pursey¹¹⁾ obtuvo $\frac{G_A}{G_0} = 2$ y Ahrens y Feenberg⁸⁾, $\frac{G_A}{G_0} = 1$.

I.7. Términos inducidos por las interacciones fuertes

Las interacciones fuertes inducen varios términos en el Hamiltoniano beta¹³⁾. Al considerar la corriente nuclear vectorial aparecen tres términos: uno es el vectorial ya mencionado, otro es un escalar inducido y el último es tensorial inducido. La teoría de la conservación de la corriente vectorial predice que el término escalar inducido es cero y fija un cierto valor para el tensorial inducido.

Del tratamiento de la corriente nuclear axial surgen

otros dos términos inducidos: el pseudoescalar y el pseudotensorial. Si bien está demostrado que la corriente axial no se conserva totalmente¹⁴⁾, algunos autores sugirieron que puede conservarse parcialmente, es decir, en algún límite¹⁵⁾. Con esta teoría de la corriente axial parcialmente conservada, PCAC, se predice que el término pseudoescalar es muy pequeño en la desintegración beta. La constante de acoplamiento correspondiente resulta ser del orden de 0.05 por la constante de acoplamiento axial.

Respecto al término pseudotensorial inducido no hay predicciones teóricas. Actualmente se está recolectando información experimental acerca de la existencia del mismo y todavía no se ha llegado a una conclusión definitiva. Los valores de f_t , las correlaciones angulares beta-gamma en transiciones beta permitidas y las formas de espectro de las transiciones beta primeras prohibidas únicas y $0^- \rightarrow 0$ son en principio los únicos observables que permiten extraer información acerca del término pseudotensorial inducido. Esto se debe a que en esos observables la contribución del término mencionado es dominante o al menos del mismo orden que la de los elementos de matriz nucleares.

Referencias

- 1) C. P. Bhalla, Phys. Lett. 19 (1965) 691.
- 2) C. P. Bhalla y M. E. Rose, Phys. Rev. 128 (1962) 774; Table of electronic radial functions at the nuclear surface and tangents of phase shifts, Oak Ridge National Laboratory, Report ORNL 3207 (1961).
- 3) N. Morita y R. S. Morita, Phys. Rev. 109 (1958) 2048.
- 4) H. A. Beidensfiller, Rev. Mod. Phys. 33 (1961) 574.
- 5) H. A. Smith y P. C. Simms, Nucl. Phys. A159 (1970) 143.
- 6) C. W. E. Van Eijk, Nucl. Phys. A169 (1971) 239.
- 7) R. P. Feynman y M. Gell-Mann, Phys. Rev. 109 (1958) 193.
- 8) T. Ahrens y E. Feenberg, Phys. Rev. 86 (1952) 64.

- 9) J. I. Fujita, Progr. Theor. Phys. 28 (1962) 338.
- 10) J. Eichler, Z. Phys. 171 (1963) 463.
- 11) D. L. Pursey, Phil. Mag. 42 (1951) 1193.
- 12) R. J. Blin-Stoyle, Nucl. Phys. 57 (1964) 232.
- 13) R. J. Blin-Stoyle y S. C. K. Nair, Advances in Physics 15 (1966) 493.
- 14) M. J. Goldberger y S. B. Treiman, Phys. Rev. 110 (1958) 1178.
- 15) J. Bernstein, M. Cell-Mann y L. Michel, Nuovo Cimento 16 (1960) 560.

CAPITULO II

FORMALISMO

En la sección I.3 se tomó la función de onda del electrón como una onda plana. Esto es sólo una primera aproximación. En la deducción de las expresiones teóricas de los observables de la desintegración beta las funciones de onda leptónicas son las soluciones de la ecuación de Dirac. El desarrollo del Hamiltoniano se hace en esféricos armónicos y esféricos armónicos vectoriales. La clasificación de las transiciones beta en permitidas, primeras prohibidas, etc., se realiza en forma análoga a la ya mencionada. Los elementos de matriz para esos dos tipos de transiciones resultan ser los de la tabla I.2.

II.1. Primeras prohibidas no únicas

Para el caso de transiciones beta primeras prohibidas no únicas, las fórmulas para los distintos observables utilizadas en la presente tesis son las dadas en la ref.1). En esas expresiones no se tienen en cuenta los efectos inducidos por la interacción fuerte (pseudoescalar y pseudotensorial), ni tampoco los términos de mayor orden (terceras prohibidas) en el desarrollo del Hamiltoniano. Ambos efectos son importantes sólo en las transiciones permitidas, primeras prohibidas únicas y $0^- \rightarrow 0^+$. Sin embargo, el formalismo utilizado permite incorporar fácilmente las contribuciones debidas a esos efectos. Además en ese formalismo se toman las funciones radiales leptónicas o completas y no sólo el primer orden como hacen por ejemplo Morita y Morita²⁾. Los detalles sobre el nuevo formalismo se pueden ver en la ref. 3).

La expresión correspondiente al factor de forma de espectro es

$$C(W) = N B^{(0)} = N \sum_{\alpha, \beta, \gamma} C_{\alpha\beta\gamma}(\alpha, \beta, \gamma)^2 \quad (\text{II.1})$$

donde
$$N = \frac{1}{2} \frac{p^2 q^2}{p^2 q^2} F(Z,W) \quad . \quad (II.2)$$

Y l y l' son los números cuánticos del electrón y del neutrino, respectivamente, y λ es el orden de los operadores tensoriales definidos en la ecuación (I.17). Los coeficientes $C_l(l', \lambda)$ están dados en la ref. 1) como funciones de los elementos de matriz nucleares definidos en la ecuación (I.17) y de las funciones de onda radiales leptónicas calculadas para el radio nuclear. N es el elemento de matriz al cual se normalizan los demás, o "factor de escala".

La polarización longitudinal es

$$P_L(W) = P_R(W) / C_L(W) \quad (II.3)$$

donde P_R que es la polarización relativa, está dada por

$$P_R(W) = -2 N W p^{-1} \sum_{l, l', \lambda} C_l(l', \lambda) C_{l'}(-l', -\lambda) \sin(\delta_l + \delta_{l'}) \quad , \quad (II.4)$$

siendo δ_l el corrimiento de fase coulombiano del electrón²⁾.

Cuando se considera la correlación angular entre un rayo beta y un rayo gamma subsiguiente en la transición $J \rightarrow J' \rightarrow J''$, el parámetro $B^{(m)}$ se define como

$$B^{(m)} = \sum_{l, l', \lambda} b_{l, l', \lambda}^{(m)} \quad (m; J, J', J'') \quad . \quad (II.5)$$

Los coeficientes $b_{l, l', \lambda}^{(m)}$ son los parámetros de partícula dados en la ref. 1). Los $\tilde{C}_{l, l', \lambda}^{(m)}$ representan factores geométricos⁴⁾:

La correlación angular beta-gamma se obtiene mediante el cociente

$$\xi(W) = B^{(2)} / B^{(0)} \quad . \quad (II.6)$$

Correspondientemente, el coeficiente de asimetría \tilde{A} que caracteriza la polarización de los rayos gamma

$$P_\gamma = \tilde{A} (p/W) \cos^2 \theta \quad (II.7)$$

se expresa en función de los parámetros de partícula como

$$\tilde{A} = -(W/p) [B^{(1)} + B^{(3)} (\cos^2 \theta - \frac{1}{2})] / B^{(0)} + B^{(2)} (\cos^2 \theta - \frac{1}{2}) \quad . \quad (II.8)$$

La distribución angular de los rayos gamma que siguen a los rayos beta en la desintegración de núcleos orientados, integrada sobre la energía de los electrones, es

$$N_{\gamma}(-) = \sum_{\mathbf{k}} (-)^{J+J'+k} \bar{f}_{\mathbf{k}}(J) \left[\sum_{\lambda} (-)^{\lambda} \left\{ \begin{matrix} J & J & k \\ J' & J' & 0 \end{matrix} \right\} (2J'+1)^{-1} C_{\lambda}^{\lambda}(\theta) \right] \left[\sum_{\lambda} (-)^{\lambda} F_{\mathbf{k}}(\lambda, \lambda, J'', J') \lambda^{-1} P_{\mathbf{k}}(\cos \theta) \right] \quad (\text{II.9})$$

$\bar{f}_{\mathbf{k}}(J)$ son los parámetros que especifican el grado de orientación del núcleo. También se suelen usar los parámetros $f_{\mathbf{k}}(J)$ introducidos por Tolhoek y Cox⁵⁾. La relación entre ambos es la siguiente

$$\bar{f}_{\mathbf{k}}(J) = \binom{2k}{\mathbf{k}} J^{\mathbf{k}} \left[\frac{(2k-1)(2J-k)!}{(2J+k+1)!} \right] f_{\mathbf{k}}(J) \quad (\text{II.10})$$

λ y λ' son las multipolaridades de la transición gamma y a_{λ} son los correspondientes elementos de matriz reducidos. Los $F_{\mathbf{k}}$ están definidos en la forma usual (cf. ref. 6) y $P_{\mathbf{k}}(\cos \theta)$ son los polinomios de Legendre.

En cuanto a la distribución de los electrones emitidos por núcleos orientados, la fórmula correspondiente es

$$N_{\text{e}}(-) = \sum_{\mathbf{k}} \bar{f}_{\mathbf{k}}(J) \left[\sum_{\lambda} (-)^{J+J'} \left\{ \begin{matrix} J & J & k \\ J' & J' & 0 \end{matrix} \right\} b_{\lambda}^{(k)} (-)^{\lambda} P_{\mathbf{k}}(\cos \theta) \right] \quad (\text{II.11})$$

El factor de escala η se determina a partir de la vida media t ,

$$\eta^2 = 6222 / t f_0 \quad (\text{II.12})$$

donde

$$f_0 = \int_1^{W_0} W p q^2 F(Z, W) C_3(W) dW \quad (\text{II.13})$$

t está dada en segundos.

II.2. Primeras prohibidas únicas y $0^- \rightarrow 0^+$

Como ya se mencionó, en el tratamiento de estas transiciones beta se tienen en cuenta los efectos inducidos por las inter-

acciones fuertes. El término tensorial se fija en el valor dado por la teoría CVC y el pseudoescalar en el determinado con la hipótesis PCAC (ver sección I.7). En cambio el término pseudotensorial inducido queda como parámetro libre. Por lo tanto hay que considerar también términos de orden superior en el desarrollo multipolar del Hamiltoniano (terceras prohibidas) cuya contribución es competitiva con la de dicho término.

Una descripción detallada del formalismo utilizado se encuentra en las refs. 7,8).

En las transiciones primeras prohibidas $0^- \rightarrow 0^+$ sólo contribuyen los elementos de matriz de orden cero, $\langle 1 | r | 0 \rangle$ y $\langle 1 | r^2 | 0 \rangle$. Por lo tanto hay un único cociente como parámetro libre. Las fórmulas para la forma de espectro y la polarización longitudinal son las mismas que para las transiciones primeras prohibidas no únicas. Lo que cambia son los coeficientes $C_0(k, \dots)$. Estos están dados en las refs. 3,9) como función del cociente de elementos de matriz y de

$$b = 2 M g_T / g_A \quad (\text{II.14})$$

donde M es la masa del nucleón y g_A y g_T son las constantes de acoplamiento axial y pseudotensorial, respectivamente.

En las transiciones beta primeras prohibidas únicas sólo interviene el elemento de matriz de orden dos, $\langle 1 | B_{1j} | 0 \rangle$. Los coeficientes $C_2(k, \dots)$ están dados en las refs. 3,8) como funciones de

$$\begin{aligned} \langle 1 | &= \langle r^3 T_{21} / R^2 | r T_{21} \rangle, \quad \langle 2 | = \langle r^3 T_{23} / R^2 | r T_{21} \rangle \\ \langle 3 | &= \sqrt{10} \langle 1 | Y_2 r^2 | 0 \rangle / M R \langle r T_{21} \rangle \\ \langle 4 | &= \frac{g_V}{g_A} \sqrt{15} \langle 1 | r^2 T_{22} \rangle / M R \langle r T_{21} \rangle \end{aligned} \quad (\text{II.15})$$

y del cociente b de la fórmula (II.14).

La única diferencia en las expresiones de los observa-

bles con respecto a las transiciones no únicas, es que para las transiciones únicas la forma de espectro debe normalizarse dividiendo por la "forma única", $q^2 L_0 + 9 L_1$. Las cantidades L_0 y L_1 son las combinaciones usuales de funciones de onda leptónicas.¹⁰⁾

Referencias

- 1) H. E. Bosch, M. C. Cambiaggio, L. Szybisz, J. Navaza y F. Krmpotić, a publicarse en Phys. Rev.
- 2) M. Morita y R. S. Morita, Phys. Rev. 169 (1958) 2048.
- 3) L. Szybisz, tesis doctoral, Universidad de Buenos Aires (Argentina, 1972).
- 4) H. F. Schopper, Weak interactions and nuclear beta decay (North Holland Pub. Co., Amsterdam, 1966).
- 5) H. A. Tolhoek y J. A. M. Cox, Physica 19 (1953) 101.
- 6) S. R. de Groot, H. A. Tolhoek y W. J. Huiskamp, en Alpha, beta and gamma-ray spectroscopy, ed. K. Siegbahn (North Holland Pub. Co., Amsterdam, 1964) cap. XIX B.
- 7) F. Krmpotić y D. Tadić, Phys. Letters 21 (1966) 680; ibid, Phys. Rev. 178 (1969) 1804.
- 8) B. Eman, F. Krmpotić, D. Tadić y A. Nielsen, Nucl. Phys. A104 (1967) 386; S. Abeasis y F. Krmpotić, Nucl. Phys. A151 (1970) 641.
- 9) H. E. Bosch, M. Behar, M. C. Cambiaggio, G. García Bernáides y L. Szybisz, LR 37, Universidad de Buenos Aires (Argentina, 1972)
- 10) J. N. Huffaker y E. Greuling, Phys. Rev. 132 (1963) 738.

CAPITULO III

DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

III.1. Introducción

Diversos tipos de dispositivos experimentales han sido utilizados para estudiar formas de espectro beta y correlaciones angulares beta-gamma. Los más usados son los espectrómetros magnéticos. Sin embargo este tipo de espectrómetro tiene dos importantes limitaciones: baja transmisión y el hecho de que no puede obtenerse simultáneamente todo el espectro.

En los últimos años ha tomado gran impulso la detección de electrones con contadores semiconductores^{1,2)}. Estos detectores tienen varias ventajas con respecto a los dispositivos anteriores. En primer lugar se logra una resolución del orden de las que se obtienen en los espectrómetros magnéticos standard. Además, acoplado el detector semiconductor a un analizador multicanal de pulsos se puede obtener simultáneamente todo el espectro, con lo que se gana tiempo y se evitan varios inconvenientes. Este aspecto es fundamental cuando se estudia un nucleido de período corto.

Por otra parte, el dispositivo experimental es mucho más sencillo cuando se utilizan detectores semiconductores.

En este trabajo se ha usado como espectrómetro beta un sistema con detector semiconductor de litio difundido en silicio (Si(Li)), montado y puesto en funcionamiento en este laboratorio³⁾; para las mediciones correspondientes del Rb⁸⁶ y del Sb¹²².

En el caso del Pr¹⁴⁴, las transiciones medidas tienen altas energías finales (3 MeV la transición directa). Como no se disponía de un detector semiconductor con el espesor suficientemente grande como para absorber esas energías sin pérdida de eficiencia, se utilizó un cristal de antraceno.

III.2. Montaje experimental

No sólo las mediciones de correlación angular beta-gamma, sino también las de forma de espectro, se realizaron mediante coincidencias beta-gamma. De esa manera se puede seleccionar la transición beta cuya forma de espectro se quiere estudiar.

Para las mediciones de forma de espectro se empleó como contador gamma un centellador de INa colocado a aproximadamente 120 del eje fuente - detector beta. En consecuencia, no fue necesario corregir esas medidas por efecto de correlación angular.

Para la determinación de la correlación angular se usaron tres centelladores de INa como contadores gamma, colocados a 90, 180 y 270 con respecto al eje fuente - detector beta y en el mismo plano. No fue necesario utilizar detectores semiconductores de Ge(Li) ya que los rayos gamma a seleccionar se resuelven perfectamente con centelladores.

Tanto el contador de Si(Li) como el centellador de antraceno están conectados a sendos preamplificadores. La descripción del sistema es la misma para ambos detectores beta. Los pulsos de salida del preamplificador son conducidos a un amplificador ORTEC (modelo 410). La salida del amplificador se conecta a un analizador multicanal de 512 canales NUCLEAR DATA y en paralelo a un discriminador COSMIC RADIATION (modelo 801).

Por otra parte, los pulsos de salida de los centelladores gamma se hacen pasar por preamplificadores, amplificadores y a continuación por discriminadores. Tanto los amplificadores como los discriminadores son del tipo COSMIC RADIATION (modelo 801). Seleccionando la energía del rayo gamma correspondiente, se obtienen las coincidencias beta-gamma en el circuito de coincidencias. Para las mediciones de correlación angular, la salida del circuito de coincidencias se conecta al analizador multicanal mediante un sistema lógico que permite

obtener simultáneamente los tres espectros de coincidencias con la radiación gamma detectada en cada uno de los centelladores, en tres diferentes submemorias del analizador multicanal. En la fig. III.1 se muestra el diagrama en bloque del sistema.

III.3. Espectrómetro beta con detector semiconductor

Para las mediciones correspondientes al Rb^{86} y al Sb^{122} se utilizó como espectrómetro beta un detector Si(Li) montado en una cámara cilíndrica junto con un transistor de efecto de campo (FET), un preamplificador de bajo ruido y la fuente radioactiva. El detector y el FET se enfriaron a 200° K mediante un dedo de bronce en contacto con una mezcla de alcohol y hielo seco. Al montar el detector y para garantizar su contacto con la superficie en la cual va apoyado, se colocó una fina lámina de indio que además de ser muy buen conductor es un metal muy maleable. En la fig. III.2 se puede ver un esquema de la cámara.

El detector semiconductor es marca SIMTEC con las siguientes características: área 7^5 mm^2 , profundidad de barrera 3 mm y tensión de polarización -200V. El circuito preamplificador interno es un circuito sensible a carga cuya salida es independiente de la capacidad del detector. Existen otros tipos de preamplificadores sensibles a voltaje, más sofisticados, que producen mejor relación señal-ruido y en consecuencia permiten obtener mejor resolución. Con este sistema se logró una resolución de 6 keV a 1 MeV.

Dentro de la cámara se hace vacío para evitar la condensación de humedad sobre los componentes mantenidos a baja temperatura. La salida de la cámara se conecta a través de un zócalo a otro preamplificador, externo, de bajo ruido.

Se eligió ese conjunto de dos preamplificadores ya que montar toda la electrónica en el interior de la cámara tiene una des-

ventaja fundamental: todos los transistores deberían trabajar a baja temperatura cuando en realidad están diseñados, salvo el FET, para trabajar a temperatura ambiente. Por otro lado, montar toda la electrónica externa a la cámara haría trabajar al FET a temperatura normal, lo que empeoraría notablemente la resolución.

Con el sistema elegido se tiene a la salida una relación señal-ruido de 60 a 1.

III.4. Centellador de antraceno

Como se dijo en la sección III.1, para las mediciones correspondientes al Pr^{144} se montó un cristal de antraceno de 2.5" de diámetro por 1" de espesor.

La determinación de la recta de calibración presentó algunas dificultades. Como no existen electrones de conversión con energías mayores que ~ 1 MeV, se tuvo que recurrir a los cantos Compton de espectros gamma para fijar la recta sin necesidad de extrapolar en un rango de energías muy grande. Se utilizaron las fuentes de Na^{24} , Zn^{65} , Y^{88} y Bi^{207} , obteniéndose la recta de la fig. III.3. Para verificar la calibración se analizó el P^{32} cuyo diagrama de Fermi se muestra en la fig. III.4. Tanto la forma de espectro como la energía final son correctas.

Para contar sólo los electrones totalmente absorbidos por el cristal se interpuso entre la fuente y el detector un diafragma de aluminio. El propósito era evitar que incidieran electrones con un ángulo tal que pudieran escapar del cristal después de un corto recorrido en el mismo y por lo tanto fueran contados como electrones de menor energía.

III.5. Contadores de radiación gamma

Se utilizó a ron como contadores de radiación gamma tres

centelladores de INa(Tl) de distintas características. Dos eran HARSHAW integrados con cristales de 2" x 2" y el tercero era un cristal de 2" x 2" montado sobre un fotomultiplicador RCA.

Referencias

- 1) H. T. Easterday, A. J. Haverfield y J. M. Hollander, Nucl. Instr. and Meth. 32 (1965) 333; J. M. Hollander, Nucl. Instr. and Meth. 43 (1966) 65.
- 2) H. E. Bosch, E. Szichman, A. Paseggio y R. Dolinko, Nucl. Instr. and Meth. 52 (1967) 289.
- 3) H. E. Bosch, L. F. Gatto, M. Behar y G. J. Garcia, Nucl. Instr. and Meth. 68 (1969) 88.

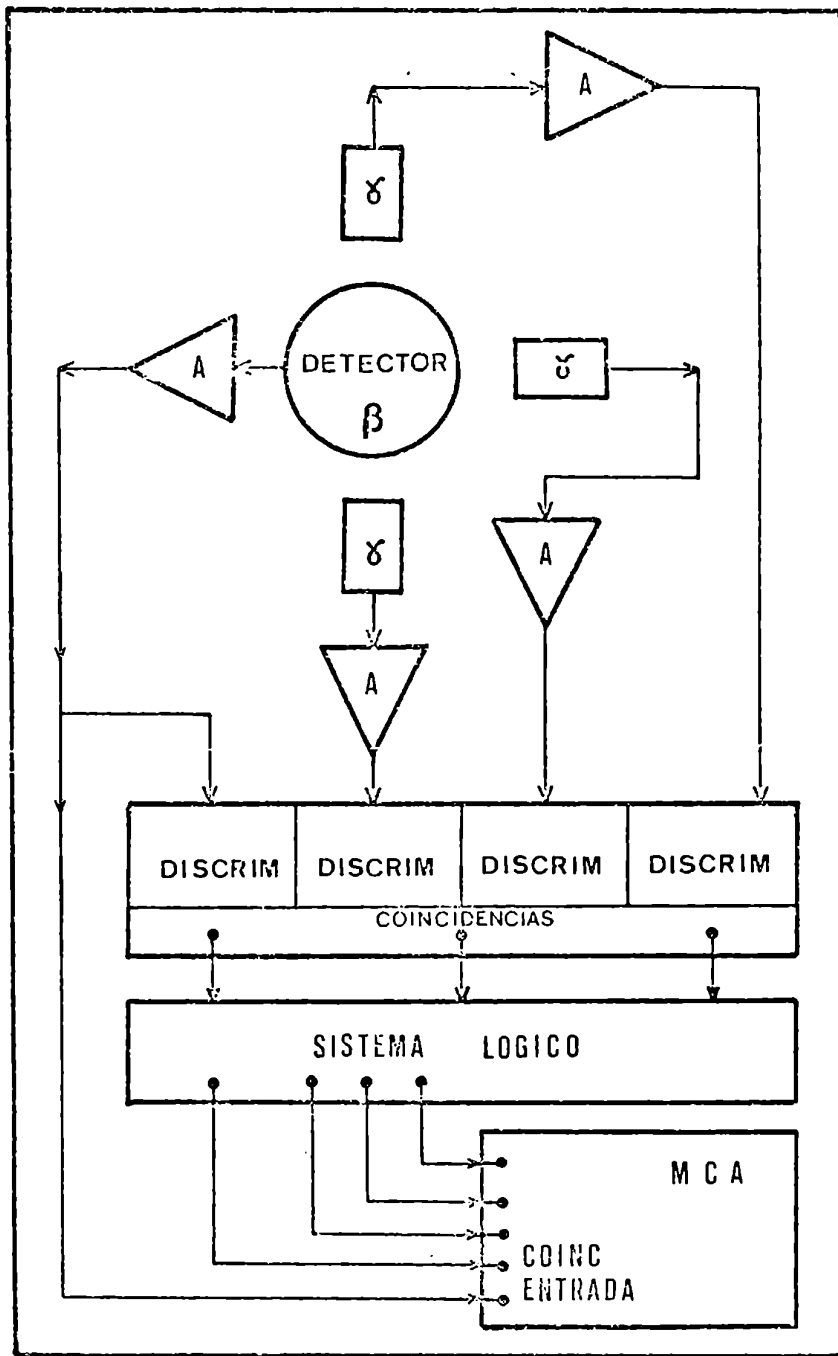


FIG. III 1

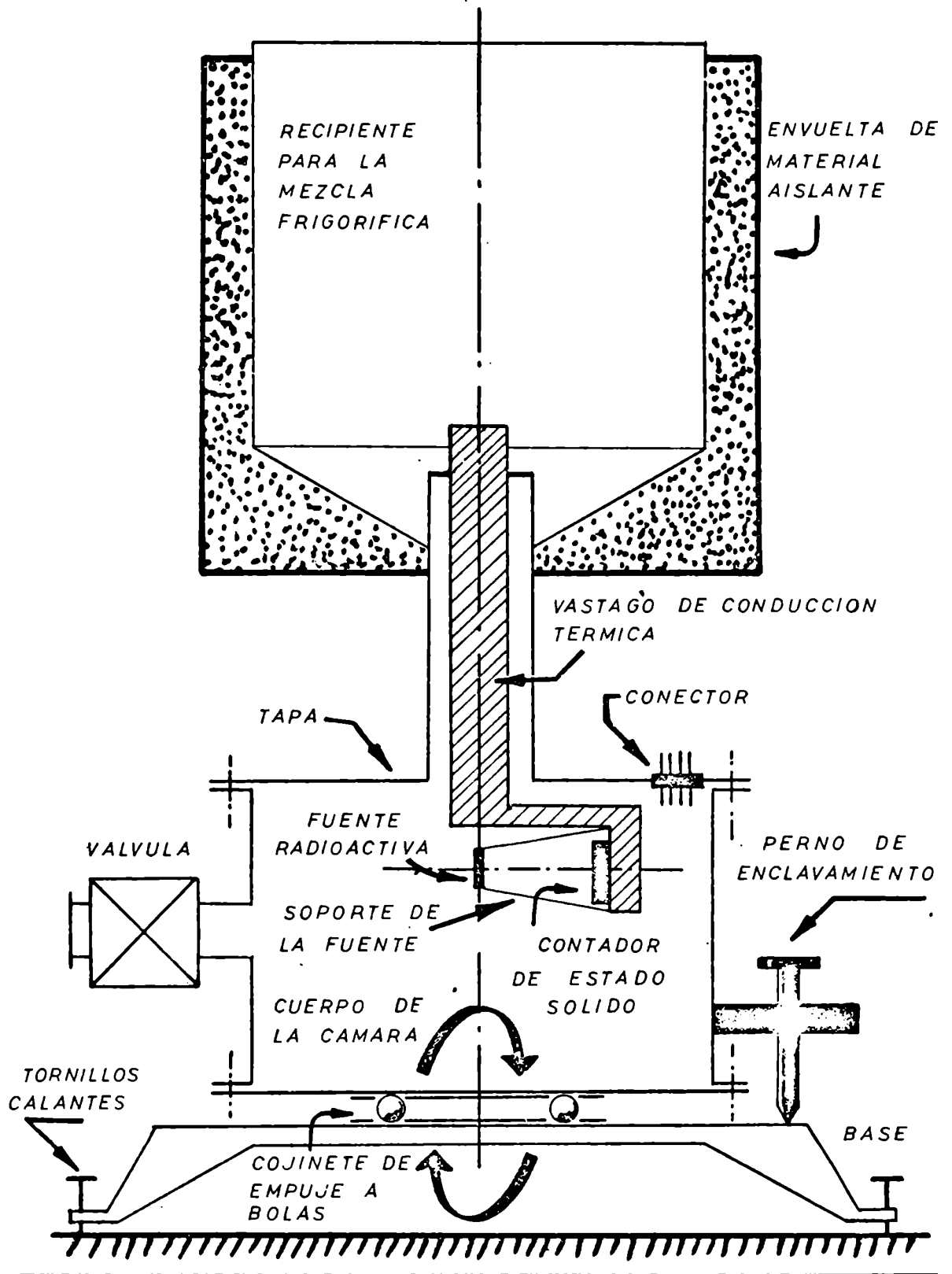


Fig. III. 2

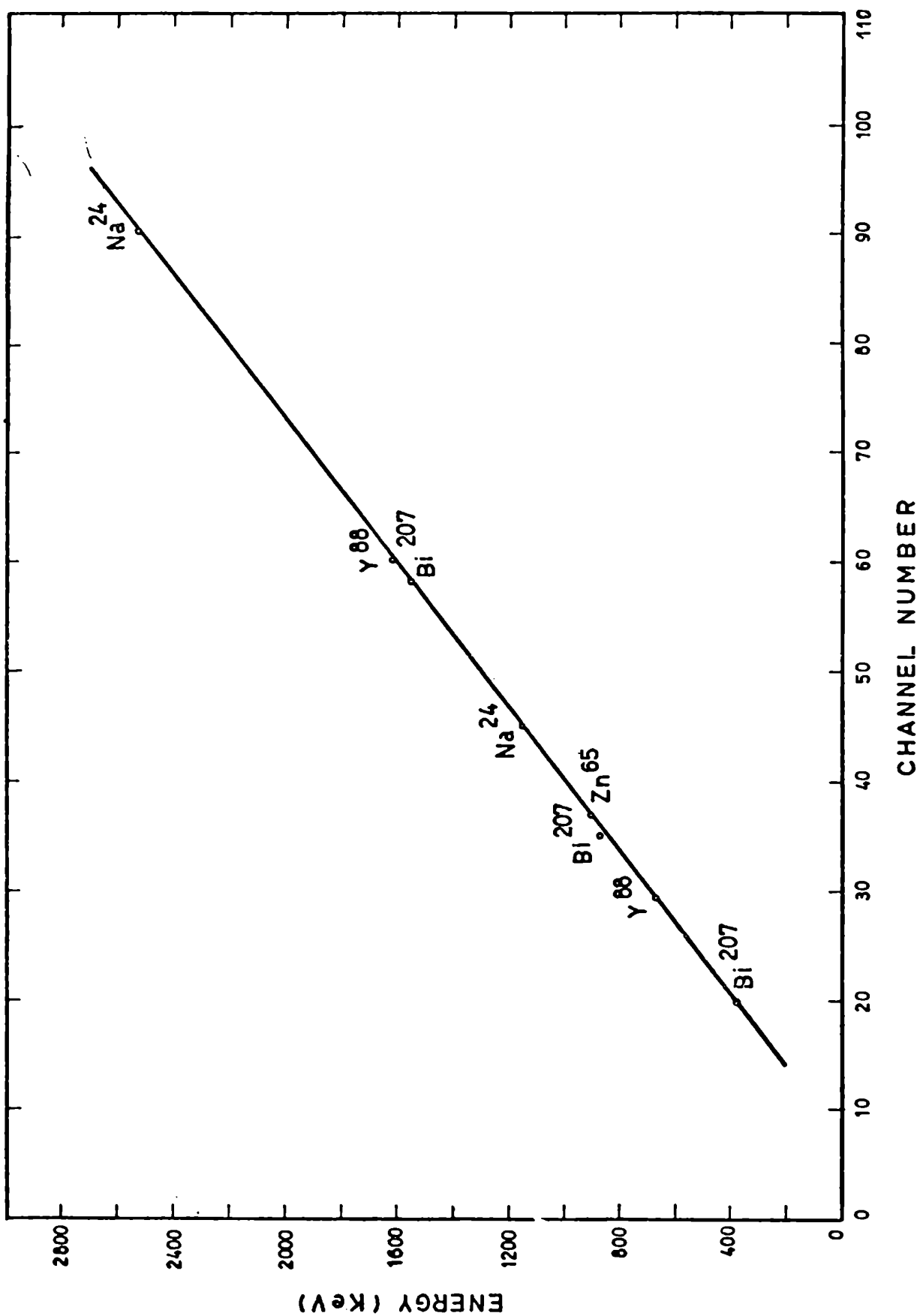


Fig. III. 3

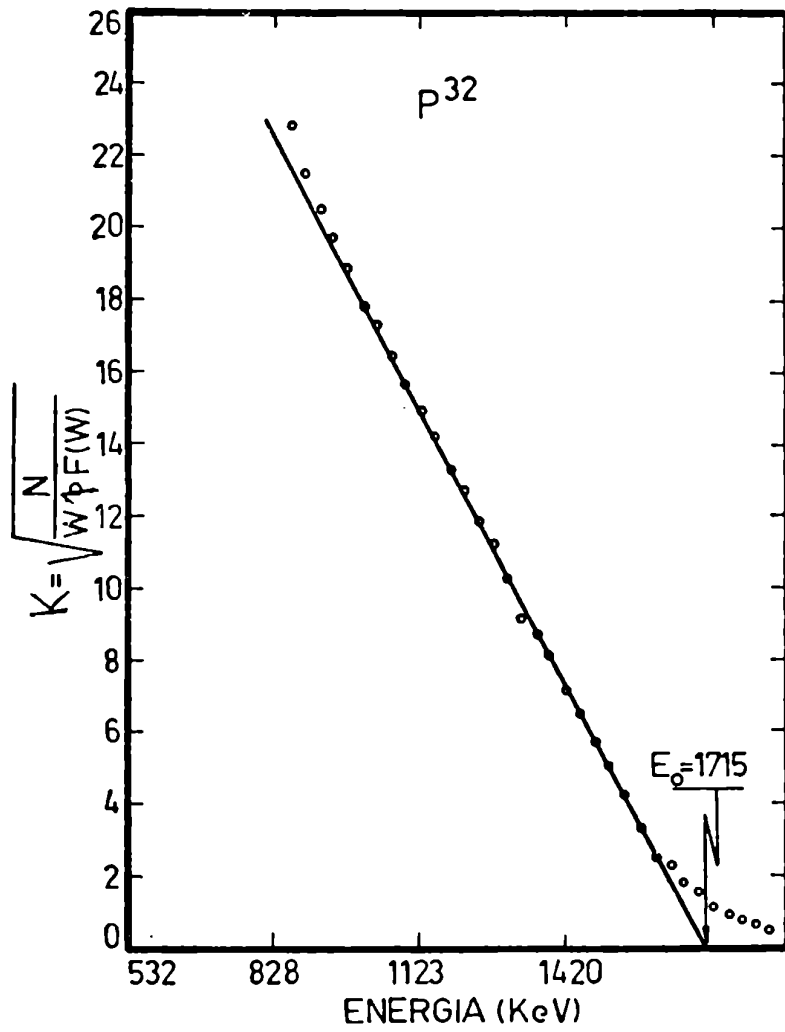


Fig. III.4, Diagrama de Fermi del P^{32} .

CAPITULO IV

OBTENCION Y TRATAMIENTO DE LOS DATOS EXPERIMENTALES

IV.1. Introducción

Con el equipo experimental descrito en el cap. III se midieron las formas de espectro y las correlaciones angulares beta - gamma en las transiciones beta primeras prohibidas del Rb^{86} , Sb^{122} y Pr^{144} . Antes y después de cada medida se realizó la calibración en energía del espectrómetro beta, detector semiconductor en un caso y centellador de antraceno en otro. Para controlar la calibración se midió la forma de espectro del P^{32} .

Como requisito previo a la obtención de los datos, se debe preparar una fuente radioactiva adecuada. Luego, una vez obtenidos los espectros de coincidencias, se efectúan varias correcciones antes de proceder al análisis de los datos experimentales. En este capítulo se tratan estos temas.

IV.2. Fuentes radioactivas

Cuando se preparan fuentes radioactivas hay que cumplir varios requisitos, sobre todo si se utilizan en mediciones de forma de espectro. Existen tres efectos que pueden distorsionar la forma del espectro beta como consecuencia del espesor de la fuente y del soporte¹⁾:

- (i) autoabsorción en la fuente
- (ii) dispersión elástica múltiple en la fuente
- (iii) retrodispersión en el soporte de la fuente.

Teniendo en cuenta los resultados publicados por varios autores que estudiaron esos tres efectos con fuentes de distintos espesores²⁻⁶⁾, las fuentes utilizadas en el presente trabajo se prepararon de la siguiente manera. Se obtuvieron muestras activas en solución y luego se depositaron una o dos gotas sobre una lámina de mylar

de $900 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de espesor. Para evitar contaminaciones los depósitos se recubrieron con "spray". Con este procedimiento se lograron fuentes de 2 mm de diámetro y un espesor tal que los espectros beta no se distorsionaban a energías superiores a 200 KeV.

Las soluciones activas de Rb^{86} y Sb^{122} se produjeron en la CNEA. En cambio para la fuente de Pr^{144} se obtuvo una solución activa de Ce^{144} de New England Nuclear.

Al montar las fuentes se las conectó a tierra para evitar que se cargaran debido a que el mylar no es conductor. De no tomar esa precaución el espectro beta podría resultar deformado.

IV.3. Correcciones

Una vez obtenidos los espectros de coincidencias se efectuaron varias correcciones antes de calcular la forma de espectro y la correlación angular beta-gamma.

IV.3.1. Coincidencias fortuitas

El descuento de las coincidencias fortuitas se hizo directamente canal por canal, para lo cual se registraba un espectro de coincidencias fortuitas después de cada espectro de coincidencias totales, en las mismas condiciones experimentales.

IV.3.2. Retrodispersión

Si bien el efecto de retrodispersión en el soporte de la fuente es mínimo, como se mencionó en la sección IV.2, se debe considerar la retrodispersión en el detector beta. Para efectuar la corrección correspondiente se utilizó el método elaborado por Charoenkwan⁷⁾. La corrección se realiza canal por canal, evaluando en cada uno la contribución al espectro debida a los electrones retrodispersados. Esto se hace mediante el coeficiente de retrodispersión p definido como $p = N_b / N_{inc}$ donde N_b es el número total de electrones retrodispersados y N_{inc} es el número total de electrones absorbidos de una de-

terminada energía.

El valor del coeficiente p se determinó obteniendo la forma de varias líneas de espectro monoenergético de electrones. Para ello se registró con el contador semiconductor de Si(Li) el espectro de electrones de conversión de la transición de 1064 keV en coincidencia con la radiación gamma de 570 keV proveniente de la desintegración del Bi²⁰⁷. Análogamente se registró el espectro de electrones de conversión de la transición de 570 keV en coincidencia con la radiación gamma de 1064 keV. Este último se encuentra representado en la fig. IV.1. También se registró el espectro de electrones de conversión de la transición de 393 keV del Sn¹¹³.

Observando la fig. IV.1 y teniendo en cuenta la definición, se ve que el coeficiente de retrodispersión es el cociente del área de la "cola" sobre el área total (pico más "cola").

El resultado obtenido es

$$p = 0.50 \pm 0.05 \quad (\text{Si(Li)})$$

Análogamente se determinó el valor correspondiente para el centellador de antraceno

$$p = 0.31 \pm 0.05 \quad (\text{antraceno})$$

IV.3.3. Coincidencias beta-bremstrahlung

Cuando en un nucleido existen transiciones beta de alta energía, pueden producirse coincidencias beta-bremstrahlung. Las que corresponden a un bremsstrahlung comprendido en el rango de energía gamma seleccionado, se cuentan como coincidencias reales. Por lo tanto debe efectuarse el descuento correspondiente.

Esta corrección resultó importante en el caso del Pr¹⁴⁴ (ver sección V.3).

IV.3.4. Otras correcciones

En las mediciones de forma de espectro no fue necesario corregir por efecto de correlación angular, como se mencionó en la

sección III.2.

Por último, las mediciones de correlación angular beta-gamma fueron corregidas por ángulo sólido. El factor de corrección se expresa como el producto de los factores correspondientes a cada detector. Los factores de corrección para ambos detectores beta se calcularon con la fórmula (418) de la ref. 8). Los correspondientes a los detectores gamma se buscaron en las tablas de la ref. 9). Los valores explícitos se dan en el cap. V.

IV.4. Análisis de datos experimentales

Como se vio en la sección I.4 la forma de espectro está dada por

$$C_{\beta}(W) = N(W) / [p W F(Z,W) (W_0 - W)^2] \quad (IV.1)$$

donde p es el impulso del electrón, W su energía y $F(Z,W)$ la función de Fermi. Para calcularla se necesita no sólo el espectro $N(W)$ sino también la energía final W_0 . Pero este valor es uno de los resultados experimentales a obtener. Lo que se hace entonces, es lo siguiente. Un primer programa computacional, llamado FERMI¹⁰⁾, considera el espectro $N(W)$, le aplica todas las correcciones necesarias de las mencionadas anteriormente y calcula el término

$$K(W) = N(W) / [p W F(Z,W)] \quad (IV.2)$$

El gráfico de K en función de W se conoce con el nombre de diagrama de Fermi o de Kurie.

Por otra parte la forma de espectro puede ajustarse a un polinomio en la energía

$$C_{\beta}(W) = k (1 + a W + b/W + c W^2) \quad (IV.3)$$

En consecuencia, un segundo programa computacional ajusta los valores experimentales $K(W)$ a la función teórica $k(1 + a W + b/W + c W^2)(W_0 - W)^2$, teniendo como parámetros libres a , b , c y W_0 . La constante de normalización k se calcula dentro del programa. El ajuste se realiza minimi-

sando la función χ^2 , definida como

$$\chi^2 = (1/M) \sum_{i=1}^M \left\{ [Q_1(t) - Q_1(e)] / \Delta Q_1(e) \right\}^2 \quad (IV.4)$$

donde M es el número de puntos experimentales, $Q_1(e)$ es el i-ésimo valor experimental, $\Delta Q_1(e)$ es el correspondiente error y $Q_1(t)$ es el valor de la función teórica para la misma energía W_1 . Para la minimización, el programa utiliza el conjunto de subrutinas MINUIT, del CERN.

Como resultado, se obtiene el valor de la energía final W_0 , los parámetros a, b y c y la forma de espectro calculada con la fórmula IV.1, todos con los respectivos errores.

Por otra parte, la correlación angular beta-gamma se obtiene a partir de los datos experimentales de la siguiente forma:

$$\xi(W) = 2 A(W) / [3 + A(W)] \quad (IV.5)$$

con

$$A(W) = [N_{180}(W) - N_{90}(W)] / N_{90}(W) \quad (IV.6)$$

donde $N_{180}(W)$ y $N_{90}(W)$ son los espectros de coincidencias a 180° y 90° , respectivamente.

Un tercer programa computacional, llamado CORREL¹¹⁾, calcula los valores experimentales de la correlación angular beta-gamma y los errores respectivos, efectuando además todas las correcciones necesarias. El espectro a 90° es en realidad el promedio de los espectros a 90° y a 270° .

Referencias

- 1) H. Paul, Nucl. Instr. and Meth. 37 (1967) 109.
- 2) D. Fehrentz y H. Daniel, Nucl. Instr. and Meth. 10 (1961) 185.
- 3) L. Langer, R. Moffat y H. Price, Phys. Rev. 76 (1949) 1725
- 4) H. Daniel y H. Schmitt, Z. Phys. 168 (1962) 292.
- 5) I. Hofmann y H. Baier, Acta Phys. Aust. 20 (1967) 53.
- 6) P. Rihs, Acta Phys. Aust. 18 (1964) 359
- 7) P. Charoenkwan, Nucl. Instr. and Meth. 34 (1967) 96.

- 8) H. Fruenfelder y R. M. Stoffen, en Alpha-,Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, cap. XIX A, ed. por K. Siegbahn (North Holland Pub. Co., Amsterdam, 1966)
- 9) J. J. Singh y C. Gross, NASA TN D-249 (1967).
- 10) M. C. Cambiaggio y L. Saybiss, programa presentado en las Primeras Jornadas Argentinas de Computación (Bs. As., octubre 1969, comunicación B 12).
- 11) M. C. Cambiaggio y L. Saybiss, programa presentado en las Primeras Jornadas Argentinas de Computación (Bs. As., octubre 1969, comunicación B 13).

3000

2000

ACTIVIDAD

CAPITULO V
RESULTADOS EXPERIMENTALES

V.1. Rb⁸⁶

El esquema de desintegración del Rb⁸⁶ se muestra en la fig. V.1. Se estudió la transición $2^- \rightarrow 2^+$, que es del tipo primera prohibida no única. Para obtener pura esa transición, o sea, sin contribución de la transición directa $2^- \rightarrow 0^+$, se registró el espectro beta en coincidencia con la radiación gamma de 1078 keV.

V.1.1. Correcciones y resultados

A todos los espectros de coincidencias totales obtenidos se les aplicaron las correcciones mencionadas en la sección IV.3. Las coincidencias fortuitas variaban desde un 10% del total a 200 keV hasta un 60% a 600 keV.

El número de coincidencias beta-bremsstrahlung era despreciable.

En cuanto a la corrección por ángulo sólido efectuada en las mediciones de correlación angular beta-gamma, el factor de corrección para el detector de Si(Li) era $Q_\beta = 0.9888$. El factor de corrección para el detector gamma depende no sólo del tamaño del cristal y de su distancia a la fuente, sino también de la energía de la radiación gamma medida. En este caso resultó $Q_\gamma = 0.9953$.

En general, en las transiciones beta primarias prohibidas no únicas se obtienen formas de espectro que pueden ajustarse con líneas rectas. Por lo tanto para realizar el análisis descriptivo en la sección IV.4 se tomaron los parámetros b y c iguales a cero y se determinaron los valores de a y W_0 . Los resultados son:

$$a = -0.02 \pm 0.03 \tag{V.1}$$

$$E_0 = (697 \pm 5) \text{ keV} .$$

Se hicieron varias mediciones de forma de espectro, que

coincidieron dentro de los errores experimentales. En la fig. V.2 se dan los resultados en función de la energía.

Los valores experimentales obtenidos para la correlación angular beta-gamma se muestran en la fig. V.3.

V.1.2. Discusión

Observando la fig. V.2 se ve que la forma de espectro es consistente con la forma estadística, es decir, puede ajustarse con una línea recta independiente de la energía.

Existen varias mediciones previas para esta forma de espectro¹⁻⁵⁾. Salvo Robinson y Langer¹⁾, que observaron un pequeño apartamiento de la horizontal para energías menores de 200 keV, todos los demás autores presentan formas de espectro estadísticas. Por lo tanto los presentes resultados están de acuerdo con los anteriores.

En cuanto a los parámetros de la forma de espectro, el valor de la energía final coincide con el valor aceptado actualmente. De la pendiente normalizada, a , no existen valores previos ya que en ninguno de los trabajos anteriores se usó el método de ajuste descrito en la sección IV.4.

En la fig. V.3 se comparan los resultados obtenidos para la correlación angular beta-gamma con las mediciones de Alberghini y Steffen⁶⁾ y con las de Simms y col.⁷⁾. Los tres resultados son consistentes. Hay, además, otras medidas previas^{2,8,9)}. Todas dan aproximadamente los mismos valores.

De la discusión anterior resulta claro que no existen discrepancias entre las mediciones previas de forma de espectro y correlación angular beta-gamma para la transición $2^- \rightarrow 2^+$ del Rb^{86} . Por lo tanto los resultados obtenidos en el presente trabajo sirven, independientemente de ser válidos por sí mismos, como otra comprobación del buen funcionamiento del equipo experimental utilizado.

Si se considera la validez de la aproximación (ver

sección I.5) para esta transición, se tiene

$$\xi = 10 > W_0 = 2.35 \quad .$$

La forma de espectro no presenta desviaciones con respecto a la aproximación ξ , pero en cambio la correlación angular beta-gamma se aparta apreciablemente del valor dado por dicha aproximación.

V.2. Sb¹²²

El esquema de desintegración del Sb¹²² se muestra en la fig. V.4. Se estudió la transición beta al primer nivel excitado 2⁺ del Te¹²², que es también una primera prohibida no única. Al igual que en el caso del Rb⁸⁶, se registró el espectro beta en coincidencia con la radiación gamma de 564 keV.

V.2.1. Correcciones y resultados

El número de coincidencias fortuitas era del orden del 5% del total. La corrección por coincidencias beta-bremsstrahlung resultó despreciable.

Respecto de la corrección por ángulo sólido efectuada en las mediciones de correlación angular beta-gamma, el factor de corrección para el detector beta fue el mismo que en el caso del Rb⁸⁶. En cuanto al detector gamma, el factor de corrección correspondiente a la energía considerada fue $C_{\gamma} = 0.9952$.

Al realizar las mediciones correspondientes al Sb¹²² se presentó otro problema. La fuente radioactiva utilizada estaba contaminada con Sb¹²⁴. Inicialmente la actividad de Sb¹²⁴ presente en la muestra radioactiva era del orden del 3%. Teniendo en cuenta que el período del Sb¹²² es 2.8 días y el del Sb¹²⁴, 60 días, la corrección correspondiente se hizo de la siguiente manera. Con cada fuente radioactiva utilizada se registraron espectros de coincidencias en las mismas condiciones experimentales, después de 20 días de preparada la fuente.

Así se tenía la contribución al espectro debida a la de-

integración del Sb^{124} . La corrección resultó del orden del 1%, o sea, no era apreciable.

Para el análisis de la forma de espectro se tomaron los parámetros b y c iguales a cero. Los valores obtenidos para la pendiente normalizada y la energía final son:

$$\begin{aligned} a &= -0.23 \pm 0.05 \\ E_0 &= (1402 \pm 10) \text{ keV} \end{aligned} \quad (\text{V.2})$$

La forma de espectro en función de la energía está dada en la fig. V.5.

Los resultados de la correlación angular beta-gamma se muestran en la fig. V.6.

V.2.2. Discusión

Existe una única medida a previa¹⁰⁾ de la forma de espectro de la transición beta de 1400 keV del Sb^{122} , que es consistente con la forma estadística. Los trabajos anteriores^{11,12)} sólo dan los diagramas de Kurie. Si bien estos diagramas son lineales, indicando formas de espectro estadísticas, no puede asegurarse que no haya desviaciones ya que los diagramas de Kurie son mucho menos sensibles que la forma de espectro a los apartamientos de la forma permitida.

De la fig. V.5 y del valor obtenido para la pendiente normalizada a , se ve que la desviación con respecto a la horizontal es más importante en este caso que en el del Rb^{86} . Este resultado es distinto del obtenido por Hsue y col.¹⁰⁾. Hay que tener en cuenta que los métodos empleados también son diferentes. Hsue y col.¹⁰⁾ no usaron el sistema de coincidencias sino que registraron el espectro simple y descontaron la rama de alta energía para obtener la transición beta de 1400 keV.

La energía final determinada en este trabajo coincide con el valor aceptado actualmente.

En la fig. V.6 se comparan los resultados experimentales de la correlación angular beta-gamma con los hallados por Stoffen¹³⁾

en los dos casos se registraron los espectros simples. Por lo tanto la única corrección aplicada fue la correspondiente a la retrodispersión.

Para realizar el análisis de los datos experimentales se tomó el parámetro $c = 0$. Las formas de espectro determinadas para ambos nucleidos se muestran en la fig. V.8. Los resultados del ajuste se dan en la tabla V.1, junto con los valores obtenidos por otros autores. Se ve que la respuesta del equipo utilizado, en lo que concierne a espectros beta permitidos, es comparable a la de otros dispositivos experimentales.

Tabla V.1

nucleido	rango de energía (keV)	W_0 (keV)	a	b	equipo	ref.
Mn ⁵⁶	1030 - 2730	2838.5	0	0.30	S ⁻ inh	15
	970 - 2715	2854.10	0	0.29	antraceno este trabajo	
In ¹¹⁴	350 - 1900	1980.2	-0.002	0	s l i	16
	210 - 1930	1983.5	-0.0015	0.005	s l d	17
	650 - 1940	1985.10	-0.0023	0	antraceno este trabajo	

S⁻ inh: espectrómetro de campo inhomogéneo; s l i: espectrómetro de imagen intermedia; s l d: espectrómetro de doble lente.

También es importante mostrar que el sistema de detección usado es sensible a las desviaciones que aparecen en las transiciones beta prohibidas. Esto se demuestra mediante los resultados obtenidos al estudiar la desintegración del Pr¹⁴⁴.

V.3.2. Correcciones

En las mediciones correspondientes a la transición $0^- \rightarrow 2^+$ se efectuaron todas las correcciones mencionadas en la sección IV.3. El número de coincidencias fortuitas era del orden del 15% del total, salvo a altas energías en que llegaba al 30%.

En cuanto a las coincidencias beta-bremsstrahlung eran del orden del 5%, aumentando hasta el 10% a altas energías.

En cambio, en las mediciones correspondientes a la transición $0^{-} \rightarrow 0^{+}$ sólo se efectuó la corrección por retrodispersión, ya que se registraba el espectro simple.

Por otra parte se estudió la posible contribución al espectro de los cantos Compton de la radiación gamma. Esto se hizo colocando chapas de aluminio frente al detector de antraceno, de un espesor tal que absorbieran completamente los electrones, y registrando los espectros correspondientes. Se determinó que la contribución era despreciable, menor del 1%.

Respecto a la corrección por ángulo sólido aplicada en las mediciones de correlación angular beta-gamma, el factor de corrección para el detector de antraceno era $Q_{\alpha} = 0.9817$. Para la radiación gamma el factor resultó $Q_{\gamma} = 0.9952$.

V.3.3. Resultados y discusión

De acuerdo con el estudio teórico de las transiciones beta primeras prohibidas únicas, la forma de espectro de éstas es

$$G(W) = q^2 L_0 + 9 L_1 \quad (V.3)$$

donde L_0 y L_1 son combinaciones de las funciones de onda leptónicas¹⁸⁾. Entonces, si la forma de espectro experimental concuerda con la teórica, el cociente de ambas debe dar una constante. Para ver si existen desviaciones en el caso de la transición $0^{-} \rightarrow 2^{+}$ del Pr^{144} , se ajustó ese cociente a una recta. Es decir, se tomó

$$K(W) = N(W) / p W F(Z, W) = k(1 + a W)(W_0 - W)^2 (q^2 L_0 + 9 L_1) \quad (V.4)$$

Los resultados del ajuste son a , W_0 y la forma de espectro para la transición $0^{-} \rightarrow 2^{+}$.

Para medir la forma de espectro de la transición $0^{-} \rightarrow 0^{+}$ no se puede usar el sistema de coincidencias. Por lo tanto se obtuvo el espectro simple y se descontó la rama $0^{-} \rightarrow 2^{+}$. Para ello se consideró que, si $N_T(W)$ es el espectro total, se tiene

$$N_T(W) / \int_0^W F(Z,W) = k C_-(W)(W_0 - W)^2 + k' C'_-(W)(W'_0 - W)^2 \quad (V.5)$$

donde las cantidades primadas corresponden a la transición $0^{-} \rightarrow 0^{+}$ y las sin primar a la $0^{-} \rightarrow 2^{+}$. El primer término se reemplaza por la curva de ajuste obtenida al tratar la transición $0^{-} \rightarrow 2^{+}$, aparte de un factor de normalización. El cociente k'/k está relacionado con las intensidades relativas de cada rama y vale

$$k'/k = (B'/B) \int_0^{W_0} W^p F(Z,W)(W_0 - W)^2 dW / \int_0^{W'_0} W^p F(Z,W)(W'_0 - W)^2 dW \quad (V.6)$$

donde B y B' son los porcentajes correspondientes a cada rama, como figuran en el esquema de desintegración (ver fig. V.7). En este caso resultó

$$k'/k = 25 \quad .$$

Por otra parte el estudio teórico de las transiciones $0^{+} \rightarrow 0$ da para la forma de espectro

$$C_+(W) = 1 + b/W \quad . \quad (V.7)$$

Haciendo todos los reemplazos indicados en (V.5) quedan como parámetros libres b y W'_0 . Por supuesto también se obtiene del ajuste la forma de espectro de la transición $0^{-} \rightarrow 0^{+}$.

Teniendo en cuenta que las energías finales de ambas transiciones están relacionadas mediante la energía de la transición gamma entre los estados 2^{+} y 0^{+} del Md^{144} , es decir,

$$W'_0 = W_0 + W_\gamma$$

y que W_γ está bien determinada, se ajustaron ambas transiciones beta simultáneamente. Los parámetros libres son a, b y W_0 y los valores obtenidos son:

$$\begin{aligned} a &= -0.021 \pm 0.004 \\ b &= 0.33 \pm 0.06 \end{aligned} \quad (V.8)$$

$$E_0 = (2297 \pm 20) \text{ keV}$$

Como $E_\gamma = 695 \text{ keV}$, resulta

$$E'_0 = (2993 \pm 20) \text{ keV}$$

La forma de espectro de la transición $0^{-} \rightarrow 2^{+}$ se muestra en la fig. V.9. Además se compar con las mediciones de Porter y Day¹⁹⁾: Los resultados son prácticamente coincidentes. La desviación con respecto a la forma de espectro teórica es pequeña, como muestra el valor obtenido para a .

En la fig. V.10 está representada la forma de espectro de la transición $0^{-} \rightarrow 0^{+}$, junto con las medidas de Porter y Day¹⁹⁾ y de Daniel y Kaschl²⁰⁾. Las tres mediciones son significativamente diferentes a altas energías.

La correlación angular beta-gamma para la transición $0^{-} \rightarrow 2^{+}$ se muestra en la fig. V.11. También figuran los datos obtenidos por Creutz y col.²¹⁾ y por Raghavan y Steffen²²⁾. Las tres medidas son equivalentes.

Referencias

- 1) R. L. Robinson y L. M. Langer, Phys. Rev. 112 (1958) 481.
- 2) J. P. Deutsch, L. Grenacs, J. Lehmann y P. Lipnik, J. Phys. Rad. 22 (1961) 659.
- 3) R. H. Thompson y K. J. Casper, Nucl. Phys. 72 (1965) 106.
- 4) E. H. Spejewski, Nucl. Phys. 82 (1965) 481.
- 5) S. Andre y P. Depommier, C. R. Acad. Sc. Paris 262B (1966) 214.
- 6) J. E. Alberghini y R. M. Steffen, Phys. Lett. 1 (1963) 85.
- 7) P. C. Simms, A. Hamenson, T. H. Wei y C. S. Wu, Phys. Rev. 138B (1965) 777.
- 8) H. J. Fischbeck y R. G. Wilkinson, Phys. Rev. 120 (1960) 1762.
- 9) J. H. Hamilton, B. G. Pettersson y J. M. Hollander, Ark. Fysik 19 (1961) 249.
- 10) S. T. Hsue, M. U. Kim, L. M. Langer, W. F. Piel Jr. y E. H. Spejewski, Nucl. Phys. A117 (1968) 686
- 11) M. J. Glaubman, Phys. Rev. 98 (1955) 645

- 12) B. Farrelly, L. Koerts, N. Benzer, R. van Lieshout y C. S. Wu, Phys. Rev. 99 (1955) 1440.
- 13) R. M. Steffen, Phys. Rev. 123 (1961) 1787.
- 14) R. S. Raghavan, Z. W. Grabowski y R. M. Steffen, Phys. Rev. 139 (1965) B1.
- 15) D. A. Howe, L. K. Langer, E. H. Spejewski y D. E. Wortman, Phys. Rev. 128 (1962) 2748.
- 16) S. Andre y P. Depommier, Journal de Phys. 25 (1964) 673.
- 17) H. Daniel, G. T. Kaschl, H. Schmitt y K. Springer, Phys. Rev. 136 (1964) B1240.
- 18) J. N. Huffaker y E. Greuling, Phys. Rev. 132 (1963) 738.
- 19) F. T. Porter y P. P. Day, Phys. Rev. 114 (1959) 1286.
- 20) H. Daniel y Th. Kaschl, Nucl. Phys. 76 (1966) 97
- 21) F. Creutz, J. De Raedt, J. P. Deutsch, L. Grenacs y D. Siddique, Phys. Lett. 6 (1963) 329.
- 22) R. S. Raghavan y R. M. Steffen, Phys. Lett. 5 (1963) 198.

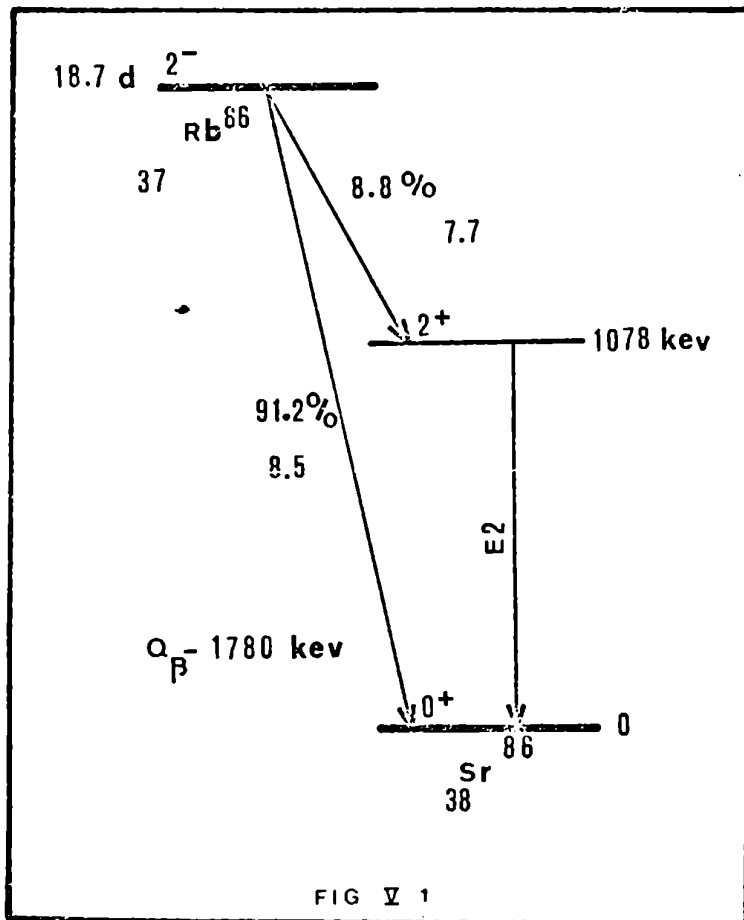
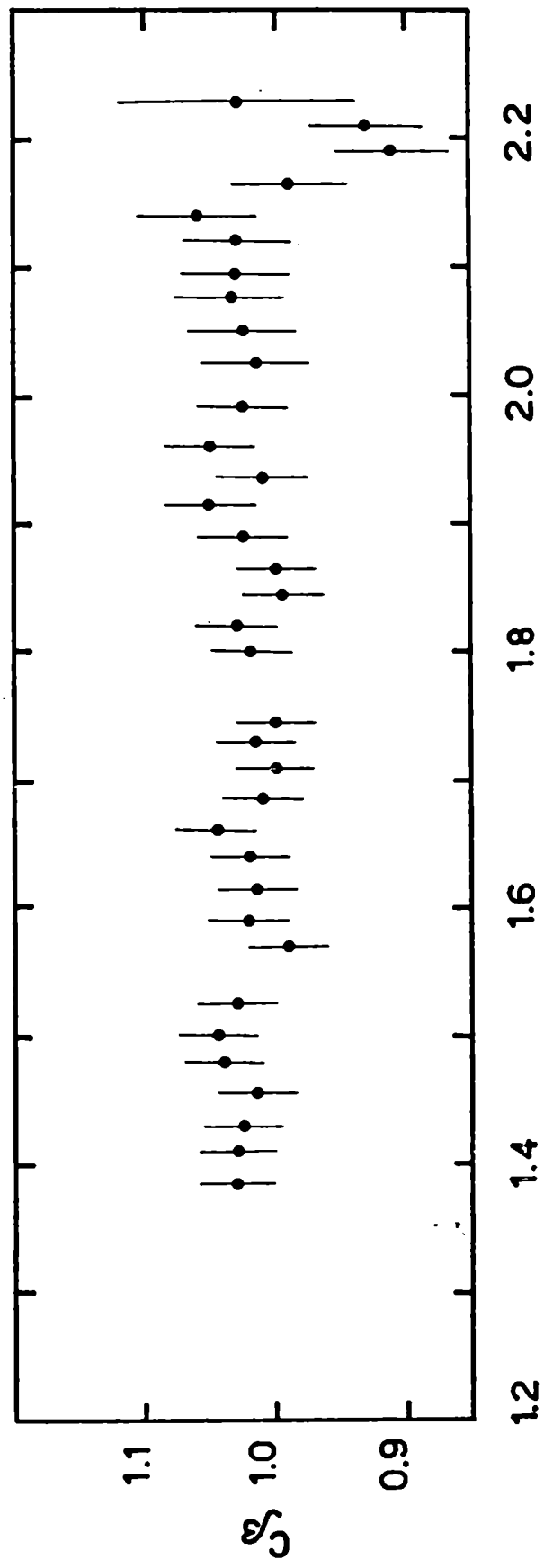
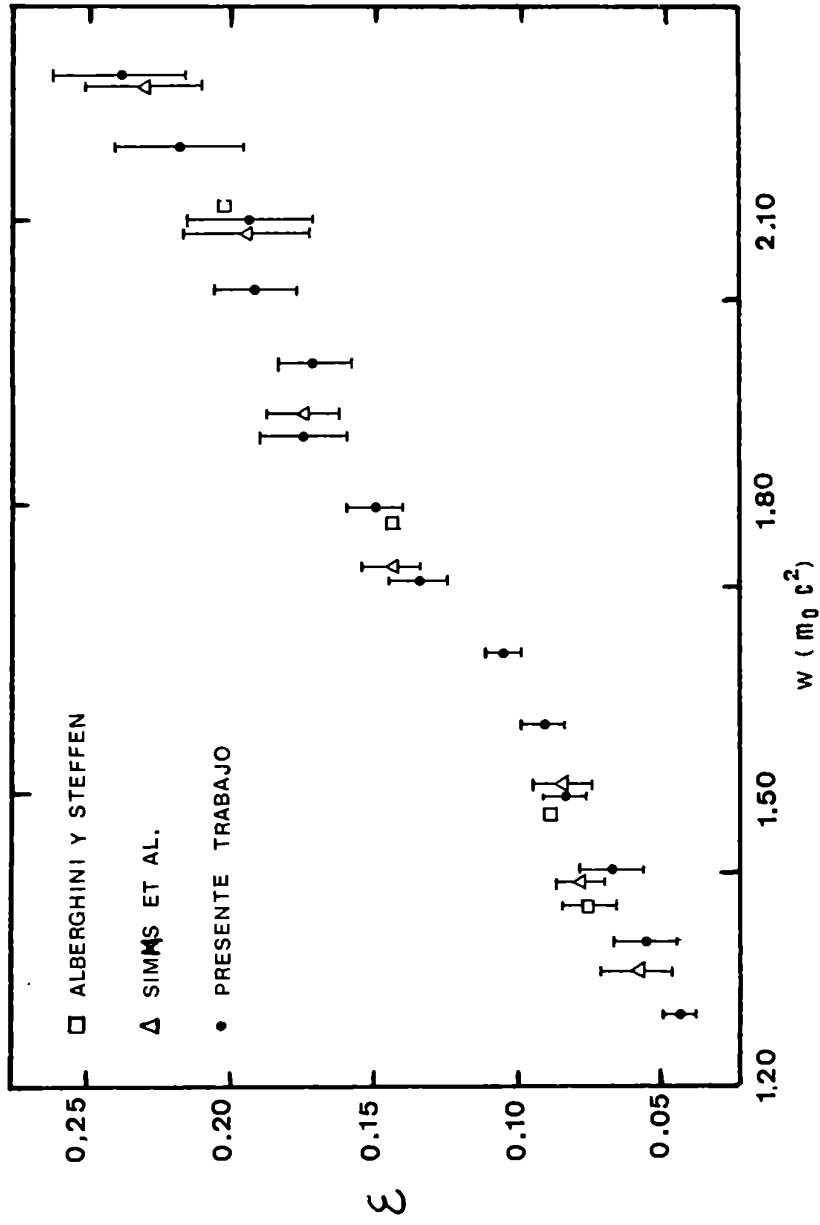


FIG V 1



$W (m_0 c^2)$
fig.V.2



CORRELACION ANGULAR β - γ DEL Rb⁸⁶

FIG. 3

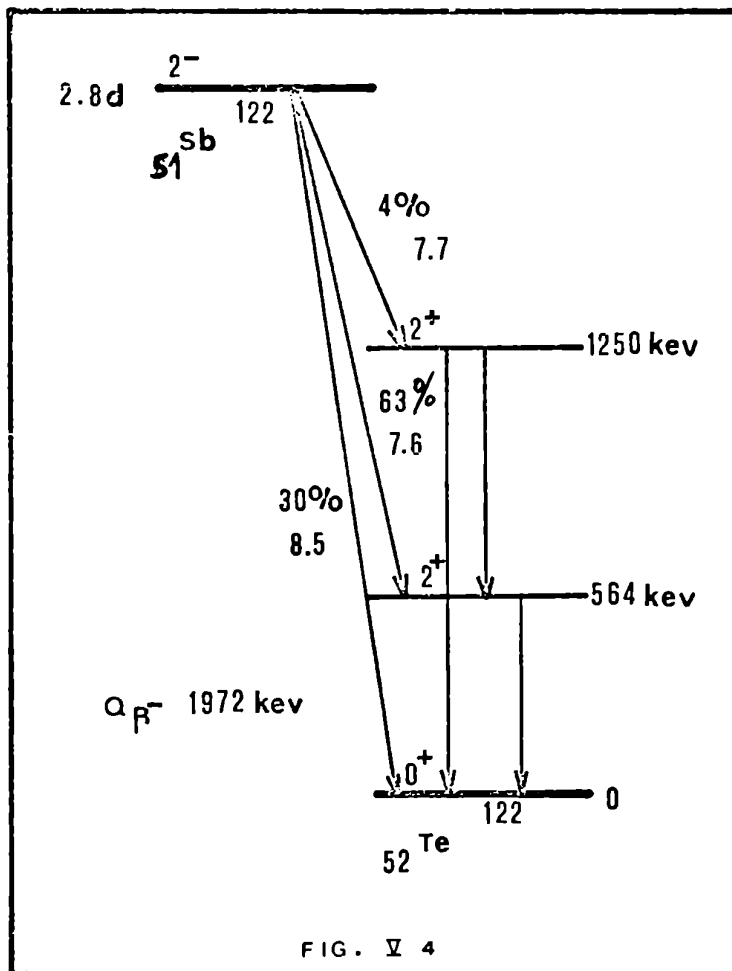
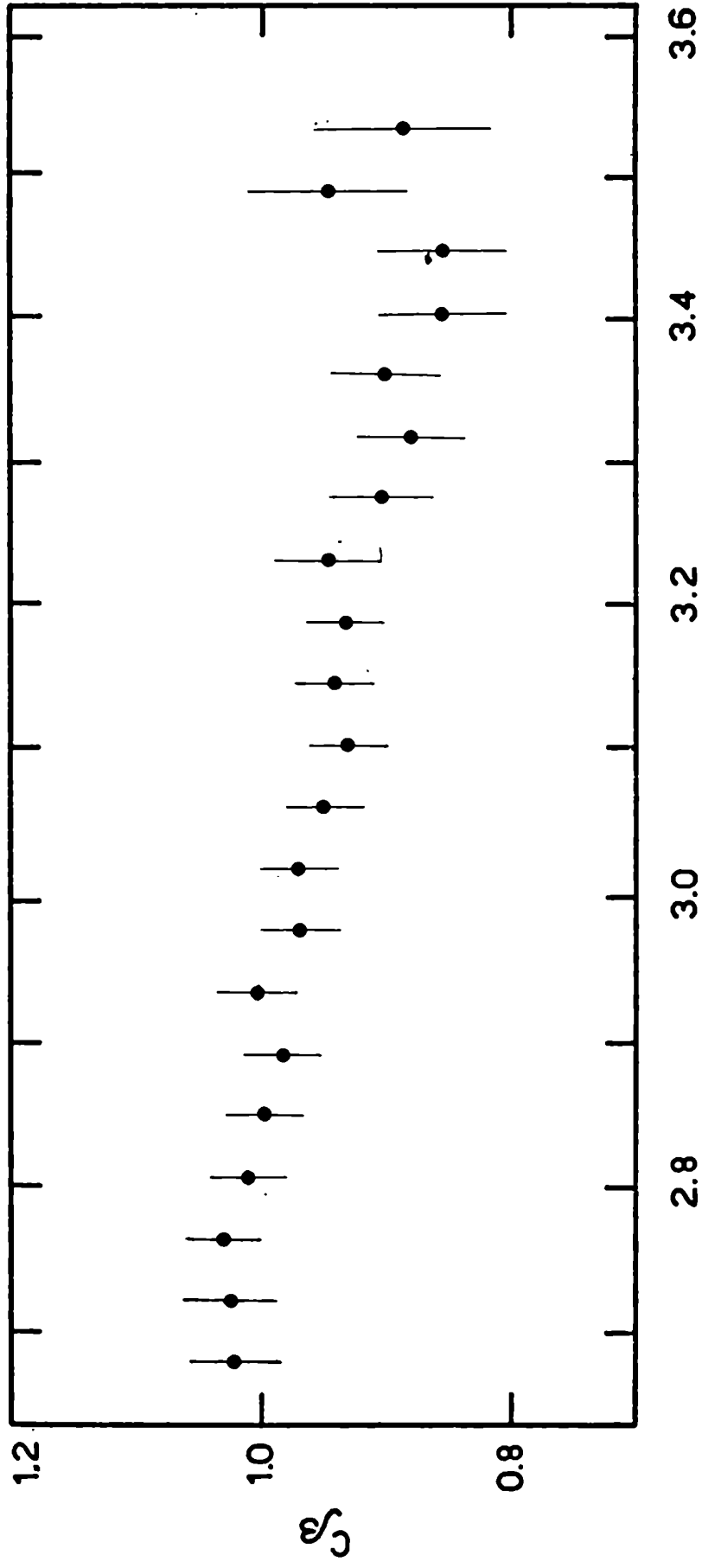


FIG. V 4



W ($m_0 c^2$)
fig.V.5

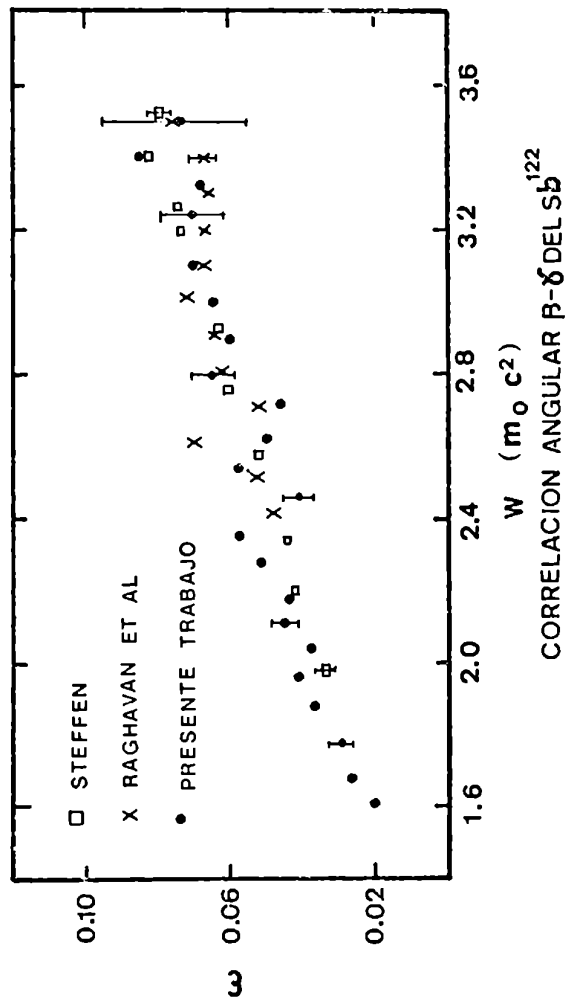
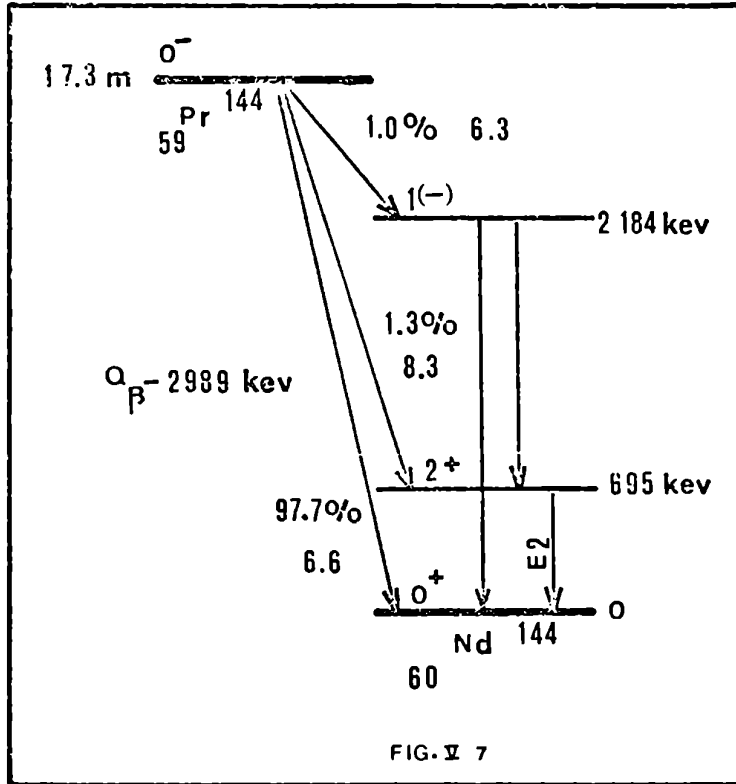
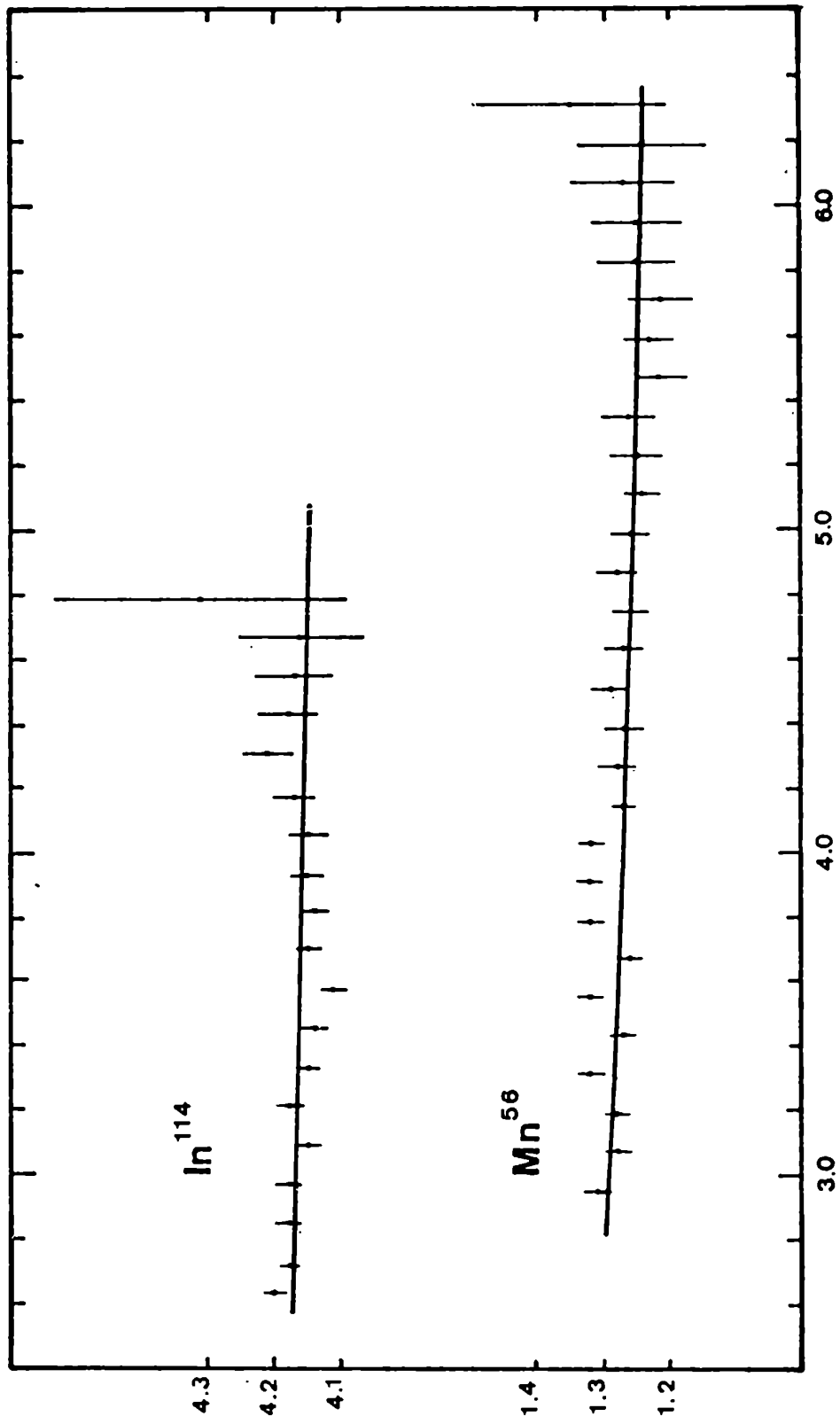


FIG V 6





W (ENERGY IN UNITS OF MC²)

FIG. V. 8

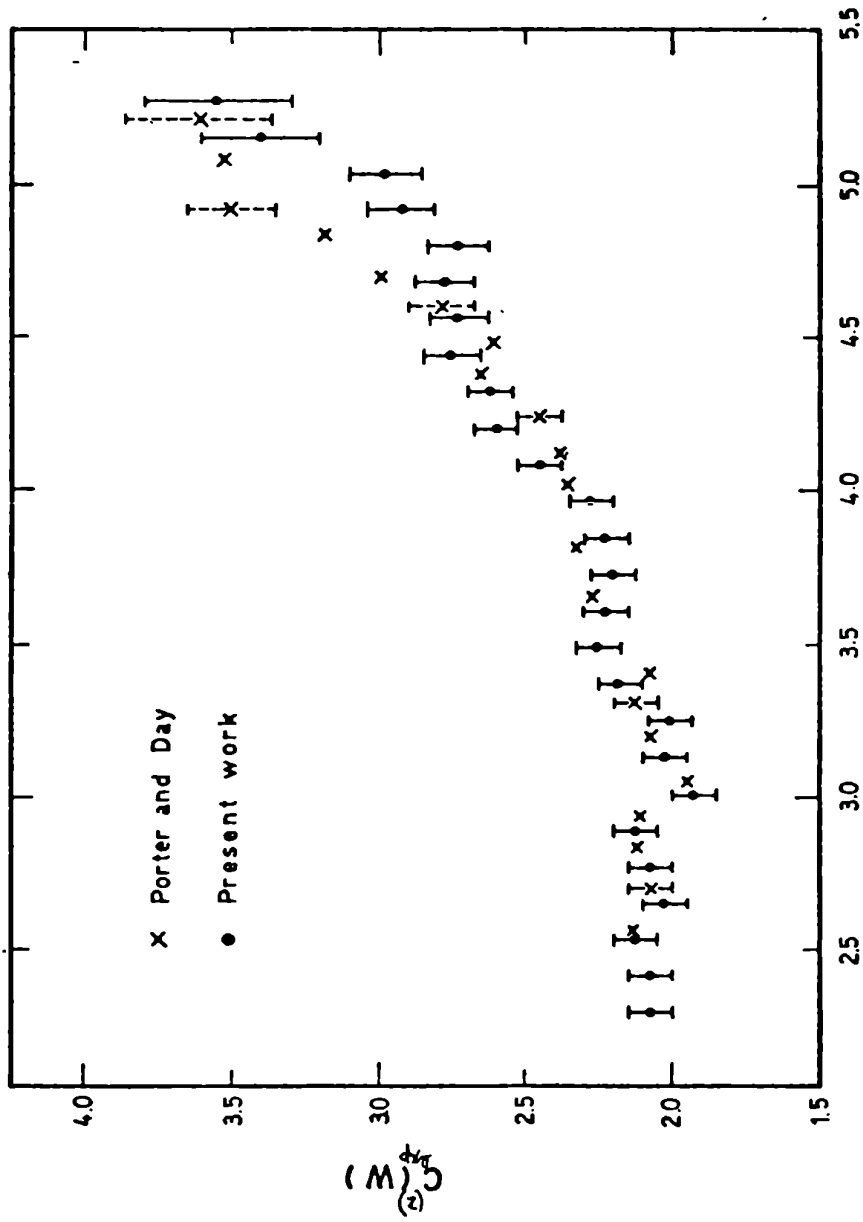
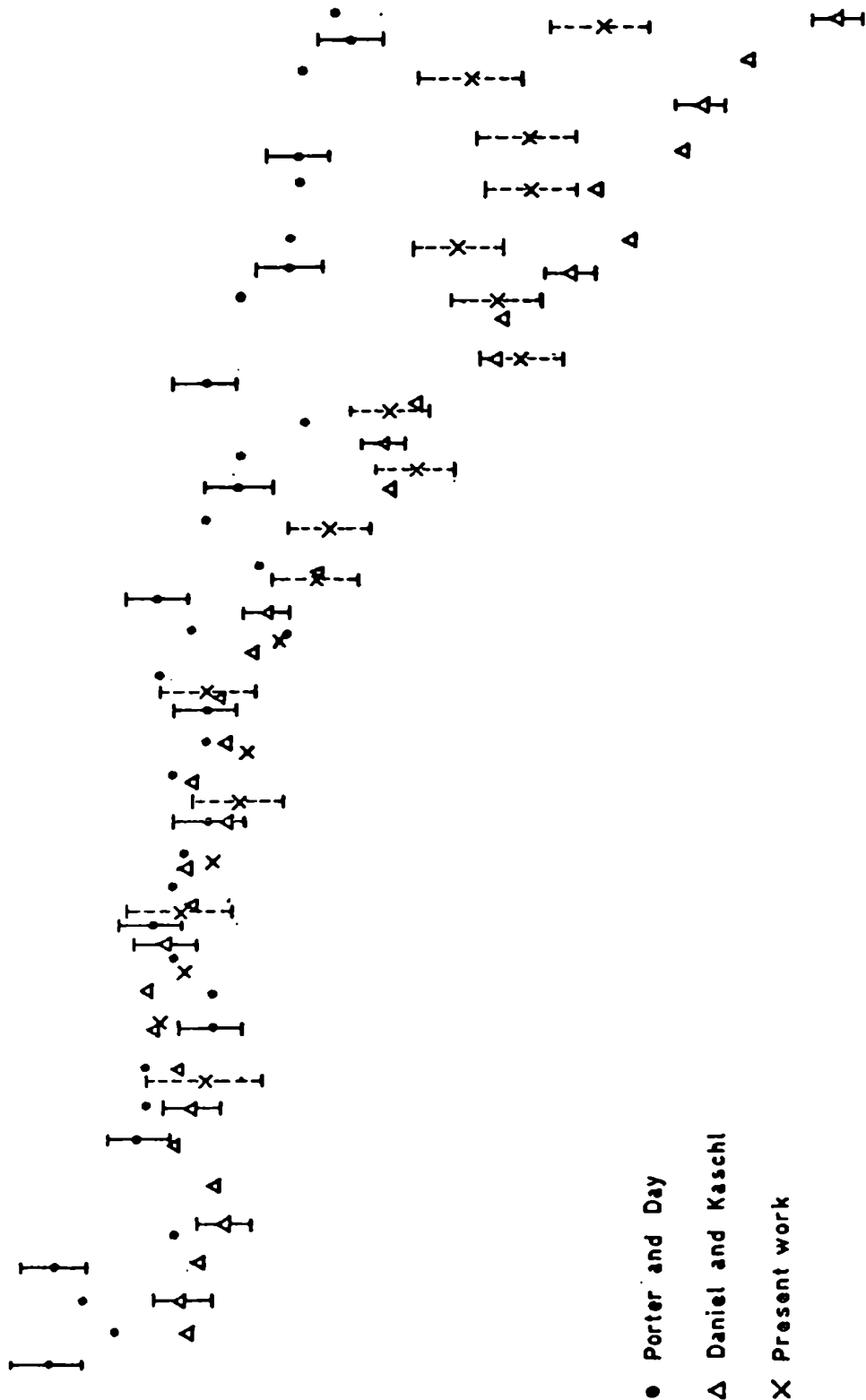


Fig. V.9



● Porter and Day

Δ Daniel and Kaschl

X Present work

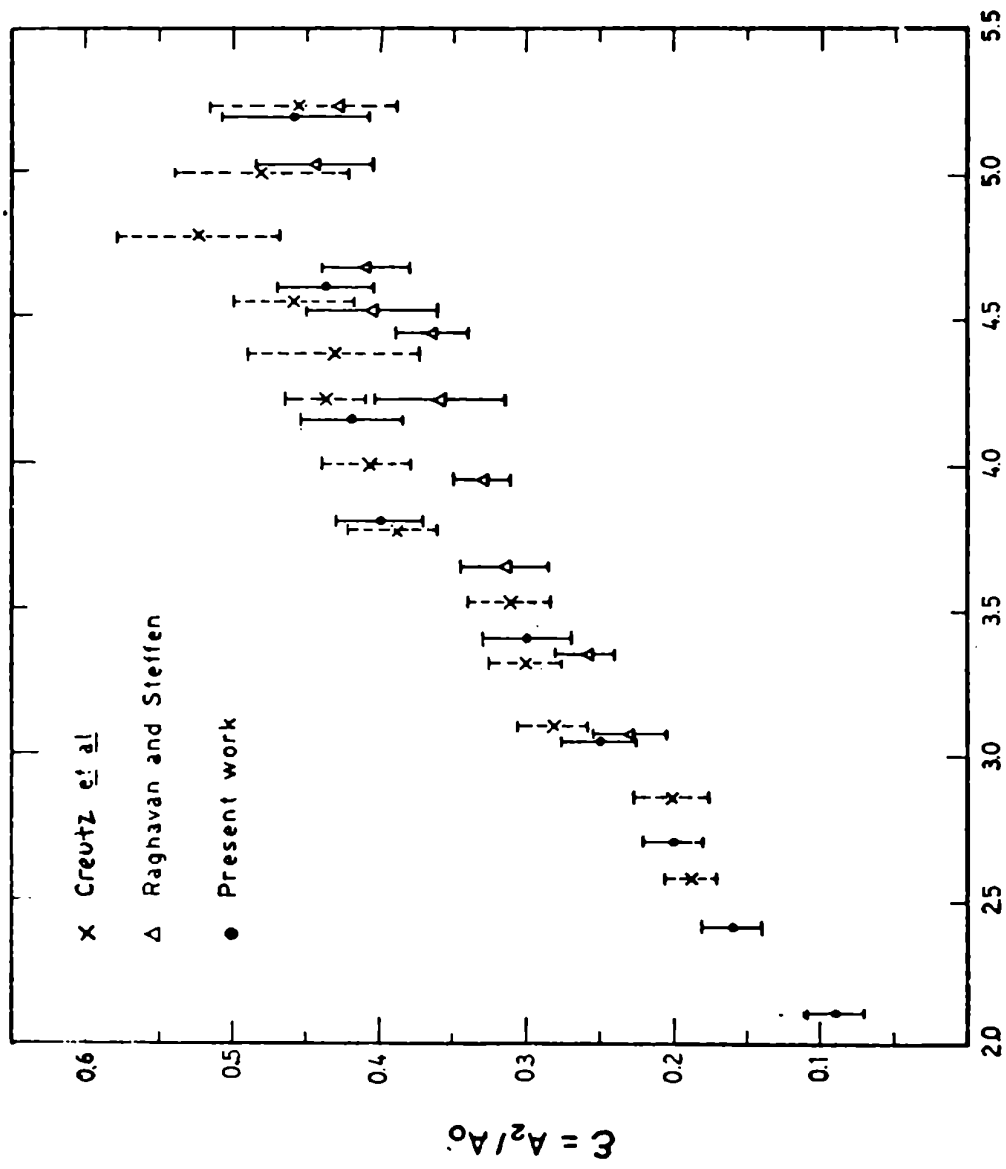


Fig. V. 11

CAPÍTULO VI

ANÁLISIS DE LAS TRANSICIONES BETA $2^- \rightarrow 2^+$ EN EL Rb^{86} Y EL Sb^{122}

VI.1. Método de análisis

Las dos transiciones analizadas en este capítulo son del tipo primeras prohibidas no únicas, con seis elementos de matriz a determinar (ver tabla I.2). Como se mencionó en la sección I.3, uno de esos elementos de matriz se puede obtener a partir de la vida media. En consecuencia quedan como parámetros cinco cocientes de elementos de matriz. En principio se puede elegir cualquiera para normalizar. Como generalmente conviene trabajar con los axiales, se toma $w=1$, $u=1$ o $s=1$ (ver fórmulas I.17). Una vez fijada la normalización, se determinan los cinco cocientes libres. Luego, para obtener los valores absolutos de los elementos de matriz, se encuentra el factor de escala γ a partir de la fórmula (II.12). Para que la normalización elegida sea adecuada el elemento de matriz nuclear correspondiente no debe estar reducido por ningún efecto.

Para determinar los parámetros libres se ajustan los valores experimentales de los observables de la desintegración beta a las expresiones teóricas correspondientes. Después se mencionará cuáles observables se consideraron en cada caso. Las expresiones teóricas son las dadas en la sección II.1.

El método de ajuste es análogo al empleado en el análisis de los datos experimentales (ver sección IV.4). Mediante un programa computacional se calculan los valores teóricos de cada observable y se obtiene el valor de la función χ^2 correspondiente según la definición dada en (IV.4). El χ^2 total es la suma

$$\chi^2_{\text{total}} = \sum_{i=1}^n \chi_i^2 \quad (\text{VI.1})$$

donde n es el número de observables analizados y χ_i^2 es el χ^2 correspondiente al i -ésimo observable. Utilizando el conjunto de subrutinas

MINUIT del CERN, se varían los parámetros hasta lograr el χ^2_T mínimo.

MINUIT incluye dos subrutinas que buscan mínimos: SEEK y TAUROS. SEEK genera números al azar con el método de Montecarlo y de esta manera recorre el hiperespacio de los parámetros. TAUROS busca los mínimos con el método de los gradientes. Lo que se hace en este análisis es lo siguiente. Con SEEK se buscan cincuenta mínimos que luego se usan como valores iniciales para TAUROS, obteniéndose así los intervalos aceptables para los parámetros.

Para calcular los observables es necesario evaluar las funciones de onda radiales del electrón y también la función de Fermi. Todas se calculan empleando el método propuesto por Bhalla y Rose¹⁾.

Teniendo en cuenta que un buen ajuste para un determinado observable corresponde a un λ^2 particular menor o del orden de 1, se aceptaron todos aquellos mínimos que cumplan

$$\lambda^2_i \leq 1 \quad \text{para todo } i \quad . \quad (\text{VI.2})$$

VI.2. Desintegración de núcleos orientados

Para el caso particular de una transición $2^-(\beta^-)2^+(\gamma)0^+$, la distribución angular de los rayos gamma que siguen a los rayos beta en la desintegración de núcleos orientados, integrada sobre la energía de los electrones, es

$$W(\gamma) = 1 - \frac{1}{7} B_2 f_2 P_2(\cos\gamma) - \frac{4}{3} B_4 f_4 P_4(\cos\gamma) \quad . \quad (\text{VI.3})$$

f_2 y f_4 son los parámetros de Tolhoek y Cox (ver sección II.1). Los coeficientes B_2 y B_4 contienen información sobre los elementos de matriz nucleares, según las siguientes fórmulas

$$B_2 = (a_0 + \frac{1}{2} a_1 - \frac{1}{14} a_2) / (a_0 + a_1 + a_2) \quad (\text{VI.4})$$

$$B_4 = (a_0 - \frac{4}{3} a_1 + \frac{1}{7} a_2) / (a_0 + a_1 + a_2) \quad (\text{VI.5})$$

con

$$a_1 = \int_1^{W_0} \sum_{\lambda, \mu} C_1(\lambda, \mu)^2 W P^{-1} dW \quad (\text{VI.6})$$

VI.3.1. Resultados

En el análisis de la transición beta de 697 keV del Rb⁸⁶ se consideraron las siguientes experiencias:

- forma de espectro, medida en este trabajo;
- correlación angular beta-gamma, también determinada en este trabajo;
- polarización circular de los rayos gamma en función del ángulo e integrada en la energía, medida por Viano y col.²⁾;
- polarización circular de los rayos gamma en función de la energía para dos ángulos, publicada por Mehling y Daniel³⁾.

Se tuvieron en cuenta otras experiencias (c y d) aparte de las medidas en este trabajo porque cuanto mayor es la cantidad de información experimental de que se dispone, mejor se determinan los elementos de matriz nucleares.

En este análisis se normalizó tomando $\eta = 1$. Por lo tanto el factor de escala era $\eta = C_A \int B_{1j}$. Como parámetros libres se usaron w, x, u , definidos en las fórmulas (I.17), y las relaciones entre elementos de matriz vectoriales y axiales, λ y λ' respectivamente (ver sección I.6). Los límites de variación eran

$$-20 \leq w, x, u \leq 20 ; \quad 1 \leq \lambda \leq 4 \quad \text{y} \quad 0 \leq \lambda' \leq 3 . \quad (\text{VI.7})$$

Los resultados obtenidos se muestran en la tabla VI.1.

Tabla VI.1

parámetros	elementos de matriz
$-1.58 \leq w \leq 0.51$	$-0.17 \leq \int \lambda' r/R \leq 0.56$
$0.16 \leq x \leq 0.27$	$-0.027 \leq \lambda \leq 0.067$
$0.12 \leq u \leq 0.39$	$-0.097 \leq \int \lambda r/R \leq -0.065$
$0.80 \leq \lambda \leq 1.88$	$0.04 \leq \int \lambda' r/R \leq 0.12$
$2.19 \leq \lambda' \leq 2.50$	$-0.030 \leq \lambda \leq -0.022$
$-2.15 \leq V \leq 0.06$	$-0.36 \leq \int \lambda B_{1j}/R \leq -0.31$
$-0.61 \leq Y \leq 1.08$	

Como se encontraron muchos conjuntos de parámetros que ajustan satisfactoria mente los datos experimentales, se dan como resultados los intervalos dentro de los cuales caen todos esos valores. Salvo los dos elementos de matriz relativistas, ρ y σ , los demás están normalizados dividiendo por el radio nuclear R, que vale 0.0138 en este caso.

El ajuste de los valores experimentales de los distintos observables analizados con los valores teóricos deducidos a partir de los elementos de matriz hallados se muestra en las figuras VI.1 a VI.5.

VI.3.2. Discusión

El rango determinado para Λ_0 está de acuerdo con las estimaciones teóricas de Pursey⁴⁾, que obtuvo $\Lambda_0 \sim 2$, y de Ahrens y Feenberg⁵⁾, quienes dieron $\Lambda_0 \leq 1$.

El resultado de Λ concuerda con el valor calculado por Fujita⁶⁾ y Eichler⁷⁾ utilizando la teoría CVC (ver sección I.6). Es importante mencionar que cálculos recientes de Fayans y Khodel⁸⁾ han mostrado que el valor teórico de Λ puede diferir del determinado por Fujita y Eichler hasta en un 25% si se tiene en cuenta la interacción entre quasipartículas del núcleo (fuerza residual). Por eso en este análisis se dejó Λ como parámetro libre, en lugar de fijarlo en el valor calculado por Fujita y Eichler.

En la tabla VI.1 se dan también los resultados obtenidos para las combinaciones lineales V e Y, definidas en las ecuaciones (I.21). Estas combinaciones no son predominantes y por lo tanto, la aproximación ξ no se cumple. Esto es lógico ya que los valores experimentales de la correlación angular beta-gamma y de la polarización circular de los rayos gamma no están de acuerdo con dicha aproximación.

Los elementos de matriz nucleares han sido determinados previamente por Eichler y Wahlborn⁹⁾, Viano y col.²⁾, Bosken y col.¹⁰⁾ y Manthuruthil y col.¹¹⁾. Los resultados obtenidos en este trabajo coinciden con los de las refs. 2) y 11). Por otra parte los elementos

de matriz hallados por Eichler y Wahlborn⁹⁾ están más o menos de acuerdo con los determinados por Bosken y col.¹⁰⁾, y los resultados de Viano y col.²⁾ coinciden aproximadamente con los de Manthuruthil y col.¹¹⁾. Analizando los distintos trabajos se ve que la diferencia fundamental reside en los datos experimentales considerados y no en el método de análisis empleado. Las mayores diferencias se presentan en la polarización circular de los rayos gamma. Eichler y Wahlborn⁹⁾ y Bosken y col.¹⁰⁾ analizaron la polarización circular de los rayos gamma en función del ángulo e integrada en la energía determinada por Boehm y Rogers¹²⁾, mientras que en el presente trabajo y en los de Manthuruthil y col.¹¹⁾ y de Viano y col.²⁾ se consideraron los resultados obtenidos por éstos últimos. Ambas mediciones^{2,12)} difieren entre sí. El haber elegido los datos dados en la ref. 2) para realizar el presente análisis se debe a que es una medida posterior y que cubre un rango mayor de ángulo. Por otra parte, la polarización circular de los rayos gamma en función de la energía no fue analizada en los trabajos de las refs. 2,9), mientras que Bosken y col.¹⁰⁾ consideraron los datos obtenidos por ellos mismos y Manthuruthil y col.¹⁰⁾ tuvieron en cuenta los resultados de Kneissl¹³⁾. En este trabajo se eligieron las mediciones de Mohling y Daniel³⁾ por contener más información ya que se midió la dependencia en energía simultáneamente para dos ángulos.

De la discusión anterior se deduce que es fundamental disponer de una medida de polarización circular en función del ángulo y de la energía confiable para poder decidir entre los elementos de matriz nucleares hallados por los distintos autores. También sería muy importante contar con información experimental acerca de la distribución angular de los electrones emitidos por núcleos orientados y de los rayos gamma que los siguen.

Cualitativamente, los resultados de la tabla VI.1 se pueden explicar dentro del modelo de capas. El ${}_{37}^{86}\text{Rh}$ debería tener

un protón en el nivel $f_{7/2}$ y un neutrón en el $g_{7/2}$. Estos son los únicos niveles disponibles dentro de la capa de 28 a 50 nucleones que pueden acoplarse para dar el estado 2^+ . En consecuencia, el modelo de capas predice que en una transición beta el momento angular total debe cambiar por lo menos en dos unidades, o sea, el elemento de matriz $\langle i | B_{ij} | j \rangle$ debe ser predominante. El análisis muestra que efectivamente ese elemento de matriz es grande. La presencia de los otros elementos de matriz debe explicarse suponiendo mezclas de otros estados.

Wahlborn¹⁴⁾ consideró los mecanismos que pueden producir tal mezcla de configuraciones y calculó los siguientes valores para los parámetros no relativistas

$$w = -0.06 \quad ; \quad x = -0.02 \quad ; \quad u = -0.05 \quad .$$

Los valores determinados en este trabajo no coinciden con estas estimaciones teóricas. Wahlborn basó su análisis en los elementos de matriz hallados por Eichler y Wahlborn⁹⁾. Por ejemplo usó el argumento de que el parámetro w no puede ser cero, lo que está en contradicción con los resultados de la tabla VI.1. Eso podría explicar las discrepancias. Wahlborn concluye que el estado 2^+ del Sr^{86} no puede entenderse con 1 excitaciones de dos partículas ni con un modelo colectivo puro, sino que se necesita una descripción intermedia.

VI.4. Sb¹²²

VI.4.1. Resultados

Para determinar los elementos de matriz nucleares de la transición beta de 1400 keV del Sb¹²² se analizaron los siguientes observables:

- a) forma de espectro, medida en este trabajo;
- b) correlación angular beta-gamma, también determinada en este trabajo;
- c) polarización circular de los rayos gamma en función del ángulo e integrada en la energía, dada por Grabowski y col.¹⁵⁾;
- d) distribución angular de los rayos gamma en la desintegración de nú-

oleos orientados, medida por Krane y col.¹⁶⁾.

Se tomó la normalización $s=1$. Los parámetros libres y los límites de variación eran los mismos que en el caso del Eh^{86} . Los resultados obtenidos se muestran en la tabla VI.2. El radio nuclear R vale 0.0155 en este caso.

Tabla VI.2

parámetros	elementos de matriz
$0.84 \leq w \leq 1.76$	$-0.072 = \langle 1 \tau/R = -0.056$
$-0.32 \leq x \leq -0.04$	$-0.023 = \langle 1 \sigma = -0.020$
$-0.56 \leq u \leq 0.03$	$0.003 = \langle 1 \tau/R = 0.018$
$1.68 \leq v \leq 1.91$	$-0.023 = \langle 1 \tau/R = 0.002$
$1.92 \leq w \leq 3.24$	$0.001 = \langle 1 \sigma = 0.008$
$-14.7 \leq V \leq -9.4$	$-0.066 = \langle 1 B_{1j}/R = -0.041$
$-1.40 \leq Y \leq -0.52$	

En las figs. VI.6, VI.7 y VI.8 se representan los ajustes logrados para la forma de espectro, la correlación angular beta-gamma y la polarización circular en función del ángulo, respectivamente. La comparación entre los valores experimentales y los teóricos para los coeficientes de la desintegración de núcleos orientados se da en la tabla VI.3. Los coeficientes B_2 y B_4 son los definidos en las ecuaciones (VI.4)-(VI.6).

Tabla VI.3

coeficiente	valor experimental	valor teórico
B_2	0.95 ± 0.1	0.99
B_2/B_4	1.2 ± 0.2	1.01

VI.4.2. Discusión

De la tabla VI.2 se ve que el resultado obtenido para está de acuerdo con las estimaciones teóricas de Pursey⁴⁾ y de

Threns y Feenberg⁵⁾.

En cuanto al cociente λ , el valor calculado por Fajita⁶⁾ y Eichler⁷⁾ es $\lambda = 2.5$ para la transición analizada en este caso. El rango determinado en este análisis da diferencias hasta del orden del 25^o respecto a ese cálculo, lo que coincide con las conclusiones de Fayans y Khodel⁸⁾.

Respecto a las combinaciones lineales V e Y , la primera resulta ser por lo menos un orden de magnitud mayor que los parámetros w , x y u , y es del orden de $\frac{1}{2}$. En cambio existe un efecto de cancelación en Y (ver sección I.5). Es decir que los elementos de matriz determinados en este trabajo no cumplen con la aproximación $\frac{1}{2}$. Esto es lógico ya que la forma de espectro presenta una pequeña desviación con respecto a la forma estadística y los valores experimentales de los coeficientes de núcleos orientados no coinciden con las predicciones dadas por la aproximación $\frac{1}{2}$.

Existen dos trabajos previos en los cuales se hallaron los elementos de matriz para esta misma transición: el de Pipkin y col.¹⁷⁾ y el de Manthuruthil y Poirier¹⁸⁾. Los presentes resultados no están de acuerdo con ninguno de los anteriores.

Pipkin y col. no analizaron la forma de espectro ya que no se disponía en ese momento de ninguna medida experimental. Además usaron para la polarización circular de los rayos gamma la medición de Deutsch y Lipnik¹⁹⁾ realizada para un solo ángulo y un solo valor de la energía. Por otra parte calcularon el coeficiente de atenuación B_2 para la desintegración de núcleos orientados a partir de la medida de Somoilov y col.²⁰⁾. Por último no utilizaron un método de minimización para hallar los elementos de matriz sino que los buscaron sistemáticamente grillando la hipersuperficie de los cinco parámetros.

Las diferencias entre los datos considerados en este trabajo y los analizados por Manthuruthil y Poirier son que estos últimos no ajustaron la forma de espectro y que consideraron la medida de nie

electrones orientados de Somoilov y col.²⁰⁾. Pero lo más importante es que su trabajo tiene un error: el coeficiente a_{26} dado en la ref. 18) debe tener signo opuesto (cf. ref. 11) lo que invalida sus resultados.

De la discusión anterior se deduce que es razonable considerar más confiables los valores determinados en el presente trabajo.

Observando la tabla VI.2 se ve que los errores en los elementos de matriz son grandes. Estudiando las predicciones para la polarización circular en función de la energía, dadas como resultado adicional por el programa computacional usado en la minimización, se concluye que sería fundamental disponer de una medida de ese observable para ángulos grandes (entre 140° y 180°) para poder disminuir la indeterminación en los parámetros. También sería muy importante contar con información experimental acerca de la distribución angular de los electrones emitidos por núcleos orientados.

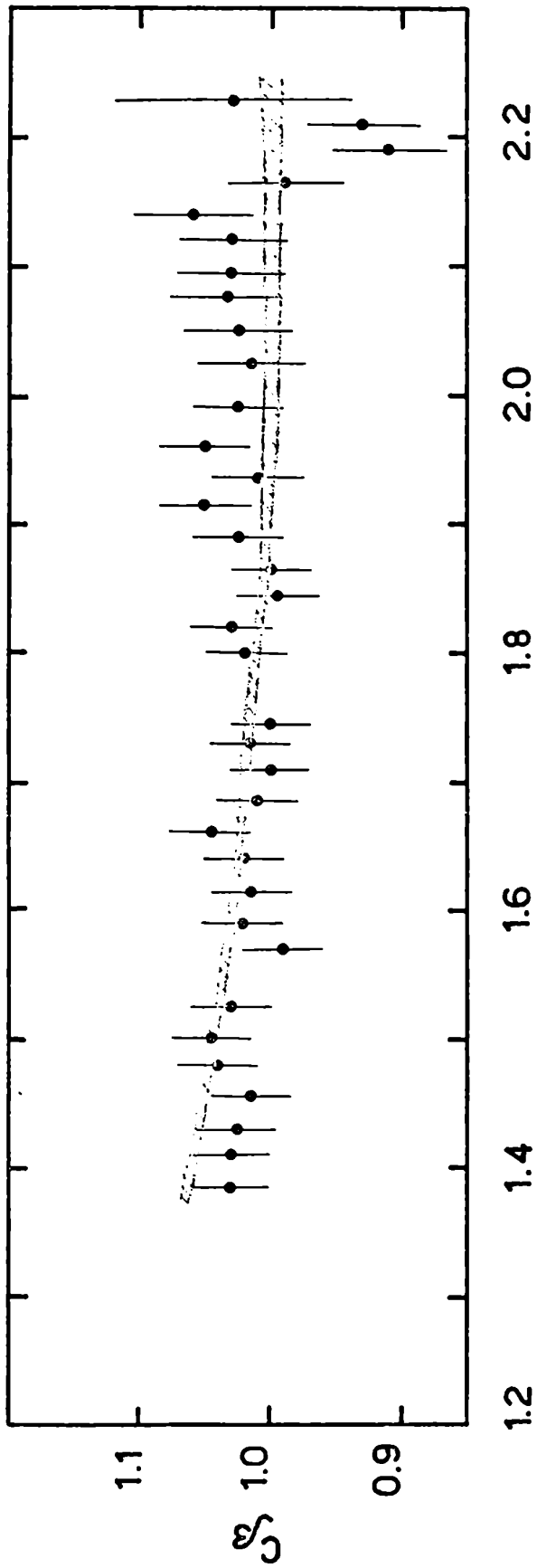
Existe un cálculo teórico del elemento de matriz $|i B_{1j}$ realizado por Kisslinger y Wu²¹⁾. Ellos encontraron $|i B_{1j}/R = 0.13$, valor que difiere en un factor de aproximadamente dos del encontrado en este análisis.

El modelo de capas provee un punto de partida para la interpretación de los resultados. El $^{122}_{51}\text{Sb}_{71}$ debe tener un neutrón en el nivel $h^{11/2}$ mientras que el nivel más probable para el protón es $g_{7/2}$ (cf. ref. 22). Es decir que en primera aproximación el modelo de capas predice que el elemento de matriz $|i B_{1j}$ debe ser predominante. La presencia de los otros elementos de matriz, que llegan a ser hasta del mismo orden de magnitud que $|i B_{1j}$, indica que el estado fundamental del Sb^{122} y el primer estado excitado del Te^{122} deben tener una estructura más compleja que la dada por el modelo de capas puro.

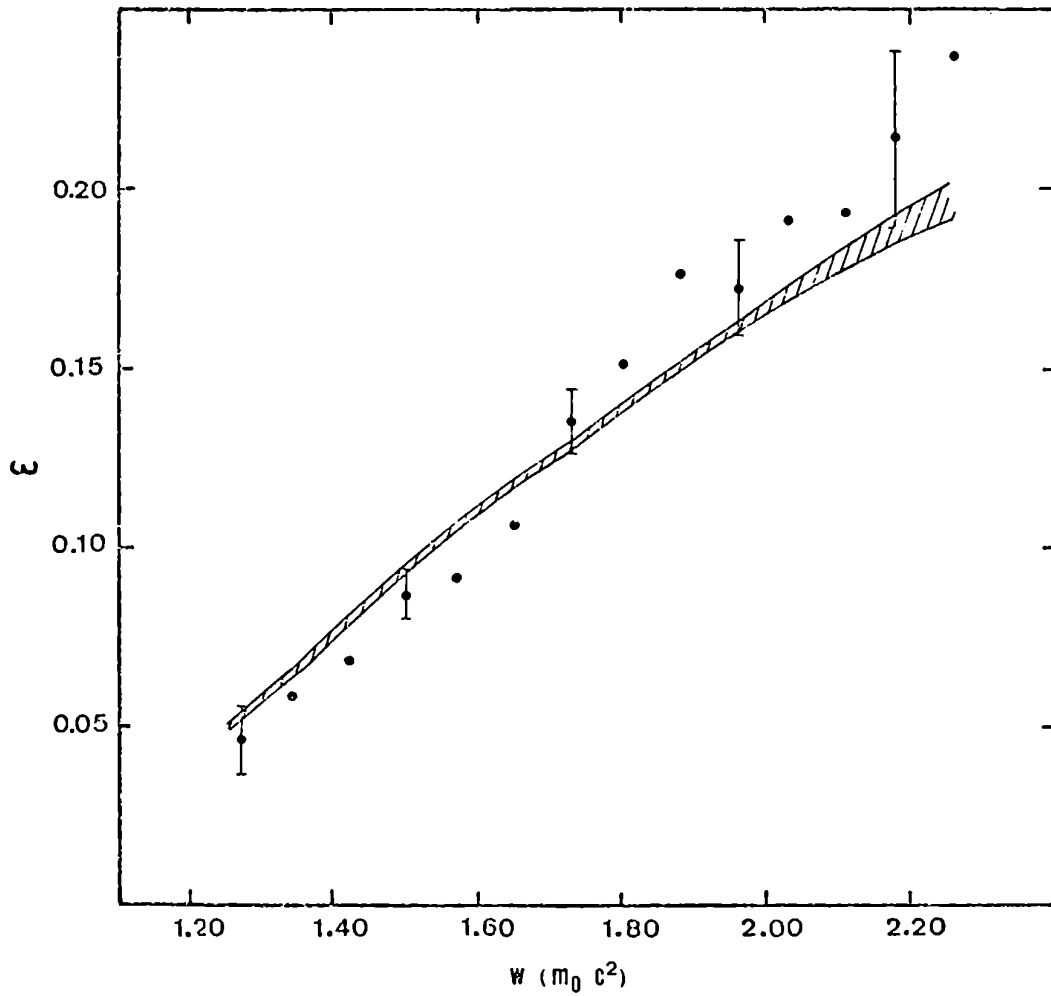
Referencias

- 1) C. P. Bhalla y M. E. Rose, Phys. Rev. 128 (1962) 774; ibid., ORNL 3207 (1961).

- 2) J. B. Viano, J. C. Renard, J. Menet, P. de Saintignon, A. Laverne y P. Depommier, J. de Physique 30 (1969) 763.
- 3) O. Mehling y H. Daniel, Nucl. Phys. A124 (1969) 320.
- 4) D. L. Pursey, Phil. Mag. 42 (1951) 1193.
- 5) T. Ahrens y E. Feenberg, Phys. Rev. 86 (1952) 64.
- 6) J. I. Fujita, Progr. Theor. Phys. 28 (1962) 338.
- 7) J. Eichler, Z. Phys. 171 (1963) 463.
- 8) S. A. Fayans y V. A. Khodel, Phys. Lett. 30B (1969) 5.
- 9) J. Eichler y S. Wahlborn, Phys. Lett. 4 (1963) 344.
- 10) J. J. Bosken, D. E. Ohlms y P. C. Simms, Phys. Rev. C3 (1971) 1168.
- 11) J. C. Manthuruthil, C. P. Poirier, K. S. R. Sastry, R. F. Petry, B. K. Cantrell, R. G. Wilkinson, Phys. Rev. C4 (1971) 960.
- 12) F. Boehm y J. D. Rogers, Nucl. Phys. 45 (1963) 392.
- 13) U. Kneissl, Z. Naturf. 20a (1965) 1364.
- 14) S. Wahlborn, Nucl. Phys. 58 (1964) 209.
- 15) Z. W. Grabowski, R. S. Raghavan y R. M. Steffen, Nucl. Phys. 70 (1965) 170.
- 16) K. S. Krane, J. R. Sites y W. A. Steyert, Phys. Rev. C4 (1971) 1329.
- 17) F. M. Pipkin, J. Sanderson y W. Weyhmann, Phys. Rev. 129 (1963) 2626.
- 18) J. C. Manthuruthil y C. P. Poirier, Nucl. Phys. A118 (1968) 657.
- 19) J. P. Deutsch y P. Lipnik, J. Phys. Radium 21 (1960) 806.
- 20) B. N. Somoilov, V. V. Sklyarevskii y E. P. Stepanov, Soviet Phys.-JETP 11 (1960) 261.
- 21) L. S. Kisslinger y C. S. Wu, Phys. Rev. 136 (1964) B1254 .
- 22) Z. Matumoto, M. Yamada, I. T. Wang y M. Morita, Phys. Rev. 129 (1963) 1308.

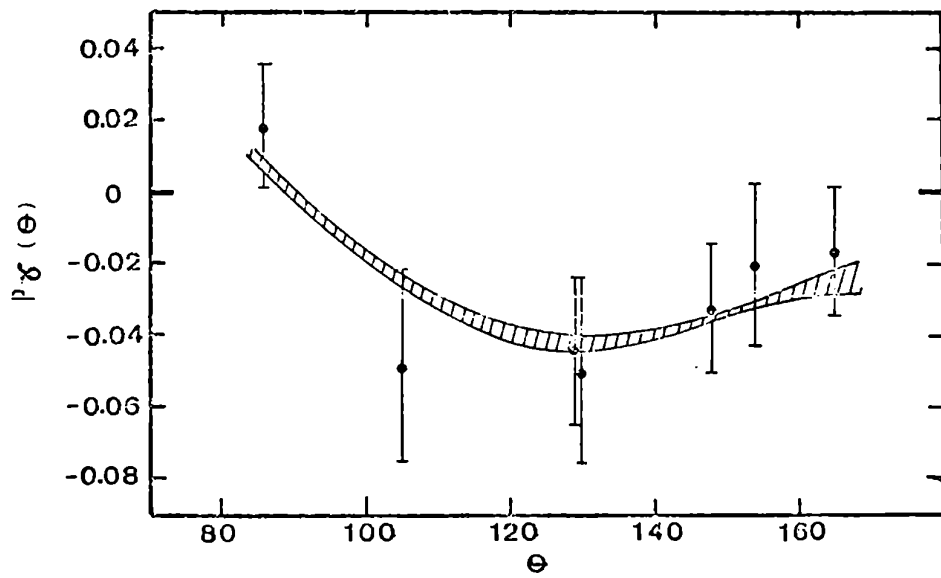


W ($m_{\odot} c^2$)
fig.VI.1



CORRELACION ANGULAR β - γ DEL Rb^{86}

FIG. VI 2



POLARIZACION CIRCULAR DEL Rb^{86}

FIG. VI 3

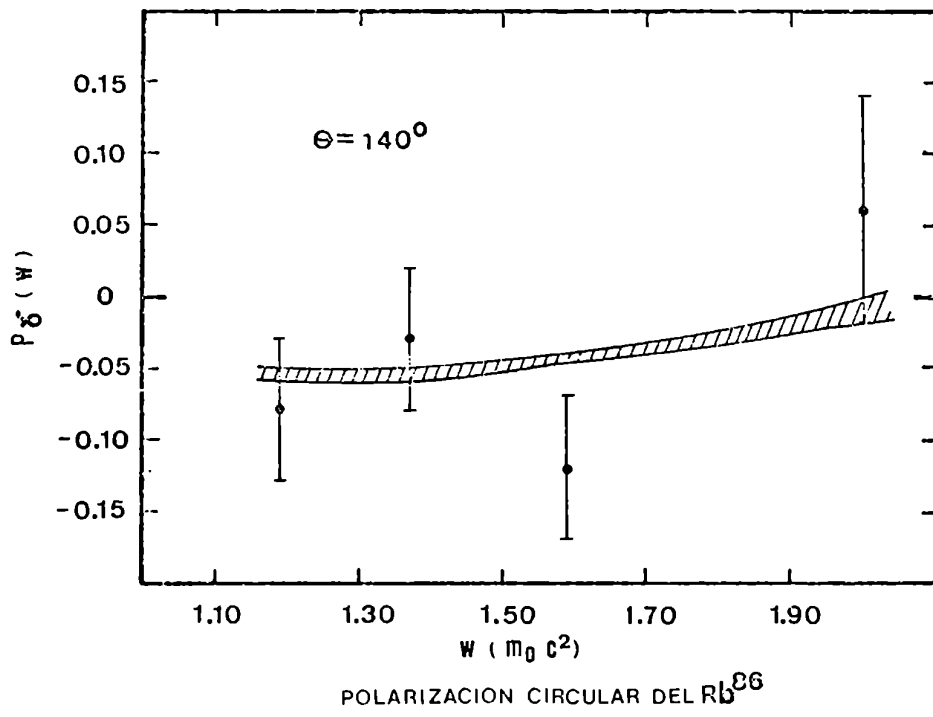
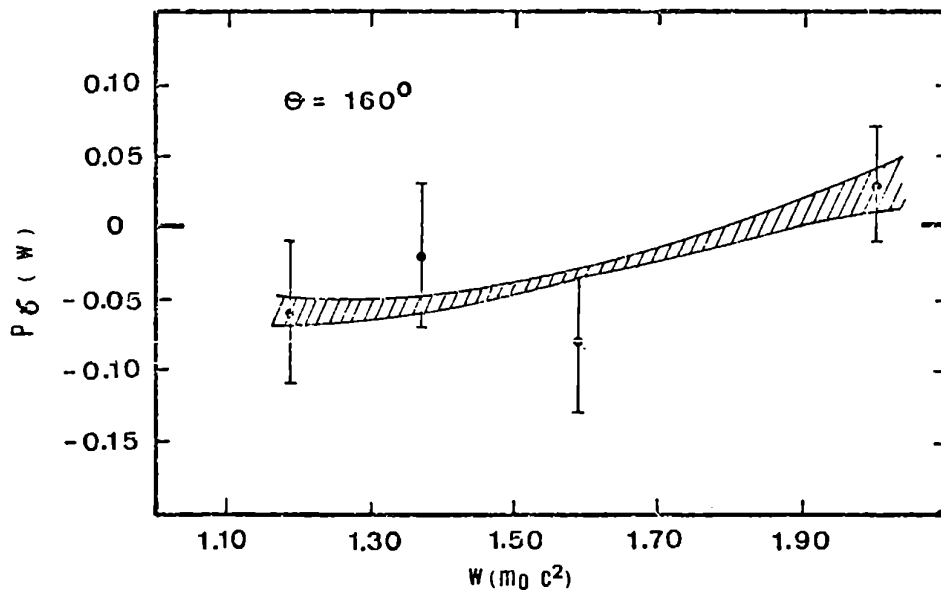
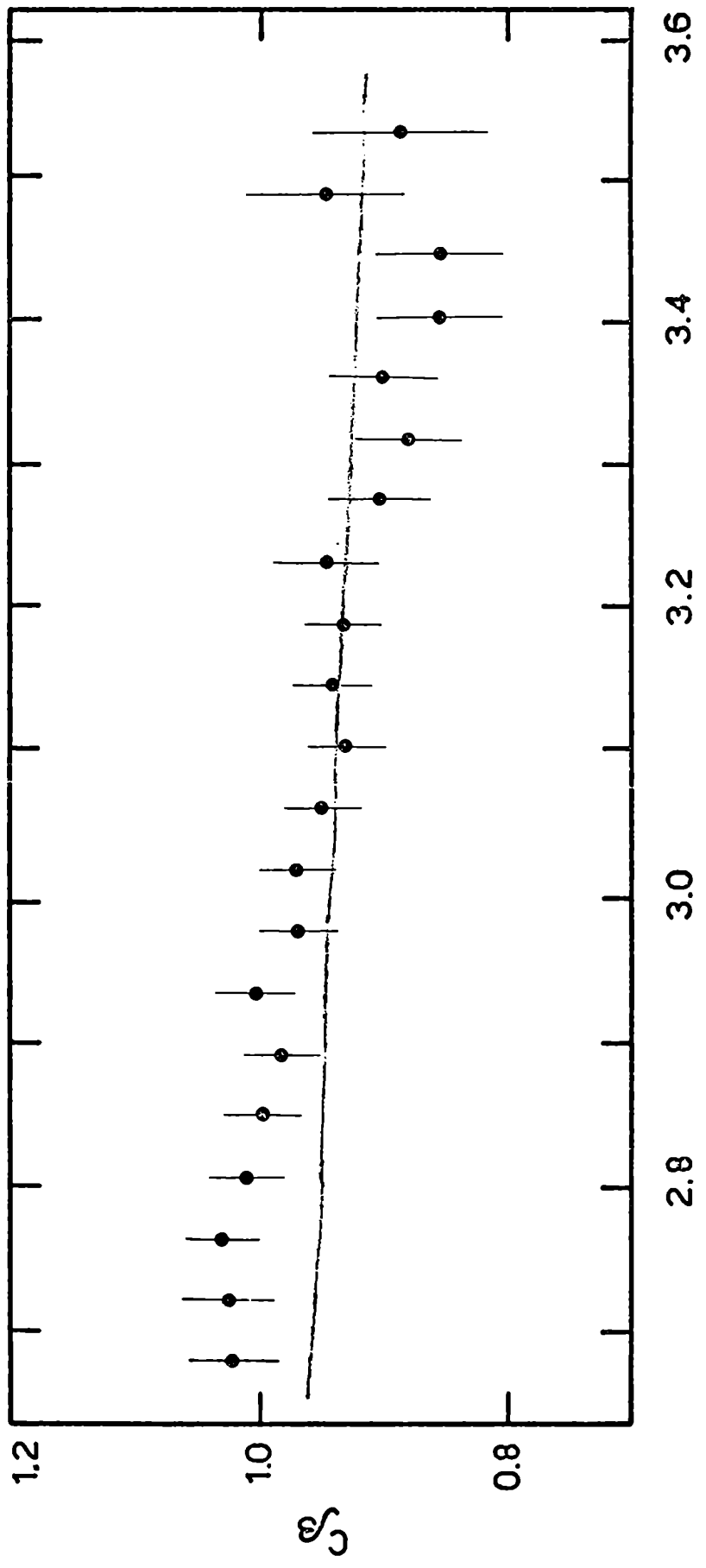


FIG. VI 4

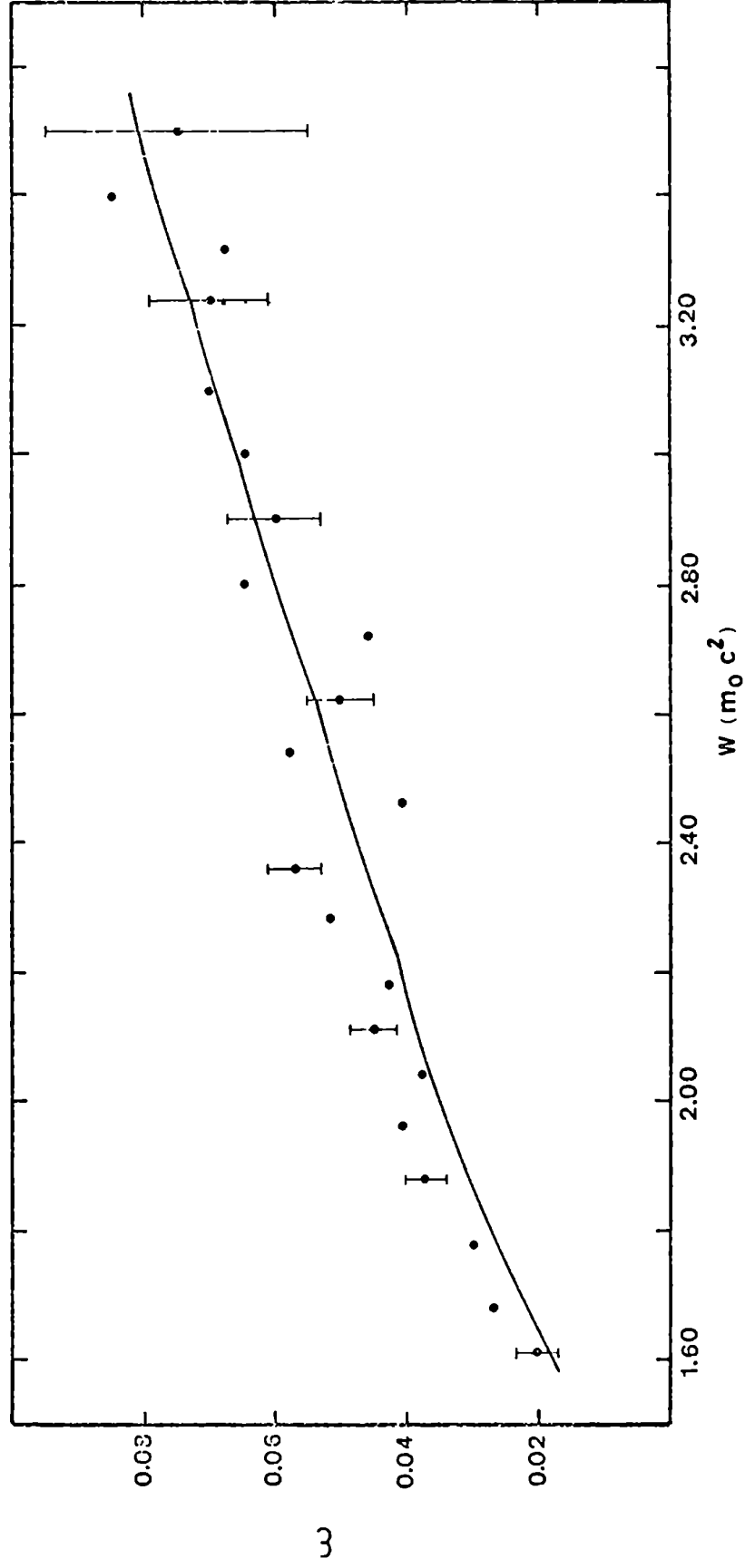


POLARIZACION CIRCULAR DEL Rb^{86}

FIG. VI 5

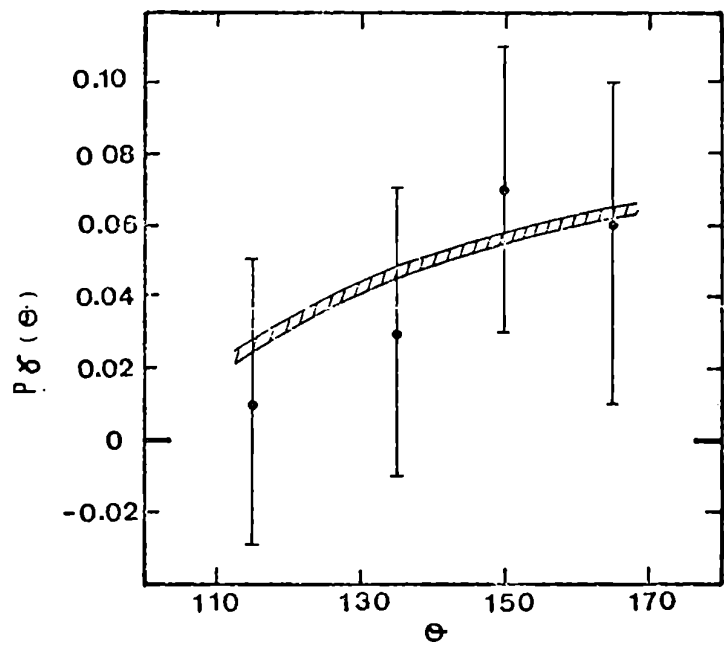


W ($m_0 c^2$)
fig. VI.6



CORRELACION ANGULAR $\beta - \delta$ DEL sb¹²²

FIG. VI 7



POLARIZACION CIRCULAR DEL Sb¹²²

FIG. VI 8

CAPITULO VII

ANALISIS DE LAS TRANSICIONES BETA $0^- \rightarrow 0^+$ Y $0^- \rightarrow 2^+$ EN EL Pr¹⁴⁴

VII.1. Introducción

Como ya se mencionó en la Introducción, el análisis de las transiciones beta $0^- \rightarrow 0^+$ y $0^- \rightarrow 2^+$ en el Pr¹⁴⁴ se realizó para buscar información adicional sobre la existencia de la interacción pseudo-tensorial inducida (PTI) en el Hamiltoniano beta, ya que la situación actual es confusa.

Para explicar las mediciones de las formas de espectro $0^- \rightarrow 0^+$ en el Pr¹⁴⁴ y el Ho¹⁶⁶ realizadas por Daniel y col.¹⁾, ha sido necesario introducir el PTI. En cambio las medidas de Porter y col.²⁾ sobre el Pr¹⁴⁴ y las de Liaud³⁾ sobre el Ho¹⁶⁶ pueden explicarse sin términos inducidos. En las transiciones únicas también hay problemas. Las desviaciones de la forma normal pueden explicarse^{4,5)} mediante correcciones terceras prohibidas y magnetismo débil en los casos del Rb⁸⁶, Sr⁹⁰ y Pr¹⁴², mientras que para el K⁴², Y⁹⁰ y Ho¹⁶⁶ debe introducirse el PTI.

Además, hay que asignarle diferente signo a la constante de acoplamiento PTI en el análisis de las transiciones únicas y $0^- \rightarrow 0^+$ para ajustar los datos experimentales, lo que es muy poco satisfactorio.

VII.2. Resultados y discusión

Los observables considerados en el análisis son:

- a) forma de espectro para la transición $0^- \rightarrow 0^+$;
- b) forma de espectro para la transición $0^- \rightarrow 2^+$;
- c) correlación angular beta-gamma en la transición $0^-(\frac{1}{2}^-)2^+(\frac{1}{2})0^+$;
- d) polarización longitudinal de los electrones, datos obtenidos por Daniel y col.¹⁾.

Los valores experimentales de a), B) y c) son los determinados en este trabajo (ver sección V.3). La forma de espectro de la transición $0^- \rightarrow 2^+$ está normalizada dividiendo por la forma única, $q^2 L_0 + 9 L_1$.

Como la información sobre las dos transiciones beta se ajusta simultáneamente, se tienen seis parámetros: el cociente de elementos de matriz para la transición $0^- \rightarrow 0^+$, b que es la constante para el PTI dada en la fórmula II.14 y los cuatro α_i de la fórmula II.15. El cociente de elementos de matriz mencionado es

$$f = \langle 1 Y_0 \cdot p \rangle / M \langle r T_{01} \rangle \quad (VII.1)$$

Ya que no es satisfactorio tratar con tantos parámetros, los valores de los α_i se fijaron en las estimaciones dadas por el modelo de capas, que son

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= 2/3 & ; & & \alpha_2 &= -1/6 & ; & & \alpha_3 &= \frac{z}{4} \wedge z \wedge \quad (1 \leq \wedge \leq 3); \\ \alpha_4 &= -\frac{5}{2} g_V / g_A \quad M R \quad . \end{aligned} \quad (VII.2)$$

En consecuencia quedaron sólo dos parámetros libres, f y b.

Para determinar los parámetros se ajustaron los datos experimentales mediante el método descrito en la sección VI.1. Los límites de variación eran

$$-100 \leq f \leq 100 \quad y \quad -50 \leq b \leq 50 \quad (VII.3)$$

El mejor ajuste correspondió a los valores

$$f = 32 \quad ; \quad b = 5 \quad y \quad \chi_N^2 = 0.87 \quad . \quad (VII.4)$$

χ_N^2 es el χ_T^2 dividido por el número de observables analizados. Los ajustes obtenidos para la forma de espectro de la transición beta $0^- \rightarrow 0^+$ y para la forma de espectro normalizada y la correlación angular beta-gamma de la transición $0^- \rightarrow 2^+$, se muestran en las figs.

VII.1, VII.2 y VII.3, respectivamente. La comparación entre los valores experimentales y los teóricos de la polarización longitudinal se da en la tabla VII.1.

Tabla VII.1

energía ($m_0 c^2$)	valor experimenta l	valor teórico
2.769	0.988 ± 0.037	0.990
3.378	1.012 ± 0.029	0.992
3.998	1.022 ± 0.045	0.993

Estimando el error en la determinación de f se obtuvo el valor 32 ± 15 . Rose y Osborn⁶⁾, Ahrens y Feenberg⁷⁾ y Pursey⁸⁾ evaluaron el cociente f usando modelos nucleares simples y encontraron $30 < f < 37$ para el Pr^{144} . El resultado de este trabajo está de acuerdo con esas estimaciones; en cambio no lo está con la predicción de Pearson⁹⁾ que da $-8 < f < -2.5$.

Es importante observar que con $b = 0$ se tiene un ajuste satisfactorio (ver fig. VII.4). En consecuencia, se puede afirmar que estas mediciones no exigen la introducción del PTI. Esta conclusión es la misma que se obtiene utilizando los datos de Porter²⁾.

Referencias

- 1) H. Daniel y Th. Kasohl, Nucl. Phys. 76 (1966) 97.
- 2) F. T. Porter y P. P. Day, Phys. Rev. 114 (1959) 1286.
- 3) P. Liand, Université de Grenoble, Ph. D. Thesis, 1969.
- 4) F. Krmpotić y D. Tadić, Phys. Lett. 21 (1966) 680; ibid., Phys. Rev. 178 (1969) 1804.
- 5) B. Eman, D. Tadić, L. Saybisz y F. Krmpotić, a publicarse.
- 6) N. E. Rose y R. K. Osborn, Phys. Rev. 93 (1954) 1326.
- 7) T. Ahrens y E. Feenberg, Phys. Rev. 86 (1962) 64.
- 8) D. L. Pursey, Phil. Mag. 42 (1951) 1193.
- 9) J. M. Pearson, Can. J. Phys. 38 (1960) 148.

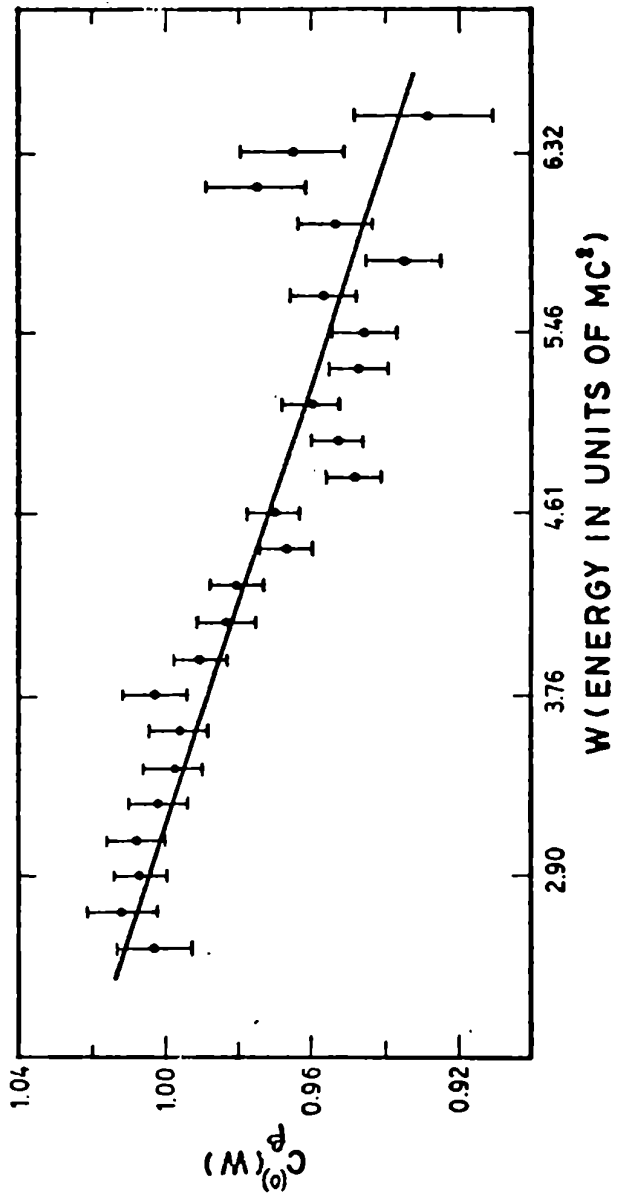


Fig. VII.1

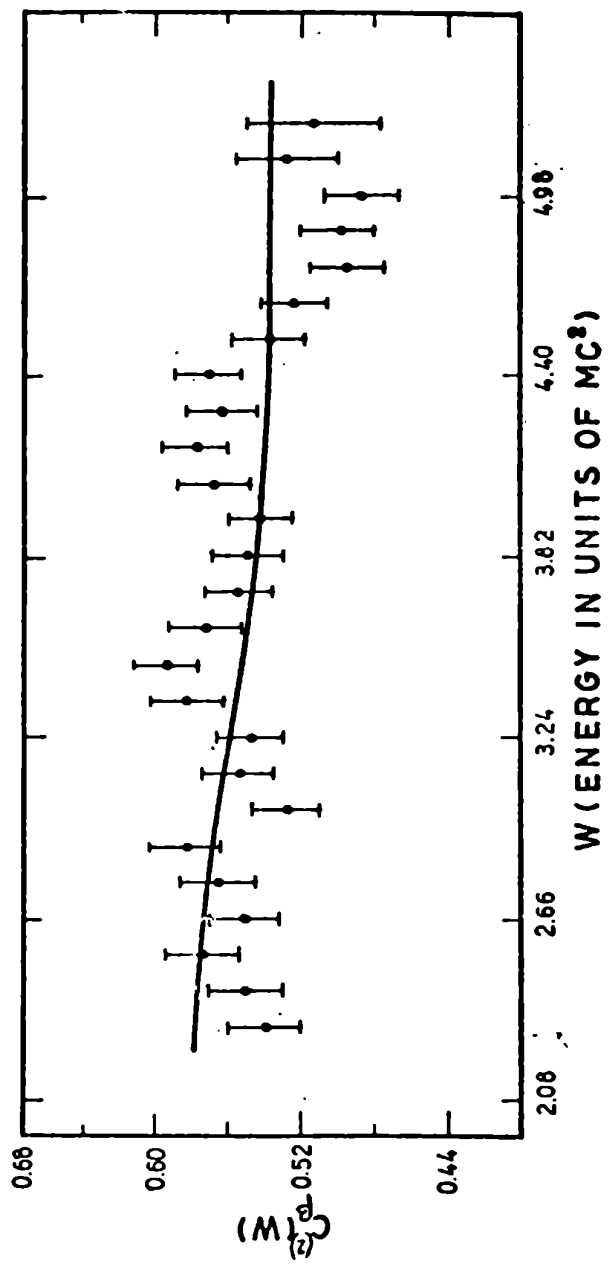


Fig. VII. 2

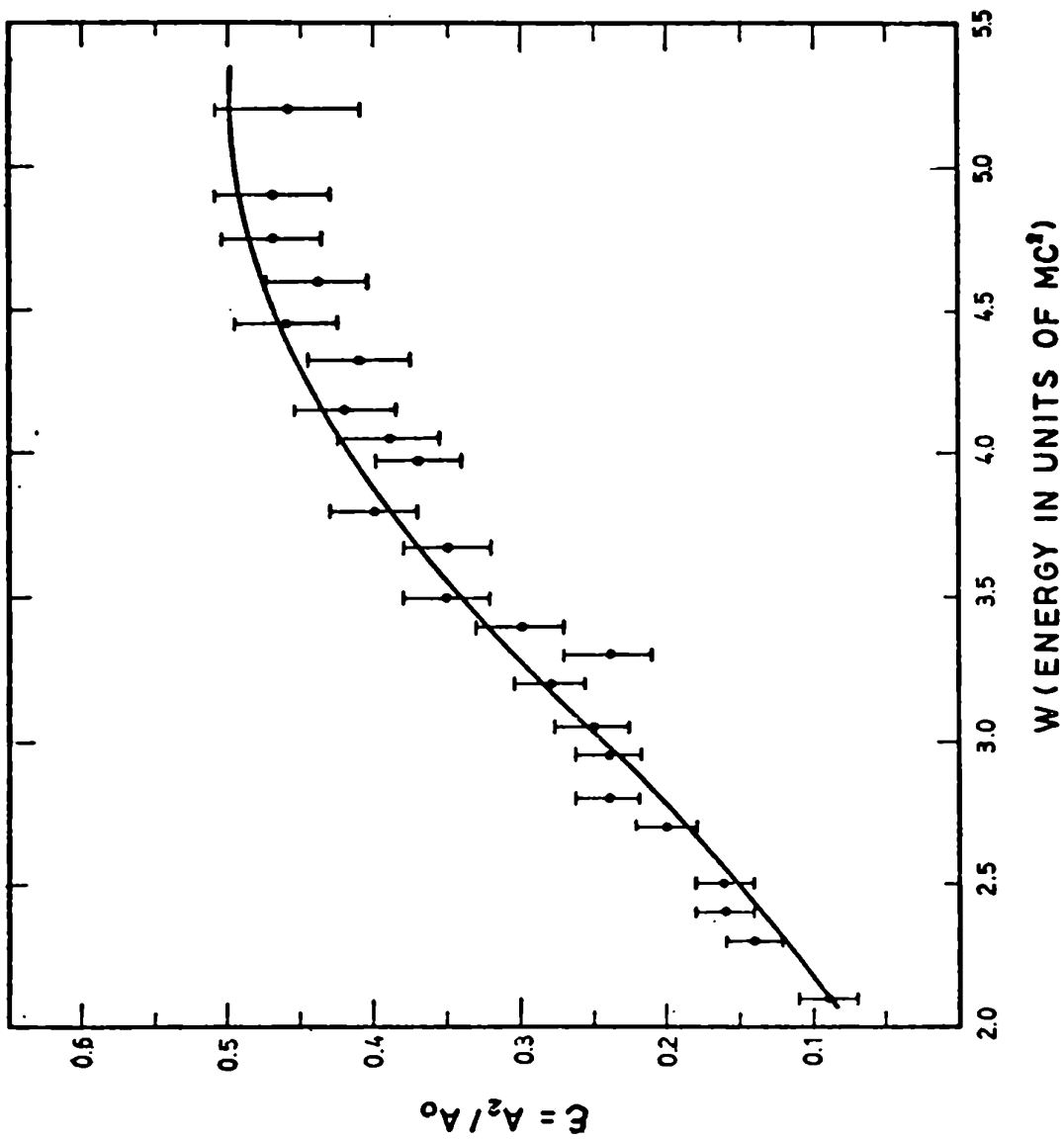
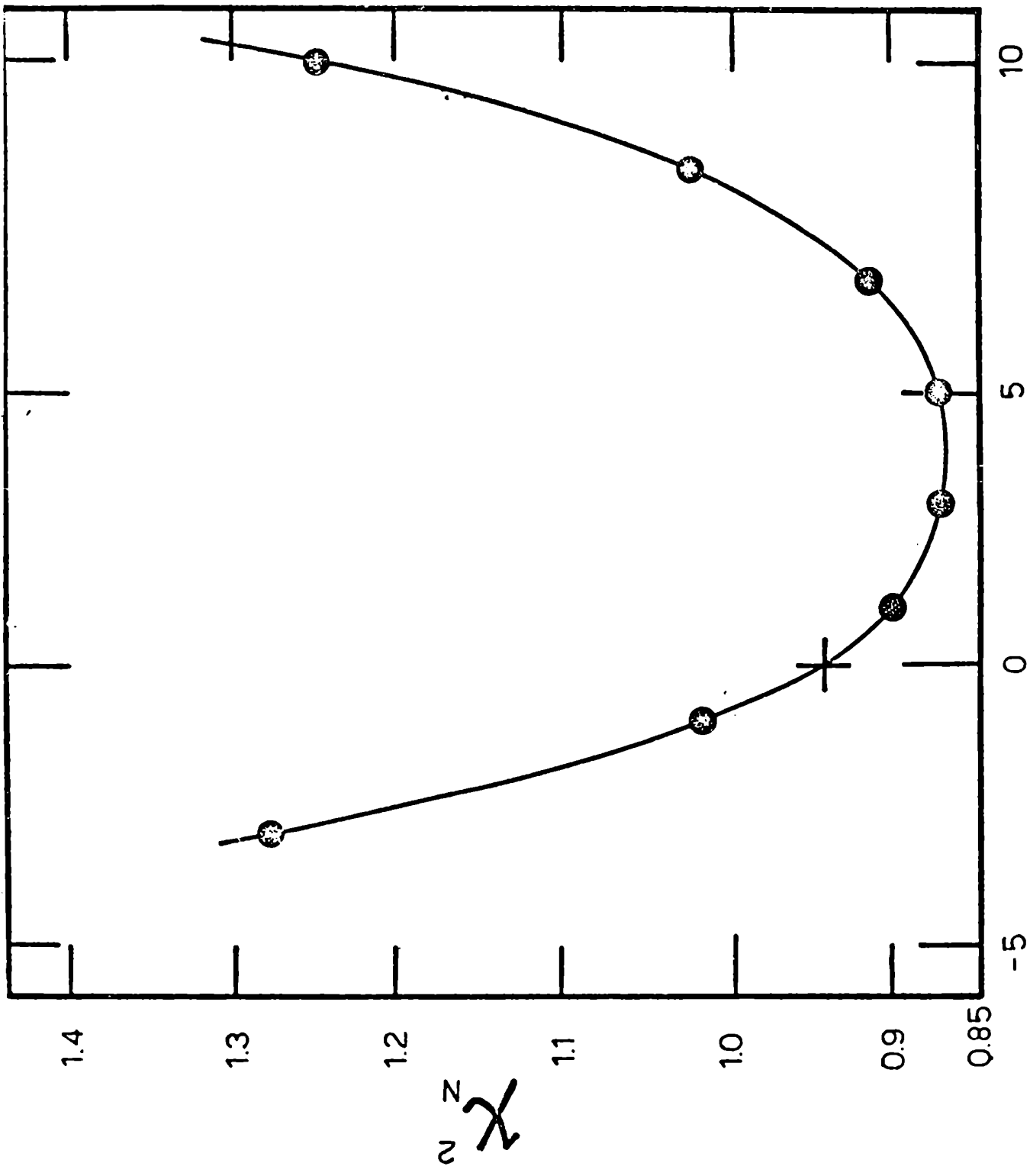


Fig. VII, 3



CAPITULO VIII

ANÁLISIS DE LA TRANSICIÓN $5/2^- (369 \text{ keV } \beta^-) \rightarrow 5/2^+$ EN EL Ni^{147}

VIII.1. Introducción

A pesar de la abundancia de información experimental acerca de la transición beta de 369 keV del Ni^{147} , no se ha realizado hasta el presente ninguna determinación de los elementos de matriz nucleares. Por eso es que se encoró este análisis.

La transición estudiada es del tipo primera prohibida no única, con seis elementos de matriz a determinar (ver tabla I.2). El método de análisis empleado es el descrito en la sección VI.1.

Para la cascada beta-gamma $5/2^- (\beta^-) \rightarrow 5/2^+ (\gamma) \rightarrow 1/2^+$, la distribución angular de los rayos gamma que siguen a los rayos beta en la desintegración de núcleos orientados, integrada sobre la energía de los electrones, es

$$N_{\gamma}(\theta) = 1 + U_2 F_2 B_2 P_2(\cos \theta) \quad , \quad (\text{VIII.1})$$

donde U_2 es el parámetro de orientación y F_2 el coeficiente de acoplamiento de momento angular¹⁾. B_2 contiene información sobre los elementos de matriz nucleares y está dado por

$$B_2 = (a_0 + \frac{33}{35} a_1 + \frac{1}{10} a_2) / (a_0 + a_1 + a_2) \quad (\text{VIII.2})$$

donde los a_i son los definidos en la fórmula (VI.6).

VIII.2. Resultados

Se consideraron las siguientes experiencias:

- a) forma de espectro, medida por Beekhuis y col.²⁾;
- b) correlación angular beta-gamma, por los mismos autores²⁾;
- c) polarización longitudinal de los electrones, también determinada en el mismo trabajo²⁾;
- d) polarización circular de los rayos gamma, publicada por Petushkov y Estulin³⁾;

e) distribución angular de los rayos gamma en la desintegración de núcleos orientados, medida por Barrett y Shirley⁴⁾.

Mediciones anteriores de la forma de espectro realizadas por Bendt y col.⁵⁾ y por Sharma y col.⁶⁾ coinciden con los datos de la ref. 2). Petushkov y Estulin³⁾ también midieron la correlación angular y observaron una anisotropía menor del 0.5%.

En este análisis se normalizó tomando $\mu=1$. Los parámetros libres eran w, x, u , dados en las fórmulas (I.17), y las relaciones entre elementos de matriz vectoriales y axiales, Λ y Λ_1 respectivamente (ver sección I.6). Los límites de variación eran los mismos que en el caso del Hb^{86} y el Sb^{122} (VI.7). Los resultados se dan en la tabla VIII.1. El radio nuclear R vale 0.0165 para el Nd^{147} .

Tabla VIII.1

parámetros	elementos de matriz
$0.17 = w = 0.40$	$-0.129 = 1 \cdot r/R = -0.064$
$-0.22 = x = -0.19$	$-0.030 = \dots = -0.018$
$0.020 = u = 0.086$	$0.073 = 1r/R = 0.085$
$1.00 = \Lambda = 1.26$	$0.006 = xr/R = 0.028$
$2.3 = \Lambda_1 = 2.7$	$0.040 = \dots = 0.047$
$-0.61 = V = -0.31$	$-0.37 = 1 B_{1j}/R = -0.30$
$-5.32 = Y = -4.24$	

El ajuste logrado para los valores experimentales de la forma de espectro y de la correlación angular beta-gamma se muestra en las figs. VIII.1 y VIII.2, respectivamente. La comparación entre los valores experimentales y los calculados para la polarización longitudinal, la polarización circular y el coeficiente de núcleos orientados, se da en la tabla VIII.2.

Tabla VIII.2

observable	valores calculado		valor experimental
polarización longitudinal, $P_L/(v/c)$	-0.991	-0.986	-0.994 ± 0.025
polarización circular, A	-0.118	-0.088	-0.093 ± 0.150
coeficiente B_2	0.666	0.670	0.714 ± 0.048

VIII.3. Discusión

Todos los datos experimentales muestran pequeñas desviaciones con respecto a la aproximación ξ (ver sección I.5), salvo la polarización circular, que se aparta apreciablemente. En la tabla VIII.1 se ve que las combinaciones lineales V e Y no son dominantes. Sólo Y es un orden de magnitud mayor que w, x y u, y V sufre un efecto de cancelación como consecuencia de la desviación del dato de polarización circular del predicho por la aproximación ξ .

Es importante remarcar que para afirmar que una transición dada satisface la aproximación ξ , es necesario estudiar todos los observables. Esto se ve claramente en el presente análisis. Sin embargo, en muchas transiciones beta primeras prohibidas no únicas, cuando la forma de espectro y la correlación angular beta-gamma se apartan levemente de las predicciones de la aproximación ξ , los otros observables presentan el mismo comportamiento. Por lo tanto sería conveniente verificar el dato de polarización circular considerado aquí.

El resultado para Λ_0 está de acuerdo con la estimación de Ahrens y Feenberg⁷⁾. La determinación de Λ coincide con los cálculos de Fujita⁸⁾ y Eichler⁹⁾.

Como ya se dijo en la sección VIII.1, no existen cálculos previos de los elementos de matriz nucleares con los cuales comparar los presentes resultados.

VIII.4. Cálculos teóricos y conclusiones

Utilizando el modelo de Kisslinger y Sorensen¹⁰⁾, Krmpotić y Civitarese¹¹⁾ analizaron los núcleos Nd¹⁴⁷ y su hijo Pm¹⁴⁷. Reprodujeron bien el esquema de niveles del Pm¹⁴⁷ pero no también el del Nd¹⁴⁷. Además calcularon los elementos de matriz nucleares no relativistas para las transiciones beta. Las funciones de onda tienen la forma

$$|I\rangle = \sum_{j,N,R} a_{jNR}^I |j;N R\rangle \quad (\text{VIII.3})$$

donde I es el spin total, j el spin de la quasipartícula, N el número de fonones y R el spin de los fonones. Para el caso de la transición de 369 keV las funciones de onda utilizadas son:

$$\begin{aligned} |I_1\rangle = |\frac{5}{2}^- \rangle &= 0.37 |\frac{5}{2};00\rangle + 0.62 |\frac{1}{2};12\rangle + 0.19 |\frac{1}{2};12\rangle \\ &- 0.22 |\frac{1}{2};12\rangle - 0.27 |\frac{5}{2};12\rangle + 0.24 |\frac{7}{2};12\rangle \\ &+ 0.18 |\frac{5}{2};20\rangle - 0.27 |\frac{7}{2};22\rangle - 0.19 |\frac{1}{2};24\rangle \\ &- 0.24 |\frac{7}{2};24\rangle \end{aligned} \quad (\text{VIII.4})$$

$$|I_f\rangle = |\frac{5}{2}^+ \rangle = 0.91 |\frac{1}{2};12\rangle + 0.22 |\frac{1}{2};22\rangle - 0.20 |\frac{5}{2};22\rangle$$

$|I_1\rangle$ representa el estado fundamental del Nd¹⁴⁷ e $|I_f\rangle$ corresponde al nivel de 531 keV del Pm¹⁴⁷. Los elementos de matriz son:

$$\begin{aligned} \langle I_1 | \sigma_x/R = 0.190 & \quad ; \quad \langle I_f | \sigma_x/R = 0.013 \\ \langle I_1 | \sigma_y/R = 0.218 & \quad ; \quad \langle I_f | \sigma_y/R = -0.207 \end{aligned} \quad (\text{VIII.5})$$

Con estos valores y fijando $\Lambda_1 = 1.5$ y $\Lambda = 2.4$, de acuerdo con las estimaciones teóricas mencionadas en la sección I.6, se ajustan bien todas las experiencias salvo la polarización circular. Por lo tanto se llega a la misma conclusión que cuando se estudia la aproximación ξ : que es conveniente verificar el dato de polarización circular considerado en este análisis.

Por último se trabajó con el modelo de Nilsson. Los elementos de matriz nucleares se calcularon con un programa computacional que utiliza las fórmulas dadas en un trabajo de Berthier y Lipnik¹²⁾.

Tomando como estado inicial $\frac{5}{2}^- [5 2 3]$ y como final $\frac{5}{2}^+ [4 1 3]$, se analizaron distintas deformaciones. Para cada una se estudió el ajuste de los datos experimentales fijando los valores de los parámetros w , x y u en los calculados con el modelo de Nilsson y $\Lambda_0 = 1.5$ y $\Lambda = 2.4$, según lo dicho anteriormente. El mejor ajuste se logró para una deformación de $\beta = 0.19$. Los parámetros correspondientes son:

$$w = -0.54 \quad ; \quad x = -0.93 \quad ; \quad u = 0.13 \quad . \quad (\text{VIII.6})$$

En este caso se ajustan bien todas las experiencias salvo la polarización circular y la correlación angular.

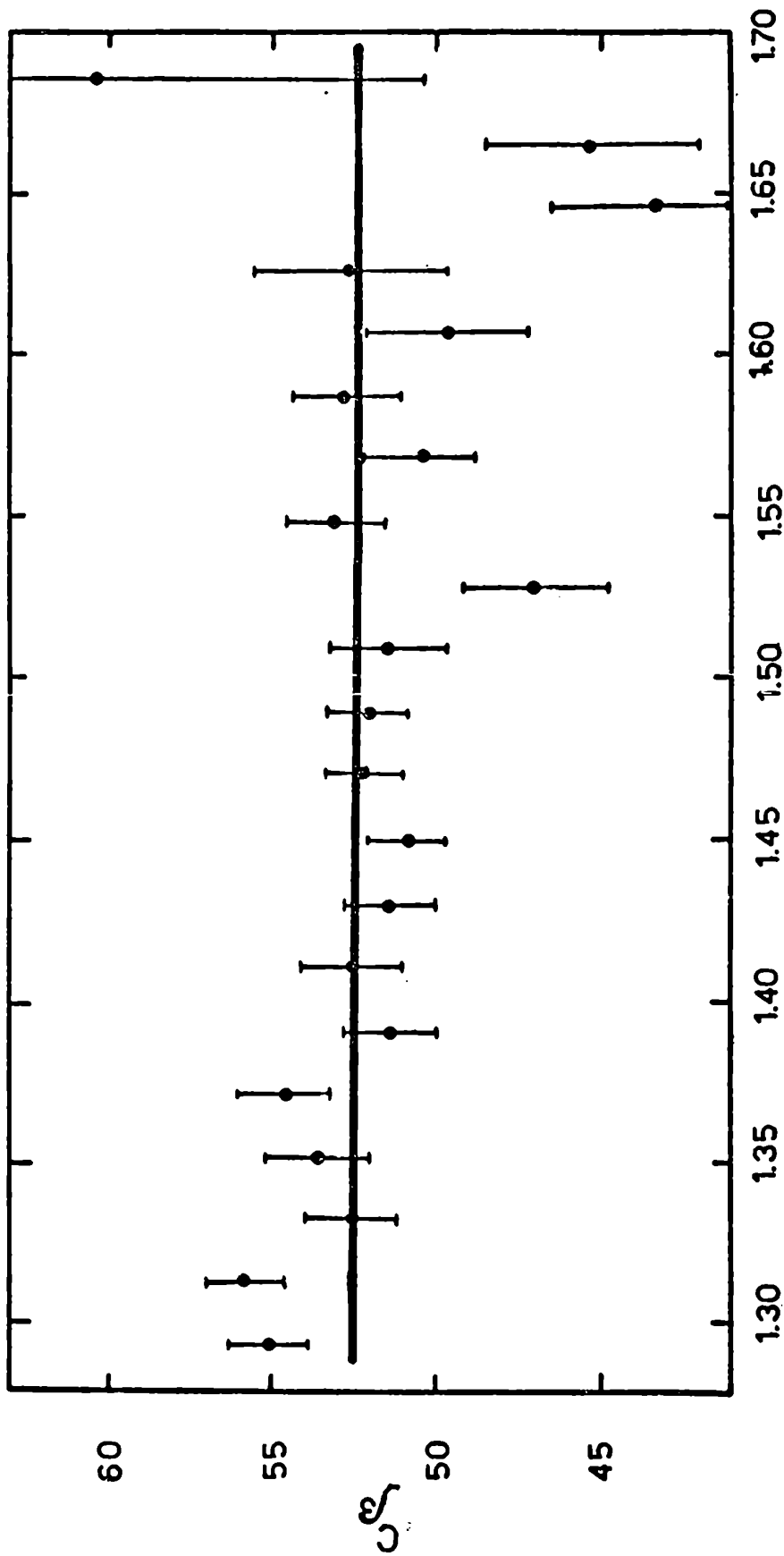
Como conclusión, entonces, se tienen distintas posibilidades:

- (i) si el dato de polarización circular resultara incorrecto, el modelo de Kisslinger y Sorensen podría explicar esta transición beta;
- (ii) si tanto la polarización circular como la correlación angular estuvieran mal determinadas, el modelo de Nilsson podría dar los valores correctos para los elementos de matriz;
- (iii) si todos los datos considerados son correctos la conclusión es que se necesita un modelo más sofisticado para explicar los resultados de este análisis. Esto parece lógico ya que el Nd^{147} se encuentra en una zona intermedia entre los núcleos esféricos y los deformados.

Referencias

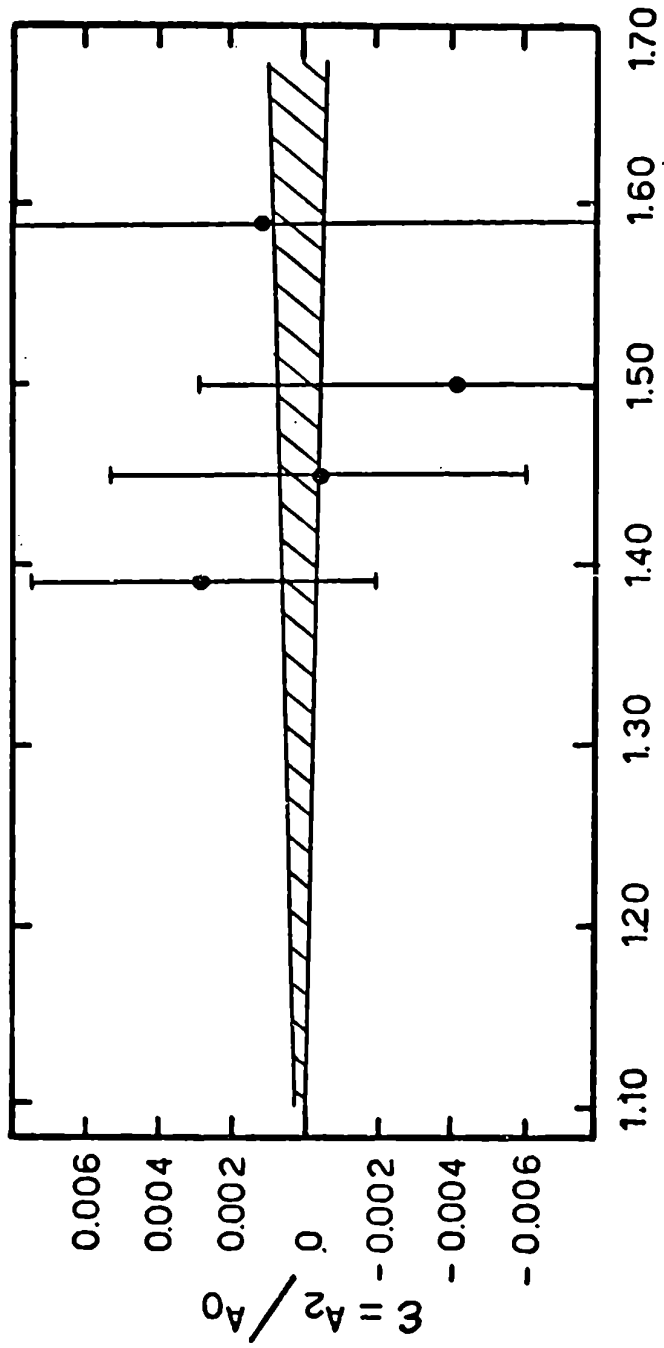
- 1) S. R. de Groot, H. A. Tolhoek y W. J. Huiskamp, en Alpha, Beta and Gamma-ray Spectroscopy, ed. K. Siegbahn (North Holland Pub. Co., Amsterdam, 1965) cap. XIX B.
- 2) H. Beekhuis, P. Boskma, J. van Klinken y H. de Waard, Nucl. Phys. 79 (1966) 220.
- 3) A. A. Petushkov y I. V. Estulin, Soviet Physics (JETP) 13 (1961) 50
- 4) P. H. Barrett y D. A. Shirley, Phys. Rev. 184 (1969) 1181.

- 5) H. D. Wendt y P. Kleinheins, Nucl. Phys. 20 (1960) 169.
- 6) R. P. Sharma, S. H. Devare y B. Saraf, Phys. Rev. 125 (1962) 2071.
- 7) T. Ahrens y E. Feenberg, Phys. Rev. 86 (1952) 64.
- 8) J. I. Fujita, Progr. Theor. Phys. 28 (1962) 338.
- 9) J. Eichler, Z. Phys. 171 (1962) 463.
- 10) L. S. Kisslinger y R. A. Sorensen, Rev. Mod. Phys. 35 (1963) 853.
- 11) F. Krmpotić y O. Civitarese, comunicación privada.
- 12) J. Berthier y P. Lipnik, Nucl. Phys. 78 (1966) 448.



W (ENERGY IN UNITS OF MC²)

, Fig. VIII. 1



W (ENERGY IN UNITS OF MC²)

Fig. VIII. 2

CAPITULO IX

ANÁLISIS DE LAS TRANSICIONES BETA $1^- \rightarrow 2^+$ Y $1^- \rightarrow 0^+$ EN EL Re^{188}

IX.1. Introducción

El análisis de las transiciones beta $1^- \rightarrow 2^+$ y $1^- \rightarrow 0^+$ en el Re^{188} resulta interesante por varias razones:

- i) el carácter del nivel fundamental del Re^{188} y de los niveles de más baja energía de su hijo el Os^{188} están experimentalmente bien determinados¹⁾ y muchas de sus propiedades se explican satisfactoriamente con el modelo de Nilsson^{2,3)};
- ii) los elementos de matriz homólogos de las dos transiciones difieren solamente en un factor geométrico, de acuerdo con el mismo modelo⁴⁾, lo que permite realizar un análisis simultáneo de ambas transiciones;
- iii) se dispone de abundante información experimental;
- iv) las mediciones realizadas indican que la aproximación ξ no es válida en este caso, lo que facilita la determinación de los elementos de matriz nucleares.

En resumen, disponiendo de datos experimentales suficientemente exactos, se pueden extraer los elementos de matriz nucleares y compararlos con los valores teóricos calculados con el modelo de Nilsson.

Las transiciones estudiadas son del tipo primeras prohibida no únicas. En la $1^- \rightarrow 2^+$ contribuyen los tres elementos de matriz de orden uno y el de orden dos. En cambio para la fundamental-fundamental, $1^- \rightarrow 0^+$, sólo se tienen los tres elementos de matriz de orden uno (ver tabla I.2). El método de análisis empleado es el descrito en la sección VI.1.

Para la cascada $1^-(\beta^-)2^+(\gamma)0^+$, la distribución angular de los rayos gamma que siguen a los rayos beta en la desintegración de núcleos orientados, integrada sobre la energía de los electrones, es

$$W_{\gamma}(\theta) = 1 - \frac{2}{3} B_2 f_2 P_2(\cos \theta) \quad (\text{IX.1})$$

$$\text{con } B_2 = (a_1 - a_2) / (a_1 + a_2) \quad . \quad (\text{IX.2})$$

La notación es la misma que la de la sección VI.2.

En cuanto a la distribución angular de los electrones emitidos por núcleos orientados, está dada por

$$N_{\theta}(\Theta) = 1 + A_1 \bar{f}_1 P_1(\cos\Theta) + A_2 \bar{f}_2 P_2(\cos\Theta) \quad (\text{IX.3})$$

donde los A_k son combinaciones de los parámetros de partícula $b_{\zeta\zeta}^{(m)}$ y los \bar{f}_k son los parámetros que especifican el grado de orientación del núcleo (ver sección II.1). Como la medición de este observable considerada en el análisis no separa la transición $1^- \rightarrow 2^+$ de la $1^- \rightarrow 0^+$ sino que da la anisotropía combinada, los A_k resultan

$$A_1 = \left[\frac{b_{11}^{(1)}}{b_{11}^{(0)}} + r \frac{b_{11}^{(1)} - 3/\sqrt{5} b_{12}^{(1)} + 1/\sqrt{5} b_{22}^{(1)}}{2 (-b_{11}^{(0)} + \sqrt{3}/\sqrt{5} b_{22}^{(0)})} \right] / (1+r) \quad (\text{IX.4})$$

$$A_2 = \left[\frac{b_{11}^{(2)}}{b_{11}^{(0)}} - r \frac{b_{11}^{(2)} - 3 b_{12}^{(2)} + \sqrt{21} b_{22}^{(2)}}{10 (-b_{11}^{(0)} + \sqrt{3}/\sqrt{5} b_{22}^{(0)})} \right] / (1+r) \quad (\text{IX.5})$$

donde r es la relación de intensidades, $I(1 \rightarrow 2) / I(1 \rightarrow 0)$.

IX.2. Resultados

Se consideraron las siguientes experiencias:

- a) forma de espectro de la transición $1^- \rightarrow 2^+$, medida por Andre y Liaud⁵⁾;
- b) correlación angular beta-gamma, datos de Gremos y col.⁶⁾;
- c) polarización circular de los rayos gamma en función del ángulo e integrada en la energía, determinada por Gygar y Hess⁷⁾;
- d) distribución angular de los rayos gamma en la desintegración de núcleos orientados, por Brewer y Shirley⁸⁾;
- e) forma de espectro de la transición directa $1^- \rightarrow 0^+$, también de Andre y Liaud⁵⁾;
- f) distribución angular de los electrones emitidos por núcleos orienta-

dos, también de Prewer y Shirley⁸⁾.

Como ya se dijo en IX.1, la medición del observable f) considera ambas transiciones juntas.

Teniendo en cuenta la relación geométrica entre los elementos de matriz homólogos, se analizó simultáneamente toda la información experimental referente a las dos transiciones. Dicha relación es

$$\frac{\langle \alpha(\wedge) \rangle_{1^- \rightarrow 0^+}}{\langle \alpha(\wedge) \rangle_{1^- \rightarrow 2^+}} = \sqrt{2} \quad (\text{IX.6})$$

de acuerdo con el modelo de Milson⁴⁾.

Como el elemento de matriz de orden dos es cero para la transición $1^- \rightarrow 0^+$, se normalizó tomando $u=1$ (ver fórmulas I.17). Los parámetros libres eran x , s y \wedge (relación entre elementos de matriz vectoriales). Los límites de variación eran

$$-20 < x, s < 20 \quad ; \quad 1 < \wedge < 4 \quad . \quad (\text{IX.7})$$

Por supuesto z es cero para la transición directa mientras que x y \wedge son comunes a ambas transiciones.

Los resultados se dan en la tabla IX.1. El radio nuclear R vale 0.0179.

Tabla IX.1

parámetros	elementos de matriz ($1^- \rightarrow 2^+$)
$-0.15 \leq x \leq 0.04$	$-0.0008 \leq \int 1x/R \leq 0.0026$
$-8.6 \leq s \leq -6.0$	$0.010 \leq \int 1xx/R \leq 0.018$
$1.1 \leq \wedge \leq 3.2$	$-0.0004 \leq \int 1z \leq 0.0006$
$-17.2 \leq Y \leq -14.5$	$0.091 \leq \int 1B_{1j}/R \leq 0.105$

Los ajustes logrados para los valores experimentales de ambas formas de espectro, de la correlación angular beta-gamma y de la distribución angular de los electrones emitidos por núcleos orientados se muestran en las figs. IX.1 a IX.4. La comparación entre los valores

experimentales y los calculados para la polarización circular y la distribución angular de los rayos gamma en la desintegración de núcleos orientados se da en la tabla IX.2.

Tabla IX.2

observable	valor calculado	valor experimental
polarización $\beta = -135^\circ$	-0.19 - -0.17	-0.21 \pm 0.08
circular, $P_\gamma = -180^\circ$	-0.27 - -0.24	-0.17 \pm 0.06
coeficiente B_2	0.535 - 0.538	0.449 \pm 0.075

IX.3. Discusión

De los resultados de la tabla IX.1 se ve que la combinación lineal Y no es predominante. (En este caso V es cero). Por lo tanto la aproximación ξ no es válida, lo que está de acuerdo con lo dicho en la sección IX.1.

Hay dos determinaciones anteriores de los elementos de de matriz para el Re^{188} : la de Andre y Liaud⁵⁾ y la de Manthuruthil y col.⁹⁾. Ambos trabajos se refieren solamente a la transición $1^- \rightarrow 2^+$. Los presentes resultados están en desacuerdo con los de Andre y Liaud⁵⁾, lo que no es sorprendente ya que ellos sólo analizaron la forma de espectro y la correlación angular beta-gamma. En cambio los resultados de la tabla IX.1 coinciden con los de Manthuruthil y col.⁹⁾, que realizaron un análisis más completo.

IX.4. Cálculos teóricos y conclusiones

Teniendo en cuenta lo dicho en la sección IX.1, los elementos de matriz nucleares se evaluaron utilizando el modelo de Nilsson. Los cálculos se realizaron mediante un programa computacional que utiliza las fórmulas dadas en la ref. 4). Las funciones de onda están dadas por

$$| \pi 1 - \rangle = -1 \sqrt{2} | \pi 1 - \rangle \quad (IX.8)$$

donde N es el número cuántico radial, Ω la proyección del impulso angular del nucleón externo sobre el eje de simetría, l el momento orbital del nucleón externo, Λ su proyección sobre el eje de simetría y Σ la proyección del spin de la partícula externa sobre el eje de simetría. Las amplitudes $a_{\Lambda\Sigma}^{\Omega}$ son funciones de la deformación.

La deformación considerada es $\delta = 0.2$. Los estados del neutrón y el protón son

$$\begin{aligned} |n\rangle &= 0.15|551+\rangle - 0.19|531+\rangle - 0.34|511+\rangle \\ &\quad - 0.31|552-\rangle + 0.86|532-\rangle \quad ; \quad (\text{IX.9}) \\ |p\rangle &= -0.23|442+\rangle + 0.96|422+\rangle + 0.14|443-\rangle \quad . \end{aligned}$$

Además hay que considerar la corrección "superfluida", es decir, la corrección que tiene en cuenta la distribución diferente de amplitudes de partículas apareadas en los estados inicial y final. Para el Re^{188} el factor de corrección es $\sqrt{0.3}$ (cf. ref. 10).

Los valores teóricos obtenidos son

$$\begin{cases} \langle \mathbf{r}/R \rangle = -0.010 \\ \langle \sigma \mathbf{r}/R \rangle = 0.068 \\ \langle \mathbf{1} B_{1j}/R \rangle = 0.306 \end{cases} \quad (\text{IX.10})$$

Si se comparan con los valores experimentales dados en la tabla IX.1 se ve que estos últimos son menores.

La reducción de los elementos de matriz experimentales con respecto a los valores calculados se discute a menudo en términos de las constantes de acoplamiento efectivas $(g_{V,A}^{\text{eff}})_{\lambda}$ definidas como

$$\frac{\langle O(\lambda) \rangle_{\text{exp}}}{\langle O(\lambda) \rangle_{\text{cal}}} = \frac{(g_{V,A}^{\text{eff}})_{\lambda}}{g_{V,A}} = 1 + (\chi_{V,A})_{\lambda} \quad (\text{IX.11})$$

donde $\chi_{V,A}$ es la polarizabilidad inducida por un campo con la estructura característica del elemento de matriz en cuestión y λ es el orden tensorial correspondiente. Si se calculan las polarizabilidades en este caso, se obtiene

$$\begin{aligned} (\chi_A)_{\lambda=1} &= -0.79 \pm 0.10 \\ (\chi_A)_{\lambda=2} &= -0.68 \pm 0.06 \end{aligned} \quad (\text{IX.12})$$

No tiene sentido calcular $(\chi_V)_{\lambda=1}$ ya que el valor experimental del elemento de matriz $\int ir/R$ es muy chico en comparación con los otros y por lo tanto está determinado con mucho error. En (IX.10) se ve que el valor teórico de ese elemento de matriz es también mucho menor que los otros.

En un análisis reciente¹¹⁾ de la transición $1/2^-(0.581 \text{ MeV } \beta^-) \rightarrow 1/2^+$ del Ce^{141} también se estudiaron estas constantes de acoplamiento efectivas y se obtuvo

$$\begin{aligned} (\chi_A)_{\lambda=1} &= -0.59 \pm 0.11 \\ (\chi_A)_{\lambda=2} &= -0.69 \pm 0.12 \end{aligned} \quad (\text{IX.13})$$

Estos resultados están en buen acuerdo con los del presente análisis, (IX.12).

Existe además un trabajo de Damgaard y col.¹²⁾ en el que se discute la reducción de los elementos de matriz en la zona del plomo. Ellos obtuvieron dos soluciones, la primera de las cuales es consistente con los resultados de este trabajo y también con los de la ref.11).

Referencias

- 1) C. M. Lederer, J. M. Hollander y I. Perlman, Table of Isotopes (J. Wiley and Sons, New York, 1967).
- 2) K. O. Nielsen y O. B. Nielsen, Nucl. Phys. 5 (1958) 319.
- 3) C. J. Gallagher, Nucl. Phys. 16 (1960) 215.
- 4) Nguyen Duc Tuong, H. Dulaney y H. R. Brewer, Phys. Rev. 159 (1967) 862.
- 5) S. Andre y P. Liaud, J. Phys. 29 (1968) 395; *ibid.*, Nucl. Phys. A121 (1968) 337
- 6) L. Grenacs, R. Hess y F. C. Bohmer, Helv. Phys. Acta 38 (1965) 374.

- 7) F. Gyger y R. Hess, *Helv. Phys. Acta* **39** (1966) 209.
- 8) W. D. Brewer y D. A. Shirley, *Nucl. Phys.* **A149** (1970) 392.
- 9) J. C. Mantharuthil, C.P. Poirier, K. S. R. Sastry, R. F. Petry, B. K. Cantrell y R. G. Wilkinson, *Phys. Rev.* **C4** (1971) 960.
- 10) V. G. Soloviev, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* **1** (1961) n^o 11.
- 11) O. Civitarese, F. Krmpotic, M. C. Cambiaggio y L. Snybiss, a publicarse en *Phys. Rev.*
- 12) J. Dangnard, R. Broglia y C. Riedel, *Nucl. Phys.* **A135** (1969) 310.

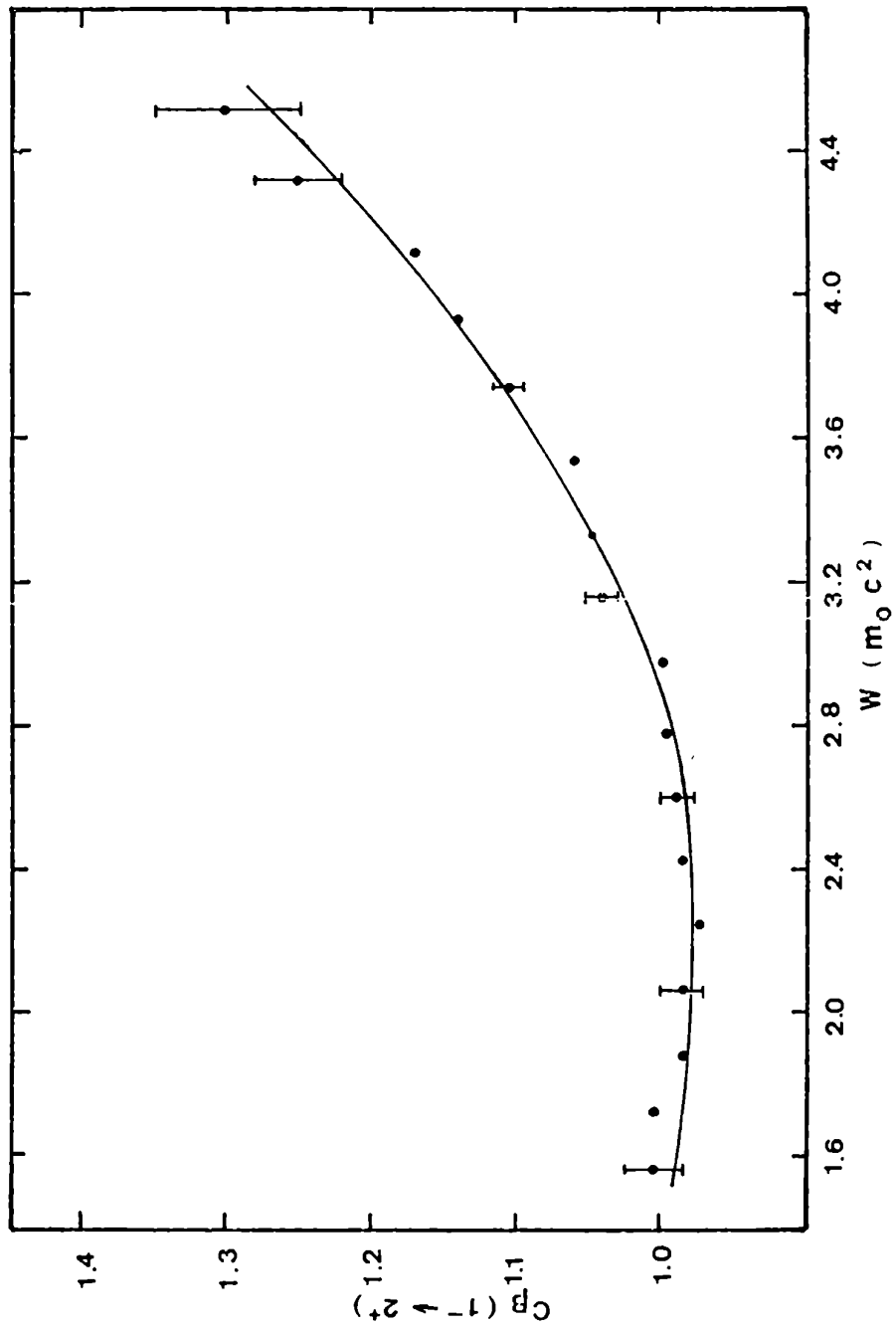


FIG. IX.1

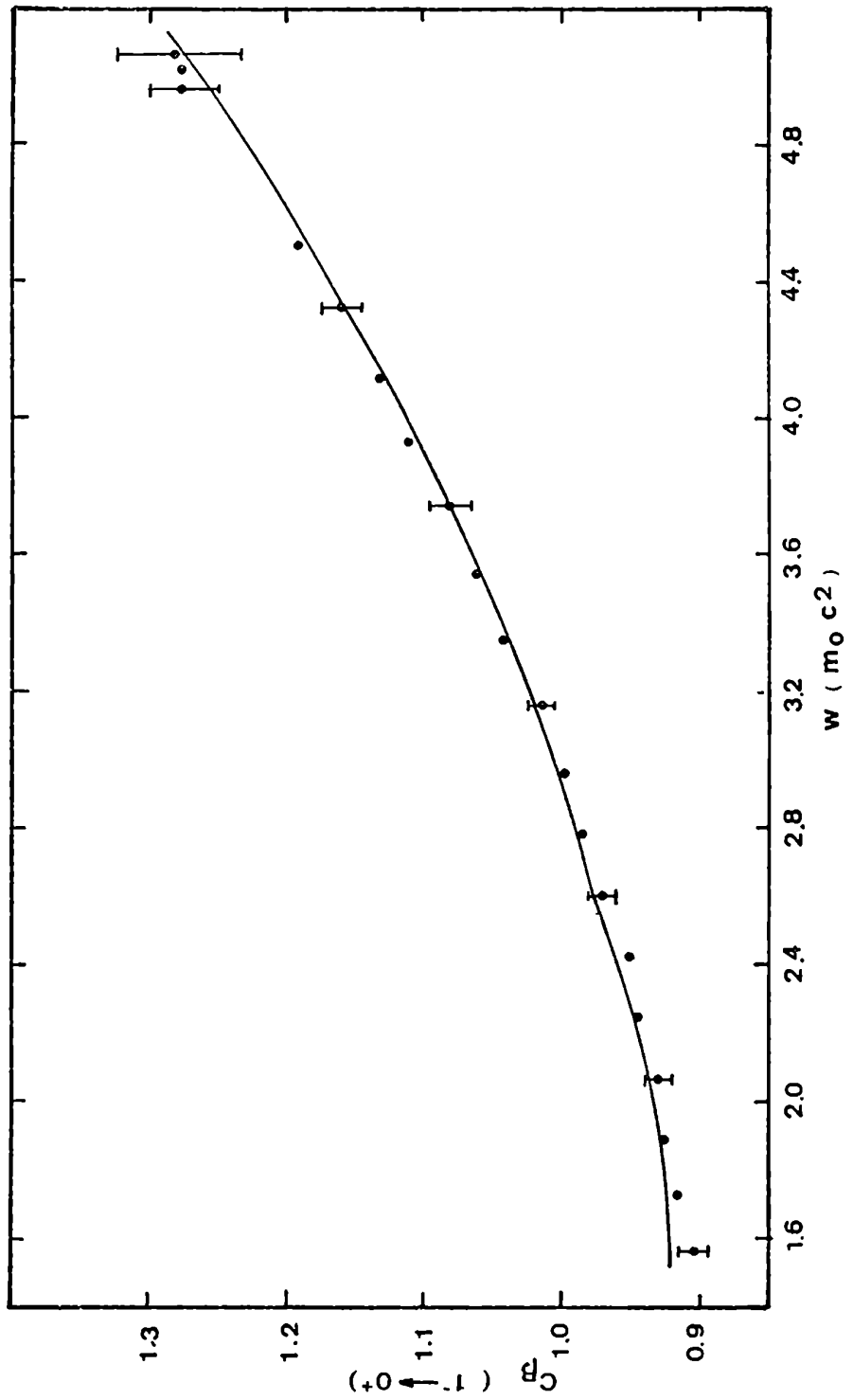
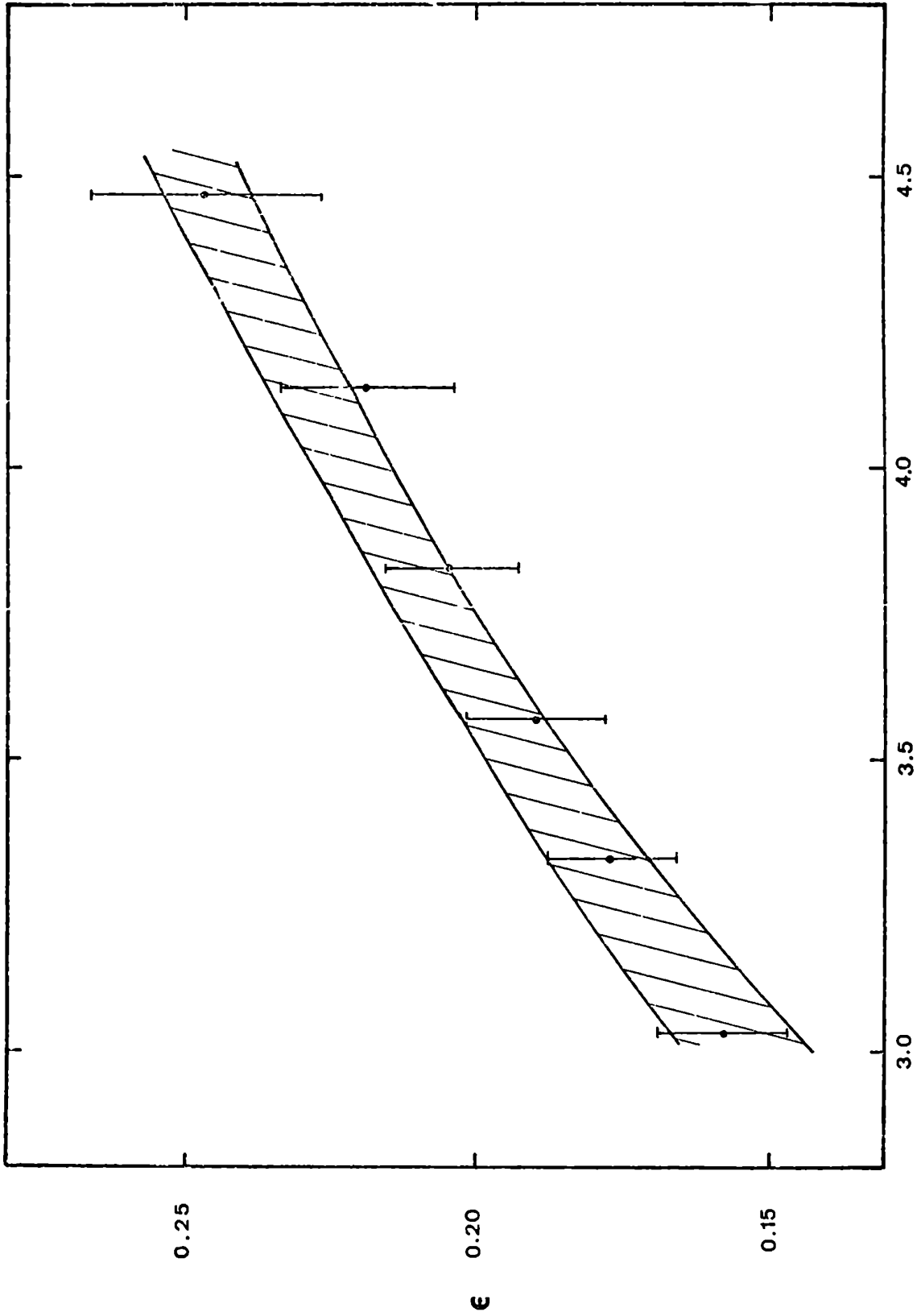


FIG IX 2



W ($m_0 c^2$)
FIG. IX. 3

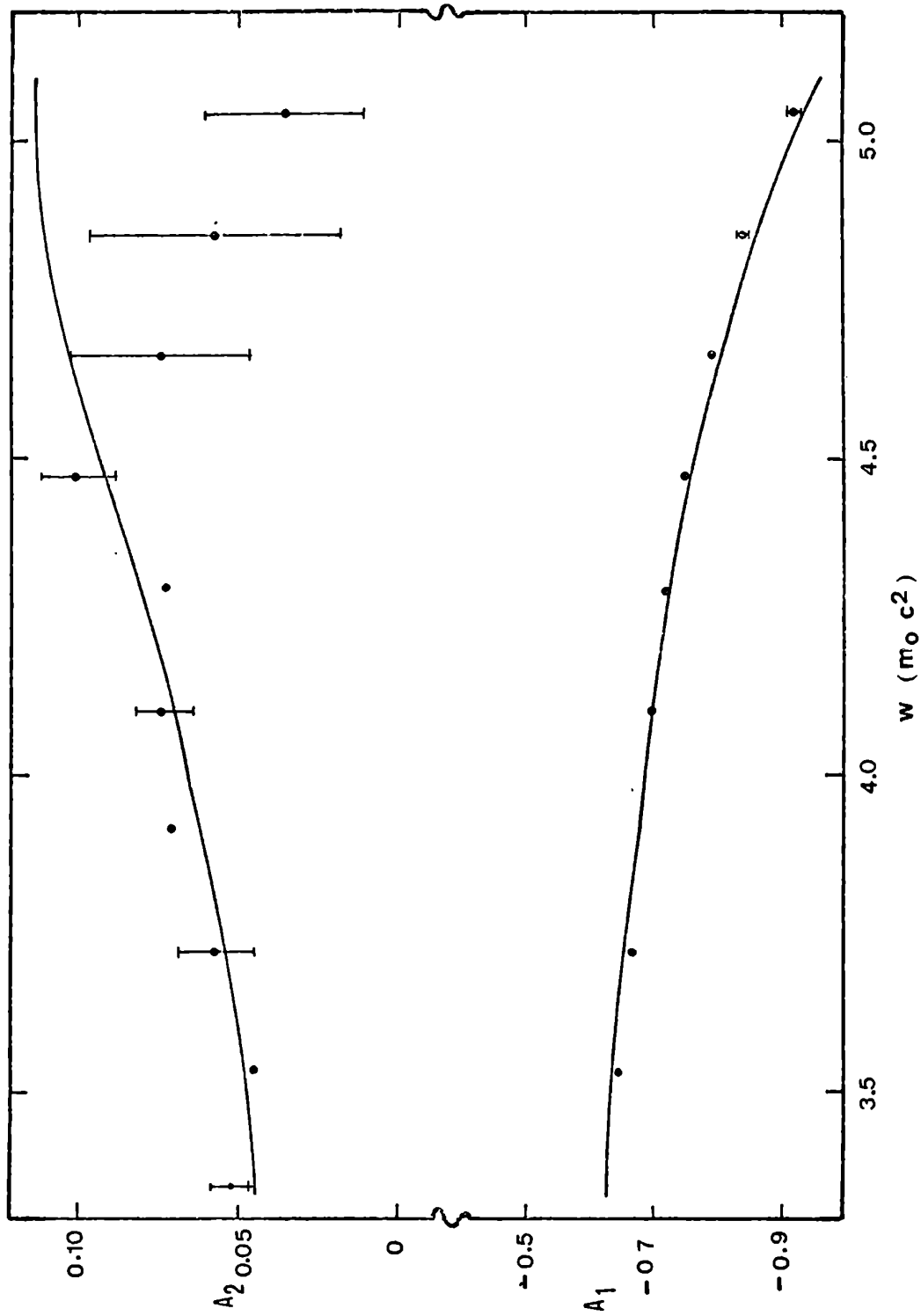


FIG. IX 4

AGRADECIMIENTOS

Agradezco profundamente al Director de esta tesis, Prof. Dr. Horacio E. Bosch, quien me permitió realizar este trabajo en el laboratorio de Física Nuclear a su cargo, habiéndome además guiado y ayudado durante todo el desarrollo del mismo.

Asimismo reconozco la valiosa colaboración prestada por el Prof. Dr. Francisco Kimpotiá, quien aportó numerosas ideas.

La tarea en equipo desarrollada con los Sres. Moni Behar, María Amelia Fariolli, Gerardo García Bermúdez y, especialmente, con el Dr. Leszek Skybisz, ha sido fundamental para la concreción de esta tesis.

Quiero también hacer constar la ayuda recibida del personal técnico del laboratorio: Ing. César Gerbasi y Sres. Carlos Sabatá, Carlos Gambedotti y Jorge Ricardes.

Por último agradezco a mi esposo Guillermo quien me dio su apoyo en todo momento.