

Tesis de Posgrado

Estudio de transiciones beta primeras prohibidas y análisis de la posible contribución de corrientes de segunda clase a la corriente nuclear

Szybisz, Leszek

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:

Szybisz, Leszek. (1972). Estudio de transiciones beta primeras prohibidas y análisis de la posible contribución de corrientes de segunda clase a la corriente nuclear. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1400_Szybisz.pdf

Cita tipo Chicago:

Szybisz, Leszek. "Estudio de transiciones beta primeras prohibidas y análisis de la posible contribución de corrientes de segunda clase a la corriente nuclear". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1972.

http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1400_Szybisz.pdf

EXACTAS UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA

Universidad de Buenos Aires

ESTUDIOS DE TRANSECCIONES DE TERCERA CLASE
Y ANALISIS DE LA POSIBLE COMERCIALIZACION
DE SEGUNDA CLASE A LA COMERCIALIZACION

ESTADISTICA
ECONOMICA
BAP

Trabajo de Grado
de
Licenciatura en Ciencias Exactas

17400

Dirigida por el
Dr. Francisco Kinnorriá

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Universidad de Buenos Aires

Buenos Aires

Junio de 1972

17400



UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES

Buenos Aires, 6 de setiembre de 1972.

En la fecha, la Sub-Comisión de Doctorado del Departamento de Física, presentó el trabajo de Tesis del Licenciado LESZEK SZYRISZ, a los efectos correspondientes.
nt.-


HUGO MENTALBESTI
DEPARTAMENTO DE ALUMNOS
Jefe

Buenos Aires, 25 de setiembre de 1972.

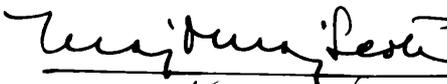
PASE al Jurado designado por el Consejo Académico de esta Facultad, a fin de que se sirva considerar la Tesis presentada por el Licenciado LESZEK SZYRISZ.


ENRIQUE JOSÉ CANTILO
SECRETARIO ACADÉMICO

Buenos Aires, 28 de setiembre de 1972.

En la fecha el Jurado designado procedió a considerar la presente Tesis resolviendo aceptarla.

N.º 1400







AGRADECIMIENTOS

Agradezco al Director de esta Tesis Prof. Dr. Francisco Krmpotić el haberme guiado asesorándome y ayudándome durante la realización de la misma.

Asimismo agradezco al Prof. Dr. Horacio E. Bosch por permitirme llevar a cabo este trabajo en el Laboratorio de Física Nuclear a su cargo. Aprecio igualmente las fructíferas discusiones y el apoyo moral recibido en todo momento.

Igualmente agradezco la inestimable colaboración de los Profs. Dr. Dubravko Tadić y Dr. Branko Eman. recibida a través de un provechoso intercambio de ideas y valiosos comentarios.

Expreso mi profundo agradecimiento a los Dres. Moni Benar, Gerardo García Bermudez y María A. Fariolli y especialmente a la Lic. María C. Cambiaggio por la tarea en equipo desarrollada en ciertas partes de esta Tesis.

Al personal de los Centros de Computación de la Facultad de Ingeniería (U.B.A.) y de la Facultad de Cs. Exactas (CESPI-U.N.L.P.) le agradezco por haberme procesado los programas. Extiendo asimismo el agradecimiento a mi hermana Srta. Teresa por haber realizado pacientemente el trabajo dactilográfico.

Resumen de la tesis

Capítulo I

Introducción 1

Capítulo II

Formalismo para el cálculo de observables 10

Capítulo III

Relación entre elementos de matriz 13

Capítulo IV

Aproximación 24

Capítulo V

Análisis de primeras prohibidas no únicas 57

Capítulo VI

Pseudo-tensor invariante 95

Capítulo VII

El PTI en las transiciones permitidas 102

Capítulo VIII

El PTI en las transiciones primeras prohibidas $0^- - 0^-$
y únicas 119

Amónit

4

RESUMEN DE LA TESIS

Una vez establecida la estructura V-A (vectorial-axial) del Hamiltoniano para la interacción débil, el estudio de la desintegración beta está orientado hacia la obtención de información relacionada con la estructura nuclear y el análisis de términos inducidos por las interacciones fuertes en la corriente débil. Estas líneas de investigación están siendo estimuladas en los últimos años por el gran progreso de las técnicas de medición de diferentes observables (por ejemplo: el factor de forma de espectro, la polarización longitudinal de electrones, las correlaciones angulares beta-gama con y sin polarización circular, etc.).

La primera parte de la presente tesis está dedicada a la obtención de información sobre la estructura nuclear mediante el análisis de los elementos de matriz nucleares correspondientes a transiciones primeras prohibidas no únicas.

Actualmente en la literatura existen fórmulas para los observables que tienen en cuenta solo el primer orden de

las funciones de onda para los leptones ¹⁻⁴⁾ hecho que trae dificultades en el caso de haber interferencias destructivas entre diferentes contribuciones. Por esta razón se desarrolla aquí un formalismo que incluye las funciones de onda completas para los leptones, y que además es más compacto. En el Hamiltoniano que se considera en este caso no se tienen en cuenta los términos inducidos por las interacciones fuertes, ni tampoco términos de orden superior (terceras prohibidas) en el desarrollo multipolar del Hamiltoniano. Ambos efectos son importantes solamente en las transiciones permitidas y primeras prohibidas $0^- - 0^+$ y únicas.

A continuación se analizan transiciones en los núcleos ¹⁴¹Ce y ¹⁹⁸Au. En el ¹⁹⁸Au se muestra que a pesar que la aproximación ξ sea válida se puede extraer información respecto a la estructura nuclear. Simultáneamente se estudia la consistencia de los resultados con la teoría de la conservación de la corriente vectorial. Para la transición $7/2^- - 5/2^+$ en ¹⁴¹Ce se relacionan los elementos de matriz obtenidos con resultados presentados recientemente sobre el estado análogo en el ¹⁴¹Pr. Se encuentra que las constantes de acoplamiento efectivas g_v^{eff} y g_A^{eff} son reducidas en un factor aproximado a tres.

En la segunda parte se analiza la existencia de térmi-

nos inducidos en el Hamiltoniano débil. En la década pasada varios autores sugirieron la existencia de un término pseudo-tensorial inducido (PTI de aquí en adelante) en el Hamiltoniano débil, cuyo comportamiento bajo la transformación G es diferente del correspondiente al término dominante de la corriente axial y en consecuencia corresponde a una corriente de segunda clase. Esta suposición se basó en los siguientes estudios: la observación de la captura muónica en hidrógeno líquido, ^{12}C y ^{16}O (ref. 5); los valores de ft en las desintegraciones beta en ^{12}N y ^{12}B (ref. 6-7); y el análisis de formas de espectro en transiciones beta permitidas y primeras prohibidas $0^- - 0^+$ (ref. 9-10) y únicas. ^{11,12)}

Un análisis reciente llevado a cabo por Wilkinson y Alburger ¹³⁾ sobre los valores de ft en una serie de núcleos espejos indujo a los autores a afirmar que existen las corrientes axiales de segunda clase.

El panorama de los análisis efectuados hasta el presente en las transiciones beta primeras prohibidas $0^- - 0^+$ y únicas no es muy claro. Para explicar los resultados de las mediciones de los factores de forma de espectro para la transición $0^- - 0^+$ en ^{144}Pr y ^{166}Ho obtenidos por Daniel ¹⁴⁾ es necesario introducir el PTI, en cambio los resultados

presentados por Porter¹⁵⁾ son consistentes con PTI nulo.¹⁰⁾
 Similares discrepancias aparecen cuando se analizan las me-
 didas correspondientes a transiciones únicas.¹¹⁾

En el presente estudio se corrige la aproximación no relativista para el término que contiene al PTI. Los análisis de las refs. (10,12 y 13) fueron efectuados con la aproximación incompleta. En consecuencia se vuelven a analizar aquellos datos. Además se estudian nuevas mediciones en ¹⁴⁴Pr, ¹⁶⁶Ho y ²⁰⁶Tl.

En este trabajo se estudia además el comportamiento de las correlaciones angulares $\beta - \gamma$ en las transiciones permitidas en función del PTI. Este tipo de análisis no se había efectuado hasta el presente. Se demuestra que este observable depende fuertemente de la magnitud y del signo del PTI, especialmente cuando la energía de la transición β es grande. Se analiza los datos experimentales existentes.

INTRODUCCION

16)
Feynman y Gell-Mann propusieron la hipótesis que todos los fenómenos que son gobernados por la interacción débil pueden ser descriptos por medio de la interacción de dos corrientes. Siguiendo esta idea se puede describir la desintegración β como proveniente de la interacción de dos corrientes tetravectoriales. La siguiente figura es una representación de la idea.

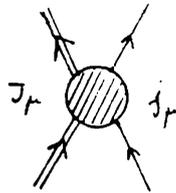


FIG. I-1 Interacción corriente-corriente.

La corriente J_μ contiene operadores de creación y de aniquilación para las partículas que interactúan fuertemente (i.e. nucleones, piones, etc.), mientras que j_μ contiene los operadores de campo para los leptones. Como está bien establecido que la interacción es V-A, cada una de las corrientes es una combinación de una parte vectorial y otra axial. El índice μ (= 1, 2, 3, 4.) indica los diferentes componentes de los tetravectores.

La densidad de Hamiltoniano $\mathcal{H}_\beta(x)$ para la interacción que da lugar a la desintegración β se puede escribir así

$$(1-I) \quad \mathcal{H}_\beta(x) = \int [\tilde{J}_\mu(x) K_{\mu\nu}(x-x') j_\nu(x) + \tilde{J}_\mu(x) K_{\mu\nu}^*(x-x') \tilde{j}_\nu(x)] d^4x'$$

Para que \mathcal{H}_β sea un escalar hay que definir

$$(2-I) \quad \tilde{J}_\mu(x) = [J_1^T(x), J_2^T(x), J_3^T(x), -J_4^T(x)]$$

donde T significa conjugación hermitica. La función $K_{\mu\nu}(x-x')$ da la medida de la no-localización de la interacción β . Tal no-localización puede suceder en las corrientes $J_\mu(x)$ y $j_\mu(x)$ están acoplados mediante boson intermedio. Si tenemos en cuenta que en la desintegración la transferencia de impulso-energía es de unos pocos MeV, se obtiene

$$(3-I) \quad K_{\mu\nu}(x-x') = \frac{G_\beta}{\sqrt{2}} \delta_{\mu\nu} \delta(x-x')$$

y la interacción resulta local. La densidad de Hamiltoniano se puede escribir como

$$(4-I) \quad \mathcal{H}_\beta(x) = \frac{G_\beta}{\sqrt{2}} [J_\mu(x) j_\mu(x) + \tilde{J}_\mu(x) \tilde{j}_\mu(x)]$$

La no-localización puede manifestarse de otra manera pero debido a la pequeña transferencia de impulso-energía es razonable suponer que el proceso es local.

De aquí en adelante vamos a trabajar con la expresión (4-I) para la densidad de Hamiltoniano.

1.1 Corriente leptónica

Todos los datos experimentales disponibles están de acuerdo con la teoría de dos componentes del neutrino. Lo que permite escribir una corriente leptónica de la siguiente manera

$$(5-v) \quad j_{\mu}(x) = i \bar{\psi}_e(x) \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) \psi_{\nu}(x)$$

donde $\psi_e(x)$ y $\psi_{\nu}(x)$ son los operadores de campo del electrón y del neutrino. Se puede ver que $j_{\mu}(x)$ tiene una parte vectorial y otra axial de igual intensidad. Las matrices γ_{μ} son:

$$(6-v) \quad \gamma_4 = -i \beta \alpha_k \quad \gamma_5 = -\beta$$
$$\alpha_k = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_k \\ \sigma_k & 0 \end{pmatrix} \quad \beta = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

σ_k son las matrices de Pauli.

1.2 Corriente nuclear

Debido a las interacciones fuertes que sufren las partículas intervinientes en general, no es posible escribir una forma explícita de $J_{\mu}(x)$. Sin embargo por medio de consideraciones generales se puede dar a $J_{\mu}(x)$ una forma más explícita. Por ahora se hace la separación formal de $J_{\mu}(x)$ en su parte vectorial y axial

$$(7-I) \quad J_{\mu}(x) = J_{\mu}^{(V)}(x) + J_{\mu}^{(A)}(x)$$

1.3 Elemento de Matriz para la desintegración

Vamos a tener en cuenta ahora la desintegración

$$n + \nu \rightarrow p + e^-$$

El correspondiente elemento de matriz está dado por

$$(8-I) \quad M = \langle p, e^- | \int \mathcal{H}_p(x) d^4x | n, \nu \rangle$$

donde $|0\rangle$, $|n\rangle$, $|e\rangle$, $|\nu\rangle$ son vectores de estado de las partículas con tetravector impulso-energía p , n , e , y ν respectivamente. Debido a la invariancia traslacional, \mathcal{H}_p puede ser escrito así

$$(9-I) \quad \mathcal{H}_p(x) = \exp(-iPx) \mathcal{H}_p(0) \exp(iPx)$$

donde P es el operador impulso-energía total. Sustituyendo esta expresión en (8-I) y operando a la izquierda y a la derecha con el factor exponencial se llega a

$$(10-I) \quad M = \int \exp[-i(p-m+e-\nu) \cdot x] d^4x \langle p, e | \mathcal{H}_p(0) | n, \nu \rangle \\ = (2\pi)^4 \delta(p-m+e-\nu) \langle p, e | \mathcal{H}_p(0) | n, \nu \rangle.$$

Usando la expresión (4-I) para \mathcal{H}_p resulta

$$(11-I) \quad M = \frac{G_R}{\sqrt{2}} (2\pi)^4 \delta(p-m+e-\nu) \langle p | \tilde{J}_\mu(0) | n \rangle \langle e | j_\mu(0) | \nu \rangle.$$

No hay contribución de $\tilde{J}_\mu(0) \tilde{J}_\mu(0)$ en este caso.

Despreciando las interacciones electromagnéticas por el momento y usando la fórmula (5-I) vemos que el elemento de matriz leptónico puede ser escrito así

$$(12-I) \quad \langle \bar{p} | j_{\mu}^{(0)} | \nu \rangle = \kappa_e (\bar{u}_e / \delta_{\mu} (1 + \gamma_5) / u_{\nu})$$

donde κ_e , κ_{ν} son las funciones espinores del electrón y del neutrino respectivamente.

El análisis del término $\langle \bar{p} | j_{\mu}^{(0)} | \nu \rangle$ es complicado debido a la presencia de las interacciones fuertes, está tratado en la sección siguiente.

4.4 Elemento de matriz $\langle \bar{p} | j_{\mu}^{(0)} | n \rangle$

Es conveniente considerar la parte vectorial $\langle \bar{p} | j_{\mu}^{(V)} | n \rangle$ y la parte axial $\langle \bar{p} | j_{\mu}^{(A)} | n \rangle$ por separado. El elemento de matriz $\langle \bar{p} | j_{\mu}^{(V)} | n \rangle$ se debe escribir

$$(13-I) \quad \langle \bar{p} | j_{\mu}^{(V)} | n \rangle = (\bar{u}_p | O_{\mu}^{(V)} | u_n)$$

donde u_p y u_n son las funciones espinores del protón y del neutrón y $O_{\mu}^{(V)}$ es un operador tal que si aplicamos la transformación de Lorentz a $(\bar{u}_p | O_{\mu}^{(V)} | u_n)$ se transforma como un vector. El operador $O_{\mu}^{(V)}$ debe ser construido a partir de las matrices γ de Dirac y de los tetravectores impulso-energía p y n (que son los únicos variables dinámicos del problema). Tanto p como n deben satisfacer la condición relativista $p^2 = -M_p^2$, $n^2 = -M_n^2$, siendo M_p y M_n las masas del protón y del neutrón. En consecuencia solo una variable escalar puede ser construida, y por conveniencia se elige $k^2 = (p - n)^2$. El operador $O_{\mu}^{(V)}$ no se

expresa en función de β y de n si c en términos de $k \cdot \beta$ y $K = \beta + n$. La forma más general para el operador $\mathcal{J}_\mu^{(A)}$ es:

$$(14-I) \quad \mathcal{J}_\mu^{(A)} = a \gamma_\mu + b \sigma_{\mu\nu} k_\nu + c k_\mu + d \sigma_{\mu\nu} k_\nu + e \gamma_\mu$$

donde los coeficientes a, b, c, d, e son funciones arbitrarias del escalar k^2 y

$$(15-I) \quad \mathcal{J}_{\mu\nu} = \frac{i}{2\alpha} (\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu)$$

Sin embargo los elementos de matriz al aplicar cada término de (14-I) a u_p y u_n no son todos linealmente independientes. Teniendo en cuenta esto puede escribirse

$$(16-I) \quad \langle \beta | \mathcal{J}_\mu^{(A)} | 0 \rangle | m \rangle = (\bar{u}_p | \alpha f_1 \gamma_\mu + \alpha f_2 \sigma_{\mu\nu} k_\nu + f_3 k_\mu | u_n)$$

donde f_1, f_2 y f_3 son funciones arbitrarias de k^2 .

Una discusión totalmente análoga conduce a la siguiente expresión para la parte axial de la corriente

$$(17-I) \quad \langle \beta | \mathcal{J}_\mu^{(A)} | 0 \rangle | m \rangle = (\bar{u}_p | \alpha g_1 \gamma_\mu \gamma_5 + g_2 k_\mu \gamma_5 + \alpha g_3 \sigma_{\mu\nu} k_\nu \gamma_5 | u_n)$$

donde g_1, g_2 y g_3 son funciones arbitrarias de k^2 . Debe tenerse en cuenta que la invariancia temporal implica que las f_i y las g_i son funciones reales de k^2 .

1.5 Operador para la desintegración β

En la discusión llevada a cabo hasta ahora se describe la desintegración de un núcleo aislado. Pero generalmente la desintegración β tiene lugar en núcleos en los que

hay muchos nucleones interactuando entre sí y para los cuales no es posible una descripción covariante. En consecuencia es preciso reescribir el formalismo para poder usar las funciones de onda disponibles en la física nuclear.

Se puede comenzar con la expresión (11-I) para el elemento de matriz, y reemplazar

$$y \quad \langle p | j_{\mu}^{(v)} | n \rangle \text{ por } (\bar{u}_p / O_{\mu}^{(v)}(k) + O_{\mu}^{(A)}(k) / u_n)$$

$$\langle p | j_{\mu}^{(s)} | n \rangle \text{ por } \gamma_{\mu} = i (\bar{u}_p / \delta_{\mu} (1 + \delta_5) / u_n)$$

Así se obtiene

$$(18-I) \quad \mathcal{M} = \frac{G^2}{\sqrt{2}} (2\pi)^4 \delta(p-m+e-v) (\bar{u}_p / O_{\mu}^{(v)}(k) + O_{\mu}^{(A)}(k) / u_n) \gamma_{\mu}$$

Como la transferencia de impulso-energía en la desintegración β (aproximadamente algunos MeV) es muy pequeña comparada con la escala de impulso ($m_{\pi}c$) que caracteriza a la interacción fuerte a los operadores $O_{\mu}^{(v)}(k) \approx O_{\mu}^{(A)}(k)$. Entonces es una muy buena aproximación suponer que las funciones f_1 y g_1 no dependen de k^2 . De esta manera se puede escribir

$$\mathcal{M} = \frac{G^2}{\sqrt{2}} (2\pi)^4 (\bar{u}_p / i f_1 \gamma_{\mu} - i f_2 \sigma_{\mu\nu} \ell_{\nu} - f_3 \gamma_{\mu} + i g_1 \delta_{\mu} \delta_5 - g_2 \ell_{\mu} \delta_5 - i g_3 \sigma_{\mu\nu} \ell_{\nu} \delta_5 / u_n) \gamma_{\mu} (1)$$

donde se reemplazó $k_{\mu} = p_{\mu} - m_{\mu}$ por $-\ell_{\nu} = \gamma_{\mu} - \ell_{\mu}$ haciendo uso de la

A continuación se puede reemplazar la parte de las tres primeras componentes de la δ por su expresión integral

$$(20-I) \quad \delta(p-m+e-v) = \frac{1}{i 2\pi^3} \int \exp[-i(p-m+e-v) \cdot x] d^3x$$

Finalmente las exponenciales de la integral se pueden combinar con los espinores u_p, u_n, u_e y u_ν , resultando

$$11-I) \quad \phi_p(p, \lambda) = \alpha_p \exp(i p \cdot x), \text{ etc.}$$

si se llega a

$$12-I) \quad \mathcal{M} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} (2\pi) \delta(E_p - E_n + E_e - E_\nu) \int \bar{\phi}_p(p, \lambda) \left[\alpha f_1 \gamma_\mu - i f_2 \sigma_{\mu\nu} \lambda_\nu \right. \\ \left. - f_3 \lambda_\mu + i g_1 \gamma_\mu \gamma_5 - g_2 \lambda_\mu \gamma_5 - i g_3 \sigma_{\mu\nu} \lambda_\nu \gamma_5 \right] \phi_n(n, \lambda) d^3x$$

$$L_\mu(x) = i \bar{\phi}_e(x, \lambda) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \phi_\nu(x, \lambda)$$

onde E_p, E_n, E_e y E_ν son las energías del neutrón, protón, electrón y neutrino, respectivamente. Ahora se puede escribir

$$13-I) \quad \mathcal{M} = 2\pi \delta(E_p - E_n + E_e - E_\nu) \mathcal{M}$$

onde

$$14-I) \quad \mathcal{M} = \int \phi_p^\dagger(p, \lambda) H_\beta(x) \phi_n(n, \lambda) d^3x$$

iendo

$$15-I) \quad H_\beta(x) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \gamma_\nu \left[\alpha f_1 \gamma_\mu - i f_2 \sigma_{\mu\nu} \lambda_\nu - f_3 \lambda_\mu \right. \\ \left. + i g_1 \gamma_\mu \gamma_5 - g_2 \lambda_\mu \gamma_5 - i g_3 \sigma_{\mu\nu} \lambda_\nu \gamma_5 \right] L_\mu(x)$$

A continuación se discuten los valores de las constantes f_1 y f_2 en base a las teorías de la conservación de la corriente vectorial y de la conservación parcial de la corriente axial.

1.6 Conservación de la corriente vectorial (CVC)

La constante de la interacción electromagnética no se normaliza ante la presencia de las interacciones fuertes, esto proviene del hecho que la corriente electromagnética $J_\mu^{(e.m.)}$ se conserva o sea

$$(26-I) \quad \partial_\mu J_\mu^{(2, m)} = 0.$$

Si incluimos términos de nucleones y piones, por ejemplo, la corriente se puede expresar como

$$(27-I) \quad J_\mu^{(2, m)} = -i \bar{\psi} \delta_\mu \frac{(1 + \tau_z)}{2} \psi + i (\pi^* T_z \partial_\mu \pi - (\partial_\mu \pi)^* T_z \pi) +$$

donde π es el campo pionico. Como la parte isoescalar $(-i/2 \bar{\psi} \delta_\mu \psi)$ se conserva, la isovectorial de $J_\mu^{(2, m)}$ también debe conservarse.

Por analogía con el electromagnetismo la no renormalización de la constante de acoplamiento vectorial de la desintegración β puede asegurarse si la corriente $J_\mu^{(V)}$ se conserva. Una demostración formal de esta aseveración la presentó Okubo.¹⁷⁾ Teniendo en cuenta que $J_\mu^{(V)}$ se transforma como un vector en el espacio del espín isobárico y recordando que las interacciones fuertes son invariantes bajo rotaciones en el espacio del espín isobárico, resulta que la corriente es similar a las componentes + y - isovectoriales de la corriente

Así resulta

$$(28-I) \quad J_\mu^{(V)} = -i \bar{\psi} \delta_\mu \tau^x \psi + i (\pi^* T^x \partial_\mu \pi - (\partial_\mu \pi)^* T^x \pi) + \dots$$

donde

$$(29-I) \quad \tau^x = \frac{1}{2} (\tau_x + i \tau_y) \quad \text{y} \quad T^x = T_x + i T_y,$$

$J_\mu^{(V)}$ contiene además piones y otros términos además de los

términos bilineales de los nucleones. Esto implica, por ejemplo la existencia de un acoplamiento directo pión leptón. Hay que tener en claro que la conservación exacta de $J_\mu^{(V)}$ sucede solamente si se desprecian las interacciones electromagnéticas.

La teoría CVC fija los valores de las constantes f_1 , f_2 y f_3 y predice una relación entre elementos de matriz vectoriales.

La expresión general del elemento de matriz vectoriales es

$$(30-I) \quad \langle p | J_\mu^{(V)}(0) | n \rangle = (\bar{u}_p | i f_1 \gamma_\mu + i f_2 \sigma_{\mu\nu} k_\nu + f_3 k_\mu | u_n)$$

si se tiene en cuenta $\partial_\mu J_\mu^{(V)}$ y que la transferencia de impulso es pequeña, se obtiene

$$(31-I) \quad f_1 = 1 \quad ; \quad f_2 = -\frac{K_p - K_n}{2M} \quad ; \quad f_3 = 0,$$

donde K_p y K_n son los momentos magnéticos anómalos del protón y del neutrón, M es la masa de los nucleones. El elemento de matriz se reduce a

$$(32-I) \quad \langle p | J_\mu^{(V)}(0) | n \rangle = (\bar{u}_p | i \gamma_\mu - i \frac{K_p - K_n}{2M} \sigma_{\mu\nu} k_\nu | u_n).$$

En consecuencia se predice que no existe término escalar inducido y se fija un valor para la constante correspondiente al término tensorial inducido. Gell-Mann¹⁸⁾ propuso una manera muy ingeniosa para observar y medir el tensor inducido comparando los espectros¹² del B y del N.¹²

Siguiendo esa sugerencia la existencia del mismo fue observada por Mayer-Kuckuk¹⁹⁾ Glass y Peterson²⁰⁾ y Lee²¹⁾ el valor obtenido está de acuerdo con la teoría CVC.

Más adelante al tratar las transiciones primeras prohibidas se estudiará la relación entre elementos de matriz que predice esta teoría.

3.7 Conservación parcial de la corriente axial (PCAC)

Si se supone que la corriente axial se conserva y se hace un desarrollo análogo al de la sección anterior para la corriente axial se tiene

$$(33-I) \quad J_{\mu}^{(A)} = g_1 \gamma_{\mu} \gamma_5 + g_2 k_{\mu} \gamma_5 + i g_3 \sigma_{\mu\nu} k_{\nu} \gamma_5$$

se concluye que

$$(34-I) \quad g_3 = 0 \quad \text{y} \quad g_2 = \frac{2M}{k^2} g_1$$

Donde g_2 corresponde a una interacción pseudoescalar inducida cuya intensidad $G_p = m_2 g_2$ respecto a la de $G_A = g_1 G_p$ resulta

$$(35-I) \quad \frac{G_p}{G_A} \approx \frac{M}{m_2} \sim 10^3$$

No existe evidencia experimental de una interacción pseudoescalar inducida de tal intensidad por lo tanto se puede deducir que la corriente axial no se conserva totalmente, tal como lo afirman Goldberger y Treiman.²²⁾

Algunos autores²³⁻²⁷⁾ sugirieron que aunque $J_{\mu}^{(A)}$ no se

conservé totalmente o sea se conserven parcialmente. Por conservación parcial se entiende que en algún límite la conservación debe cumplirse, esto es si

$$(36-I) \quad \partial_\mu J_\mu^{(A)} = 0 \quad \Gamma^{(A)}$$

entonces en algún límite los elementos de matriz de $\Gamma^{(A)}$ deben ser nulos. Bernstein²⁵⁾, Nambu²⁶⁾ y Chu²⁷⁾ mostraron que los requerimientos anteriores se verifican cuando los elementos de matriz de $\Gamma^{(A)}$ tienden a cero en el límite de alta transferencia de impulso. Con esta idea de la PCAC se pueden sacar resultados para los factores g_1 , g_2 y g_3 de la corriente axial.

Hasta 1965 no se realizaron cálculos para estimar los efectos de renormalización debidos a las interacciones fuertes. En ese año Fubini y Furlan²⁸⁾ dentro del marco de PCAC presentaron un método para el cálculo de $|g_1(0)|$. Utilizando dicho método y realizando cálculos similares entre sí, Weisberger²⁹⁾ y Adler³⁰⁾ obtuvieron

$$(37-I) \quad |g_1(0)| = 1.16 \quad \text{y} \quad |g_2(0)| = 1.24,$$

respectivamente. Ambos valores están de acuerdo con el valor experimental $|g_1(0)| = 1.19$. Por lo tanto PCAC da una explicación bastante razonable del efecto de renormalización.

PCAC permite también el cálculo de $g_2(k)$. En la desintegración β es $k^2 \approx m_e^2$ y con esta aproximación se llega a

$$(38-I) \quad G_P^{nd} = \frac{2 M m_\pi}{m_\pi^2 + m_\pi^2} G_A \approx \frac{1}{20} G_A$$

3.1.3. Corrientes isobáricas

Se puede demostrar que la corriente isobárica
resalta

En la discusión del momento angular
las propiedades de la corriente $J_\mu^{(A)}$ en el espacio isobárico

3. Esta transformación es el producto de la simetría
carga y la conjugación de carga, formalmente se puede pre-
sentar como

$$(33-I) \quad G = C \exp(i\pi T_2)$$

donde C es el operador de conjugación de carga y T_2 el ope-
rador de dos componentes del espín isobárico. Para los
covariantes bilineales usuales donde los operadores son
 $O_i = 1, \partial_\mu, \partial_\mu \gamma_5, \partial_\mu \gamma_5 \gamma_\nu, \gamma_5$ que corresponden a S (escalar), V
(vectorial), T (tensorial), A (axial) y P (pseudoescalar)
respectivamente se puede mostrar que cumplen con:

$$(40-II) \quad G (\bar{u}_p | O_i | u_n) G^{-1} = \xi_i (\bar{u}_p | O_i | u_n)$$

siendo

$$\xi_i = +1 \quad \text{para } i = S, A, P$$

$$\xi_i = -1 \quad \text{para } i = V, T$$

Anteriormente se suponía que todos los términos en $J_\mu^{(V)}$
y $J_\mu^{(A)}$ tenían que transformarse ante G de manera similar
al término fundamental vectorial (V) o bien axial (A) de
los covariantes. Esto significaba que;

$$(41-I) \quad \begin{aligned} G J_\mu^{(V)} G^{-1} &= -J_\mu^{(V)} \\ G J_\mu^{(A)} G^{-1} &= J_\mu^{(A)} \end{aligned}$$

Sin embargo se pueden construir cantidades vectoriales y
axiales con propiedades inversas de transformación, Wein-
31)
berg ³¹⁾ mostró que las corrientes se pueden escribir

$$\begin{aligned} J_{\mu}^{(V)} &= J_{\mu 1}^{(V)} + J_{\mu 2}^{(V)} \\ (42-I) \quad J_{\mu}^{(A)} &= J_{\mu 1}^{(A)} + J_{\mu 2}^{(A)} \end{aligned}$$

el índice 1 especifica a los términos que se transforman de igual manera al término dominante. en cambio el índice 2 especifica a los términos que se transforman de manera diferente a dicho término. Estas corrientes se denominan de primera y segunda clase respectivamente.

Recordando que las corrientes nucleares (16-I) y
(17-I) son

$$\begin{aligned} \langle p | J_{\mu}^{(V)} | n \rangle &= (\bar{u}_p / i f_1 \delta_{\mu} + f_2 \sigma_{\mu\nu} k_{\nu} + f_3 k_{\mu} / u_m) \\ \langle p | J_{\mu}^{(A)} | n \rangle &= (\bar{u}_p / i g_1 \delta_{\mu} \gamma_5 + g_2 k_{\mu} \gamma_5 + i g_3 \sigma_{\mu\nu} k_{\nu} \gamma_5 / u_m) \end{aligned}$$

se puede mostrar que los factores de forma f_1 , f_2 y f_3 provienen de corrientes de primera clase mientras que f_3 y f_3 provienen de corrientes de segunda clase.

La teoría CVC lleva implícita la invariancia de la corriente vectorial ante la transformación G pues predice $f_3 = 0$.

Para que las interacciones débiles sean G invariantes es necesario que también $g_3 = 0$. Teóricamente no se puede aseverar tal afirmación y hay que analizar g_3 experimentalmente. Hasta el presente la información experimental es

contradictoria. Pero se acepta que $|g_3| \lesssim 10^{-3}$

I.9 Hamiltoniano beta

El Hamiltoniano beta al cual se llegó en una de las secciones anteriores (fórmula 25-I) es:

$$H_\beta = \frac{G\rho}{\sqrt{2}} \delta_4 \left[a f_1 \delta_\mu - i f_2 \sigma_{\mu\nu} \delta_\nu - f_3 \delta_\mu + i g_1 \delta_\mu \delta_5 \right. \\ \left. - g_2 \delta_\mu \delta_5 - i f_3 \sigma_{\mu\nu} \delta_\nu \delta_5 \right] L_\mu(1)$$

El factor de forma f_3 es nulo. El factor f_2 es mucho más pequeño que f_1 pues

$$f_1 = 1 \quad \text{y} \quad f_2 = - \frac{K_p - K_n}{2M}$$

siendo los momentos magnéticos anómalos del orden de las unidades, en consecuencia f_2 resulta ser del orden de 10^{-3} .

Los factores de forma g_2 y g_3 son también mucho más pequeños que g_1 .

Cuando se estudien las transiciones primeras prohibidas no únicas se trabajará con el Hamiltoniano reducido que se obtiene al despreciar f_2 , g_2 y g_3 .

$$(43-I) \quad H_\beta = \frac{G\rho}{\sqrt{2}} \delta_4 \left[i f_1 \delta_\mu + a g_1 \delta_\mu \delta_5 \right] L_\mu(1)$$

en cambio para el estudio de las transiciones primeras prohibidas $0^- - 0^+$ y únicas se trabajará con el Hamiltoniano completo (25-I).

Capítulo II

Formalismo para el cálculo de observables

Para obtener las fórmulas correspondientes a cada uno de los observables se utiliza el formalismo de la matriz densidad. El primer paso previo es escribir el Hamiltoniano débil de manera más explícita. Para la desintegración β el covariante leptónico es

$$(1-II) \quad \mathcal{L}_\mu = -i \bar{\psi}_e \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_\nu^c$$

Desarrollando para los componentes espaciales y temporales se llega a

$$\mathcal{L}_k = \psi_e^\dagger \alpha_k (1 + \gamma_5) \psi_\nu^c = -\mathcal{L}$$

$$(2-II) \quad \mathcal{L}_4 = -i \psi_e^\dagger (1 + \gamma_5) \psi_\nu^c = -i \mathcal{L}$$

$$\psi_e^\dagger = \bar{\psi}_e \gamma_4$$

Las funciones ψ_e y ψ_ν son tetraespinores que satisfacen la ecuación de Dirac para campos con espín igual a $\frac{1}{2}$:

$$(3-II) \quad \left[\gamma_\mu \left(\frac{\partial}{\partial x_\mu} - i e A_\mu \right) + m_e \right] \psi = 0$$

donde $A_\mu \equiv (A_x, iV)$. Los electrones se mueven en un potencial central con $A_k = 0$. Luego el Hamiltoniano para los electrones se puede reducir a

$$(4-II) \quad H = -\alpha \cdot p - \beta m_e + V(r)$$

De aquí en adelante se usara un sistema de unidades en el cual $c = \hbar = m_0 = 1$.

La solución más adecuada del Hamiltoniano se puede calcular en el sistema de coordenadas esféricas. Esta solución se calcula en el anéndice A siguiendo los lineamientos propuestos por Alata y Jaksic³²⁾.

Definiendo

$$(6-11) \quad \epsilon_V = \epsilon_1 \quad \epsilon_A = -\epsilon_1$$

y reemplazando los covariantes leptónicos se llega a

$$(6-12) \quad H_B = g_V (\alpha \cdot \mathcal{L} + \mathcal{L}) - g_A (\sigma \cdot \mathcal{L} + \gamma_5 \mathcal{L})$$

El factor $\frac{G}{\sqrt{2}}$ se omite y será tenido en cuenta cuando se calcule la probabilidad de transición. Además resulta

$$(6-13) \quad \epsilon_V = 1 \quad \epsilon_A = -1 \text{ 19}$$

Para el cálculo de las correlaciones angulares ν de la polarización longitudinal, cuando se tiene en cuenta el campo Coulombiano, se necesita la expansión de la onda plana modificada en términos de las soluciones estacionarias del campo.

Partiendo de la solución de la ecuación de Dirac sin campo Coulombiano, o sea una onda plana en la dirección z en coordenadas polares, escribiéndolas en términos de las funciones de Bessel esféricas y aplicando las matrices de rotaciones finitas se puede obtener la expansión para una onda plana en una dirección arbitraria;

$$(9-II) \psi = \sum_{\alpha, \mu} i^{l_{\alpha}} 4\pi(2l_{\alpha}+1) \langle l_{\alpha} 0 \frac{1}{2} s | j s \rangle \mathcal{D}_{s\mu}^j(z \rightarrow \rho) \begin{pmatrix} -i F_{\alpha} \chi_{\alpha}^{\mu} \\ G_{\alpha} \chi_{\alpha}^{\mu} \end{pmatrix}$$

Para tener en cuenta las correcciones deidas el campo Coulombiano se reemplazan F_{α} y G_{α} por las funciones f_{α} y g_{α} multiplicadas por un desfase definido de manera tal que para $r \rightarrow \infty$ la función se comporta como una onda esférica entrante o saliente. La expresión final para una onda distorsionada por el campo Coulombiano (con orientación de espín S) es

$$(9-II) \psi = \sum_{\alpha, \mu} i^{l_{\alpha}} 4\pi(2l_{\alpha}+1) \langle l_{\alpha} 0 \frac{1}{2} s | j s \rangle \mathcal{D}_{s\mu}^j \begin{pmatrix} -i f_{\alpha} \chi_{\alpha}^{\mu} \\ g_{\alpha} \chi_{\alpha}^{\mu} \end{pmatrix} \exp[\pm i \Delta_{\alpha}]$$

Δ_{α} indica una onda esférica saliente o entrante. Su definición es

$$(10-II) \Delta_{\alpha} = \delta_{\alpha} + \frac{\alpha Z W'}{p} \ln(2\rho r)$$

Z es la carga del núcleo, p el impulso del electrón y W su energía; δ_{α} es un desfase definido en el trabajo de Bhatia y Rose.

II.1 Distribución angular de electrones

Estos procesos se describen por medio de matrices densidad

$$(11-II) \rho = \sum_{\nu} \langle I_f M_f \mu_e s | H \rho | I_i M_i \nu \rangle \langle I_f M_f' \mu_e s | H \rho | I_i M_i \nu \rangle^*$$

I_f, M_f y I_i, M_i son los espines nucleares y sus proyecciones del estado inicial y final respectivamente. El índice ν

se refiere a todos los números cuánticos que no son observados, p_e y s son números cuánticos del electrón. Para el electrón hay que usar las funciones de onda (9-II). Para el neutrino se pueden usar las funciones de onda estacionarias porque se suma sobre todas las direcciones.

Usando el espacio de las configuraciones para los nucleones, y la notación $|x, \mu\rangle$ y $|x, \mu, \nu\rangle$ para el electrón y el neutrino la matriz densidad resulta

$$\rho = 4\pi \sum_{\alpha=1}^N \sum_{i,j=\nu, A} \sum_{\substack{x, \mu, x', \mu' \\ x, \nu, \nu'}} [(2l_x+1)(2l_{x'}+1)]^{1/2} \langle l_x 0 \frac{1}{2} s | j s \rangle$$

$$(12-II) \quad \langle l_{x'} 0 \frac{1}{2} s' | j' s' \rangle (-i)^{l_x} (-i)^{l_{x'}} \exp[i(\delta_x - \delta_{x'})] \mathcal{D}_{\mu s}^{j*} \mathcal{D}_{\mu' s'}^{j'}$$

$$\langle I_f M_f | O_i^{\alpha} (x, \mu | O_i | x, \mu, \nu) | I_i M_i \rangle \langle I_f M_f' | O_i^{\alpha} (x', \mu' | O_i | x', \mu, \nu) | I_i M_i \rangle$$

O_i , son los operadores característicos de la desintegración beta; la sumatoria sobre N indica la suma sobre todos los nucleones y la sumatoria sobre A y V indican que hay que sumar los operadores vectoriales y axiales.

Mediante el cálculo que se hace en el apéndice A se prueba que $O_i^{\alpha} (x, \mu | O_i | x, \mu, \nu)$ tiene la forma general

$$(13-II) \quad O_i^{\alpha} (x, \mu | O_i | x, \mu, \nu) = \sum_{\lambda J} (-i)^{\lambda+\mu} \langle j - \mu, j, -\mu, | J - M' \rangle T_{\lambda \mu \nu}^{-M'} Z_i^{J\lambda} (x, x')$$

los $T_{\lambda \mu \nu}^{-M'}$ son operadores tensoriales de rango J . Las funciones $Z_i^{J\lambda} (x, x')$ dependen de las funciones radiales de los leptones y están definidos en el apéndice A (fórmulas 23.A y 24.A). La sumatoria sobre $i = A, V$ y sobre λ significa

$$\begin{aligned}
 & \sum_{\lambda=A, V} \overline{T}_{\lambda \lambda \gamma}^{-M'} Z^{J \lambda}(\alpha, \alpha_\gamma) = g_A \overline{T}_{\lambda \lambda 0}^{-M'} Z^J(\alpha, \alpha_\gamma) + \\
 (14-II) \quad & g_A \overline{T}_{\lambda \lambda 1}^{-M'} Z^{J \lambda}(\alpha, \alpha_\gamma) + g_A X_{\lambda \lambda 0}^{-M'} Z^J(\alpha, \alpha_\gamma) + g_V X_{\lambda \lambda 1}^{-M'} Z^{J \lambda}(\alpha, \alpha_\gamma) \\
 & = (g_V \overline{T}_{\lambda \lambda 0}^{-M'} + g_A X_{\lambda \lambda 0}^{-M'}) Z^J(\alpha, \alpha_\gamma) + (g_A \overline{T}_{\lambda \lambda 1}^{-M'} + g_V X_{\lambda \lambda 1}^{-M'}) Z^{J \lambda}(\alpha, \alpha_\gamma)
 \end{aligned}$$

con las siguientes definiciones

$$\begin{aligned}
 & \overline{T}_{\lambda \lambda 0}^{-M'} = Y_L^{-M'} \quad ; \quad \overline{T}_{\lambda \lambda 1}^{-M'} = \sum_{\gamma M} \langle 1 \rightarrow \lambda - M | J - M' \rangle \sigma^{\gamma} Y_{\lambda}^{-M} \\
 (15-II) \quad & X_{\lambda \lambda \gamma}^{-M'} = \gamma_S \overline{T}_{\lambda \lambda \gamma}^{-M'}
 \end{aligned}$$

siendo Y_{λ}^{-M} los armónicos esféricos. En la notación $\overline{T}_{\lambda \lambda \gamma}$ y $X_{\lambda \lambda \gamma}$ representan a operadores no-relativistas y relativistas respectivamente. El subíndice γ representa el espín que se llevan los leptones. Cuando $\gamma=0$, $J=\lambda$ entonces $\overline{T}_{\lambda \lambda 0}$ y $\overline{T}_{\lambda \lambda 1}$ provienen de los operadores $\mathbb{1}$ y σ del Hamiltoniano general (43-I), en cambio $X_{\lambda \lambda 0}$ y $X_{\lambda \lambda 1}$ provienen de γ_S y α respectivamente.

Ahora hay que aplicar el teorema de Wigner-Eckart y luego sumar sobre μ y μ_γ . Para aplicar el teorema se usa la siguiente convención: ³⁴⁾

$$(16-II) \quad \langle I_f M_f | \overline{T}_{\lambda \lambda}^{-M} Z^{J \lambda} | I_i M_i \rangle = (-)^{I_f - M_f} \begin{pmatrix} I_f & J & I_i \\ -M_f & -M & M_i \end{pmatrix} \langle I_f || \overline{T}_{\lambda \lambda} Z^{J \lambda} || I_i \rangle_W$$

Además se define

$$(17-II) \quad \langle I_f \| T_{J\Lambda} Z^{J\Lambda} \| I_i \rangle_{\beta} = \frac{\langle I_f \| T_{J\Lambda} Z^{J\Lambda} \| I_i \rangle_{\alpha}}{\sqrt{2I_i + 1}}$$

Al sumar sobre μ y μ' , que son las componentes eje z del impulso angular del electrón y del antineutrón respectivamente, queda:

$$\rho = 4\pi \sum_{\alpha=1}^N \sum_{\substack{i, j = A, V \\ M', M''}} \sum_{\substack{\alpha, \alpha' \\ \alpha, \alpha'}} \sum_{\substack{J, J' \\ \Lambda, \Lambda'}} \sum_{\substack{k, z \\ m}} (2k+1) [(2l_{\alpha}+1)(2l_{\alpha'}+1) \\ (2j+1)(2j'+1)]^{1/2} \frac{J+J'+k+M''-S'+j}{(J+1)} \exp[i(\delta_{\alpha} - \delta_{\alpha'})] \mathcal{D}_{m, z}^{k, \alpha}$$

$$(18-II) \quad \begin{pmatrix} I_i & J & I_f \\ -M_i & M' & M_f \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_i & J' & I_f \\ -M_i & M'' & M_f \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J & J' & k \\ -M' & M'' & -z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1/2 & j & l_{\alpha} \\ -s & s & 0 \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} 1/2 & j & l_{\alpha'} \\ -s' & s' & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j & j' & k \\ -s & s' & -m \end{pmatrix} \left\{ \begin{matrix} J & J' & k \\ j & j & j' \end{matrix} \right\} A_{J\Lambda J'\Lambda' \alpha j}$$

$$A_{J\Lambda J'\Lambda' \alpha j} = (-1)^{j+j'+1} [(2J+1)(2J'+1)]^{1/2} \frac{l_{\alpha}}{(-2)} \frac{l_{\alpha'}}{(2)} (2I_i + 1)$$

$$\langle I_f \| T_{J\Lambda S \alpha} Z_{I_i}^{J\Lambda}(\alpha, \alpha') \| I_i \rangle_{\beta} \langle I_f \| T_{J'\Lambda' S' \alpha'} Z_{j}^{J'\Lambda'}(\alpha, \alpha') \| I_i \rangle_{\beta}^*$$

Para obtener la distribución de electrones a partir de núcleos orientados, es necesario sumar sobre todos los números cuánticos que no son observados en el experimento, es

to es sobre M_p , s , s' . El resultado es

$$(19-II) \quad D(\vartheta) = \sum_{\substack{M_j, M'_j \\ s, s'}} \int \delta_{M_j, M'_j} \delta_{s, s'} = \frac{1}{\pi} \sum_{k, j, j'} a_k(I_x, M_x) \\ \cdot F_k(j, j', I_y, I_x) Q_k(j, j') (-1)^{j+j'+e} D_k(s, s'),$$

donde

$$a_k(I_x, M_x) = [(2k+1)(2I_x+1)]^{1/2} (-1)^{I_x-M_x} \begin{pmatrix} I_x & I_x & k \\ M_x & -M_x & 0 \end{pmatrix},$$

$$(20-I) \quad F_k(j, j', I_y, I_x) = (-1)^{I_y+I_x-1} [(2k+1)(2I_x+1)(2j+1)]^{1/2} \\ \begin{pmatrix} j & j' & k \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} j & j' & k \\ I_x & I_x & I_y \end{Bmatrix},$$

$$Q_k(j, j') = 4\pi^2 \begin{pmatrix} j & j' & k \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix}^{-1} \sum_{\substack{x, x' \\ x}} \sum_{j=A, Y} \sum_{\alpha} \sum_{\lambda \lambda'} (2I_x+1)^{-1}$$

$$[(2j+1)(2j'+1)]^{1/2} [(2j+1)(2j'+1)(2I_x+1)(2I_x'+1)]^{1/2} (-1)^{j+j'+j'/2}$$

$$\begin{Bmatrix} j & j' & k \\ j & j & j' \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} I_x & I_x & k \\ j & j & 1/2 \end{Bmatrix} \begin{pmatrix} I_x & I_x & k \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \exp[i\alpha(I_x - I_x')] A_{j, j', k, \alpha, \lambda, \lambda'}$$



Se puede escribir

$$(23-II) \quad Q_0(\gamma, \gamma) = 4\pi^2 \sum_{\alpha, \alpha'} \langle I_f \parallel \sum_{i \in \Lambda} T_{\gamma \Lambda \alpha i} Z_i^{\gamma \Lambda}(\alpha, \alpha') \parallel I_\alpha \rangle_\beta \\ \cdot \langle I_f \parallel \sum_{j \in \Lambda'} T_{\gamma \Lambda' \alpha' j} Z_j^{\gamma \Lambda'}(\alpha, \alpha') \parallel I_{\alpha'} \rangle_\beta^*$$

Para simplificar la nomenclatura se puede expresar

$$(24-II) \quad Q_0(\gamma, \gamma) = 4\pi^2 \sum_{\alpha, \alpha'} \langle I_f \parallel \sqrt{\sum_{i \in \Lambda} T_{\gamma \Lambda \alpha i}} Z_i^{\gamma \Lambda}(\alpha, \alpha') \parallel I_\alpha \rangle_\beta \\ \cdot \langle I_f \parallel \sum_{j \in \Lambda'} T_{\gamma \Lambda' \alpha' j} Z_j^{\gamma \Lambda'}(\alpha, \alpha') \parallel I_{\alpha'} \rangle_\beta^*; \quad T_{\gamma \Lambda \alpha} = \sum_{\alpha=1}^N T_{\gamma \Lambda \alpha}$$

Teniendo en cuenta una propiedad importante de los covariantes leptónicos (eq. 26. A del apéndice A)

$$(25-II) \quad Z^{\gamma \Lambda}(\alpha, -\alpha') = i Z^{\gamma \Lambda}(\alpha, \alpha') \quad \text{para } \alpha, \alpha' > 0.$$

De esta manera se puede sumar sobre un solo valor de

$$(26-II) \quad Q_0(\gamma, \gamma) = 8\pi^2 \sum_{\alpha, \alpha'} \langle I_f \parallel \sum_{i \in \Lambda} T_{\gamma \Lambda \alpha} Z_i^{\gamma \Lambda}(\alpha, \alpha') \parallel I_\alpha \rangle_\beta \\ \cdot \langle I_f \parallel \sum_{j \in \Lambda'} T_{\gamma \Lambda' \alpha'} Z_j^{\gamma \Lambda'}(\alpha, \alpha') \parallel I_{\alpha'} \rangle_\beta$$

o bien como en ambos términos se suma sobre α y α' y son índices mudos se puede escribir

$$(27-II) \quad Q_0(\gamma, \gamma) = 8\pi^2 \sum_{\alpha, \alpha'} \left| \sum_{i \in \Lambda} \langle I_f \parallel T_{\gamma \Lambda \alpha} Z_i^{\gamma \Lambda}(\alpha, \alpha') \parallel I_\alpha \rangle_\beta \right|^2$$

y el espectro se puede expresar como

$$(28-II) \quad I_\beta = 8\pi \sum_{\gamma, \alpha, \alpha'} \left| \sum_{i \in \Lambda} \langle I_f \parallel T_{\gamma \Lambda \alpha} Z_i^{\gamma \Lambda}(\alpha, \alpha') \parallel I_\alpha \rangle_\beta \right|^2$$

II.2.1 Reglas de selección y "orden de prohibición"

Las reglas de selección básicas provienen de la condición que $\langle I_f | T_{\beta\alpha} Z^{\lambda} | I_i \rangle$ no se anule. Si I_f, π_f son el espín y la paridad del estado final y I_i, π_i los correspondientes al estado inicial se debe satisfacer la relación triangular $\Delta(I_f, J, I_i)$, y además $\pi(T_{\beta\alpha}) = \pi_f \pi_i$ donde $\pi(T_{\beta\alpha})$ es la paridad del operador $T_{\beta\alpha}$.

Con el fin de discutir el concepto usual para el "orden de prohibición", es conveniente considerar primero el Hamiltoniano como si tuviera solo dos tipos de operadores: el término de Fermi, $T_{\beta\alpha}, Z^J(x, x')$ y el término de Gamow-Teller, $T_{\beta\alpha}, Z^{JA}(x, x')$. A pesar que en el caso de transiciones "enésimas-prohibidas no únicas" tales términos pueden no ser dominantes, ellos son del mismo orden de magnitud que los dominantes, y pueden ser usados para describir la clasificación de todas las desintegraciones beta.

Las funciones $Z^J(x, x')$ y $Z^{JA}(x, x')$ se pueden desarrollar en potencias del radio nuclear r_0 ,

$$(29-II) \quad r_0 = 3.14 \cdot 10^{-3} \cdot A^{1/3} \text{ unidades naturales.}$$

siendo A el número de masa. Se puede caracterizar cada una de estas funciones por su término dominante

$$(30-II) \quad \begin{aligned} Z^J(x, x') &\approx r_0^J \\ Z^{JA}(x, x') &\approx r_0^A. \end{aligned}$$

Las paridades de los operadores son

$$\pi(\tau_{\lambda 0}) = (-1)^{\lambda} \quad , \quad \pi(\tau_{\lambda 1}) = (-1)^{\lambda}.$$

Cuando en una transición cualquiera, el término dominante de Fermi o de Gamow-Teller es del orden de r_0^{λ} , se dice que es una transición "enésima-prohibida". Para $n=0$, la transición se denomina "permitida". Los distintos casos se pueden resumir de la siguiente manera:

$$32-II) \quad I_f = I_i = 0 \quad , \quad \pi_f = \pi_i$$

En este caso $T_{000} z^0$ es la única contribución. Estas transiciones se denominan "permitidas de Fermi".

$$33-II) \quad |I_f - I_i| = 1 \quad , \quad \pi_f = \pi_i$$

aquí, la contribución dominante proviene de $T_{101} z^{10}$ y esta transición se denomina "permitida de Gamow-Teller".

$$34-II) \quad I_f = I_i \neq 0 \quad , \quad \pi_f = \pi_i$$

tales desintegraciones permiten ambos términos $T_{000} z^0$ y $T_{101} z^{10}$ y son permitidas.

$$35-II) \quad I_f = I_i = 0 \quad , \quad \pi_f = \pi_i = -1$$

el término dominante es prohibido de primer orden $T_{011} z^{01}$.

$$36-II) \quad |I_f - I_i| = 2 \quad , \quad \pi_f = \pi_i = -1$$

aquí $T_{211} z^{21}$ es el término dominante. Este tipo de tran-

sición se conoce como "primera prohibida única".

$$(37-II) \quad |I_f - I_i| = 1 \quad \text{ó} \quad I_f = I_i \neq 0, \quad \tilde{\pi}_f, \tilde{\pi}_i = -1$$

Varios términos pueden contribuir en ellos $T_{110} Z^1$ y $T_{111} Z^{11}$. La denominación común es "primera prohibida no única".

$$(38-II) \quad |I_f - I_i| = n + 1 \quad \tilde{\pi}_f, \tilde{\pi}_i = (-1)^n, \quad n \geq 1$$

Es la generalización del caso (36-II). El término dominante es $T_{n-1, n, 1} Z^{n-1n}$, y la transición es llamada "enésima prohibida única".

$$(39-II) \quad |I_f - I_i| = n, \quad \tilde{\pi}_f, \tilde{\pi}_i = (-1)^n, \quad n \geq 2.$$

Similarmente, esta es una generalización del caso (37-II) y es llamada "enésima-prohibida no única".

Ahora debemos considerar los otros operadores del Hamiltoniano que pueden acompañar a los de Fermi y los Gamow-Teller en varios casos. Los operadores X_{JA1} y X_{JA0} están asociados con el factor $1/M$, el cual es del orden ϵ r_0^{-2} . Sin embargo, ambos operadores al serle aplicada la transformación de Foldy-Wouthuysen tiene derivadas de las funciones de onda de los nucleones que introducen generalmente términos del orden de r_0^{-1} . De esta manera a $X_{JA1} Z^J$ le asignamos un "orden de prohibición" de $J+1$ y a $X_{JA0} Z^J$ de $J+1$. En general estos términos se denominan relativistas por mezclar componentes grandes y pequeñas.

En las transiciones permitidas y las prohibidas únicas los términos relativistas son dos órdenes de magnitud menores que los términos dominantes. En el caso (35-II) $X_{000} Z^0$ pueden competir con $T_{011} Z^{01}$, y en las prohibidas no únicas, $X_{n,n-1,1} Z^{n,n-1}$ compite con $T_{nno} Z^n$ y $T_{nnl} Z^{nn}$ y a menudo es el término dominante.

II.2.2 Forma de Espectro para Transiciones Primeras Prohibidas.

En la sección anterior se analizó diferentes tipos de transiciones. El caso más general de las transiciones primeras prohibidas es

$$(40-II) \quad |\Delta I| = |I_f - I_i| \leq 2, \quad \tilde{m}_f = \tilde{m}_i = -1,$$

que da origen a los operadores no relativistas

$$(41-II) \quad T_{110} Z^1, T_{011} Z^{01}, T_{111} Z^{11}, T_{211} Z^{21}$$

y a los operadores relativistas

$$(42-II) \quad X_{000} Z^0 \quad \text{Y} \quad X_{101} Z^{10}$$

En la expresión del espectro hay términos

$$(43-II) \quad \langle I_f || T_{J\Lambda} Z^{J\Lambda} || I_i \rangle_{\beta},$$

donde $T_{J\Lambda}$ contiene toda la dependencia angular del operador, mientras que $Z^{J\Lambda}$ tiene la dependencia radial. En consecuencia se puede separar en dos partes el elemento de

matriz

$$(44-II) \quad \langle I_f \| T_{\lambda\mu} Z^{J\lambda} \| I_i \rangle_\beta = \langle I_f \| T_{\lambda\mu} \| I_i \rangle_\beta \langle I_f \| Z^{J\lambda} \| I_i \rangle$$

Las funciones de onda radiales se toman en el radio nuclear, y el producto se reduce a:

$$(45-II) \quad \langle I_f \| T_{\lambda\mu} Z^{J\lambda} \| I_i \rangle_\beta = \langle I_f \| T_{\lambda\mu} \| I_i \rangle_\beta Z^{J\lambda}(r_0).$$

Se puede definir

$$(46-II) \quad C_J(\alpha, \alpha') = 4\pi \sum_{\lambda\mu} \langle I_f \| T_{J\lambda\mu} \| I_i \rangle_\beta Z^{J\lambda}(r_0).$$

Para los diferentes valores de α y α' , hay reglas de selección para los $Z^{J\lambda}(r_0)$ que están dadas por los coeficientes $R_J(\alpha, \alpha')$ y $R_{J\lambda}(\alpha, \alpha')$. Fijando α y α' , y sumando sobre todos los operadores que tienen el mismo orden de magnitud se calculan los diferentes $C_J(\alpha, \alpha')$. Se pueden formar doce diferentes $C_J(\alpha, \alpha')$, no se tienen en cuenta $C_J(\alpha_2, \alpha_2)$ pues dan la misma contribución y fueron incluidos anteriormente.

Para el orden tensorial cero, $J=0$, contribuyen dos operadores T_{011} y X_{000} y se obtienen dos funciones

(47a-II)

$$C_0(1,1) = \eta [w(f, F_i - g, F_i) - r_0 v(f, F_i + g, F_i)] / r_0$$

$$C_0(-1,-1) = \eta [w(f, F_i + g, F_i) - r_0 v(f, F_i - g, F_i)] / r_0$$

Los elementos de matriz w y v son

$$\eta w = \gamma_A \langle i \bar{\sigma} \cdot \bar{r} \rangle = -g_A \sqrt{4\pi} \langle T_{011} \rangle_\beta$$

(48a-II)

$$\eta v = -g_A \langle \delta_\beta \rangle = -g_A \sqrt{4\pi} \langle X_{000} \rangle_\beta$$

De orden tensorial $J = 1$ obtenemos seis funciones diferen-
tes

$$\begin{aligned} C_i(1,1) &= \eta [x(g_1 F_1 - f_1 F_1) + u(g_1 F_1 - f_1 F_1) \\ &\quad + \lambda_0 y(-f_1 F_1 + \frac{1}{3} g_1 F_1)] / \lambda_0 \\ C_i(-1,-1) &= \eta [x(-g_1 F_1 - f_1 F_1 + u(g_1 F_1 - f_1 F_1) \\ &\quad + \lambda_0 y(-g_1 F_1 - \frac{1}{3} f_1 F_1)] / \lambda_0 \\ C_i(1,-2) &= \eta [(2x+u)(f_1 F_1 + g_1 F_2)] / (\lambda_0 \sqrt{2}) \\ C_i(-1,2) &= \eta [(2x+u)(g_1 F_1 - f_1 F_2)] / (\lambda_0 \sqrt{2}) \\ C_i(2,-1) &= \eta [(2x-u)(f_2 F_1 - g_2 F_1)] / (\lambda_0 \sqrt{2}) \\ C_i(-2,1) &= \eta [(2x-u)(g_2 F_1 + f_2 F_1)] / (\lambda_0 \sqrt{2}) \end{aligned}$$

(48b-II)

Los elementos de matriz x , u y v son

$$\eta x = -g_v \langle i \bar{r} \rangle = -g_v \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \langle T_{101} \rangle_\beta$$

(48b-II)

$$\eta u = -g_A \langle \bar{\sigma} \times \bar{r} \rangle = g_A \sqrt{\frac{8\pi}{3}} \langle T_{111} \rangle_\beta$$

$$(48b-II) \quad \eta y = -E_A \langle \alpha \rangle = -E_A \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \langle Y_{10} \rangle_{\beta}$$

Por último para el orden tensorial $J = 2$ se obtiene

$$(47c-II) \quad \begin{aligned} C_2(1, -2) &= \eta \sqrt{3} z (-f_1 F_1 - \frac{1}{3} g_1 F_{-2}) / (2\lambda_0) \\ C_2(-1, 2) &= \eta \sqrt{3} z (-g_1 F_1 + \frac{1}{3} f_1 F_{-2}) / (2\lambda_0) \\ C_2(2, -1) &= \eta \sqrt{3} z (f_2 F_1 - \frac{1}{3} g_2 F_{-1}) / (2\lambda_0) \\ C_2(-2, 1) &= \eta \sqrt{3} z (g_2 F_1 + \frac{1}{3} f_2 F_{-1}) / (2\lambda_0) \end{aligned}$$

siendo

$$(48d-II) \quad \eta z = E_A \langle \beta B_{2J} \rangle = E_A \sqrt{\frac{16\pi}{3}} \langle T_{211} \rangle_{\beta}$$

Las funciones $C_J(\alpha, \alpha_y)$ son reales.

La forma de espectro se puede escribir, sacando factor común η , como

$$(49-II) \quad T_{\beta} = \frac{\eta^2}{3\pi} \sum_{\alpha, \alpha_y} C_J(\alpha, \alpha_y)^2$$

Interesa encontrar la probabilidad de transición, para ello hay que usar la regla de oro:

$$(50-II) \quad N(\omega) = 2\pi |\langle H_{\beta} \rangle|^2 \rho_0,$$

siendo $|\langle H_{\beta} \rangle|^2$ el elemento de matriz, y ρ_0 la densidad de estados finales. Como las funciones de onda de los lep-

tones están normalizadas a una partícula en la esfera unidad, la densidad de estados finales es

$$(51-II) \quad \rho_0 = \frac{1}{\pi^2} \frac{W'}{p}$$

El elemento de matriz incluyendo el $\frac{G\beta}{\sqrt{2}}$ es

$$(52-II) \quad |\langle H\beta \rangle|^2 = \frac{G\beta}{\sqrt{2}} I\beta$$

Se llega a la expresión

$$(53-II) \quad N(W) = \frac{G\beta}{2\pi^3} \times \frac{\eta^2 W}{2p} \sum_{\alpha, \alpha'} C_J(\alpha, \alpha')^2.$$

Generalmente se define la forma de espectro como

$$(54-II) \quad C'_\beta(W) = \frac{\eta^2 W}{2p} \sum_{\alpha, \alpha'} C_J(\alpha, \alpha')^2.$$

Se define el factor de corrección de la forma de espectro, viendo la desviación de esta predicción de la forma estadística de Fermi³⁶⁾

$$(55-II) \quad N_F(W) = v W q^2 F(Z, W)$$

luego

$$(56-II) \quad C'_\beta(W) = \frac{v^2}{\eta^2} \sum_{\alpha, \alpha'} C_J(\alpha, \alpha')^2 = \frac{\eta^2}{2 v^2 q^2 F(W, Z)}$$

En las funciones $C_J(\alpha, \alpha')$ contienen elementos de matriz cartesianos que se relacionan con los tensores esféricos así

$$(57-II) \quad \langle I_j \| 0_{\text{cart}} \| I_i \rangle = N \langle I_j \| 0_{\text{esf}} \| I_i \rangle$$

el factor N depende del operador. estas relaciones están resumidos en la Tabla II.1

Cartesiano	Tensorial esférico	N	ΔI	Excepción
$\langle 1 \bar{0} \bar{F} \rangle$	T_{011}	$-\sqrt{4\pi}$	0	
$\langle Y_0 \rangle$	X_{000}	$\sqrt{4\pi}$	0	
$\langle 1 \bar{F} \rangle$	T_{110}	$\sqrt{\frac{4\pi}{3}}$	$0, \pm 1$	$0^- - 0^+$
$\langle \bar{\sigma}_x \bar{F} \rangle$	T_{111}	$-\sqrt{\frac{8\pi}{3}}$	$0, \pm 1$	$0^- - 0^+$
$\langle 2 \rangle$	X_{101}	$\sqrt{4\pi}$	$0, \pm 1$	$0^- - 0^+$
$\langle 1B_{1,j} \rangle$	T_{211}	$\sqrt{\frac{16\pi}{3}}$	$0, \pm 1, \pm 2$	$0^- - 0^+$ $0^- - 1^+$ $\frac{1}{2}^- - \frac{1}{2}^+$

TABLA II.1

II.3 Cálculo de la polarización longitudinal

El grado de polarización P_L de los electrones se define como la diferencia de la probabilidad correspondiente a que el espín del electrón tenga la misma dirección que su impulso y la probabilidad que el espín tenga orientación contraria al impulso, dividido por la suma de dichas probabilidades.

Con la ayuda de las fórmulas (18-II), (22-II) y teniendo en cuenta que

$$(58-II) \quad \rho_{ss'} = \frac{1}{2I_i + 1} \sum_{\substack{M_i, M_j \\ M_i'}} \rho \delta_{M_i, M_i'} ; \quad T_i \rho_{ss'} = I_i \rho$$

se obtiene que

$$(59-II) \quad \rho_L = \frac{T_i \sigma \rho}{T_i \rho} = \frac{\sum_{ss'} \langle s | \sigma | s' \rangle \langle s' | \sigma | s \rangle}{I_i \rho} = \frac{1}{I_i} \frac{1}{2I_i + 1} \sum_{ss'} \rho_{ss'} \sigma_{ss'}$$

Realizando cálculos se llega a:

$$(60-II) \quad \rho_L = -\frac{\hat{p}}{I_i \rho} \sum_{\substack{\alpha, \alpha' \\ x_i}} \sum_{i, k} \sum_{\substack{j, \lambda, \lambda'}} \left[\langle I_i \parallel T_{j\lambda\lambda'} Z_k^{j\lambda}(\alpha, \alpha') \parallel I_i \rangle_\rho \right. \\ \left. \langle I_i \parallel T_{j\lambda\lambda'} Z_k^{j\lambda}(\alpha', \alpha) \parallel I_i \rangle_\rho^* (-i)^{l+l'} \exp[i(\delta\alpha - \delta\alpha')] \right] \\ \left. \delta_{l', l+1} \delta_{j', j} + \text{compl. conj.} \right] \cdot \frac{1}{\sum_{\tau} q_0(\tau, \tau)}$$

Si tenemos en cuenta las reglas de selección que aparecen a consecuencia de las deltas desaparece la sumatoria sobre el índice

$$(61-II) \quad \left. \begin{array}{l} j = |\alpha| - 1/2 \\ j' = |\alpha'| - 1/2 \end{array} \right\} \delta_{j', j} \Rightarrow |\alpha| = |\alpha'|$$

además

$$(62-II) \quad \left. \begin{array}{l} l = j + \frac{1}{2} \frac{\alpha}{|\alpha|} \\ l' = j' + \frac{1}{2} \frac{\alpha'}{|\alpha'|} \end{array} \right\} \delta_{l', l+1} \Rightarrow \frac{1}{2} \frac{\alpha'}{|\alpha'|} = \frac{1}{2} \frac{\alpha}{|\alpha|} \pm 1 \Rightarrow \alpha' = -\alpha$$

También las potencias de "i" se simplifican

$$(63-II) \quad \begin{array}{l} l = j + \frac{1}{2} \frac{\alpha}{|\alpha|} = l' + \frac{\alpha}{|\alpha|} \\ (-i)^l (i)^{l'} = (-i)^{l'} (i)^{l'} (-i)^{\frac{\alpha}{|\alpha|}} \end{array}$$

Como resultado obtenemos

$$\begin{aligned}
 P_L &= -\frac{\hat{P}}{|P|} \sum_{\gamma \alpha \alpha'} \left[\langle I_f \parallel \sum_{i \Lambda} T_{\gamma \Lambda \delta i} Z_i^{\gamma \Lambda}(\alpha, \alpha') \parallel I_x \rangle_{\beta} \right. \\
 (64-II) \quad & \cdot \langle I_f \parallel \sum_{k \Lambda'} T_{\gamma \Lambda' \delta k} Z_k^{\gamma \Lambda'}(-\alpha, \alpha') \parallel I_x \rangle_{\beta}^* (-i)^{\frac{\alpha}{|\alpha|}} \\
 & \left. \cdot \exp[\lambda(\delta_{\alpha} - \delta_{-\alpha})] + c. c. \right] \frac{1}{\sum_{\gamma} Q_{\gamma}(\gamma, \gamma)}
 \end{aligned}$$

Recordando las propiedades de los covariantes $Z_i^{\gamma \Lambda}(\alpha, \alpha')$, que ante cambios de signo del autovalor α , varía según

$$Z_i^{\gamma \Lambda}(\alpha, -\alpha) = i Z_i^{\gamma \Lambda}(\alpha, \alpha) \quad \text{para } \alpha > 0$$

la sumatoria se simplifica y finalmente resulta

$$(65-II) \quad P_L = -2 \frac{\hat{P}}{|P|} \frac{\sum_{\gamma \alpha \alpha'} C_{\gamma}(\alpha, \alpha') C_{\gamma}(-\alpha, \alpha') \text{Sen}(\delta_{\alpha} - \delta_{-\alpha})}{\sum_{\gamma \alpha \alpha'} C_{\gamma}(\alpha, \alpha')^2}$$

las funciones $C_{\gamma}(\alpha, \alpha')$ son las mismas que se obtuvieron al calcular el espectro

II.4 Correlaciones angulares β - γ

Para evaluar la correlación β - γ , es necesario construir una "matriz densidad" ρ_{γ} para la transición γ .
 $I_f \rightarrow I_{ff}$ usamos la definición de Alder.¹⁾

$$(66-II) \quad \rho_{\gamma} = \sum_{M_{ff}} \langle \bar{q}, \tau, I_{ff} M_{ff} | H_{\gamma} | I_f M_f \rangle \langle \bar{q}, \tau, I_{ff} M_{ff} | H_{\gamma} | I_f M_f' \rangle^*$$

donde \bar{q} es el vector de impulso de la radiación γ ; $\tau = \pm 1$ representa la polarización circular derecha e izquierda respectivamente. Sumando sobre los números cuánticos magnéticos se llega a

$$(67-II) \quad \rho_{\gamma} = \sum_{k\lambda\lambda'} (2k+1)^{1/2} (-z)^k (-1)^{I_f + M_f} F_k(\lambda, \lambda', I_{ff}, I_f) \\ \cdot (2I_f + 1)^{-1/2} \begin{pmatrix} I_f & I_f & k \\ -M_f & M_f & \mu \end{pmatrix} \delta_{\lambda} \delta_{\lambda'} \mathcal{D}_{\mu 0}^{k*}(z, \varphi)$$

La cantidad δ_{λ} es la amplitud de transición para la radiación gamma 2^{λ} -polar. La correlación β - γ puede ahora ser escrita como

$$(68-II) \quad M(\bar{p}, \bar{q}, z) = \sum_{\substack{M_i, M_f, M_f' \\ S, S'}} (2I_i + 1)^{-1} \rho \rho_{\gamma} \delta_{SS'} \\ = \frac{1}{\pi} \sum_{\substack{k\lambda\lambda' \\ \tau\tau'}} (-z)^k \delta_{\lambda} \delta_{\lambda'} F_k(\lambda, \lambda', I_{ff}, I_f) \\ \cdot F_k(\tau, \tau', I_i, I_f) \cdot Q_k(\tau, \tau') \cdot \mathcal{P}_k(\cos \theta)$$

donde θ es el ángulo entre la partícula β y la radiación

Ahora se puede separar toda la parte que tiene en cuenta los espines de los niveles nucleares de la correspondiente a los operadores de la desintegración β . Primero se agrupa los términos que corresponden a las multipolaridades de la radiación γ :

$$(69-II) \quad M(\bar{p}, \bar{q}, z) = \frac{1}{\pi} \sum_{k\tau\tau'} (-z)^k Q_k(\tau, \tau') \cdot F_k(\tau, \tau', I_i, I_f)$$

$$(69-II) \quad \cdot \left[\sum_{\lambda \lambda'} F_k(\lambda, \lambda', I_{ff}, I_f) \cdot \delta_\lambda \cdot \delta_{\lambda'} \right] \cdot \mathcal{P}_k(\cos \theta)$$

A continuación se escribe $F_k(J, J', I_1, I_f)$ explícitamente y se separa lo que contiene (I_1, I_f) del resto y se puede escribir $M(\bar{p}, \bar{q}, z)$ como

$$(70-I) \quad M(\bar{p}, \bar{q}, z) = \sum_{k \leq J, J'} (-z)^k b_{JJ'}^{(k)} \Gamma_{JJ'}^{(k)}(k; I_i, I_f, I_{ff}) \cdot \mathcal{P}_k(\cos \theta)$$

donde

$$b_{JJ'}^{(k)} = \frac{1}{\pi} \left[(2k+1)(2J+1)(2J'+1) \right]^{1/2} \begin{matrix} J & J' & k \\ - & - & - \end{matrix} \begin{pmatrix} J & J' & k \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \cdot Q_k(J, J')$$

(71-II)

$$\Gamma_{JJ'}^{(k)}(k; I_i, I_f, I_{ff}) = (-1)^{I_f + I_i - J - J'} \begin{matrix} I_f + I_i - J - J' \\ (2I_f + 1) \end{matrix}^{1/2} \begin{matrix} J & J' & k \\ I_f & I_f & I_i \end{matrix} \sum_{\lambda \lambda'} \delta_\lambda \delta_{\lambda'} F_k(\lambda, \lambda', I_{ff}, I_f)$$

Finalmente la correlación $\beta - \gamma$ se puede escribir como

$$M(\bar{p}, \bar{q}, z) = \sum_k (-z)^k B^{(k)} \mathcal{P}_k(\cos \theta)$$

(72-II)

$$B^{(k)} = \sum_{J \leq J'} b_{JJ'}^{(k)} \Gamma_{JJ'}^{(k)}(k; I_i, I_f, I_{ff})$$

Cuando no se observa la polarización circular de la radiación γ hay que promediar sobre $Z = \pm 1$. Efectuando el promedio desaparecen las potencias impares y queda

$$(73-II) \quad M(\bar{p}, \bar{q}, 1) + M(\bar{p}, \bar{q}, -1) = B^{(0)} + B^{(2)} \mathcal{P}_2(\cos \theta) \\ = B^{(0)} \left[1 + \frac{B^{(2)}}{B^{(0)}} \mathcal{P}_2(\cos \theta) \right] = B^{(0)} \left[1 + \epsilon \mathcal{P}_2(\cos \theta) \right]$$

El coeficiente ϵ es llamado coeficiente de correlación angular.

$$(74-II) \quad \epsilon = \frac{B^{(2)}}{B^{(0)}}$$

Cuando se observa la polarización circular se define como el grado de polarización circular de la siguiente manera

$$(75-II) \quad P_{sp} = \frac{M(p,q,1) - M(p,q,-1)}{M(p,q,1) + M(p,q,-1)}$$

El denominador ya fue calculado anteriormente, en cambio el numerador conservará los términos impares y el resultado es:

$$(76-II) \quad P_{sp} = - \frac{B^{(1)} P_1 (\cos \theta) + B^{(3)} P_3 (\cos \theta)}{B^{(0)} + B^{(2)} P_2 (\cos \theta)}$$

Se puede escribir de otra manera

$$(77-II) \quad P_{sp} = \tilde{A} \left(\frac{v}{c} \right) \cos \theta$$

con

$$(78-II) \quad \tilde{A} = - \frac{W}{p} \cdot \frac{B^{(1)} + B^{(3)} \left[\frac{5}{2} \cos^2 \theta - \frac{3}{2} \right]}{B^{(0)} + B^{(2)} P_2 (\cos \theta)}$$

En muchos artículos se presentan mediciones de \tilde{A} .

II.4.1 Cálculo de $b_{JJ'}^{(k)}$

Si en la expresión (71-II) se reemplaza la expresión de $Q_k(J, J')$ y efectúan simplificaciones se llega a

$$\begin{aligned}
 b_{JJ'}^{(k)} &= 4\pi (-)^{J+J'} [(2k+1)(2J+1)(2J'+1)]^{1/2} \sum_{\substack{\alpha, \alpha' \\ \alpha, \alpha'}} (-1)^{j_j - 1/2} \\
 (79-II) \quad & [(2j+1)(2j'+1)(2l+1)(2l'+1)]^{1/2} \left\{ \begin{matrix} J & J' & k \\ j' & j & j' \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} l & l' & k \\ j' & j & 1/2 \end{matrix} \right\} \\
 & \left(\begin{matrix} l & l' & k \\ 0 & 0 & 0 \end{matrix} \right) (-1)^{l-l'} (i)^{2k} \beta \left[i(\delta_{\alpha} - \delta_{\alpha'}) \right] \langle I_f \| T_{J\lambda} \delta_i Z_{\lambda}^{J\lambda}(\alpha, \alpha') \| I_{\lambda} \rangle_{\beta} \\
 & \langle I_f \| T_{J\lambda} \delta_m Z_m^{J\lambda}(\alpha', \alpha) \| I_{\lambda} \rangle_{\beta}^*
 \end{aligned}$$

Para el caso particular de $k=0$. Rápidamente de los coeficientes $6-j$ se concluye que $\alpha' = \alpha$ y $J' = J$ simplificando se llega a

$$(80-II) \quad b_{JJ}^{(0)} = 4\pi (-)^J (2J+1)^{1/2} \sum_{\alpha, \alpha'} / \sum_{\lambda, \lambda'} \langle I_f \| T_{J\lambda} \delta Z_{\lambda}^{J\lambda}(\alpha, \alpha') \| I_{\lambda} \rangle_{\beta}$$

Si además tenemos en cuenta que

$$(81-II) \quad \Gamma_{JJ}^{(0)}(0; I_{\lambda}, I_f, I_{ff}) = \frac{(-)^J}{\sqrt{2J+1}}$$

Concluimos que

$$(82-II) \quad B^{(0)} = \sum_J b_{JJ}^{(0)} \Gamma_{JJ}^{(0)} = \frac{1}{\pi} \sum_J Q_0(J, J) = I_{\beta}$$

El caso general es mucho más complicado. Usando todas la propiedades ya usadas anteriormente se pueden calcular l

$b_{J J'}^{(k)}$. Para que la definición de $b_{J J'}^{(k)}$ sea equivalente a la utilizada por Morita²⁾ y Schopper³⁷⁾ hay que multiplicar los del texto por un factor similar al de la función de espectro

$$(83-II) \quad b_{J J'}^{(k)} = \text{FAC} \cdot b_{J J'}^{(k)}$$

siendo

$$(84-II) \quad \text{FAC} = \frac{\pi}{p^2 q^2 F(W, Z)}$$

El resultado que se obtiene para $b_{J J'}^{(k)}$ es:

$$\begin{aligned}
 b_{0,1}^{(1)} &= \left\{ -2 \left[C_0(1,1) C_1(-1,-1) + C_0(-1,-1) C_1(1,1) \right] \text{Sen}(\delta_1 - \delta_1) \right. \\
 &\quad \left. - 2\sqrt{2} \left[C_0(1,1) C_1(2,-1) \text{Sen}(\delta_1 - \delta_2) + C_0(-1,-1) C_1(-2,1) \text{Sen}(\delta_1 - \delta_{-2}) \right] \right\} / c h^p \\
 b_{1,1}^{(1)} &= \left\{ -\sqrt{2} \left[C_1(1,-2) C_1(-1,2) \text{Sen}(\delta_1 - \delta_1) - C_1(2,-1) C_1(-2,1) \text{Sen}(\delta_2 - \delta_2) \right] \right. \\
 (85-II) \quad &\quad \left. - 2 \left[C_1(1,1) C_1(2,-1) \text{Sen}(\delta_1 - \delta_2) + C_1(-1,-1) C_1(-2,1) \text{Sen}(\delta_1 - \delta_{-2}) \right] \right. \\
 &\quad \left. + 2\sqrt{2} C_1(1,1) C_1(-1,-1) \text{Sen}(\delta_1 - \delta_1) \right\} / c h^p \\
 b_{1,2}^{(1)} &= -2\sqrt{3} \left\{ \left[C_1(1,1) C_2(2,-1) \text{Sen}(\delta_1 - \delta_2) + C_1(-1,-1) C_2(-2,1) \text{Sen}(\delta_1 - \delta_{-2}) \right] \right. \\
 &\quad \left. - \frac{1}{\sqrt{2}} \left[C_1(1,-2) C_2(-1,2) + C_1(-1,2) C_2(1,-2) \right] \text{Sen}(\delta_1 - \delta_1) \right. \\
 &\quad \left. + \frac{\sqrt{2}}{10} \left[C_1(2,-1) C_2(-2,1) + C_1(-2,1) C_2(2,-1) \right] \text{Sen}(\delta_2 - \delta_2) \right\} / c h^p
 \end{aligned}$$

$$b_{22}^{(1)} = -\sqrt{10} \left\{ c_2(1, -2) c_2(-1, 2) \text{Sen}(\delta_{-1} - \delta_1) + \frac{3}{5} c_2(2, -1) c_2(-2, 1) \cdot \right. \\ \left. \text{Sen}(\delta_{-2} - \delta_2) \right\} / \mathcal{N}^p$$

$$b_{11}^{(2)} = \frac{\sqrt{3}}{\sqrt{2}} \left\{ c_1(-2, 1) [c_1(-2, 1) + c_1(1, 1) \Delta_+] + c_1(2, -1) [c_1(2, -1) + \right. \\ \left. c_1(-1, -1) \Delta_-] \right\} / \mathcal{N}^p$$

$$b_{12}^{(2)} = -\sqrt{6} \left\{ c_2(-2, 1) [c_1(-2, 1) - \frac{1}{2} c_1(1, 1) \Delta_+] + c_2(2, -1) [c_2(2, -1) \right. \\ \left. - \frac{1}{2} c_1(-1, -1) \Delta_-] \right\} / \mathcal{N}^p$$

$$(85-II)$$

$$b_{22}^{(2)} = -\frac{\sqrt{7}}{\sqrt{2}} \left\{ c_2(2, -1)^2 + c_2(-2, 1)^2 \right\} / \mathcal{N}^p$$

$$b_{02}^{(2)} = - \left\{ c_0(1, 1) c_2(-2, 1) \Delta_+ + c_0(-1, -1) c_2(2, -1) \Delta_- \right\} / \mathcal{N}^p$$

$$b_{12}^{(3)} = \frac{18}{\sqrt{15}} [c_1(2, -1) c_2(-2, 1) + c_1(-2, 1) c_2(2, -1)] \text{Sen}(\delta_{-2} - \delta_2) / \mathcal{N}^p$$

$$b_{22}^{(3)} = \frac{12}{\sqrt{10}} c_2(2, -1) c_2(-2, 1) \text{Sen}(\delta_{-2} - \delta_2) / \mathcal{N}^p$$

$$\Delta_{\pm} = \pm 2\sqrt{2} \cos(\delta_{\pm 1} - \delta_{\mp 2})$$

Mientras que \mathcal{N} está definida por la formula (56-II).

II.5 Emisión de electrones a partir de núcleos orientados

Para obtener la fórmula correspondiente hay que volver sobre la expresión (19-II)

$$D(\theta) = \frac{1}{\pi} \sum_{k, J, J'} a_k(I_i, M_i) F_k(J, J', I_f, I_i) Q_k(J, J') (-)^{J+J'+k} P_k(\cos \theta)$$

cuando los subestados magnéticos iniciales no están igualmente poblados es necesario introducir en la definición de $a_k(I_i, M_i)$ un factor a_{M_i} que de información de la población relativa de los subestados M_i .

La definición de $a_k(I_i, M_i)$ será ahora

$$(86-II) \quad a_k(I_i, M_i) = [(2k+1)(2I_i+1)]^{1/2} (-)^{I_i-M_i} \begin{pmatrix} I_i & I_i & k \\ M_i & -M_i & 0 \end{pmatrix} a_{M_i}$$

Si al medir no se diferencian los electrones que provienen de los distintos subestados M_i se debe sumar sobre M_i resulta

$$(87-II) \quad D(\theta) = \frac{1}{\pi} \sum_{k, J, J'} F_k(J, J', I_f, I_i) Q_k(J, J') (-)^{J+J'+k} (2k+1)^{1/2} P_k(\cos \theta) \cdot \sum_{M_i} (2I_i+1)^{1/2} (-)^{I_i-M_i} \begin{pmatrix} I_i & I_i & k \\ M_i & -M_i & 0 \end{pmatrix} a_{M_i}$$

A la sumatoria sobre M_i se la llama $\bar{f}_k(I_i)$. Escribiendo $F_k(J, J', I_f, I_i)$ en forma explícita y reagrupando términos $D(\theta)$ se reduce a

$$(88-II) \quad D(\theta) = \sum_k \bar{f}_k(I_i) \left[\sum_{J, J'} (-)^{I_i+I_f} \begin{Bmatrix} J & J' & k \\ I_i & I_i & I_f \end{Bmatrix} b_{JJ'}^{(k)} \right] (-)^k P_k(\cos \theta)$$

También se suele usar para especificar el grado de orientación del núcleo un parámetro $f_k(I_i)$ propuesto por Tolhoek y Cox⁽³⁶⁾ que se relaciona con $\bar{f}_k(I_i)$ de la siguiente manera

$$(99-II) \quad \bar{f}_k(I_i) = \binom{2k}{k} (I_i)^k \left[\frac{(2k+1)(2I_i-k)!}{(2I_i+k+1)!} \right]^{1/2} f_k(I_i)$$

II.6 Distribución angular de la radiación γ que sigue a la radiación β cuando el núcleo inicial está orientado.

Se debe seguir el mismo procedimiento que el usado para las correlaciones β - γ pero arrastrando $\bar{f}_k(I_i)$ se obtiene:

$$(90-II) \quad D(\theta) = \sum_k (-1)^{I_i + I_f + k} \bar{f}_k(I_i) \left[\sum_{\gamma \alpha \alpha'} (-1)^{\gamma} \begin{Bmatrix} I_i & I_i & k \\ I_f & I_f & \gamma \end{Bmatrix} \right. \\ \left. (2I_f + 1)^{1/2} C_{\gamma}(\alpha, \alpha') \right] \left[\sum_{\lambda \lambda'} (-1)^{\lambda + \lambda'} F_k(\lambda, \lambda', I_{ff}, I_f) \right. \\ \left. \delta_{\lambda} \delta_{\lambda'} \right] \times P_k(\cos \theta)$$

Capítulo III

Relación entre elementos de matriz

III.1 Relación de elementos de matriz como resultado de hipótesis de conservación.

Anteriormente se ha señalado que utilizando la teoría CVC se puede encontrar una relación entre los elementos de matriz vectoriales. A continuación se reseña la manera en la cual se llega a dicha relación.

La conservación de la corriente vectorial tiene lugar si se desprecian los efectos electromagnéticos. Sin embargo, en un núcleo los efectos electromagnéticos se hacen importantes y hay que ver en que forma cambia la ecuación de continuidad de $J^{(v)}$. Este problema ha sido discutido por Fujita³⁹⁾ y por Eichler⁴⁰⁾ y más detalladamente por Adler⁴¹⁾.

Adler mostró que si se tiene la ecuación de continuidad

$$(1-III) \quad \partial_{\mu} J_{\mu} = \Gamma$$

entonces en presencia de una interacción electromagnética, si la suponemos minimal, se transforma en

$$(2-III) \quad (\partial_{\mu} - i e A_{\mu}) J^{(v)} = \Gamma'$$

donde el índice "prima" significa que todos los términos derivativos (∂_ν) de los campos cargados en J_μ y Γ son reemplazados por ($\partial_\nu - i e A_\nu$).

En el caso de la teoría CVC es $\Gamma = 0$ y la ecuación de continuidad resulta:

$$(3-III) \quad \partial_\mu J_\mu^{(v)1} = i e J_\mu^{(v)1} A_\mu$$

o bien

$$(4-III) \quad \partial_\mu J_\mu^{(v)1} = - i \mathcal{L} \text{ e.m.}$$

En la desintegración β nuclear los términos que contribuyen al Lagrangiano de interacción son el campo Coulombiano producido por el núcleo y la diferencia de masas entre el neutrón y el protón. Para calcular la influencia del campo Coulombiano se supone al núcleo como una esfera uniformemente cargada de radio r_0 , entonces A_μ es

$$(5-III) \quad A_\mu \cong (0, 0, 0, V_c)$$

$$V_c = \frac{e Z}{r_0} \left(\frac{3}{2} - \frac{1}{2} \frac{r^2}{r_0^2} \right)$$

La diferencia de masas entre el neutrón y el protón se puede tener en cuenta correctamente si se incluye un término

$$(6-III) \quad J_{np} = \frac{i}{2} (M_n - M_p) J_4^{(v)1}$$

en el Lagrangiano de interacción.

Para obtener la relación entre los elementos de matriz correspondientes a las transiciones primeras prohibidas hay que incluir (5-III) y (6-III) en (4-III). Separando la parte espacial y temporal de la cuatridivergencia se obtiene

$$(7-III) \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{J}^{(v)} = i \frac{\partial}{\partial t} J_4^{(v)} - V_c J_4^{(v)} + \frac{i}{2} (M_n - M_p) J_4^{(v)},$$

por razones de notación se suprime el símbolo prima.

Definiendo la densidad de carga isovectorial

$$(8-III) \quad \rho^{(v)} = -i J_4^{(v)}$$

reemplazando se llega a

$$(9-III) \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{J}^{(v)} = -\frac{\partial}{\partial t} \rho^{(v)} - i V_c \rho^{(v)} + \frac{i}{2} (M_n - M_p) \rho^{(v)}$$

De mecánica cuántica se puede escribir la derivada parcial con respecto al tiempo como un conmutador

$$(10-III) \quad \frac{\partial}{\partial t} \rho^{(v)} = [\rho^{(v)}, H]$$

siendo H el Hamiltoniano total del sistema. Entonces (9-III) se puede escribir como

$$(11-III) \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{J}^{(v)} = i [\rho^{(v)}, H] - i V_c \rho^{(v)} + \frac{i}{2} (M_n - M_p) \rho^{(v)}$$

Multiplicando por una función escalar S e integrando en el espacio de configuraciones queda

$$(12-III) \quad \int \vec{\nabla} \cdot \vec{J}^{(v)} S \, d\tau = i \int [\rho^{(v)}, H] S \, d\tau - i \int V_c \rho^{(v)} S \, d\tau - \frac{i}{2} (M_n - M_p) \int \rho^{(v)} S \, d\tau$$

Aplicando el teorema de Green al primer término resulta

$$(13-III) \quad \int \vec{\nabla} \cdot \vec{J}^{(v)} s \, d\tau = \int \vec{J} s \, d\vec{\sigma} - \int \vec{J}^{(v)} \cdot \vec{\nabla} s \, d\tau$$

El primer término de la derecha de la igualdad es nulo si se supone que $\vec{J}^{(v)}$ se anula en el infinito. Sustituyendo en (12-III) y tomando los elementos de matriz entre los estados nucleares Φ_i y Φ_f que están caracterizados por las energías E_i y E_f se llega a

$$(14-III) \quad \langle \vec{J}^{(v)} \cdot \vec{\nabla} s \rangle = i \left[(E_f - E_i - 2.5) \langle \rho^{(v)} s \rangle + \langle \rho^{(v)} s v_c \rangle \right]$$

donde se usa la notación

$$(15-III) \quad \langle A \rangle = \langle \Phi_f | \int A \, d\tau | \Phi_i \rangle.$$

Por analogía con el teorema de Siegert⁴²⁾ el cual establece que las corrientes de intercambio no modifican los momentos eléctricos, se puede escribir en una aproximación semiclásica:

$$(16-III) \quad \rho^{(v)} = \sum_i \tau_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)$$

así

$$(17-III) \quad \langle \rho^{(v)} s \rangle = \langle \Phi_f | \sum_i \tau_i s(\mathbf{r}_i) | \Phi_i \rangle$$

Para obtener la relación entre elementos de matriz hay que elegir la función escalar s como

$$(18-III) \quad S = Z^J \cdot Y_r^M$$

El gradiente $\vec{\nabla} S$ es

$$(19-III) \quad \vec{\nabla} S = \left[\frac{J}{2J+1} \right]^{1/2} T_{J,J-1}^M D_+(J) Z^J \\ - \left[\frac{J+1}{2J+1} \right]^{1/2} T_{J,J+1}^M D_-(J) Z^J$$

donde

$$(20-III) \quad D_+(J) = \frac{d}{dr} + \frac{J+1}{r} \quad D_-(J) = \frac{d}{dr} - \frac{J}{r}$$

Sustituyendo en (14-III) se obtiene finalmente

$$(21-III) \quad \left[\frac{J}{2J+1} \right]^{1/2} \langle \vec{J}^{(v)} \cdot T_{J,J-1}^M D_+(J) Z^J \rangle - \\ - \left[\frac{J+1}{2J+1} \right]^{1/2} \langle \vec{J}^{(v)} \cdot T_{J,J+1}^M D_-(J) Z^J \rangle \\ = (W_0 - 2.5) i \langle \rho^{(v)} Z^J Y_J^M \rangle + i \langle \rho^{(v)} V_c Z^J Y_J^M \rangle$$

Tomando $J=1$ y reteniendo los términos dominantes de las funciones radiales de los leptones, esta ecuación relaciona los elementos de matriz de las primeras prohibidas de esta manera

$$(22-III) \quad \langle \vec{J}^{(v)} \rangle = (W_0 - 2.5) \langle i \rho^{(v)} \vec{r} \rangle + \langle i \vec{r} \rho^{(v)} V_c \rangle$$

La notación más usual es

$$(23-III) \quad \langle \vec{J}^{(v)} \rangle = \langle \vec{\alpha} \rangle \quad \text{y} \quad \langle \rho^{(v)} \vec{r} \rangle = \langle \vec{r} \rangle$$

Fujita³⁹⁾ para el caso de la esfera uniformemente cargada obtuvo

$$(24-III) \quad \langle \bar{\alpha} \rangle = [W_0 - 2.5 + \lambda \xi] \langle 1 \bar{r} \rangle$$

$$\xi = \frac{\alpha Z}{2 \lambda}$$

con

$$(25-III) \quad \lambda_{cvc} = 2.4$$

Eichler⁴⁰⁾ mediante cálculos similares obtuvo

$$(26-III) \quad \lambda_{cvc} \approx 2.53$$

En cambio Damgaard y Winther⁴³⁾ dicen que la relación debe escribirse como

$$(27-III) \quad \lambda_{cvc} \langle \bar{\alpha} \rangle / \langle 1 \bar{r} \rangle = W_0 - 2.5 + \xi (3 - \epsilon')$$

$$\epsilon' = \frac{\langle 1 r^2 \bar{r} \rangle}{r_0^2 \langle 1 \bar{r} \rangle}$$

Debiéndose calcular la relación ϵ' con las funciones de onda de partícula simple, sin considerar los efectos de la polarización del núcleo por las interacciones dependientes del isospín. De esta manera en algunos casos se llega a la conclusión

$$(28-III) \quad 2.4 \gg 3 - \epsilon'$$

y que la estimación de Fujita-Eichler no da la estimación

correcta cuando la función radial inicial difiere de la final en el número de nodos. La renormalización de la relación ξ' , esto es del término dependiente del potencial Coulombiano, debido a los modos de excitación de isoespín fue calculada recientemente por Fayans y Khodel⁽⁴⁴⁾ dentro del marco de los sistemas de Fermi finitos. El resultado obtenido fue que aún en el caso que se tenga funciones de onda radiales que difieran en el número de nodos las desviaciones a partir de la aproximación de Fujito-Eichler no son mayores del 25%.

Utilizando argumentos similares a los de la sección anterior para la corriente axial y recordando que el término Γ distinto de cero, se puede encontrar una relación entre elementos de matriz axiales. Esta relación no da una información precisa porque el término que contiene a Γ no se pudo evaluar correctamente hasta el presente.

La relación es:

$$(29-12) \quad \lambda_0 = \frac{\langle \delta_5 \rangle}{\xi \langle i \sigma_i \rangle} = (W_0 - 2.5) / \xi + \lambda_0 + \langle \Gamma \rangle$$

III.2 Relaciones sin hacer uso de CVC ni PCAC

Usando ciertos tipos de potenciales nucleares sin tener en cuenta las teorías CVC y PCAC se hicieron estimaciones para λ_{CVC} y λ_0 , los resultados se citan a continuación y no difieren de los obtenidos con dichas teorías,

$$\begin{array}{ll}
 \Lambda_{CVC} \approx \Lambda_0 \approx 1 & \text{Ahrens y Feenberg}^{45)} \\
 (30\text{-III}) \quad \Lambda_{CVC} \approx 2.4 \quad \Lambda_0 = 2. & \text{Pursey}^{46)} \\
 \Lambda_{CVC} \approx 2.6 & \text{Blin-Stoyle}^{47)}
 \end{array}$$

En consecuencia del análisis experimental si se obtienen estos valores no se puede decir que las teorías CVC y PCAC son necesarios para explicar estos resultados sino solamente que son consistentes con ellas.

III 3 Estados análogos isobáricos

El cociente $\langle \bar{\alpha} | \langle i | \bar{\alpha} \rangle$ está relacionado con la energía del estado análogo isobárico (IAS) del estado inicial. En la figura III.1 se puede ver el esquema de niveles. En el trabajo de Smith y Simms⁴⁸⁾ partiendo del Hamiltoniano nuclear

$$(32\text{-III}) \quad H = H_K + H_C + H_m + H_{NN}$$

siendo H_K la energía cinética, H_C la energía de Coulomb, H_m es la masa en reposo y H_{NN} es la energía proveniente de los potenciales generados por las fuerzas nucleón-nucleón. Sabiendo además que la amplitud de transición dipolar eléctrica $E1$ es proporcional al elemento de matriz

$$(31\text{-III}) \quad M_Y(E1) = \langle f | \vec{p}_Y | \alpha \rangle,$$

teniendo en cuenta que \vec{p}_Y es proporcional a la derivada con respecto al tiempo de \vec{r}_Y y calculado el conmutador

$$(33-III) \quad C = [H, \bar{r}_y]$$

se muestra que

$$(34-III) \quad (\langle \alpha \rangle / \langle i r \rangle)_y = E_\alpha - E_i = E_y$$

El estado análogo isobárico $|IAS\rangle$ se relaciona con el inicial de la desintegración β como sigue

$$(35-III) \quad |IAS\rangle \equiv |\alpha\rangle = T_- |i\rangle$$

siendo T_- el operador de bajada de isoespín. La teoría BVC relaciona $\langle i \bar{r} \rangle_\beta$ (conteniendo τ_\pm) con $\langle i \bar{r} \rangle_\alpha$ (conteniendo τ_3) de la siguiente manera⁴⁹⁾

$$(36-III) \quad \langle i \bar{r} \rangle_\beta = - [T_-, i \bar{r}_y].$$

Tomando elementos de matriz se llega a

$$(37-III) \quad \langle i \bar{r} \rangle_\beta = - \langle f | [T_-, i \bar{r}_y] | i \rangle \\ = \langle f | i \bar{r}_y T_- | i \rangle - \langle f | T_- i \bar{r}_y | i \rangle$$

Pero $\langle f | T_- i \bar{r}_y | i \rangle \approx 0$ para los estados niveles de baja energía en núcleos pesados⁵⁰⁾. Si $|\alpha\rangle$ es un estado análogo exacto

$$(38-III) \quad \langle i \bar{r} \rangle_\beta = \langle f | i \bar{r}_y T_- | i \rangle$$

Bajo la suposición usual que el isoespín de un estado fundamental es igual a T_3 para ese estado es fácil ver que

$$(39-III) \quad \langle i \bar{r} \rangle_{\beta} = \sqrt{2 T_1} \langle i \bar{r} \rangle_{\gamma}$$

Una relación similar se puede encontrar para los elementos $\langle \bar{\alpha} \rangle_{\beta}$ y $\langle \bar{\alpha} \rangle_{\gamma}$ resultando

$$(40-III) \quad \langle \bar{\alpha} \rangle_{\beta} = \sqrt{2 T_1} \langle \bar{\alpha} \rangle_{\gamma}$$

Por eso si el estado $|a\rangle$ es un exacto análogo isobárico de $|i\rangle$, se tiene la siguiente igualdad

$$(41-III) \quad (\langle \bar{\alpha} \rangle / \langle i \bar{r} \rangle)_{\beta} = (\langle \bar{\alpha} \rangle / \langle i \bar{r} \rangle)_{\gamma} = E_{\gamma}$$

luego

$$(42-III) \quad (\langle \bar{\alpha} \rangle / \langle i \bar{r} \rangle)_{\beta} = E_{\gamma}$$

De la figura se ve que la energía del estado $|a\rangle$ difiere de la energía del estado $|i\rangle$ debido al cambio de la energía Coulombiana y a la diferencia de masa entre el neutrón y el protón. La energía E_{γ} puede ser escrita como

$$(43-III) \quad E_{\gamma} = W_0 + [E_C - (M_n - M_p)]$$

donde $\Delta E_C = E_C(A, Z+1) - E_C(A, Z)$ es la energía de desplazamiento Coulombiana. Tomando el potencial correspondiente a una esfera uniformemente cargada se llega a⁵¹⁾

$$(44-III) \quad \Delta E_C \approx 2.4 \xi$$

En consecuencia resulta

$$(45-III) \quad \langle \bar{\alpha} \rangle_{\beta} / \langle i \bar{r} \rangle = W_0 - 2.5 + 2.4 \xi$$

Esta expresión corresponde a la aproximación de Fujita-Eichler. Este resultado se obtiene cuando se desprecia los efectos del campo Coulombiano que violarían la conservación del espín isobárico entre los estados $|i\rangle$ y $|a\rangle$. Es equivalente a la aproximación de Ahrens-Feenberg.

Capítulo IV

Aproximación ξ

En 1958 Kotani y Ross^{52, 53, 54)} propusieron un formalismo para los observables de la desintegración β teniendo en cuenta solamente el primer término en las funciones de onda de los leptones. En este desarrollo los elementos de matriz relativistas intervienen solamente mediante las combinaciones

$$(1-IV) \quad \begin{aligned} V &= v - \xi w \\ Y &= y - \xi (u + x) \end{aligned}$$

En este formalismo todos los observables pueden expresarse mediante un desarrollo de potencias decrecientes de $\xi (= \frac{\alpha Z}{2A})$. La interpretación física de ξ es simple si se tiene en cuenta que $2\xi = \alpha Z/r_0$ es la energía Coulombiana de un electrón cuando se encuentra a una distancia igual al radio nuclear. El valor de ξ varía entre 2 para los núcleos muy livianos y 16 para los pesados. En muchos casos los términos que contienen ξ predominan sobre los que contienen la energía del electrón el predominio es acentuado cuando $\xi \gg W_0$. En este caso puede considerarse solamente los términos dominantes que contienen ξ^2 . Esta es la base de la aproximación ξ .

Hablando estrictamente, los parámetros en la expansión son V y Y en vez de ξ y la aproximación ξ corresponde a la subposición

$$(2-IV) \quad |V| \sim |Y| \sim \xi \gg |w| \sim |u| \sim |x| \sim |z|$$

En la aproximación ξ todos los observables pueden ser escritos en función de V e Y . En particular la forma de espectro resulta ser independiente de

$$(3-IV) \quad C_{\beta} \sim V^2 + Y^2$$

la energía. La polarización longitudinal aproximadamente igual a $(-v/c)$. La correlación angular direccional β - Y no contiene términos del orden de ξ^2 solo de ξ . Finalmente resulta ser muy pequeño el coeficiente ϵ y proporcional a p^2/W . La polarización circular se expresa como

$$(4-IV) \quad \tilde{A} = \frac{2 V Y \sqrt{\epsilon} - \sqrt{2} Y^2 \sqrt{\epsilon}}{V^2 + Y^2}$$

De manera similar se pueden expresar todos los observables.

Kotani⁵⁵⁾ señala que puede haber aportamiento de la aproximación en los siguientes casos:

- i) en los núcleos donde $\xi \gg W_0$ no se cumple.
- ii) cuando hay interferencia destructiva en V ó Y .
- iii) cuando por alguna regla de selección^{56, 57, 58)} los

elementos de matriz w, x y u son muy pequeños resultando V e Y pequeños y la parte correspondiente a $\langle iBij \rangle$ es importante.

Weidenmüller⁵⁹⁾ y Steffen⁶⁰⁾ afirmaron que si la aproximación ξ se satisfacía, entonces los observables se debían comportar de una manera similar a las transiciones permitidas y solamente se podían determinar V e Y : en consecuencia había que dedicarse a las transiciones primeras prohibidas que se aparten de la aproximación ξ .

En recientes trabajos^{61,62,63)} se ha mostrado que aunque las desviaciones de la aproximación ξ sean nulas para ciertos observables y ^{muy pequeños} para otros se puede obtener información sobre los elementos de matriz nucleares para esa transición.

Capítulo V

Análisis de

energías prohibidas no únicas

V.1 Método de Análisis

La idea es aplicar el formalismo para extraer los elementos de matriz a partir de los datos experimentales. Con el fin de obtener los elementos de matriz se utiliza un método basado en la minimización de la función χ^2 , cuya definición es

$$(1-V) \quad \chi^2_T = \sum_{k=1}^N \chi^2_k / N_k$$

con

$$(2-V) \quad \chi^2_k = \sum_{i=1}^{N_k} \left\{ [Q_{th}^k(i) - Q_{exp}^k(i)] / \Delta Q_{exp}^k(i) \right\}^2$$

donde N es el número de observables tenidos en cuenta; N_k es el número de valores experimentales correspondientes al observable k ; $Q_{exp}^k(i)$ y $\Delta Q_{exp}^k(i)$ son el valor experimental del observable k y su error respectivamente, para una energía $E(i)$; $Q_{th}^k(i)$ es el valor teórico del observable para esa energía. Al introducir el factor N_k se asigna igual peso a cada observable.

El criterio que se adopta para aceptar un determinado mínimo es que

$$(3-V) \quad \chi^2_T \leq N$$

Los elementos de matriz se hallan utilizando el programa MINUIT - programa de biblioteca del CERN² - que incluye dos subrutinas que buscan mínimos SEEK, TAUROS.

La subrutina SEEK usando el método de Montecarlo genera números al azar y de esta manera recorre el hiperespacio de los elementos de matriz. La subrutina TAUROS busca los mínimos usando el método de los gradientes.

El método que aplica en la búsqueda es generar con la subrutina SEEK cincuenta mínimos que luego se usan como valores iniciales para la subrutina TAUROS, de esta manera se obtienen los intervalos aceptables para los elementos de matriz.

El programa MINUIT para calcular la función χ^2 llama a subrutina FCN. que fue confeccionada usando para los observables el formalismo desarrollado en esta tesis.

V.1.1 Cálculo de los observables

El primer paso para calcular los observables es evaluar las funciones $C_j(\alpha, \alpha')$. Estas se hallan expresadas en términos de las funciones de onda radiales de los leptones y de los elementos de matriz nucleares. Las funciones radiales del electrón f_k y g_k y también la función de Fermi $F(Z, W)$ se calculan utilizando el método propuesto por Bhalla y Rose³³⁾. Las funciones de onda de los

2

Gentilmente cedida por los Doctores F. James y M. Roos.

antineutrinos son

$$\begin{aligned}
 F_1 &= c \left[1 - \frac{(g r_0)^2}{6} + \frac{(g r_0)^4}{120} - \dots \right] \\
 (4-V) \quad F_{-1} &= - \frac{g^2 r_0}{3} \left[1 - \frac{(g r_0)^2}{10} + \frac{(g r_0)^4}{280} - \dots \right] \\
 F_{-2} &= - \frac{g^3 r_0^2}{15} \left[1 - \frac{(g r_0)^2}{14} + \dots \right]
 \end{aligned}$$

Los elementos de matriz son las incógnitas.

V.1.2 Factor de corrección de la forma de espectro

En la expresión para C_β se saca factor común el término η^2 . En las fórmulas de $C_\gamma(\alpha, \alpha')$ hay que tomar alguno de los elementos de matriz igual a uno, pues de esta manera queda determinado a través de η por la probabilidad de transición. La probabilidad de transición es una función de la energía del electrón, cuya expresión es

$$(5-V) \quad N(W) = \frac{G_\beta^2 \eta^2}{2 \pi^3} W p q^2 F(Z, W) C_\beta(W)$$

La probabilidad total es la integral sobre todo el rango de energía

$$(6-V) \quad \lambda = \frac{G_\beta^2 \eta^2}{2 \pi^3} \int_1^{W_0} W p q^2 F(Z, W) C(W) dW = \frac{G_\beta^2 f_c \eta^2}{2 \pi^3}$$

La vida media del nivel está relacionada con λ mediante

$$(7-V) \quad \lambda = \frac{\ln 2}{T_{\frac{1}{2}}}$$

Relacionando (6-V) y (7-V), se puede determinar η a partir de la vida media

$$(8-V) \quad \eta^2 = \frac{2 \pi^3 \ln 2}{G T_{\frac{1}{2}} f_c} = \frac{6222}{T_{\frac{1}{2}} f_c}$$

donde T_* debe tomarse en segundos.

Se puede elegir cualquier operador como factor común. Generalmente conviene trabajar con los axiales, lo mas que se puede tomar

$$(9-V) \quad \eta = g_A \langle 1 \bar{\sigma} \cdot \bar{r} \rangle \Rightarrow w = 1$$

$$(10-V) \quad \eta = -g_A \langle \bar{\sigma} \times \bar{r} \rangle \Rightarrow z = 0$$

$$(11-V) \quad \eta = g_A \langle i \cdot i \rangle \Rightarrow z = 0$$

η se denomina factor de escala. Antes de elegir cual de las normalizaciones se usará hay que estar seguro que el elemento de matriz nuclear (e.m.n.) correspondiente no esté reducido por algún efecto. Si se conoce nada sobre los e.m.n. hay que hacer el análisis para los tres casos.

Se usa C_p para comparar con la información experimental. Hay que tener en cuenta que C_p es probabilidad de transición por unidad de tiempo y las medidas que se obtienen en el laboratorio no están normalizadas a la unidad de tiempo. Luego al construir el $\chi_{C_p}^2$ correspondiente hay que introducir un factor de normalización NR

$$(12-V) \quad \chi_{C_p}^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{C_{exp}(i) - NR C_p(i)}{\Delta C_{exp}} \right)^2$$

el cual se calcula utilizando el principio variacional.

En el caso de los otros observables no hay problema de normalización porque son medidas absolutas, en todos estos casos hay que ser consistentes y tomar el e.m.n.

igual a uno como en el C_{β} .

V.2 Análisis de la transición $2^{-}(962 \text{ keV} \beta) 2^{-}$ en ^{198}Au .

En su artículo Weidenmüller⁵⁹⁾ concluyó que si se cumplía la aproximación ξ no valía la pena analizar la transición pues no se podría sacar información sobre los e.m.n. individuales. Pero cuando realizó aquél análisis (1960) la información experimental era escasa. Durante la década pasada las técnicas experimentales progresaron mucho e innumerables observables beta fueron medidos. Además, los procedimientos computacionales modernos son mucho más poderosos. Puede parecer que debido a que el número de incógnitas (e.m.n.) es grande al analizar las transiciones primeras prohibidas los errores deberían ser muy grandes. Sin embargo se puede determinar los e.m.n. con indeterminaciones del mismo orden que los obtenidos mediante algún modelo nuclear.

Se eligió esta transición en el ^{198}Au por las siguientes razones:

- i) Cumple con la aproximación ξ experimentalmente (teóricamente $\xi = 16.4 \gg W_0 = 2.9$) y así se puede demostrar lo dicho anteriormente.
- ii) Es la mejor conocida desde el punto de vista experimental.

En la figura V.1 está representado el diagrama de desintegración del ^{198}Au . Los datos experimentales que se

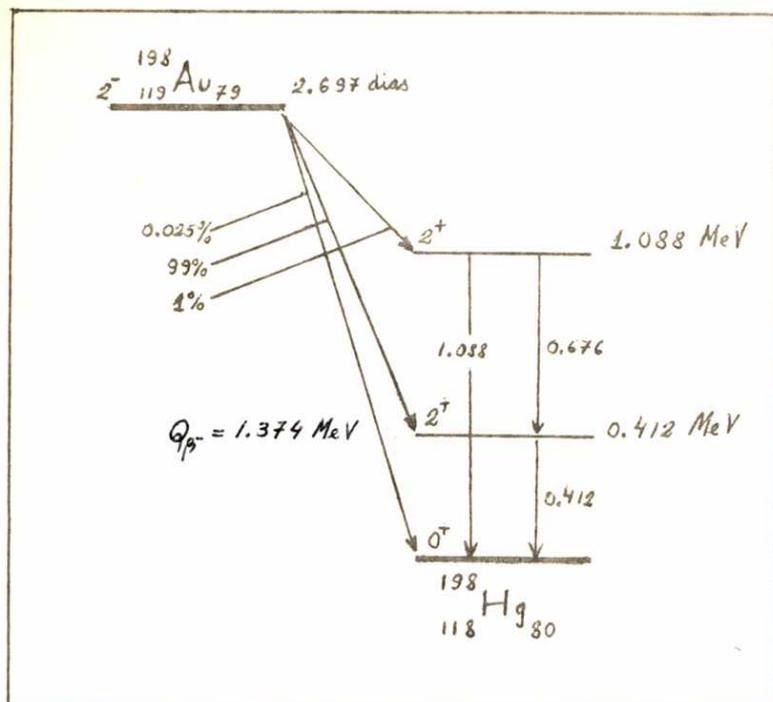


FIG. V.1 Esquema de desintegración del ^{198}Au

consideraron en el análisis son los siguientes:

- La forma de espectro presentada por Beekhuis y Waard⁶⁴⁾
- El coeficiente de la correlación angular β - γ en función de la energía de Steffen⁶⁵⁾
- La polarización circular β - γ ; para el ángulo de 180° en función de la energía de Steffen⁶⁵⁾ y en función del ángulo integrada sobre las energías de Deutsch y Lipnik⁶⁶⁾.

- d) La polarización longitudinal de los electrones de Spi-
vak⁶⁷⁾ y de Van Klinken⁶⁸⁾.
- e) La correlación β - γ a partir de núcleos orientados de
Pratt⁶⁹⁾.
- f) La vida media T_x de la ref.⁷⁰⁾

En el caso de la correlación β - γ a partir de núcleos o-
rientados las formulas explícitas para esta transición
que se deducen a partir de la general (90-II) es

$$(13-V) \quad N_\gamma(\theta) = 1 - \frac{10}{7} B_2 f_2 P_2(\cos\theta) - \frac{40}{3} B_4 f_4 P_4(\cos\theta)$$

donde

$$(14-V) \quad B_2 = (a_0 + \frac{1}{2} a_1 - \frac{3}{4} a_2) / (a_0 + a_1 + a_2)$$

$$(15-V) \quad B_4 = (a_0 - \frac{2}{3} a_1 - \frac{8}{7} a_2) / (a_0 + a_1 + a_2)$$

con

$$(16-V) \quad a_1 = \int \sum_{\alpha, \alpha'}^{N_0} C_1(\alpha, \alpha')^2 \frac{W}{p} dW$$

Todos los resultados experimentales mencionados son
introducidos en el programa de minimización. La extrac-
ción de los elementos de matriz hizo considerando tres
factores de escala diferentes correspondientes a la ecua-
ción (9-V), (10-V) y (11-V)

$$\eta = \langle i \bar{\sigma} \cdot \bar{r} \rangle$$

$$\eta = \langle \bar{\sigma} \times \bar{r} \rangle$$

$$\eta = \langle i B_{ij} \rangle$$

Como parámetros independientes se utilizan w, x, u y z según
sea el caso conjuntamente con $\Lambda = \Lambda_{evc}$ y Λ_0 . Los límites

físicos permitidos para los parámetros libres son

$$(17-V) \quad -10 \leq w \leq 10; \quad -10 \leq x \leq 10; \quad -10 \leq u \leq 10; \quad -10 \leq z \leq 10; \\ 0 \leq \Lambda \leq 3.5 \quad \text{y} \quad 0 \leq \Lambda_0 \leq 3.5$$

Los límites de w, x, u, z , teniendo en cuenta que el valor de f_t es el normal para éste tipo de transición, se fijaron en valores aproximadamente un orden de magnitud mayor al que se obtiene con el modelo de partícula simple en esta zona. Los límites para las relaciones Λ y Λ_0 se determinaron teniendo en cuenta las estimaciones teóricas.³⁹⁻⁴⁷⁾

Para comenzar la minimización se realizaron varias pruebas en la hipersuperficie de los parámetros con la subrutina. Luego los cincuenta conjuntos de e.m.n. cuyos χ^2 son mejores se utilizaron como datos de entrada para la subrutina TAUROS que realiza la minimización propiamente dicha. Los errores teóricos de los parámetros fueron calculados mediante el uso de la subrutina PAER suponiendo que χ^2 tiene una dependencia parabólica alrededor del mínimo. para todas las variables. La matriz de covariancia del mínimo se estima mediante la inversión de la matriz de las derivadas segundas de la función χ^2 .

Se obtuvo un gran número de conjuntos de e.m.n. que reproducen satisfactoriamente los datos experimentales. Todos ellos quedan confinados dentro de dos conjuntos perfectamente delimitados que se muestran en la Tabla V.1. Para el factor de escala $\eta = \langle i B_{ij} \rangle$, se obtiene sola-

TABLA V.1 Los e.m.p. obtenidos para el 1º An.

Resultados del presente análisis											
	Conjunto A		Conjunto B		Conjunto A' ($\lambda=2.4$)		Conjunto C ^a		Conjunto D ^b		
$\langle \bar{r} \bar{\sigma} \bar{r} \rangle r_0^{-1}$	0.015	0.225	0.015	0.085	0.015	0.145	-0.074	-0.002	-0.068	0.048	
$\langle \bar{r} \bar{r} \rangle r_0^{-1}$	0.005	0.072	0.037	0.105	0.010	0.025	0.048	0.110	0.008	0.048	
$\langle \sigma x \bar{r} \rangle r_0^{-1}$	0.011	0.024	-0.021	0.034	-0.005	0.017	-0.072	-0.024	-0.001	0.020	
$1B_{11} r_0^{-1}$	0.030	0.043	-0.001	0.003	0.034	0.039	0.0031	0.0073	0.019	0.038	
$\langle \bar{r} \rangle$	0.003	0.020	0.007	0.037	0.006	0.017	0.032	0.052	0.007	0.017	
$\langle \gamma_5 \rangle$	0.009	0.062	0.015	0.034	0.017	0.040	.	.	-0.008	0.023	
λ	2.1	3.0	0.7	1.5	2.4	.	.	.	1.1	3.0	
λ_0	1.05	3.35	1.40	3.35	1.13	1.92	
$ \eta r_0^{-1}$	0.005	0.011	0.008	0.034	0.008	0.011	
$\eta V r_0^{-1}$	0.41	0.61	0.37	0.67	0.49	0.56	-0.70	-0.68	.	.	
$\eta Y r_0^{-1}$	-0.54	-0.30	-0.53	-0.33	-0.54	-0.45	0.45	0.51	.	.	

^aResultados obtenidos por Smith y Simms.⁽⁶²⁾

^bResultados obtenidos por Van Riel.⁽⁶³⁾

TABLA V.2 Valores de los coeficientes correspondientes a la correlación direccional beta-gamma a partir de núcleos orientados en el ^{198}Au .

	Conjunto A		Conjunto B		Conjunto A' (A = 2, 4)		Valores experimentales
B_2	0.791	0.800	0.795	0.799	0.797	0.799	0.795 ± 0.007
B_4	0.306	0.332	0.320	0.330	0.327	0.333	0.327 ± 0.030

mente el conjunto A. Los valores de los e.m.n. están fuertemente correlacionados con la variación del factor de escala η y tienen rangos más pequeños que w, x y u. Es importante remarcar que los rangos de la Tabla V.1 no son "rectangulares" en el sentido que no todas las combinaciones de los e.m.n. que están en dicho rango reproducen satisfactoriamente los datos experimentales. Además hay que decir que los errores PAER son más pequeños que los rangos obtenidos. El ajuste de los datos experimentales se muestra en las figs. V.2-6. Los resultados teóricos para los núcleos orientados se comparan con los experimentales en la Tabla V.2.

Se realizó una segunda extracción fijando el valor de Λ en 2.4. Con esta restricción se obtuvo un solo conjunto (indicado como conjunto A').

V.2.1 Discusión y conclusiones

De la comparación de este análisis con los recientemente realizados por Smith y Simms⁽²⁾ y por van Eijk⁽³⁾ surgen estas diferencias principales:

- 1) Ellos utilizaron el formalismo de Bühring (con la expansión de las funciones de onda leptónicas hasta r^3) y utilizaron la relación ϵ' - dada por la ec. (27-III)- como un parámetro libre adicional. En este caso este parámetro se fija en el valor $\epsilon' = 1$.

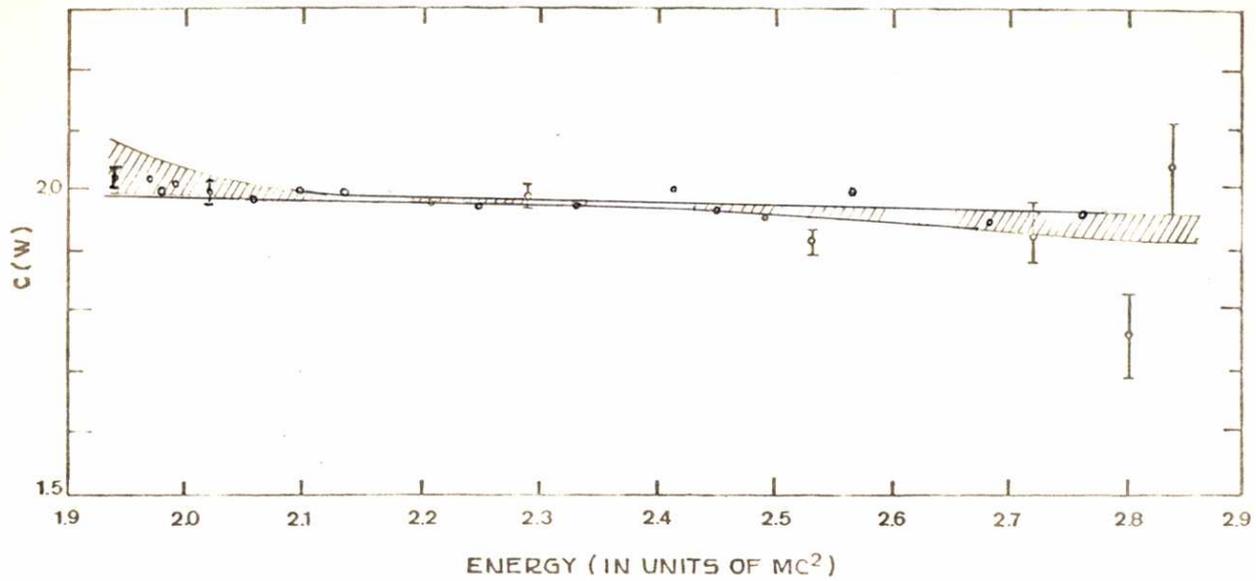


Fig. V.2

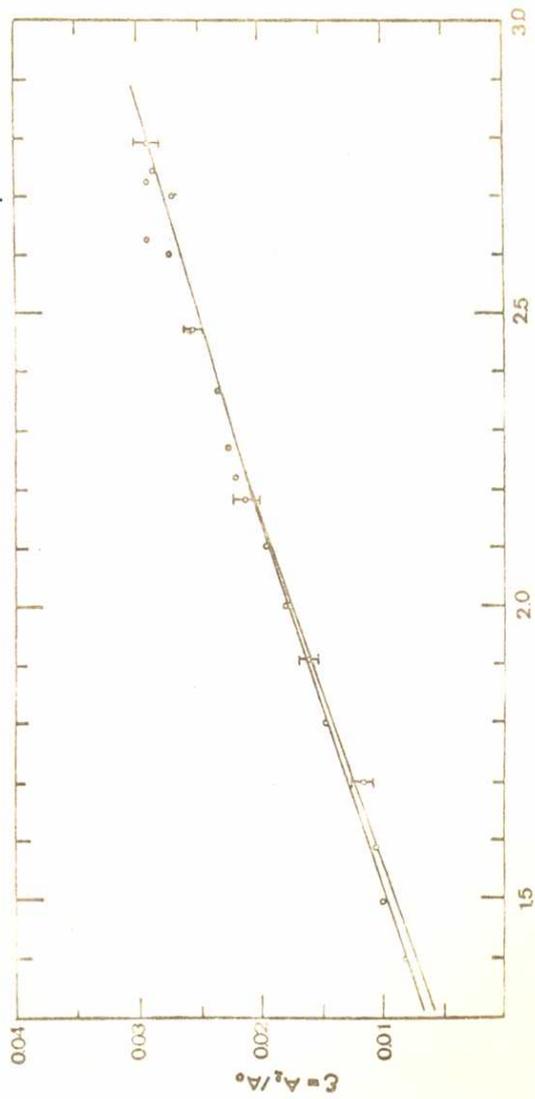
ENERGY (IN UNITS OF MC^2)

FIG. V.3



FIG. V.4

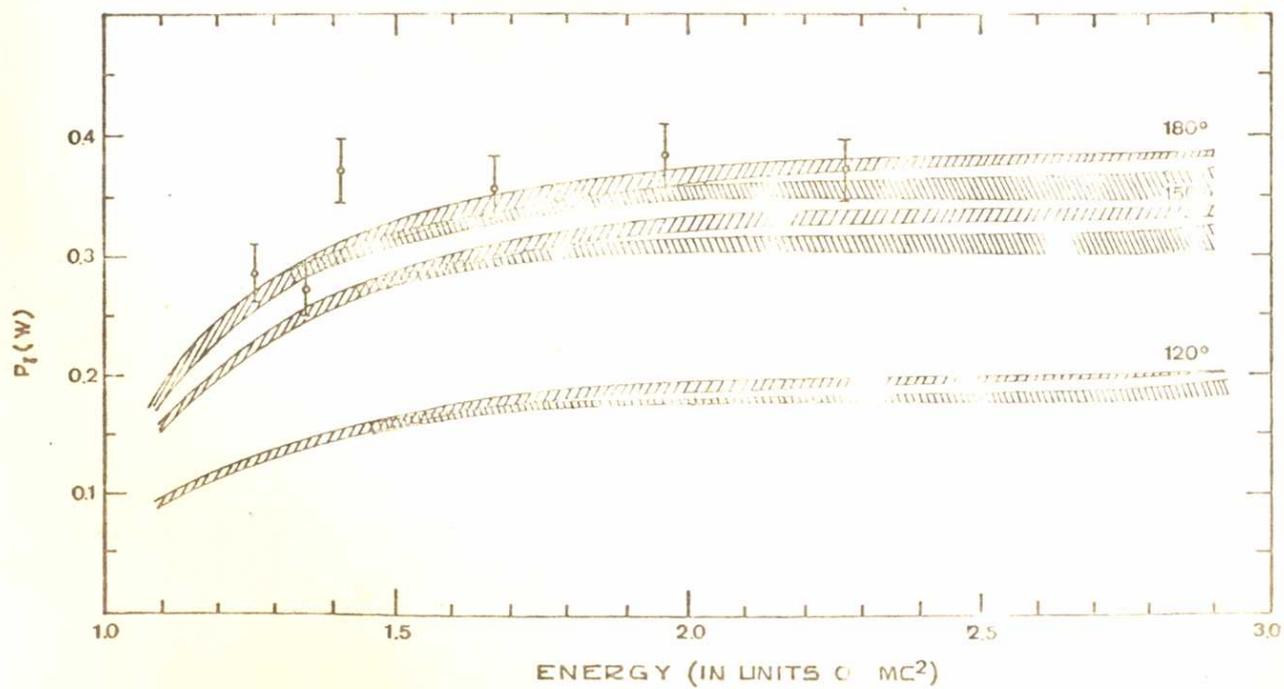


Fig. V.5

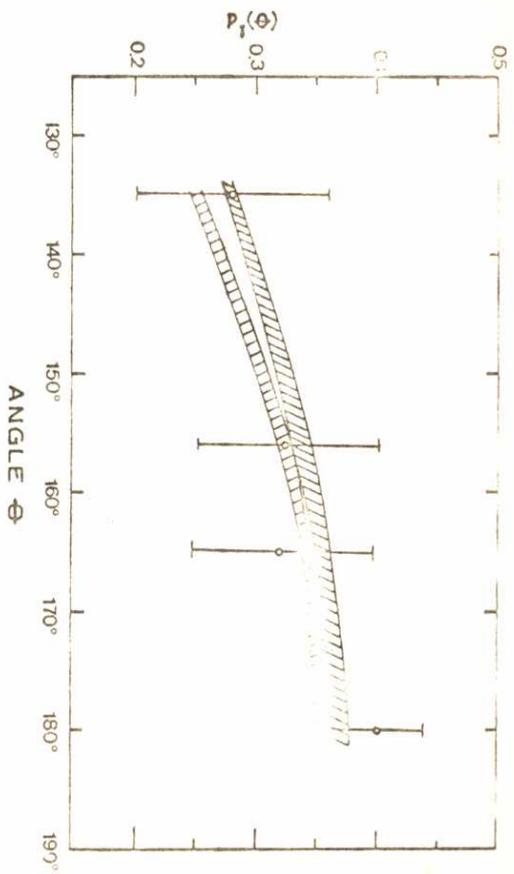


Fig. 7.0

- ii) Ellos realizaron el análisis de los e.m.n. solamente con el factor de escala $\eta = \langle B_{ij} \rangle$.
- iii) Ellos no impusieron ninguna condición sobre los parámetros libres Λ y Λ_0 .

Los resultados se comparan en la Tabla V.1. Los resultados correspondientes al conjunto A del presente análisis están en buen acuerdo con los de van Eijk⁶³⁾ El acuerdo es peor con los resultados de Smith y Simms⁶² en particular para el e.m.n. $\langle \bar{\sigma}, \bar{r} \rangle$. No hay explicación satisfactoria para esta discrepancia.

En lo que respecta a las afirmaciones de Weindenmüller⁵⁹⁾ el presente análisis muestra que se puede obtener valores para los e.m.n. acotados por límites estrechos, de manera similar a lo que se logra cuando la aproximación ξ no es válida. En consecuencia cuando se tiene un gran número de experiencias precisas, a pesar que la aproximación ξ sea válida, se puede extraer información sobre la estructura nuclear a partir de los e.m.n. hallados, como se muestra a continuación.

La dificultad principal para explicar los e.m.n. hallados reside en que sobre el nucleido padre¹⁹⁸ Au se sabe muy ^{poco} desde el punto de vista experimental y además hasta ahora no se ha realizado ningún cálculo de modelos confiable.⁷⁰⁾ La situación en el caso del nucleido hijo es más favorable, pues hay información experimental dispo-

nible y su espectro cuasi-vibracional puede interpretarse con el modelo de acoplamiento partícula-fonón en este caso en el acoplamiento de los agujeros de protón con un campo vibracional cuadrupolar)⁷²⁾ La función de onda del primer estado excitado 2^- del ^{198}Hg se puede calcular con dicho modelo (ver ref.72), y se puede suponer que el estado fundamental del ^{198}Au es

$$(18-V) \quad |2^-; ^{198}\text{Au}\rangle = \left\{ |3/2^+; ^{197}\text{Au}\rangle \otimes [\alpha |p_{3/2}\rangle + \beta |f_{5/2}\rangle] \right\}_{2^-}$$

donde se supone que el 119º neutrón debe ubicarse en $3p_{3/2}$ ó $2f_{5/2}$ con amplitudes α y β respectivamente. El símbolo $|3/2^+; ^{197}\text{Au}\rangle$ indica la función de onda del estado fundamental del ^{197}Au que también se puede calcular con el modelo de acoplamiento partícula-fonón (tres agujeros de protón con un vibrador cuadrupolar)⁷²⁾.

Teniendo en cuenta las funciones de onda, utilizando el algebra de Racah se obtiene para cada operador beta O_β las siguientes expresiones:

$$\begin{aligned} \langle 2^+ ^{198}\text{Hg} \| O(\lambda=0) \| 2^- ^{198}\text{Au} \rangle &= 0.3353 \alpha \langle 5/2 \| O(\lambda=0) \| 7/2 \rangle \\ \langle 2^+ ^{198}\text{Hg} \| O(\lambda=1) \| 2^- ^{198}\text{Au} \rangle &= 0.2371 \alpha \langle 5/2 \| O(\lambda=1) \| 7/2 \rangle \\ (19-V) \quad &+ 0.0468 \alpha \langle d_{3/2} \| O(\lambda=1) \| 7/2 \rangle - 0.0554 \beta \langle d_{3/2} \| O(\lambda=1) \| f_{5/2} \rangle \\ \langle 2^+ ^{198}\text{Hg} \| O(\lambda=2) \| 2^- ^{198}\text{Au} \rangle &= 0.0554 \alpha \langle d_{3/2} \| O(\lambda=2) \| 7/2 \rangle \\ &- 0.0685 \beta \langle d_{3/2} \| O(\lambda=2) \| f_{5/2} \rangle . \end{aligned}$$

TABLA V.3 Elementos de matriz calculados mediante modelos de partícula independiente.

$i \rightarrow f$	$3p_{\frac{1}{2}} \rightarrow 3s_{\frac{1}{2}}$	$3p_{\frac{1}{2}} \rightarrow 2d_{\frac{3}{2}}$	$2p_{\frac{3}{2}} \rightarrow 2d_{\frac{3}{2}}$
$\langle f i \vec{\sigma} \cdot \vec{r} i \rangle r_0^{-1}$	-0.584 ^a -0.624 ^b
$\langle f i \vec{r} i \rangle r_0^{-1}$	-0.674 -0.720	0.413 0.517	0.423 0.448
$\langle f i \vec{\sigma} \times \vec{r} i \rangle r_0^{-1}$	-0.537 -0.360	-0.413 -0.517	0.423 0.448
$\langle f i B_{1j} i \rangle r_0^{-1}$	0.261 0.327	-0.390 -0.414

^a El valor superior fue obtenido con las funciones de onda de Saxon-Wood utilizándose los siguientes parámetros $r_0 = 1.25 A^{1/3}$ ($A = 198$), $a_0 = 0.67$ fm, $\chi_{1s} = 32$ MeV y a) para los protones: $V_0 = -59.42$ MeV que liga el estado $d_{\frac{3}{2}}$ con -7.06 MeV y b) para los neutrones: $V_0 = -45.21$ MeV que liga el estado $p_{\frac{1}{2}}$ con -6.30 MeV.

^b El valor inferior se obtuvo con las funciones de onda correspondientes al oscilador armónico, el parámetro se tomó como $b = 1.0057 A^{1/6} = 2.43$ MeV.

Los elementos de matriz de partícula simple fueron calculados con las funciones de onda de los potenciales de Saxon-Wood y oscilador armónico (ver Tabla V.3). Reemplazando los elementos de matriz obtenidos con las funciones de onda de Saxon-Wood en las ec. (19-V), pues los resultados para ambos potenciales son similares, se llega a que

$$\begin{aligned}
 (20-V) \quad & \langle 2^+ 198 H_f \| i \bar{\sigma}_x \bar{\tau} \| 2^- 198 Au \rangle / \lambda_0 = -0.1960 \alpha \\
 & \langle 2^+ 198 H_f \| \bar{\sigma}_x \bar{\tau} \| 2^- 198 Au \rangle / \lambda_0 = -0.1410 \alpha - 0.0236 \beta \\
 & \langle 2^+ 198 H_f \| i \bar{\tau} \| 2^- 198 Au \rangle / \lambda_0 = -0.0795 \alpha - 0.0236 \beta \\
 & \langle 2^+ 198 H_f \| i B_{ij} \| 2^- 198 Au \rangle / \lambda_0 = 0.0145 \alpha - 0.0270 \beta
 \end{aligned}$$

También se calculó la relación \mathcal{E}' dada por la ec. (27-III) con las funciones de onda de Saxon-Wood obteniéndose

$$(21-V) \quad \mathcal{E}'(p \frac{1}{2}, s \frac{1}{2}) = 0.87; \quad \mathcal{E}'(p \frac{1}{2}, d \frac{3}{2}) = 1.03 \quad \text{y} \quad \mathcal{E}'(f \frac{5}{2}, d \frac{3}{2}) = 1.05$$

resultados que justifican la aproximación usada para las funciones de onda leptónicas. Comparando los resultados (20-V) con los experimentales que se muestran en la Tabla V.1 resulta que el estado $2f \frac{5}{2}$ debe ser dominante en la configuración de los neutrones en el estado fundamental del ^{198}Au . Para $|\alpha| \sim 0.1$ y $|\beta| \sim 0.9$ se logra un acuerdo muy bueno con el conjunto A de los e.m.n. experimentales.

A pesar que los rangos de los e.m.n. son lo suficien-

temente chicos para sacar conclusiones sobre la estructura nuclear son lo suficientemente pequeños para decir algo concluyente sobre las estimaciones teóricas para las relaciones Λ y Λ_0 .

V.3 Análisis del ^{141}Ce

Los estados de baja energía que intervienen en las desintegración β^- en ^{141}Ce y ^{141}Pr son bien conocidos desde el punto de vista experimental. Además muchas de las propiedades de los mismos (momento dipolar magnético, momento cuadrupolar eléctrico, las transiciones $E2$, procesos de transferencia de un cuerpo, etc.) son satisfactoriamente explicados con el modelo de cuasi-partículas acopladas a fonones. Entonces cabe esperar que se logre sacar alguna conclusión importante sobre la estructura nuclear del análisis de ambas transiciones $7/2^- \rightarrow 7/2^+$ y $7/2^- \rightarrow 5/2^+$. El esquema de desintegración se puede ver en la fig. V 7.

V.3.1 Análisis de la transición $7/2^-$ (436 β^- keV) $7/2^+$

Los datos experimentales de la forma de espectro y de la correlación angular muestran considerable apartamiento de la aproximación ξ . Debido a esto se espera que puedan determinarse fácilmente los e.m.n.

Los datos experimentales que se tuvieron en cuenta para extraer los elementos de matriz son los siguientes:

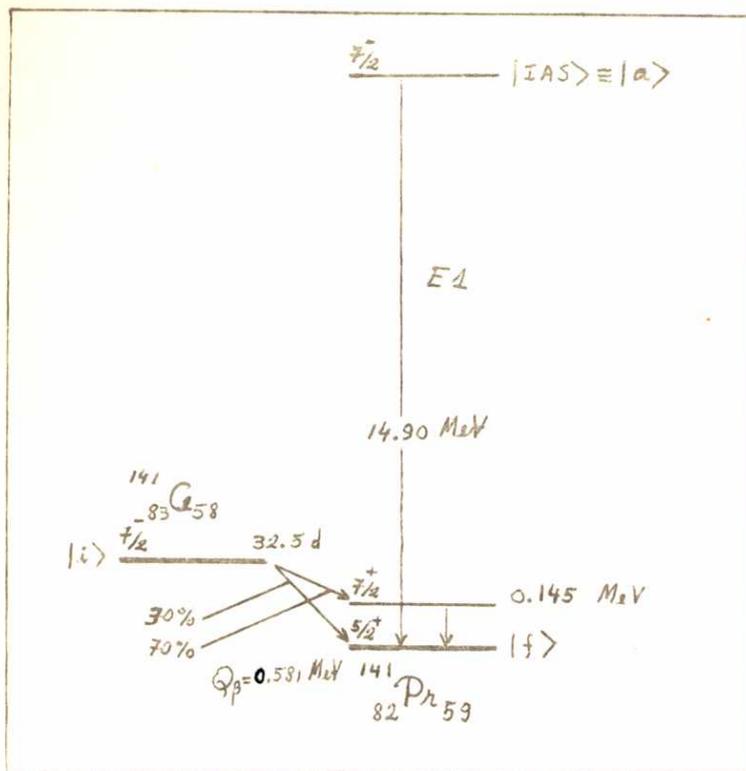


FIG. V.7 Esquema de desintegración del ^{141}Ce

- Forma de espectro y correlación angular direccional de Bosch⁷³⁾.
- Polarización circular β - γ de Deutsch⁷⁴⁾.
- Distribución de electrones a partir de nucleos orientados de Hoppes⁷⁵⁾.
- La vida media $T_{1/2}$ de la ref.⁷⁰⁾

La fórmula para el observable c) se puede obtener a partir de la fórmula (88-II) reemplazando los espines de los estados inicial y final.

$$(22-V) \quad N_1/N_0 = \sqrt{\frac{7.8}{3}} \left[\frac{1}{2\sqrt{6}} b_{01}^{(1)} - \frac{1}{6\sqrt{21}} b_{11}^{(1)} - \frac{1}{3\sqrt{7}} b_{12}^{(1)} + \frac{1}{2\sqrt{105}} b_{22}^{(1)} \right]$$

Los datos experimentales correspondientes a esta transición muestran un apartamiento de la aproximación ξ mayor que la analizada en el ^{198}Au . En este caso $\xi = 13.2$ y la energía final es $W_0 = 1.59$, teniendo en cuenta estos números en principio no se espera grandes desviaciones.

El análisis se realiza de manera similar al realizado en el ^{198}Au . Se supone que no hay efectos de cancelación para el operador de orden tensorial dos y en consecuencia se trabaja con el factor de escala $\eta = \langle i B_{ij} \rangle$. Se buscan los e.m.n. dejando libre Λ y luego fijándolo en 2.4. Los límites físicos que se fija en el programa son los mismos que se tomaron anteriormente en el ^{198}Au .

También en este análisis se obtuvieron intervalos para los e.m.n. y no un solo conjunto. Los resultados se muestran en la tabla V.4.

Los ajustes para la forma de espectro y la correlación angular direccional $\beta-\gamma$ se muestran en las figs. V.8 y V.9 respectivamente. En la tabla V.5 se compara los valores teóricos y experimentales de la polarización circular (w_γ) y la distribución de electrones (Ne) a partir de núcleos orientados.

Elementos de matriz nucleares y relaciones	Rangos permitidos libre			
	- 2.4			
w	-2.20	0.10	-1.50	-0.30
x	0.42	1.10	0.60	1.00
u	0.93	2.50	1.00	1.70
$\langle \bar{\sigma} \cdot \bar{r} \rangle / r_0$	-1.02	-0.10	-0.80	-0.14
$\langle \bar{r} \rangle / r_0$	0.20	0.46	0.31	0.41
$\langle \bar{\sigma} \times \bar{r} \rangle / r_0$	-0.80	-0.50	-0.70	-0.53
$\langle 1B_{ij} \rangle / r_0$	0.31	0.58	0.40	0.54
Λ	2.10	2.90	2.40	
Λ_0	0.90	2.30	1.00	1.50
V	-2.4	3.1	-0.9	2.5
Y	-5.8	-1.7	-4.2	-2.1

TABLA V.4

Elementos de matriz para la transición $7/2^- \rightarrow 7/2^+$ en ^{141}Ce

Los resultados de V e Y más pequeños que $\bar{F}=13.2$ y cumplen con la aproximación $\bar{\xi}$. La razón es que ocurre un efecto de cancelación.

Haciendo un cálculo de w, x, y u en el modelo de capas suponiendo el neutrón en la capa $f_{7/2}$ y al protón final en $g_{7/2}$ resulta

$$(3-V) \quad w = -1.25 \quad x = -0.132 \quad y = -1.26 \quad u = -1.26$$

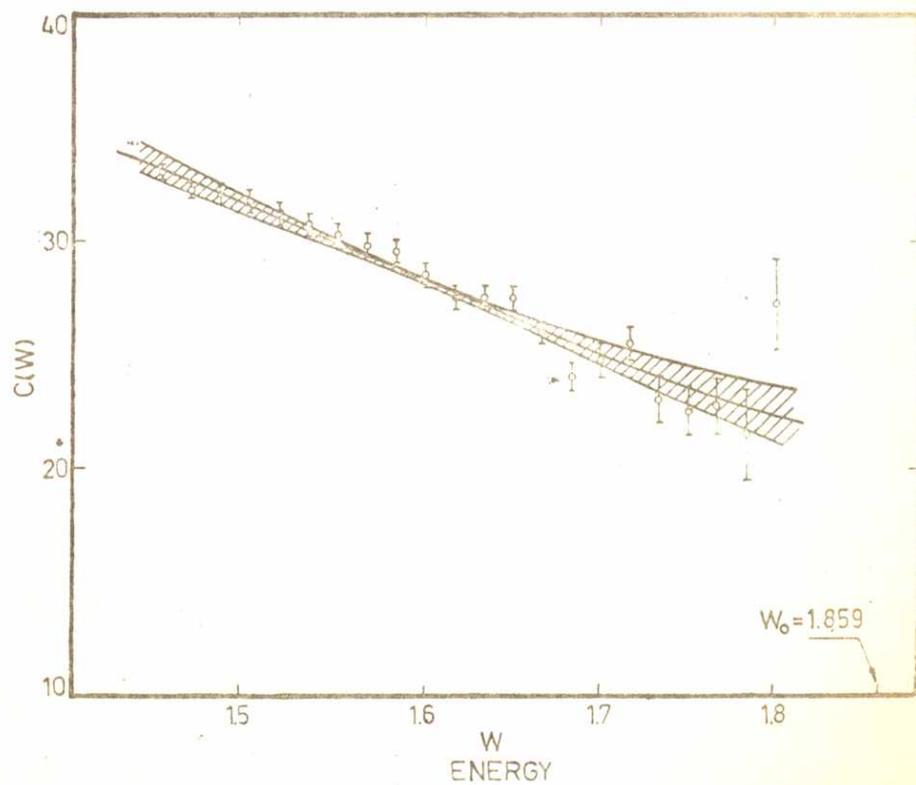


Fig. V.8 Forma de espectro del Ce^{141} . La línea llena indica la predicción teórica. La zona sombreada indica la zona de error.

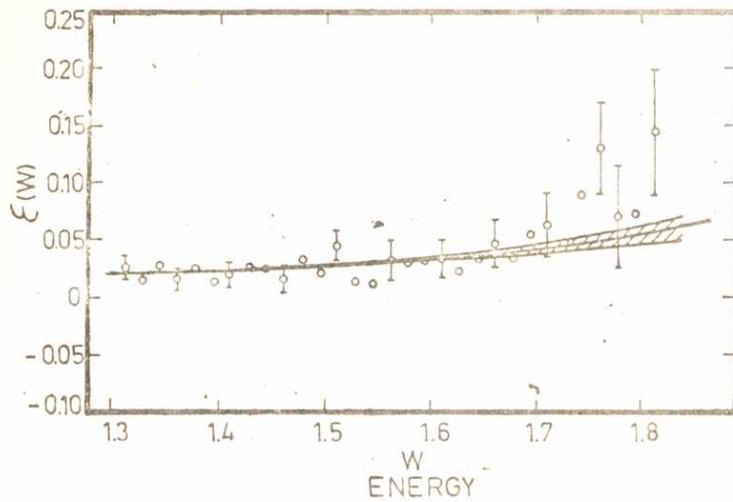


Fig. V.9 Correlación angular del Ce^{141} . La línea llena indica la predicción teórica. La zona sombreada indica la zona de error.

Observables	Valor experimental	Ref.	Valor teórico			
			Λ libre	$\Lambda = 2.4$		
w_y	0.12-0.16	(⁷⁴)	0.10	0.30	0.12	0.26
N_i/N_o	-0.37-0.10		-0.39	-0.30	-0.37	-0.33

TABLA V.5 Comparación de los observables w_y y N_i/N_o .

Solamente w cae en el intervalo encontrado experimentalmente.

Estos hechos inducen a pensar que debe haber una considerable mezcla de configuraciones en los estados que intervienen en la transición. Sin embargo, los datos experimentales del momento cuadrupolar eléctrico y dipolar magnético del estado fundamental del ^{141}Pr y el momento dipolar magnético del estado fundamental del ^{141}Ce no necesitan tales mezclas de configuraciones para su explicación⁷⁰⁾

Además del presente análisis se ha llevado a cabo otro teniendo en cuenta una medición de la polarización circular más reciente presentada por Daniel⁷⁶⁾ en vez del dato de Deutsch.⁷⁴⁾ El resultado fue negativo pues no se obtuvieron e.m.a. que ajustaran simultáneamente todas las experiencias.

Lamentablemente con los resultados obtenidos no se puede sacar conclusión respecto de la estructura nuclear. Es

muy importante que se realice una medición de la polarización longitudinal en función de la energía.

V.3.2 Análisis de la transición $2/2^- (584 \text{ keV } \beta^-) \text{ } ^{137}\text{Ba}$

Al analizar ésta transición hay que tener en cuenta las siguientes propiedades:

- i) Los estados fundamentales del ^{137}Ce y del ^{137}Ba en una buena aproximación estados de una quiralidad en $2f$ y $2d$ respectivamente. Con frecuencia mediante el análisis de la desviación de los e.m.n. a partir de sus valores de partícula independiente (incluidas las correlaciones de pares) podría ser posible discutir los efectos de polarización debidos a los modos de excitación del espín ($\sigma=1$) isoespín ($\tau=1$). Estos tipos de polarización del núcleo afectan en forma apreciable solamente a los e.m.n. correspondientes a la desintegración β debido a su coherencia en fase, en cambio afectan muy poco las otras propiedades del núcleo.
- ii) La información experimental indica que la aproximación no se cumple. Este hecho es también confirmado por el cálculo de la combinación lineal

$$Y = \dots - \xi (u + x)$$

con los valores de partícula simple. Para la transición $2f \rightarrow 2d$ se puede hacer la estimación

ción de Fujita-Eichler para el e.m.n. $\langle \xi \rangle$

$$(24-V) \quad Y = 2.2 \quad \langle \xi \rangle = 13.2$$

Entonces se puede esperar una información sobre los e.m.n. mediante el análisis de:

iii) Conociendo los e.m.n. $\langle i \rangle$ y $\langle i^2 \rangle$ se

puede verificar

a) la pureza del estado análogo (IAS) ⁷⁴⁾ Pr y examinar posibles mezclas de estados.

b) la validez de la teoría CVC.

Los datos experimentales que se ajustaron en el análisis fueron:

a) Forma de espectro de Beekhuin y van Duinen ⁷⁷⁾

b) Emisión de electrones a partir de núcleos orientados de Honnes. ⁷⁸⁾

c) la vida media de la ref. ⁷⁰⁾

La fórmula para el análisis de la experiencia se deducir a partir de la ec. (88-IV) para los espines de esta transición resultó con la misma nomenclatura de la ref. (78) :

$$(25-V) \quad N_1/N_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2}{3}} \left[-\sqrt{3} b_{11}^{(1)} - b_{12}^{(1)} + \frac{13}{3\sqrt{15}} b_{22}^{(1)} \right]$$

$$N_2/N_0 = \frac{1}{8} \sqrt{\frac{2}{3}} \left[-b_{11}^{(2)} - \sqrt{\frac{5}{3}} b_{12}^{(2)} + \sqrt{\frac{1}{21}} b_{22}^{(2)} \right]$$

Para analizar las experiencias se define χ^2 de la siguiente manera

$$(26-V) \quad \chi^2 = \chi^2 (C_p) + \chi^2 (N_e)$$

donde $\chi^2 (C_p)$ y $\chi^2 (N_e)$ están definidos por la ecuación (2-V). Los errores en los e.m.n. corresponden a una desviación standart de los observables (la función χ^2 aumenta en la unidad por sobre el mínimo) además se tiene en cuenta la incertidumbre en las constantes g_A y g_V ($g_A/g_V = -1.19 \pm 0.03$).

En este caso donde el espín inicial es $7/2^-$ y el final $5/2^+$ no contribuyen los elementos de orden tensorial cero. El análisis fue efectuado en varias etapas.⁷⁹⁾ Se usó como factor $\sqrt{\eta} = \langle i B_{ij} \rangle$ ^{de escala}.

Caso A: Se tomó como parámetros libres a x , u y Λ .

Caso B: En este caso se fija la relación Λ en el valor que corresponde según la fórmula (42-III)

$$\Lambda = \langle \bar{\alpha} \rangle / \xi \langle i \bar{r} \rangle = E_y / \xi$$

Se toma la energía del estado análogo $E_y = 14.9$ Mev de la medición de Shoda.⁸⁰⁾ Resulta $\Lambda = 2.22$. Los otros parámetros (x y u) quedan libres.

Caso C: Se define como constante de acoplamiento efectiva al cociente

$$(27-V) \quad g_{A,V}^{eff} = \frac{\langle O_2 \rangle_{exp}}{\langle O_2 \rangle_{ten}}$$

$$(28-V) \quad \langle O_J \rangle_{u(n)} = \langle O_J \rangle \text{ s.p. } u(n)$$

donde O_J es el operador de orden tensorial J , $\langle O_J \rangle$ s.p. es el elemento de matriz calculado con el modelo de partícula simple v $u(n)$ tiene en cuenta los efectos de superconductividad (correlación de pares).

En este caso además de dejar fija la relación $\Lambda = 2.22$ también se supone

$$(29-V) \quad \left(\frac{\epsilon_A^{\text{eff}}}{\epsilon_V^{\text{eff}}} \right)_{J=1} = \frac{\epsilon_A}{\epsilon_V}$$

esto significa que

$$(30-V) \quad \Lambda_1 = - \frac{\langle \bar{\sigma} \times \bar{r} \rangle}{\langle 1 \bar{r} \rangle}$$

es igual a su valor de partícula simple ($\Lambda_1 = 1$).

Caso D: Se supone que los efectos de polarización son iguales para los elementos de matriz $\langle 1 \bar{r} \rangle$, $\langle \sigma \times r \rangle$ y $\langle 1 B_{1j} \rangle$ esto significa

$$(31-V) \quad \left(\frac{\epsilon_A^{\text{eff}}}{\epsilon_V^{\text{eff}}} \right)_{J=2} = \left(\frac{\epsilon_A^{\text{eff}}}{\epsilon_V^{\text{eff}}} \right)_{J=1} = \left(\frac{\epsilon_A}{\epsilon_V} \right) \left(\frac{\epsilon_V^{\text{eff}}}{\epsilon_V} \right)_{J=1}$$

Los resultados se muestran en la Tabla V.6. En todos los casos, salvo en el caso D, se reproducen satisfactoriamente los datos experimentales. Para ver si se conseguía un mejor ajuste de los datos en este último caso se mini-

	Caso A	Caso B	Caso C	Caso D	Caso D'	^{139}Ba
$\langle i\bar{r} \rangle$	0.98-0.20	1.02-0.11	1.08-0.02	1.10-0.01	0.75	0.80-0.20
$\langle \sigma_{\lambda r} \rangle$	-1.11-0.35	-1.11-0.15	-1.08-0.06	-1.10-0.05	-0.75	-1.70-0.30
$\langle iB_{ij} \rangle$	1.30-0.50	1.20-0.30	1.20-0.25	2.10-0.10	1.44	1.90-1.30
\wedge	2.28-0.53	2.22	2.13-0.05	2.12-0.02	2.26	3.74-0.70
$\left(\frac{g_{\nu}^{4f}}{g_{\nu}^{4f}}\right)_{\nu=1}$	0.36-0.10	0.38-0.04	0.40-0.01	0.40-0.01	0.28	
$\left(\frac{g_{\nu}}{g_A}\right)\left(\frac{g_A^{4f}}{g_{\nu}^{4f}}\right)_{\nu=1}$	1.13-0.28	1.07-0.20	1.00-0.04	1.00-0.04	1.00	
$\frac{\left(g_A^{4f}\right)_{\nu=2}}{\left(g_A^{4f}\right)_{\nu=1}}$	0.62-0.15	0.60-0.12	0.58-0.10	1.00-0.02	1.00	
f_c^i	8.94	8.95	8.90	8.89	9.21	
γ	-0.78	-0.77	-0.81	-0.92	-0.98	
$\chi^2(C\beta)$	30.2	30.2	30.2	32.9	65.8	
$\chi^2(Nc)$	0.10	0.10	0.10	8.40	1.74	

TABLA V.6

Resultados del análisis de la transición $7/2^- \rightarrow 5/2^+$ en el ^{139}C .

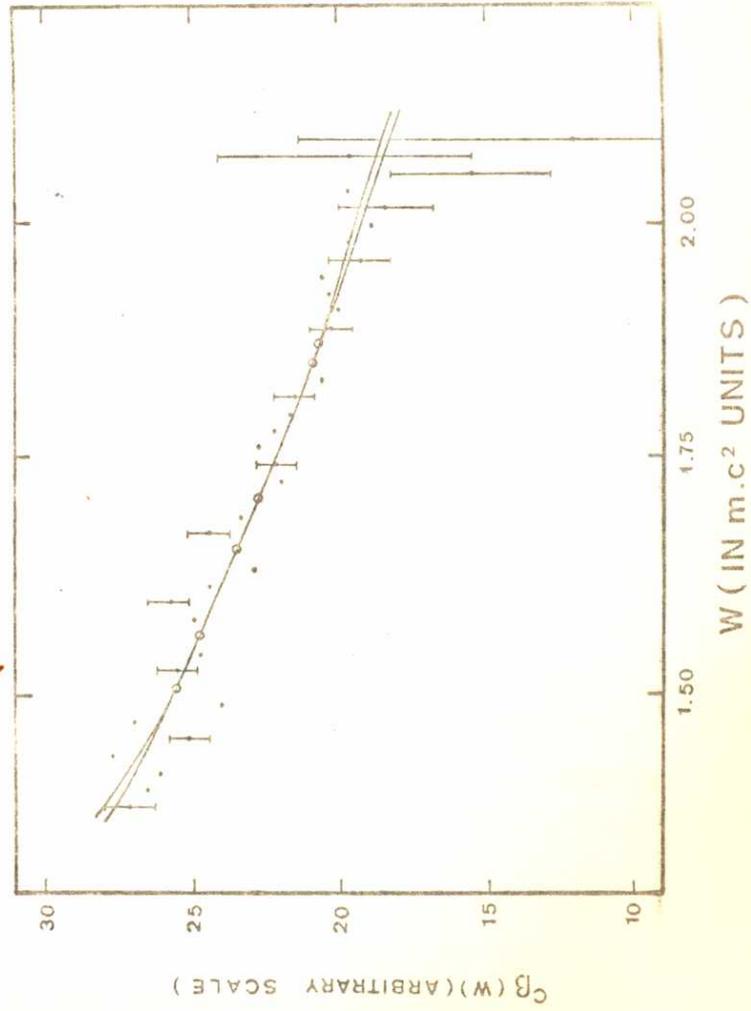
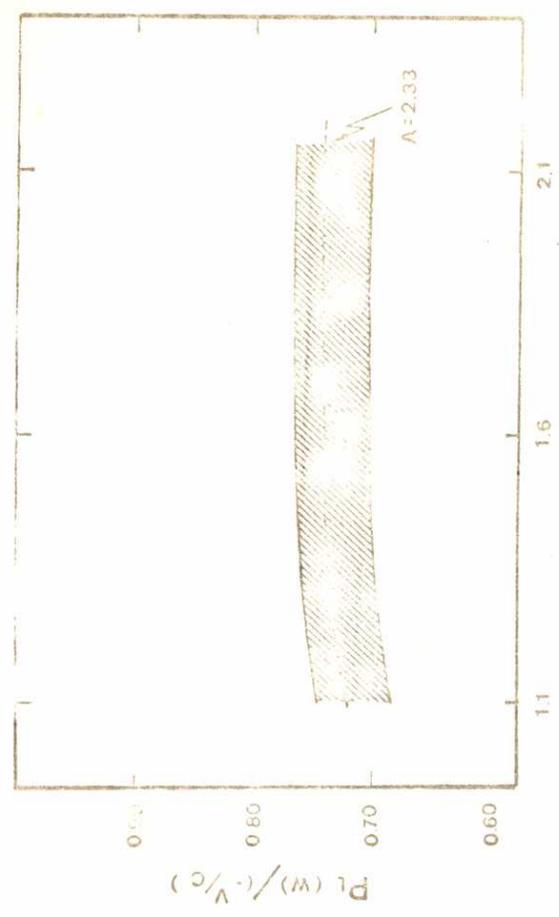


Fig. V.10



W (IN m.c² UNITS)

Fig. V.11

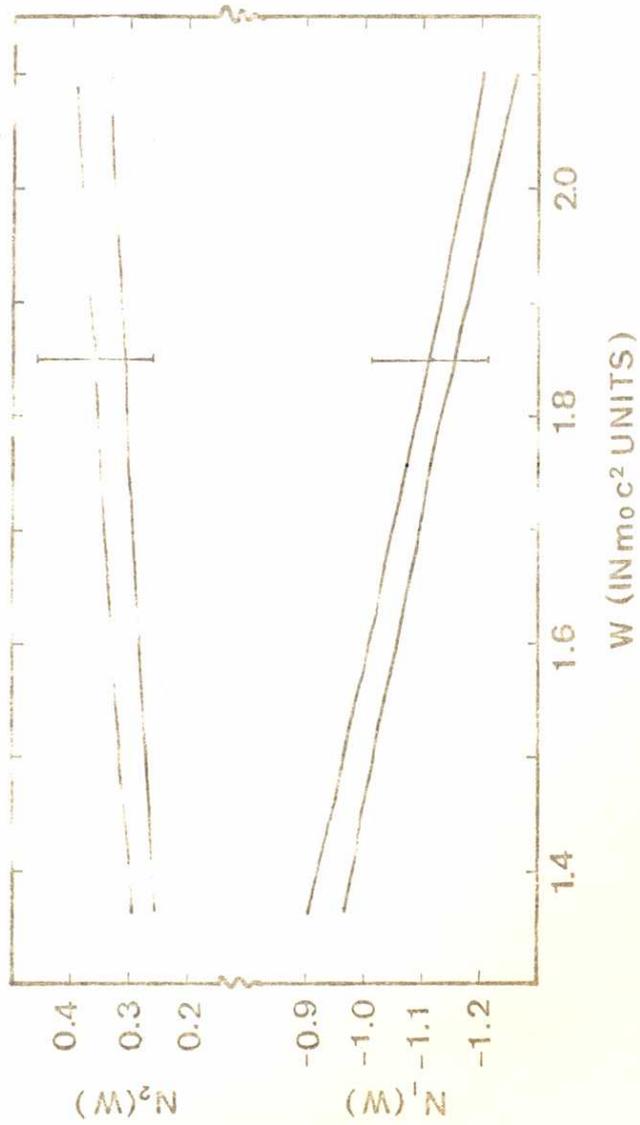


FIG. V. 4c

mizó también la función

$$(32-V) \quad \chi^2_T = \frac{\chi^2(C_p)}{N(C_p)} + \frac{\chi^2(N_e)}{N(N_e)}$$

Donde $N(C_p) = 40$ y $N(N_e) = 2$ es el número de puntos experimentales considerados para cada experiencia. El resultado se muestra en la Tabla V.6 como caso D'.

En la figura V.10 se muestra el ajuste de la forma de espectro para el caso A. Para el mismo caso se predice la polarización longitudinal en la fig. V.11. En la fig. V.12 se representa N_1/N_0 y N_2/N_0 en función de la energía.

V.3.3 Discusión de los resultados de la transición $7/2^- \rightarrow 5/2^+$

Analizando los resultados para los casos A, B y C se aprecia que a medida que se va restringiendo la libertad de los parámetros los errores se achican. En los casos A y C cuando se deja libre Λ el valor que se obtiene es compatible con $\Lambda = 2.22$.

Sunier⁸¹⁾ analizó una transición similar en el ^{139}Ba . Los resultados que obtuvo también se muestran en la Tabla V.6. Si se los compara con el presente caso A todos los e y m son iguales dentro del error. En cambio la relación Λ no es igual en ambos casos. La relación Λ obtenida por Sunier⁸¹⁾ tampoco es compatible con la que resulta de la medición de la energía del estado análogo⁸⁰⁾ $\Lambda = 2.43$.

Si se compara $\langle i \bar{r} \rangle_p$ del caso A con $\langle i \bar{r} \rangle_y$ se obtiene

$$\begin{aligned}
 & \langle 1 \bar{F} \rangle_{\rho} = 0.98 \pm 0.20 \\
 (33-V) \quad & \langle 1 \bar{F} \rangle_{\gamma} = 0.65 \pm 0.15 \quad \text{de la ref. (49)} \\
 & \langle 1 \bar{F} \rangle_{\gamma} = 0.66 \pm 0.05 \quad \text{de la ref. (80)}
 \end{aligned}$$

se puede decir que $\langle 1 \bar{F} \rangle_{\rho}$ es compatible con el resultado de la ref. (49), en cambio hay una pequeña diferencia con el resultado de la ref. (80). El mismo análisis se puede hacer para el ¹³⁹Ba

$$\begin{aligned}
 (34-V) \quad & \langle 1 \bar{F} \rangle_{\rho} = 0.80 \pm 0.20 \\
 & \langle 1 \bar{F} \rangle_{\rho} = 0.95 \pm 0.16 \quad \text{de la ref. (80)}.
 \end{aligned}$$

el acuerdo es muy bueno. Se puede decir que estos resultados indican que hay conservación de isoespín.

De la Tabla V.6 se puede ver que las constantes efectivas para el orden tensorial uno son iguales, mientras que

$$(35-V) \quad g_{12} = \frac{\left(\begin{smallmatrix} \sigma \\ \mathbf{A} \end{smallmatrix} \right)_{J=2}^{eff}}{\left(\begin{smallmatrix} \sigma \\ \mathbf{A} \end{smallmatrix} \right)_{J=1}^{eff}} = 0.62 \pm 0.15$$

la correspondiente al orden tensorial dos es menor, cuando se quiso ajustar con $g_{12} = 1$ no se logra resultado positivo.

Hay un cálculo teórico de g_v^{eff} realizado por Ejiri⁸²⁾ y sus resultado

$$(36-V) \quad \left[\left(\begin{smallmatrix} \sigma \\ \mathbf{v} \end{smallmatrix} \right)_{J=1}^{eff} \right]_{calc} \approx 0.32$$

que es compatible con

$$(37-V) \quad \left[\left(\mu_v^{\text{eff}} \right)_{T=1} \right]_{\text{exp}} = 0.56 \pm 0.10$$

El resultado para la relación \dot{A} terminaciones teóricas de Fujita-Tikoma, saard-Winther⁴³⁾ y no se puede decir correcta.

Capítulo VI

Pseudo-tensor inducido.

El análisis de los valores ft y de las correlaciones angulares beta-gamma correspondientes a transiciones beta permitidas y el estudio de los factores de corrección para la forma de espectro para las transiciones primeras prohibidas $0^+ - 0^+$ y $2^+ - 0^+$ (únicas). Son en principio los únicos observables que permiten sacar conclusiones sobre la existencia del factor de forma para la corriente axial de segunda clase g_3 . Esta posibilidad se debe a que en los observables mencionados la contribución del PII es dominante o al menos del mismo orden que los elementos de matriz nucleares.

Para realizar el análisis es necesario retomar el Hamiltoniano de la ecuación (25-I)

$$H_p = \frac{G_p}{\sqrt{2}} \gamma_4 \left\{ i f_1 \gamma_\mu - i f_2 \sigma_{\mu\nu} \gamma_\nu + i g_1 \gamma_\mu \gamma_5 - g_2 \gamma_\mu \gamma_5 - i g_3 \sigma_{\mu\nu} \gamma_\nu \gamma_5 \right\} \cdot L_\mu.$$

A continuación hay que hallar la aproximación no relativista (ANR) correspondiente a los distintos operadores relativistas y así poder calcular los elementos de matriz a que dan lugar utilizando un modelo nuclear. Con el fin de obtener la ANR se aplica la transformación de Foldy-Wouthuysen^{83,84)} (TFW).

Al aplicar la TFW se deben conservar solamente los términos de primer orden en \bar{l} porque la transferencia de impulso-energía en la desintegración beta es del orden del MeV. Además se reemplaza γ^4 por iW_0 , siendo W_0 la energía total que se llevan los leptones. Además en el desarrollo en potencias de $(1/M)^n$ se conservan solamente los términos proporcionales a $1/M$.

El análisis se puede realizar calculando los operadores correspondientes a cada uno de los factores de forma f_1 y g_1 . El término correspondiente a f_1 es

$$(1-VI) \quad i f_1 \gamma_4 \gamma_\mu L_\mu = i f_1 (-\beta) (-i\beta \alpha_k) (-L_k) + i f_1 (-\beta) (-\beta) (-i) L \\ = f_1 (\bar{\alpha} \cdot L + L)$$

Al aplicarle la TFW al término relativista $\bar{\alpha} \cdot L$ se obtiene

$$(2-VI) \quad f_1 \bar{\alpha} \cdot L = f_1 \left(\frac{p}{M} - \frac{1}{2M} \bar{\sigma} \times \bar{l} \right) \cdot L$$

Continuando con f_2 la parte correspondiente del Hamiltoniano es

$$(3-VI) \quad -i f_2 \beta \left[\bar{\alpha} \cdot L 1_4 + i \bar{\alpha} \cdot \bar{l} L + (\bar{l} \times \bar{\sigma}) \cdot L \right]$$

Aplicando la TFW y teniendo en cuenta los términos proporcionales a $1/M$ y los de primer orden en \bar{l} quedan

$$(4-VI) \quad i f_2 \frac{\bar{\sigma} \cdot (\bar{l} \times \bar{l})}{M} L ; i f_2 \frac{\bar{p} \times \bar{\sigma}}{M} L \quad y \quad i f_2 \left(1 + \frac{W_0}{2M} \right) \bar{\sigma} \times \bar{l} L$$

Hay que recordar que según (42-I)

$$f_2 = -g_V \frac{K_D - K_M}{2M}$$

y en consecuencia queda un solo término en el primer de 1/M

$$(5-VI) \quad g_V \frac{K_D - K_M}{2M} (-i) \vec{\sigma} \times \vec{L} \cdot \underline{L} = g_V \frac{K_D - K_M}{2M} (-i) \vec{\sigma} \cdot (\vec{L} \times \underline{L})$$

Ahora se puede sumar los términos proporcionales a $\vec{\sigma} \cdot (\vec{L} \times \underline{L})$ y que provienen de f_1 y f_2 y resulta

$$(6-VI) \quad H_{MD} = g_V \frac{K_D - K_M + 1}{2} (-i) \vec{\sigma} \cdot (\vec{L} \times \underline{L}) = -\frac{4.7}{2M} \vec{\sigma} \cdot (\vec{L} \times \underline{L})$$

El subíndice MD en el Hamiltoniano significa magnetismo débil. El nombre da cuenta de la analogía que hay entre la expresión obtenida y la energía de interacción entre un momento dipolar magnético y un campo magnético, cuya expresión es $\vec{\mu} \cdot \vec{\nabla} \times \vec{A}$.

Entre los términos proporcionales a g_1 hay que aplicar la TFW a $\gamma_5 L$ pues como

$$(7-VI) \quad 1 + \gamma_4 \gamma_\mu \gamma_5 = -g_1 (\vec{\sigma} \cdot \underline{L} - \gamma_5 L) = g_A (\vec{\sigma} \cdot \underline{L} - \gamma_5 L)$$

el segundo factor es no-relativista. El resultado es

$$(8-VI) \quad \gamma_5 L \approx -L \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{M} + i \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla}}{2M} L = -\frac{1}{2M} \{ \vec{\sigma} \cdot \vec{p}, L \}_+$$

Continuando con los términos que multiplican δ_4 se debe calcular la TFW para

$$(9-VI) \quad -e_2 \delta_4 \gamma_{\mu} \delta_5 L_{\mu} = \frac{e_2}{2M} \bar{\sigma} \cdot \bar{L} (1 - \bar{L} \cdot \bar{L})$$

al realizar el cálculo se lleva a:

$$(10-VI) \quad -e_2 \delta_4 \gamma_{\mu} \delta_5 L_{\mu} = \frac{e_2}{2M} (\bar{\sigma} \cdot \bar{v}) L = \frac{1}{2M} [\bar{\sigma} \cdot \bar{p}, L]$$

Estos resultados se conocen desde hace tiempo³⁵⁾ Las discusiones se presentan en el cálculo de la transformación de Foldy-Wouthuysen aplicada al término pseudo-tensorial inducido.

$$(11-VI) \quad -e_3 \delta_4 \sigma_{\mu\nu} \delta_5 L_{\mu} = i e_3 \delta_4 \sigma_{\mu\nu} k_{\nu} \delta_5 L_{\mu}$$

Previo al presente estudio se acepta^{b)} que el resultado es el siguiente^(4.10)

$$(12-VI) \quad H_{PI} = -e_3 \left[\Omega \bar{\sigma} \cdot \bar{L} + i (\bar{\sigma} \cdot \bar{v}) L \right]$$

donde $W_0 = V_0$ siendo W_0 la energía máxima de los

leptones y V_0 el potencial Coulombiano promedio ($V_0 = -\frac{\alpha Z}{r_0}$).

Recientemente Delome y Phe³⁶⁾ discutieron nuevamente las

dos alternativas que hay para escribir la corriente axial.

La manera usual que fue sugerida por Weinberg (1958) para la siguiente (corresponde a la ecuación (17-I) de la ecuación)

$$J_{\mu}^{(A)} = i g_1 \gamma_{\mu} \delta_{\xi} + g_2 \gamma_{\mu} \gamma_{\xi} + i \gamma_{\mu} \gamma_{\xi}$$

La otra forma de expresar la corriente axial es

$$(13-VI) \quad J_{\mu}^{(A)} = i g_1' \delta_{\mu} \gamma_{\xi} + g_2' \gamma_{\mu} \gamma_{\xi} + g_3' K_{\mu} \delta_{\xi}$$

Si se ignora las diferencias entre las masas del protón y del neutrón se puede identificar

$$(14-VI) \quad g_1 = g_1' \quad g_2 = g_2' \quad \text{y} \quad g_3 = g_3'$$

En su trabajo Delorme y Fuchs (1967) calcularon la aproximación no relativista de ambas expresiones para la corriente pseudotensorial (PT). Para la forma (17-I) obtuvieron la misma expresión de la ecuación (12-VI). En cambio con (13-VI) obtuvieron solamente el segundo término de (12-VI)

$$(15-VI) \quad \left[g_3 \delta_{\mu} K_{\mu} \delta_{\xi} \right]_{NR} = g_3 (-i) (\vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla}) L$$

Este resultado no es natural pues se espera que ambas maneras de expresar la corriente PT tengan la misma ANR. En la presente tesis se muestra que las dos expresiones conducen a la misma ANR y el resultado es:

$$(16-VI) \quad H_{\beta 2}^{PT} = g_3 (-i) (\vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla}) L$$

Los cálculos correspondientes se encuentran en el apéndice B.

El Hamiltoniano efectivo que aparece en todos los términos en

$$(17-VI) \quad H_{\beta} = \frac{G_{\beta}}{\sqrt{2}} \left[f_1 \left(\frac{\vec{P}}{M} \cdot \underline{1} + L \right) + f_2 \frac{\underline{1} \cdot \vec{P}}{2M} \right. \\ \left. - g_1 \left(\vec{\sigma} \cdot \underline{1} + \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{P}}{M} L - i \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{V}}{2M} L \right) \right. \\ \left. + g_2 \left(i \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{V}}{2M} L + H_{\beta}^{PTI} \right) \right].$$

La notación H_{β}^{PTI} representa la contribución del PTI en cualquiera de sus expresiones (12-VI) ó (16-VI). La contribución pseudoscalar queda expresada como

$$(18-VI) \quad H_{\beta}^{PS} = \frac{g_2}{2M} (\vec{\sigma} \cdot \vec{V}) \tau$$

y este término está presente también en la parte axial. Teniendo en cuenta que $\tau_3 \tau_1 = 0.05$ en la estimación PCAC (eq. 58 - 1) y que ambas contribuciones tienen lugar en el orden $1/M$ el término pseudoscalar puede despreciarse.

Usando la misma notación que en el caso de las transiciones primarias prohibidas (5-II)

$$\tau_V = \tau_1 \quad \tau_A = -\tau_1$$

el Hamiltoniano (17-VI) se puede escribir de manera más

explícita

$$\begin{aligned}
 H_{\beta} &= g_v L + \frac{g_v}{2M} \bar{p}_L \cdot \underline{L} + \frac{g_v}{M} \underline{L} \\
 (19-VI) \quad &+ i \frac{g_v}{2M} B_4 \bar{\sigma} \cdot (\bar{p} \times \underline{L}) + g_A \bar{\sigma} \cdot \\
 &+ \frac{g_A}{M} (\bar{\sigma} \cdot \bar{p}_L) L + \frac{g_A}{M} L \bar{\sigma} \cdot \bar{p} + h_{\beta}^{PT}
 \end{aligned}$$

La notación \bar{p}_L significa que p afecta solamente a los componentes L y \underline{L} . Además se define:

$$(20-VI) \quad B_4 = B_4 \quad \text{y} \quad B_4 = K_p - K_r + 1 = 4.7$$

Se ha omitido el factor $\frac{g_A}{\sqrt{2}}$.

Capítulo VII

El PTI en las transiciones β permitidas

En las transiciones β permitidas el efecto del PTI puede reflejarse en el estudio de los valores de f_t y de las correlaciones angulares $\beta - \gamma$. En la primera sección se estudian los valores de f_t y en la siguiente se analizan las correlaciones angulares $\beta - \gamma$.

VII.1 Los valores de f_t y el PTI

A raíz que Gell-Mann⁽¹⁹⁾ propusiera analizar los espectros correspondientes a las transiciones β permitidas en ^{12}O y en ^{12}N para comprobar la predicción sobre el magnetismo débil, se realizaron varias mediciones de estas desintegraciones.⁽¹⁹⁻²¹⁾ Tal verificación exigió un cuidadoso trabajo experimental y se obtuvo además otra información. Se ha observado una marcada diferencia entre los valores de f_t para ambas transiciones. Si se define

$$(1-VII) \quad \delta_{\text{exp}} = \frac{f_t(^{12}\text{O}) - f_t(^{12}\text{N})}{f_t(^{12}\text{O})}$$

los resultados pueden resumirse en la siguiente tabla VII.1;

$\delta_{exp} \cdot 100$	Autor
1	ref.(37)
1 ± 1.5	ref.(38)
1 ± 1	refs(39) (40)

TABLA VII.1

Las transiciones tienen lugar entre estados del ^{10}B al estado fundamental ^{10}B y formar parte de un triplete de espín isométrico. Por este motivo las transiciones denominan especulares.

Huffaker y Greuling³⁾ propusieron que se puede explicar estas discrepancias introduciendo el PTI. Luego Blin-Stoylen⁴⁾ y Rosina⁵⁾ trataron de explicar esta diferencia mediante efectos electromagnéticos y a efectos de fuerzas dependientes de carga. Concluyeron que las correcciones electromagnéticas producen una variación del 3 al 5% en los valores de ft pero de manera δ sería negativa. Los cálculos efectuados con diferentes intensidades para las fuerzas de corto alcance dependientes de la carga tampoco logran explicar las diferencias de ft dentro del rango aceptado para dichas intensidades. En consecuencia coincidieron con Huffaker y Greuling⁶⁾ en que la desintegración podría no ser invariante ante la transformación G.

Los trabajos recientes de Wilkinson y Alburger renovaron el interés por investigar la posibilidad de la existencia del PTI mediante el estudio de los valores de ft para transiciones permitidas en núcleos. En la presente tesis se calculan los valores de ft utilizando datos experimentales de las ref. (13-91) para ambas ANR. Esto es para las dos expresiones para la corriente pseudotensorial, ec. (12-VI) y (16-VI). En los trabajos de Wilkinson g_T está calculado para la ANR errónea.

En lugar de usar el factor de forma $+g_T$ para representar la corriente axial de segunda se define

$$(2-VII) \quad b = \frac{2M g_T}{e_A}$$

Para el cálculo de los valores de ft se utiliza la fórmula siguiente

$$(3-VII) \quad ft = t \int_1^{W_0} C_p^P(W, b) F_0(Z, W) q^2 p W dW$$

siendo W_0 la energía máxima de los leptones, W es la energía del electrón, p y q son los impulsos del electrón y del antineutrino respectivamente, $C_p^P(W, b)$ es el factor de corrección de la forma de espectro cuya dependencia en función del PTI se refleja a través de b .

Las expresiones para $C_p^P(W, b)$ fueron publicadas hace tiempo por Eran y Gadó. Usando el Hamiltoniano (19-VI) se identifica la fórmula (16-VI) para el pseudotensor in-

ducido como aproximación A y la fórmula (10-VI) como aproximación B.

La forma de espectro en función de la energía para transiciones de Gamow-Teller incluyendo la contribución del tensor inducido es

$$\begin{aligned}
 C \text{ (b.W)} &= \left[1 - \frac{b}{M} \left\{ 2\bar{\xi} \pm w_0 \right\} \right] C_1 + \beta_1 C_3 \\
 (4-VII) \quad &\pm \frac{b}{J_A} (B_4 C_4 + B_4 \beta_3 C_5 + \alpha_1 C_6) \\
 &+ (C_7 + \beta_3 C_8) + \alpha_2 C_9 \pm \frac{b}{2M} (C_2^T + \beta_3 C_3^T)
 \end{aligned}$$

El signo superior y el signo inferior corresponden a β^- y β^+ , respectivamente. Las relaciones entre elementos de matriz están definidos de la siguiente manera

$$\begin{aligned}
 \beta_1 &= \frac{\langle r^2 T_{10} \rangle}{\langle T_{10} \rangle} & \beta_2 &= \frac{\sqrt{2} \langle r^2 T_{12} \rangle}{\langle T_{10} \rangle} \\
 (5-VII) \quad \beta_3 &= \frac{\sqrt{2} \langle T_{12} \rangle}{\langle T_{10} \rangle} \\
 \alpha_1 &= \frac{\langle i r T_{11}(p) \rangle}{\langle T_{10} \rangle} & \alpha_2 &= \frac{\langle i r Y \bar{\sigma} \cdot \bar{p} \rangle}{\sqrt{3} \langle T_{10} \rangle}
 \end{aligned}$$

Siendo T_{JA}^{λ} los operadores tensoriales usuales

$$(6-VII) \quad T_{JA}^M = \sum_{\lambda m} (1 \lambda m | J M) \sigma_1^{\lambda} \tau^M$$

En α , el operador ∇ es reemplazado por ∇' .

Las combinaciones de las funciones de onda de los leptones son las siguientes

$$\begin{aligned}
 C_1 &= L_0 \\
 C_2 &= -\frac{1}{3} L_0 + \frac{2}{3} q L_0 \\
 C_3 &= -\frac{4}{3} q L_0 \\
 C_4 &= \frac{2}{3} M (P - U L_0) \\
 (7-VII) \quad C_5 &= \frac{1}{2M} ; \quad C_6 = \frac{2}{M} \left(\frac{1}{3} q L_0 + N_0 \right) \\
 C_7 &= C_8 = C_5 \\
 C_9 &= \frac{2}{M} \left(\frac{1}{3} q L_0 - N_0 \right) \\
 C_{10}^{\text{II}} &= \frac{1}{3M} \left[(W + 2q) L_0 - P_0 \right] \\
 C_{11}^{\text{II}} &= \frac{1}{3M} \left[P_0 - 3N_0 - (W - V) L_0 \right]
 \end{aligned}$$

donde

$$(8-VII) \quad W = W - V_c - c, \quad V_c = -\frac{\alpha Z}{r_c} \quad \text{y} \quad F = \frac{\alpha Z}{2R_0}$$

Las combinaciones L_0 , N_0 y P_0 están definidos en la ref. 2. Las otras combinaciones son las usuales.

La fórmula (4-VII) corresponde al caso B. Para obtener la fórmula correspondiente al caso A se debe hacer el mismo

$$(9-VII) \quad \left\{ a \xi \pm \dots \right\} \rightarrow$$

Se espera que los valores de f^+ para las transiciones β^- y β^+ sean aproximadamente iguales sin tener en cuenta el PTI. La desviación se puede escribir como

$$(10-VII) \quad \delta = (f^+)^- / (f^+)^- - 1.$$

Se ha calculado δ_0 tomando $b \neq 0$ en (10-VII). El valor de b fue seleccionado de manera tal que se satisficiera $\delta = 0$ cuando se usa para $G_\beta(W, b)$ la expresión completa (4-VII).

Los resultados obtenidos se muestran en la Tabla VII.2. Los números correspondientes al caso 1 de la tabla fueron obtenidos despreciando los términos cruzados con el acoplamiento vectorial (esto es magnetismo débil). Los valores de b en el caso 2 de la Tabla VII.2 fueron calculados teniendo en cuenta todas las correcciones. Ambos cálculos fueron hechos para la aproximación de la corriente PTI correspondiente a la ec. (12-VI) (caso B) y (16-VI) (caso A). Las relaciones entre elementos de matriz (5-VII) fue-

TABLA Las desviaciones δ de los valores de t^+ y la constante correspondiente al la interpolación pseudo-tensorial inducida.

A	E_0^+ E_0^- en MeV ²	t^+ t^- en seg ^b	Caso 1			Caso 2		
			δ_0	b_A	b_B	δ_0	b_A	b_B
8	14.05	0.774	0.072-0.005	6.6	-2.9	0.067-0.005	6.2	-2.9
	13.10	0.840						
12	16.32	0.0116	0.122-0.006	9.6	-4.8	0.111-0.006	9.2	-4.8
	13.37	0.0210						
20	11.26	0.51 ^c	0.046-0.02 ^c	7.3	-3.7	0.045-0.02	7.3	-3.7
	5.40	11.03	-0.064 ^d	-9.2	4.6	-0.061	-9.9	5.1
24	8.737	26.12	-0.018-0.015	-4.8	2.2	-0.017-0.015	-4.8	2.2
	1.392	53080	0.37 ^c					
28	11.537	0.52	0.282-0.005	45.9	-22.4	0.270-0.005	44.8	-21.3
	2.856	136.4						

^aEnergía máxima de los electrones y de los positrones. ^bVidas medias parciales.

^cVida media parcial del trabajo de D.H. Wilkinson y col.: Phys. Rev. Lett. 24, dt⁺ = 0.453 seg, $\theta_{t^+} = 36.25$ (1134 (1970)).

ron estimados en el modelo simple de canal. El resultado es:

$$(11-VII) \quad \alpha_1 = ? \quad \alpha_2 = -0.13 ;$$

$$\beta_1 = 8 \cdot 10^{-5} ; \quad \beta_2 = 5 \cdot 10^{-14} \quad \text{y} \quad \beta_3 = 1$$

Un rápido análisis de la Tabla VII-2 muestra que las correcciones adicionales no son de mucha importancia, y que el signo de b depende de la aproximación no relativista. Nuevas mediciones para $A=20$ y $A=24$ han sido también analizadas. Los signos de la constante de acoplamiento b muestran consistencia mutua y sus valores absolutos para $A=8, 12$ y 20 son parecidos. Además se aprecia como en los casos de $A=20$ y 24 pequeños cambios en los valores de los datos experimentales pueden invertir el signo de b .

Para $A=18$ y $A=30$ se analizan dos transiciones sucesivas. Los resultados están en la Tabla VII.3. Se advierte que es muy difícil afirmar algo pues b es muy sensible a pequeños cambios en el tiempo de vida medio.

Un detallado análisis confirma una conclusión cualitativa, contrariamente al magnetismo débil⁹²⁾ el tensor inducido no produce modificaciones en la forma de espectro. La Tabla VII.4 da las pendientes para las formas de espectro correspondientes a las desintegraciones de ^{12}N y ^{12}B respectivamente. Aún para valores grandes del parámetro b ($b = \pm 2000$) la pendiente de la forma de espectro prág

Tabla VII.3 Desviación de la relación $(ft)^+/(ft)^*$ respecto de la unidad y el valor de la constante de acoplamiento b que implica.

A	E_0^{1+} E_0^{2+} E_0	ln MeV	t_1^+ t_2^+	en seg.	δ_0	b_A	b_B
18	3.425		1.58		-0.097-0.005	-110	51
	0.633		6796		0.033 ^a		
30	5.085		5.9		-0.052-0.003	-74	39
	3.22		150.6				

^a $t_1^+ = 1.807$ seg. se tomó del trabajo de D.W. Alburger y D.H. Wilkinson; Phys. Lett., 32B, 190 (1970).

Tabla VII.4 Pendientes de los espectros para $A = 12$.

Desint.	Intervalo de energía en MeV	Pendiente para $-0.6 < x < 0.6$		Pendiente experim. por MeV
		A^a	B^b	
$^{12}_N$	10.08	-0.48	-0.54	-0.52-0.06
$^{12}_B$	7.48	0.60	0.53	0.55-0.10

^a Todos los parámetros con su valor correspondiente a la estimación de partícula independiente.

^b Se consignan solamente C_1 y los términos que son multiplicados por x y por B_4 .

En este caso $x = b/2M$.

TABLA VII.5 Valor de la constante de aplamiento correspondiente al PTI cuando se tienen en cuenta los efectos de la energía de ligadura.⁹¹⁾

A	δ_w^a	$\delta_o - \delta_w^b$	b_A^W	b_B^W
8	0.048	0.020	1.8	- 0.9
12	0.098	0.013	1.0	- 0.44
20	0.045	0.00	0	0
24	0.040	-0.058	-14.7	7.0
28	0.051	0.22	35.2	-16.9
18	0.007	0.026	23.9	-12.9
30	0.005	-0.057	-77	42

^a δ_w de la ref. (91) está definida como $\Lambda^-/\Lambda^+ - 1$.

^b δ_o corresponde al valor del Caso 2 de la Tabla VII.2

ticamente no cambió.

En la Tabla VII.5 se recalcularon los resultados presentados en la Tabla VII.2 teniendo en cuenta correcciones de las relaciones de elementos de matriz debidas a efectos de energía de ligadura.⁹¹⁾ Los valores de, b fueron elegidos de manera tal de obtener

$$(12-VII) \quad (ft(b))^+ / (ft(b))^- = \Lambda^- / \Lambda^+$$

La relación λ/λ^* fue tomada del caso B en la ref. (91). Como es de esperar el valor del parámetro b es generalmente reducido. El caso de $A=20$ se puede explicar sin la introducción de b . Este caso es particularmente interesante cuando se compara con los resultados correspondientes a la correlación angular $\beta-\gamma$ presentados en la sección siguiente.

VII.2 Correlaciones angulares $\beta-\gamma$.

Al analizar la interacción pseudotensorial inducida es interesante prestar atención a las medidas de correlación angular $\beta-\gamma$ en el caso de transiciones β permitidas.⁹³⁾ En este caso toda la correlación es directamente proporcional a los términos inducidos y a los elementos de matriz correspondientes las transiciones segundas prohibidas. En consecuencia el PTI tiene que competir con otros términos del mismo orden de magnitud y su presencia debe ser fácilmente detectable. El signo de su contribución cambia cuando se considera transiciones β^- ó β^+ , y depende también de la transición γ subsiguiente.

Para obtener la expresión del coeficiente de correlación angular $\beta-\gamma$ hay que partir de la fórmula (69-II)

$$M(\bar{p}, \bar{q}, z) = \frac{1}{\pi} \sum_{k, j, j'} (-z)^k Q_k(j, j') F_k(j, j', I_z, I_f)$$

$$\left[\sum_{\lambda, \lambda'} F_k(\lambda, \lambda', I_{ff}, I_f) \delta_\lambda \delta_{\lambda'} \right] P_k(\cos \theta).$$

Como las fórmulas resultantes son más complicadas se tiene en cuenta solamente aquellas transiciones $\beta^+ \rightarrow \beta^- + \gamma$ que son seguidas por una transición $\beta^- \rightarrow \beta^+ + \gamma$ en un nivel puro. En este caso se obtiene la expresión

$$(13-VII) \quad W_{\beta^+ \rightarrow \beta^-}(\omega) = 1 + A_2(\beta) F_2(\lambda, \lambda, I_f, I_f) P_2(\cos \theta)$$

Aquí es indistinto trabajar con la expresión (12-VI) ó con la (16-VI) para la contribución del PTI pues en ambos casos solamente el término

$$(14-VII) \quad \frac{1}{M} \bar{\sigma} \cdot (-i \bar{v}) \gamma$$

puede contribuir.

Realizando cálculos se obtiene

$$(15-VII) \quad A_2(\beta) = -4 F_2(1, 1, I_i, I_f) \left\{ 2\beta_2 N_{12} + \left[\frac{g_v}{9} (\beta_1 + 2\beta_3) + \frac{1}{2M} - \frac{\alpha_2}{M} = \frac{1}{2M} \left(\frac{g_v}{g_A} \sqrt{\frac{2}{3}} \alpha_1 + \frac{g_v}{g_A} B_4 + b \right) \right] L_{12} \right\}$$

El signo superior se refiere a β^- y el inferior a β^+ . La notación restante es la usual.²⁾ Despreciando las contribuciones de las llamadas "correcciones de segundo orden" esto es tomando $\alpha_2 = \beta_1 = 0$; y usando la aproximación correspondiente a ondas planas para los electrones, esto

$$(16-VII) \quad N_{12} \rightarrow \left[\frac{1}{15} p^2 + \frac{p^2}{6W} \cdot \frac{V_0}{2} \right]$$

$$L_{12} \rightarrow - \frac{p}{3W}$$

se puede reducir (12-VII) a

$$(17-VII) \quad A_2(\beta) = \frac{4}{3} \frac{\beta^2}{N} \left[\frac{g_v}{2M} \mp \frac{g_v}{g_A} \frac{B_v}{2M} \pm \frac{b}{2M} \right] \overline{I_2}(\beta, I_2, I_3)$$

Es importante notar que en las fórmulas de la correlación angular β - γ no hay contribución de elementos de matriz de orden tensorial (tipo Eonil).

Con el objeto de indicar el orden de magnitud se debe mencionar que el valor del corchete en (17-VII) es $1.4 \cdot 10^{-3}$ para las desintegraciones β^- o $(-)$ $0.90 \cdot 10^{-3}$ para β^+ , tomando $b = 0$.

A pesar que hay muchas medidas de correlaciones β - γ en la literatura⁹⁶⁻¹⁰⁵⁾ la mayoría tiene aún grandes errores experimentales. Se decidió calcular el valor $A_2(\beta)$ para todas ellas utilizando la fórmula completa (15-VII). Las relaciones entre los elementos de matriz α_i y β_i fueron estimadas basándose en el modelo simple de capas, igualmente que en la sección anterior. Cálculos más elaborados de los elementos de matriz no se justifican por el estado actual de los experimentos. Los finales que se muestran en la Tabla VII.6 fueron obtenidos promediando sobre el rango experimental de la energía del electrón. Los errores asignados a los valores teóricos corresponden a la diferencia entre los valores promedio de la correlación β - γ y los valores de la correlación correspondientes a la menor o mayor energía experimental, según cual sea mayor. Como es difícil decidir que experimentos deben ser consi-

TABLE VII.6 Los coeficientes de la correlación angular $\beta-\gamma$ en función de la constante de acoplamiento b.

Transición	$\frac{N_0}{N}$	$A_{2\exp}^{\beta} 10^3 \frac{A_{2\exp}^{\beta}}{A_{2\exp}^{\beta}} 10^3 (Constante de acoplamiento b)$				
		-7.2	0.0	7.2	14.4	
^{20}F	11.6	$-10_{\pm 3}^k$	$8_{\pm 1}$	$-3.2_{\pm 0.2}$	$-14_{\pm 1}$	$-25_{\pm 2}^m$
$2^+(\beta^-)2^+$	9		$3.7_{\pm 0.4}$	$-7.5_{\pm 1}$	$-19_{\pm 2}$	$-30_{\pm 4}$
^{24}Na	2.06	$1.7_{\pm 2}^b$	$0.32_{\pm 0.01}$	$-0.17_{\pm 0.01}$	$-0.66_{\pm 0.04}$	$-1.15_{\pm 0.08}$
$3^+(\beta^+)2^+$	1.78	$3.0_{\pm 0.5}^a$	$0.30_{\pm 0.02}$	$-0.19_{\pm 0.01}$	$-0.69_{\pm 0.04}$	$-1.18_{\pm 0.08}$
		$25_{\pm 5}^c$				
		$0.5_{\pm 0.8}^d$				
		$1.7_{\pm 8}^e$				
^{24}Na	3.15	$-0.4_{\pm 0.8}^a$	$1.7_{\pm 0.1}$	$-1.64_{\pm 0.05}$	$-4.9_{\pm 0.2}$	$-8.2_{\pm 0.3}$
$4^+(\beta^-)4^+$	3.1		$1.1_{\pm 0.1}$	$-2.2_{\pm 0.1}$	$-5.5_{\pm 0.2}$	$-8.8_{\pm 0.3}$
^{46}Sc	1.4	$-0.4_{\pm 0.8}^a$	$0.38_{\pm 0.04}$	$-0.78_{\pm 0.03}$	$-1.9_{\pm 0.2}$	$-3.1_{\pm 0.3}^n$
$4^+(\beta^-)4^+$	1.35		$0.79_{\pm 0.09}$	$-0.37_{\pm 0.03}$	$-1.54_{\pm 0.16}$	$-2.7_{\pm 0.3}^m$
^{56}Co	3.935	$-25_{\pm 4}^d$	$-3.5_{\pm 0.4}$	$0.19_{\pm 0.08}$	$3.8_{\pm 0.5}$	$7.6_{\pm 1}$
$4^+(\beta^+)4^+$	3.348	$2_{\pm 7}^e$	$-2.2_{\pm 0.3}$	$1.5_{\pm 0.15}$	$0_{\pm 0.5}$	$8.6_{\pm 0.9}$
		$-7_{\pm 6}^f$				
		$-1.6_{\pm 4.1}^b$				
^{59}Co	1.95	$0.5_{\pm 2.4}^b$	$-1.54_{\pm 0.10}$	$0.03_{\pm 0.06}$	$1.55_{\pm 0.13}$	$3.09_{\pm 0.24}$
$2^+(\beta^+)2^+$	1.68		$-0.93_{\pm 0.07}$	$0.61_{\pm 0.05}$	$2.16_{\pm 0.16}$	$3.70_{\pm 0.28}$
^{60}Co	1.613	$0.4_{\pm 0.3}^i$	$-0.36_{\pm 0.05}$	$0.09_{\pm 0.01}$	$0.55_{\pm 0.07}$	$1.0_{\pm 0.14}$
$5^+(\beta^-)4^+$	1.6	$0.4_{\pm 0.7}^a$	$-0.15_{\pm 0.02}$	$0.30_{\pm 0.04}$	$0.76_{\pm 0.09}$	$1.2_{\pm 0.2}$

^mCorresponde al cálculo con los α_1 y β_1 de partícula independiente.

ⁿCorresponde a $\alpha_1 = \beta_1 = 0$.

TABLA VII.6 Continuación

Transición	$\frac{W_0}{W}$	$A_{2\text{exp}}^{\beta} 10^3$	$A_{2\text{tecr}}^{\beta} 10^3$			
			b=-7.2	b=0.0	b=7.2	b=14.4
^{110}Ag	2.035	0.0 ± 1^b	1.7 ± 0.1	0.23 ± 0.02	-1.3 ± 0.1	-2.8 ± 0.2^m
$6^+(\beta^-)6^+$	1.78		0.50 ± 0.03	-1.02 ± 0.07	-2.5 ± 0.1	-4.1 ± 0.3^h
^{124}Sb	2.215	6 ± 7^e	1.9 ± 0.3	0.32 ± 0.05	-1.2 ± 0.2	-2.8 ± 0.4
$3^-(\beta^-)3^-$	1.88	6 ± 8^g	0.51 ± 0.06	-1.0 ± 0.1	-2.6 ± 0.3	-4.2 ± 0.06
			-2.2 ± 2.8^b			
^{134}Cs	2.292	-37 ± 7^h	1.7 ± 0.1	0.37 ± 0.03	-1.03 ± 0.07	-2.4 ± 0.2
$4^+(\beta^-)4^+$	1.78	-2 ± 7^e	0.46 ± 0.03	-0.94 ± 0.07	-2.3 ± 0.1	-3.7 ± 0.2
			-1.5 ± 2.2^b			
^{152}Eu	2.37	-17 ± 12^i	2.0 ± 0.4	0.59 ± 0.11	-0.86 ± 0.13	-2.3 ± 0.4
$3^-(\beta^-)3^-$	1.88		0.45 ± 0.12	-1.0 ± 0.2	-2.4 ± 0.4	-3.9 ± 0.6
^{152}Eu	1.39	16 ± 20^i	1.4 ± 0.1	1.55 ± 0.11	1.8 ± 0.2	2.2 ± 0.3
$3^-(\beta^-)2^-$	1.39		-0.08 ± 0.01	0.15 ± 0.01	$.39 \pm 0.02$	0.63 ± 0.0
^{154}Eu	2.135	0.7 ± 2^b	-0.52 ± 0.07	-0.14 ± 0.02	0.22 ± 0.02	0.60 ± 0.0
$3^-(\beta^-)2^-$	1.88	7 ± 6^i	-0.12 ± 0.01	0.25 ± 0.03	0.62 ± 0.08	1.0 ± 0.1
^{160}Tb	2.108	90 ± 30^i	1.9 ± 0.2	0.57 ± 0.06	-0.76 ± 0.06	$-2.1 \pm 0.$
$3^-(\beta^-)3^-$	2.1	40 ± 20^i	0.44 ± 0.05	-0.89 ± 0.10	-2.2 ± 0.2	$-3.5 \pm 0.$
		170 ± 30^j				

Datos a b c d e g h i j k l
 Refs. (94) (95) (96) (97) (98) (99) (100) (101) (102) (103) (104)

derados con mayor peso en el análisis teórico, solamente se desea ver las características generales de la comparación entre la teoría y el experimento.

Las características generales que surgen de la Tabla VII.6 pueden ser resumidas de la siguiente manera:

i) En el caso de magnetismo débil solamente ($b = 0$).

logra que los signos de la correlación ρ - δ teórica y experimental están de acuerdo en diez de los 14 casos. El valor absoluto está de acuerdo dentro de los errores solamente en dos o tres casos. El número exacto depende de las distintas mediciones que son consideradas para una misma transición. Pero el desacuerdo en general no es muy grande.

ii) Incluyendo al magnetismo débil y $b > 0$. En nueve o diez casos el signo experimental parece estar de acuerdo con el teórico. En tres transiciones también existe un excelente acuerdo para la magnitud. En general, cuando el signo teórico está de acuerdo con el experimental, la magnitud está más cerca de la experimental que en el caso del magnetismo débil solamente. Debe mencionarse especialmente la desintegración del ^{20}F donde el valor $b = 7.3$ fijado a partir de los valores de ft (ver Tabla VII.2) también ajusta el valor experimental de la correlación angular. Sin embargo en este caso particular (ver Tabla VII.5), los efectos de la energía de ligadura pueden probablemente dar cuenta de la discrepancia en los valores de ft , implicando

$b=0$, pero aún con el magnetismo débil solamente la teoría predice un acuerdo razonable con el experimento correspondiente a la correlación angular.

iii) Incluyendo el magnetismo débil y $b < 0$. El signo parece ser predicho correctamente en solamente tres o cuatro casos. En dos de ellos la magnitud b es casi correcta.

También se realizaron cálculos con la fórmula (17-VII) para la correlación angular $\beta-\gamma$ los resultados se presentan en la Tabla VII.6 como caso (ii). Se puede apreciar que las conclusiones generales son semejantes a las obtenidas cuando se utilizó la fórmula completa (15-VII).

En el presente estado del conocimiento experimental, el esfuerzo teórico plasmado en la Tabla VII.6 puede servir como una indicación de cuán importante es el rol de las correlaciones $\beta-\gamma$ en la investigación de la interacción débil. Como las incertezas experimentales son realmente grandes, es difícil estimar para cual de los casos i) y/o ii) hay más argumentos y así decidir. Se esperaba que la balanza se incline a favor de $b \geq 0$ al igual que en el caso A (Sakita-Jano correcto) correspondiente al análisis de los valores de f_{π} porque el signo de b no puede depender del experimento considerado.

Capítulo XIII

El PII en las $3d^2$ transiciones $3d^2 \rightarrow 3d^2$.

Si se considera la transición $3d^2 \rightarrow 3d^2$ correspondiente a la ec. (6-II) a las transiciones $3d^2 \rightarrow 3d^2$ contribuyen los elementos de matriz correspondientes a $J=0$ estos son solamente los: $\langle \bar{\sigma}, \bar{r} \rangle$ y $\langle \gamma_5 \rangle$. Se puede sacar factor común $\langle \bar{\sigma}, \bar{r} \rangle$ y en consecuencia todos los observables dependen en función del cociente

$$(1-VIII) \quad \lambda = \langle \gamma_5 \rangle / \langle \bar{\sigma}, \bar{r} \rangle$$

Las mediciones realizadas para esta transición son muy escasas, se debe fundamentalmente a que son poco frecuentes a lo largo de la tabla periódica. Porter⁽¹⁵⁾ midió la forma de espectro para esta transición en el ^{144}Pr , y sus resultados pueden ser interpretados perfectamente en términos de λ . Algunos años más tarde Daniel⁽¹⁴⁾ volvió a medir dicha forma de espectro y presentó además resultados para la misma transición en ^{146}Ho . Krmpotic y Tadic⁽¹⁰⁾ han demostrado que ambas formas de espectro no pueden interpretarse en función de λ solamente.

Las transiciones únicas prohibidas $3d^2 \rightarrow 3d^2$ corresponden a $J=2$ en este caso el único elemento de matriz

trando desviaciones importantes respecto a la forma normal. La desviación δ en la función lineal

$$(2-VIII) \quad \delta = \frac{C_{\text{exp}}(W) - C_{\text{teor}}(W)}{C_{\text{teor}}(W)}$$

siendo $C_{\text{exp}}(W)$ forma de espectro experimental y $C_{\text{teor}}(W)$ corresponde a la fórmula (2-VIII). Lo notable es que el coeficiente "a" en las relaciones mencionadas tiene igual signo y es del mismo orden de magnitud (~ -0.01). Esta uniformidad en los resultados experimentales indujo a Egan y col.¹¹⁾ a atribuir las desviaciones a la posible existencia de núcleos inducidos por las relaciones fuertemente que haría poco probable que los efectos de estructura nuclear de la misma desviación en todos los nucleidos.

Posteriormente se observó una desviación similar en las formas de espectro únicas en ^{140}Pr y ^{166}Ho . El coeficiente "a" es negativo y su magnitud es similar en el ^{140}Pr mientras que para el ^{166}Ho es un orden de magnitud mayor. Estos resultados refuerzan el argumento de Egan y col.¹¹⁾

Para poder comprender la contribución correspondiente al PPI en el análisis hay que tener en cuenta términos de orden superior en el desarrollo multipolar del Hamiltoniano débil. En otras palabras hay que incluir los operadores

correspondientes a las terceras prohibidas, cuya contribución es competitiva con la contribución del PEI. Luego hay que calcular nuevamente los $C_0(\alpha, \alpha_y)$ al caso no (19-VI).

VIII.1 Fórmulas para la transición $C^0 \rightarrow C^*$

En el trabajo de Kramotic y Tadić¹⁰ se han calculado los $C_0(\alpha, \alpha_y)$ para la ANR correspondientes al caso F. Las expresiones obtenidas son

$$(2-VIII) \quad C_0(1, 1) = \left\{ 1 - \frac{\Omega}{2M} \right\} (f, E_i - g, F_i) / \lambda_0 + f(f, F_i + g, E_i) - \frac{(1+b)}{2M} \left[-\Omega(g, F_i - f, E_i) - g, F_i - f, E_i + \frac{4}{\lambda_0} g, F_i \right] / \lambda_0$$

$$C_0(-1, -1) = \left\{ 1 - \frac{b\Omega}{2M} \right\} (f, F_i + g, E_i) / \lambda_0 - f(f, E_i - g, F_i) + \frac{(1+b)}{2M} \left[-\Omega(g, E_i + f, F_i) + f, F_i - g, E_i + \frac{4}{\lambda_0} f, E_i \right] / \lambda_0$$

siendo

$$(3-VIII) \quad \Omega = \frac{2M \sigma_T}{\rho_A} \quad f = \frac{\langle 1 \sigma \cdot \bar{\sigma} / M \rangle}{\langle \sigma \cdot \bar{\sigma} \rangle}$$

$$\Omega = w_0 - v_0 \quad v_0 = -\frac{\alpha Z}{r_0}$$

Las expresiones $C_0(\alpha, \alpha_y)$ para la ANR correspondiente al caso A se obtiene haciendo

$$(9-VIII) \quad \left\{ 1 - \frac{v^2}{2M} \right\} \rightarrow 1$$

Las fórmulas para la forma de espectro y la polarización longitudinal siguen siendo (56-II) (65-II) respectivamente. Aunque en este caso se simplifican.

$$(10-VIII) \quad C_{\beta}(W) = \mathcal{N}_0 \left[C_0(1,1)^2 + C_0(-1,-1)^2 \right]$$

donde

$$(11-VIII) \quad \mathcal{N}_0 = \frac{e_A^2}{4} / \langle \vec{\sigma} \cdot \vec{r} \rangle^2 \left[2 p^2 q^2 F(W, Z) \right]^{-1}$$

$$(12-VIII) \quad P_L(W) = P_{\beta}(W) / C_{\beta}(W)$$

donde

$$(13-VIII) \quad P_{\beta}(W) = - \frac{2 \mathcal{N}_0 W}{p} C_0(1,1) C_0(-1,-1) \text{Sen}(\ell - \ell_1)$$

En los cálculos precedentes se tomó las funciones de onda de los leptones en el radio nuclear y se saca fuera de los elementos de matriz, por ejemplo

$$(14-VIII) \quad \langle \vec{\sigma} \cdot \vec{r} f_j(r) F_j(r) \rangle \simeq \langle \vec{\sigma} \cdot \vec{r} \rangle f_j(r_0) F_j(r_0)$$

Sin embargo, si por alguna razón el término dominante es pequeño la aproximación no es satisfactoria y hay que desarrollar en serie alrededor del radio nuclear las funciones de onda de los leptones.

$$\langle \vec{\sigma} \cdot \vec{r} F_j(r) F_j(r) \rangle = \langle \vec{\sigma} \cdot \vec{r} (K_0 + K_1 r^2 + \dots) \rangle$$

(15-VIII)

$$\approx \langle \bar{\sigma} \cdot \bar{r} \rangle K_0 + \langle r^2 \bar{\sigma} \cdot \bar{r} \rangle (1/r^2) \cdot \left[(f_i(r_0) F_j(r_0)) - K_0 \right]$$

Al tener en cuenta este desarrollo las funciones $C_0(\alpha, \beta)$ varían:

$$C_0(1, 1) = \left\{ \epsilon_1 - \frac{b\Omega}{2M} \right\} (f, F_1 - g, F_1) / \lambda_0 + (\epsilon_1 - 1)(\Omega' + 1) g f_1 / 3H \\ - f \left[(\epsilon_2 - 1) g f_1 / H - \epsilon_2 (f, F_1 + g, F_1) \right]$$

(16-VIII)

$$- \frac{(1+b)}{2M} \left[-\Omega (g, F_1 - f, F_1) - g, F_1 - f, F_1 + \frac{4}{\lambda_0} g, F_1 \right] / \lambda_0$$

$$C_0(-1, -1) = \left\{ \epsilon_1 - \frac{b\Omega}{2M} \right\} (f, F_1 + g, F_1) / \lambda_0 + (\epsilon_1 - 1)(\Omega' - 1) g f_1 / 3H \\ - f \left[(\epsilon_2 - 1) g f_1 / H + \epsilon_2 (f, F_1 - g, F_1) \right] \\ + \frac{(1+b)}{2M} \left[\Omega (g, F_1 + f, F_1) + f, F_1 - g, F_1 + \frac{4}{\lambda_0} f, F_1 \right] / \lambda_0$$

siendo

$$H = 1 - \frac{1}{6} r_0^2 \left[(W - V_0')^2 - 1 \right]$$

$$(17-VIII) \quad \Omega' = W_0 - V_0' \quad V_0' = -3\alpha z / 2r_0$$

$$\epsilon_1 = \langle r^2 \bar{\sigma} \cdot \bar{r} \rangle \quad r_0^2 \langle \bar{\sigma} \cdot \bar{r} \rangle$$

$$\epsilon_2 = \langle 1 \quad r^2 \bar{\sigma} \cdot \bar{r} \rangle \quad r_0^2 \langle 1 \quad \bar{\sigma} \cdot \bar{r} \rangle$$

Estas fórmulas para las funciones $C_0(\alpha, \beta)$ corresponden caso B. Para obtener las correspondientes al caso A hay que hacer

$$\left\{ \epsilon_1 - \frac{b\Omega}{2M} \right\} \rightarrow \epsilon_1$$

VIII.2 Fórmulas para las

es únicas.

Al considerar los

únicas se

 $C_2(x)$, $C_3(x)$, $C_4(x)$

se

de identificar

consecuente,

tiene el efecto

de

sobre las expresiones

de

las siguientes $C_2(x)$

$$C_2(x) = \left\{ \alpha_1 - \frac{b-1}{2m} \right\} A_x + (1-\alpha_1) I_x + \frac{1}{m}(1+b) B_x$$

(21-VIII)

$$+ \frac{3}{2} \frac{c}{m} C_x + \alpha_2 \left[D_x + \frac{1}{m}(1+b) E_x + \frac{1}{m} c F_x \right]$$

$$+ \alpha_3 G_x + \alpha_4 H_x$$

Las símbolos anteriores

corresponden a $\alpha = 1$, $\alpha = 0$ $\alpha = -1$, $\alpha = 0$, $\alpha = 1$

(21-VIII)

$$= \frac{1}{A}$$

$$= \frac{1}{A}$$

$$\beta_2 = \alpha_1 + \frac{\alpha_2}{m}$$

Los coeficientes A_x , B_x , C_x , D_x , E_x , F_x , G_x , y H_x se de-

finen por

El coeficiente I_x es igual

$$I_1 = \int_0^1 \frac{1-t}{3} dt$$

$$I_{-1} = \int_0^1 \frac{1-t}{3} dt$$

(21-VIII)

$$I_2 = \int_0^1 \frac{1-t}{3} dt$$

$$I_{-2} = \int_0^1 \frac{1-t}{3} dt$$

(21-VIII)

$$\Lambda_{\alpha} = \left\{ 1 - \frac{\lambda_0^2}{2(1+2\alpha)} \left[\left(w + \frac{3}{2} \frac{\alpha z}{\lambda_0} \right)^2 - 1 \right] \right\}^{-1}$$

Estas fórmulas corresponden a la ANP (caso B) para obtener las correspondientes al caso A se hace

$$(22-VIII) \quad \left\{ \alpha_i - \frac{\hbar \Omega}{2M} \right\} \longrightarrow \alpha_i$$

Los coeficientes α_i son elementos de matriz cuya definición es:

$$(23-VIII) \quad \alpha_1 = \frac{\langle \lambda^3 T_{211} \rangle}{\lambda_0^3 \langle \lambda T_{211} \rangle}, \quad \alpha_2 = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{\langle \lambda^3 T_{231} \rangle}{\lambda_0^3 \langle \lambda T_{211} \rangle}$$

$$\alpha_3 = \sqrt{10} \frac{\langle \lambda \lambda^2 Y_2 \bar{\sigma} \cdot \bar{p} \rangle}{M \lambda_0 \langle \lambda T_{211} \rangle} \quad \text{y} \quad \alpha_4 = \frac{g_V}{g_A} \sqrt{15} \frac{\langle \lambda \lambda^2 T_{22}(\rho) \rangle}{M \lambda_0 \langle \lambda T_{211} \rangle}$$

Los distintos observables se expresan de manera igual a la mencionada en el tratamiento general (Cap II) con la salvedad que la forma de espectro se normaliza a su forma única.

a) Forma de espectro

$$(24-VIII) \quad C_{\beta}(w) = \mathcal{N}^{\rho} \sum_{\alpha=-2}^2 C_2(\alpha)^2$$

000

5-7)

$$f_2 = \frac{2\pi}{T} \frac{g^2 / (4a^2 \sin^2 \theta)}{g^2 \frac{1}{E} \frac{1}{v}} \cdot \frac{1}{r^2 L}$$

$$L = \frac{1}{\dots}$$

1

$$= \frac{1}{2} \frac{W}{P} \frac{e}{\text{CRE}} \frac{1}{\dots} \frac{1}{(-3)^{1/2}}$$

$$e = \frac{1}{\dots} \frac{1}{\beta^{1/2}}$$

10-10

$$10-10 \quad e = \dots \frac{1}{\dots}$$

10-11

$$\frac{2}{5} \quad e = \dots \left[1 + 2(3 \cos^2 \theta - 3) \right]^{1/2}$$

$$a + w_2 \left[(1 - \cos^2 \theta) \cdot \dots \right]^{-1}$$

=

10-11

1. A B
 1. In con
 1. In con
 1. In con

with
 of
 in V
 the a

the a
 χ^2
 χ^2
 the a

counter
 in level
 counter

ϵ
 ϵ
 ϵ

1.2
 1.2
 1.2

PARLA VIII,

λ	ϵ_1	ϵ_2	b
		1.307	0.9
			1.8

107

(1)
1.1. Use simple approximation.

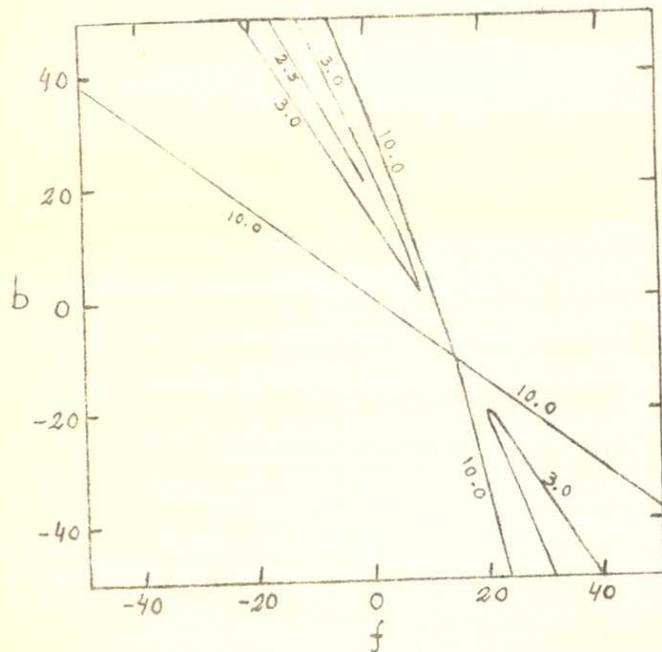


FIG. VIII.1 Las líneas corresponden a valores de χ^2_M constante.

(32-VIII)

$$\Lambda_0 = \frac{\langle i \bar{5}, \bar{7} \rangle}{\sum_{j \neq i} \langle i \bar{5}, \bar{j} \rangle} = \frac{f}{\bar{f}}$$

En sus Λ_0 \bar{f} f i 01
 $\Lambda_0 =$ f 1 1

tiene un valor de h y corresponde

(33-VIII) $-40 \leq h \leq -30$.

Rose y Osborn¹¹⁰⁾ predicen $-37 \leq f \leq 37$ y se puede asignar solamente un límite superior a h .

(34-VIII) $h \geq -37$

Este resultado tiene el mismo signo que el PVI obtenido con los datos de Daniel¹¹¹⁾ pero su magnitud es menor,

VIII.3.2 Análisis del ²⁰⁶Pb

La forma de espectro para la transición $0^- \rightarrow 0^+$ en el ²⁰⁶Pb fue medida recientemente por Flothman¹¹¹⁾ y Persson¹¹²⁾. Ambas formas de espectro fueron analizadas de acuerdo con la condición (30-VIII).

En la fig.VIII-2 se puede ver el resultado correspondiente para el espectro de Flothman¹¹¹⁾. Se puede concluir, que si bien no es posible fijar un valor determinado para h , la estimación de Λ_0 hecha por Pussey^{4E)} con $\bar{f} = 16.3$ se infiere $f \approx 32.5$. Para este va-

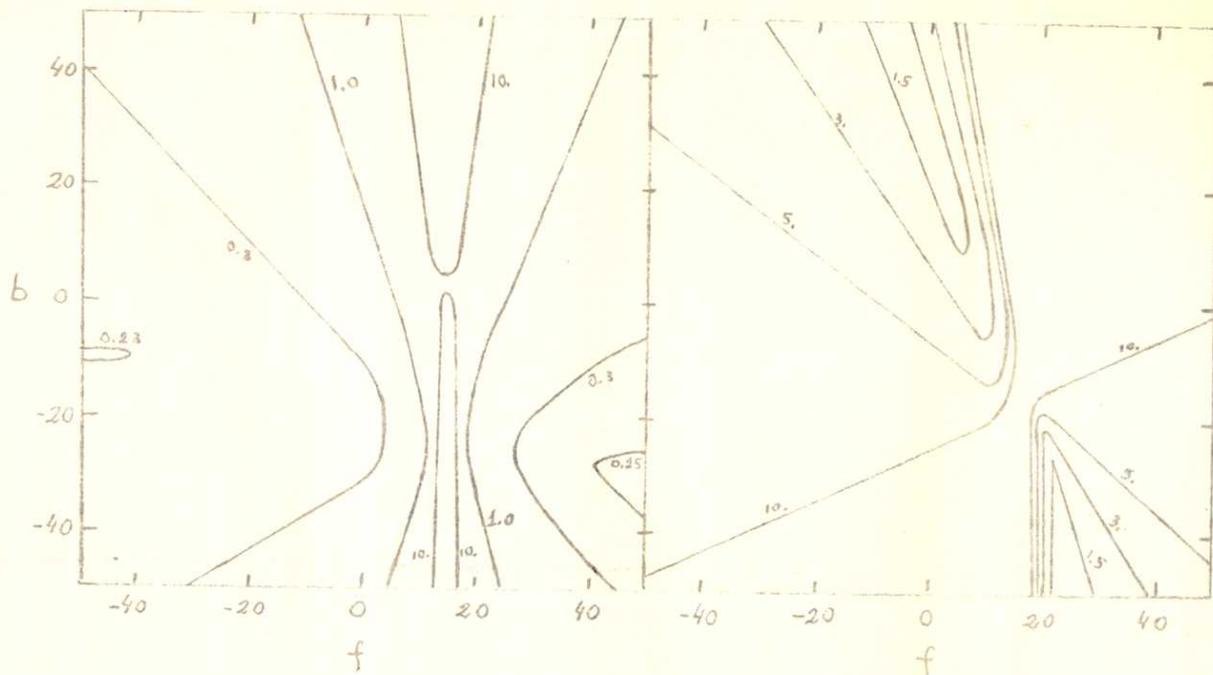


FIG.VIII.2

FIG.VIII.3

Las líneas corresponden a valores de χ^2_N constante.

lor de f es compatible con $b = 0$. La gran indeterminación que existe en este caso se debe a que los errores relativos de los datos experimentales son grandes.

En la Fig. VIII-3 está representado los resultados obtenidos del análisis de los datos de Persson¹¹²⁾. El gráfico muestra un resultado muy parecido al ¹⁴⁴Pr. Hay dos zonas de χ^2 mínimo. Si no se conoce el valor de f entonces solamente se puede decir que

$$(25-VIII) \quad b \geq 10 \quad \text{ó} \quad b \leq -30.$$

Para $f \approx 33.5$ es $b \approx -40$.

VIII - Análisis de las transiciones únicas.

En el trabajo de Abecasis y Krmpotić¹²⁾ se analizaron los datos de Daniel¹⁰⁶⁾ y de Beekhuis¹⁰⁷⁾. En la aproximación B del mencionado trabajo se fija las relaciones de los elementos de matriz α_i (eq. 23-VIII) en su valor de partícula simple

$$\alpha_1 = \frac{2}{3}; \quad \alpha_2 = -\frac{1}{3}; \quad \alpha_3 = \frac{3}{4} \alpha_{Z\Lambda} \quad (1 \leq \Lambda \leq 3)$$

(26-VIII)

$$\alpha_4 = -\frac{5}{2} \frac{r_{\Lambda}}{r_0} \cdot \frac{1}{M r_0}$$

Luego se vio si se podía explicar las desviaciones del comportamiento normal de las formas de espectro de ⁴²K, ⁸⁶Pb, ⁹⁰Sr, ⁹⁰Y, ¹⁴²Pr, ¹⁶⁶Ho, mediante la introducción

100

1

1000

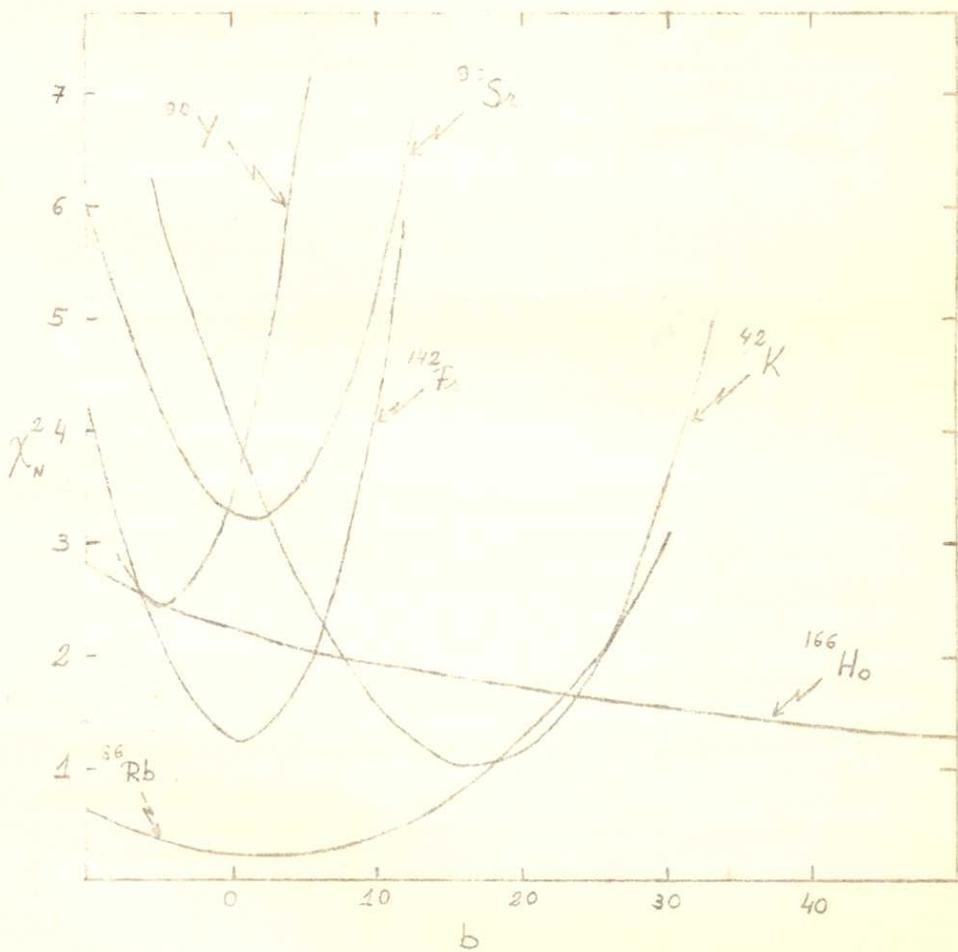


FIG.VIII.4 La función χ_N^2 para transiciones β únicas.

TABLA VIII.3 χ_N^2 para las transiciones únicas

	⁴² K	⁸⁶ Rb	⁹⁰ Sr	⁹⁰ Y	¹⁴² Pr	¹⁶⁶ Ho
χ_N^2	1.00	0.22	3.20	2.45	1.28	1.30
b	15.0	2.30	1.24	-4.42	0.55	50.

VIII.5 Análisis simultáneo de las transiciones $0^- \rightarrow 0^+$ y $0^- \rightarrow 2^+$ en el ¹⁶⁶Ho

En este nucleído se pueden observar ambas transiciones $0^- \rightarrow 0^+$ y $0^- \rightarrow 2^+$. Si se dispone de mediciones de estas formas de espectro obtenidas con la misma técnica experimental es muy interesante e importante analizarlos simultáneamente para hallar b¹¹³⁾. Recientemente Liaud¹¹⁴⁾ midió ambas transiciones en el ¹⁶⁶Ho. Además se dispone de datos sobre la correlación angular $\beta - \gamma$ ^{115), 116)}. Aprovechando esta circunstancia se ajusta todos estos datos experimentales en forma conjunta. Como los valores reportados por Martin¹¹⁵⁾ y por Grenacs¹¹⁶⁾ para las correlaciones angulares $\beta - \gamma$ son equivalentes se puede elegir cualquier conjunto, aquí se incluyen los primeros en el análisis.

Las relaciones entre los elementos de matriz α_i se calculan utilizando el modelo de Nilsson. Las fórmulas para el cálculo de los elementos de matriz beta se encuentran en un trabajo de Alasa¹¹⁷⁾. La aplicación para el caso

Artículo de

1950

$$(41-VIII) \quad \epsilon_2 = \langle r^2 Y_0 \bar{\sigma} \cdot \bar{v} \rangle / r_0^2 \quad \langle Y_0 \bar{\sigma} \cdot \bar{v} \rangle = 0.459$$

Se minimizó de nuevo como parámetros libres a f y b. El resultado es:

$$(42-VIII) \quad f = 22.4 \quad b =$$

Es importante decir que f en este caso ($0^- \rightarrow 0^+$) en el modelo de Nilsson es independiente de los componentes esféricos de la función de onda de Nilsson. Se puede demostrar que f resulta:

$$(43-VIII) \quad f = \frac{\langle i \bar{\sigma} \cdot \bar{v} / M \rangle}{\langle \bar{\sigma} \cdot \bar{r} \rangle} = \frac{\langle i Y_0 \bar{\sigma} \cdot \bar{v} \rangle}{M \langle r T_{01} \rangle} = \frac{1}{b_0^2 M}$$

$$(44-VIII) \quad b_0 = \sqrt{\frac{\hbar}{M \omega_0}} = 2.7 \cdot 10^{-5} \text{ u. a.} \Rightarrow f = 20$$

Como se ve el resultado de la minimización está plenamente de acuerdo con el cálculo realizado con el modelo de Nilsson.

A continuación se fijó el valor de f en 20 y se calculó el χ^2 en función de b para todos los observables. El resultado se puede ver en la fig. VIII.5. El análisis muestra que la correlación angular no es muy sensible al PII. La transición $0^- \rightarrow 0^+$ sólo puede fijar un mínimo para el PII, al cambio la forma de espectro $0^- \rightarrow 2^+$ fija ambos

PII.

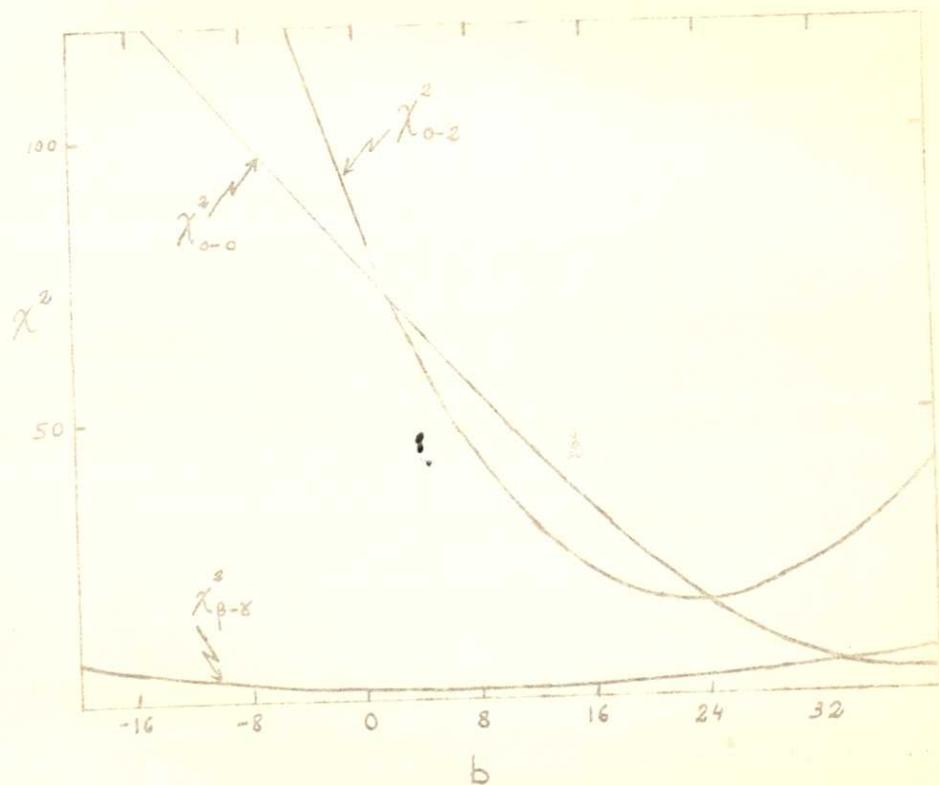


FIG VIII 5 χ^2 en función de b para los distintos observables en el ^{144}Ho .

LET 200

200

$$\vec{\alpha} \cdot \vec{p} - \alpha_r \left(\frac{p_r}{r} + i \right) + i \beta \frac{K}{r}$$

$$(7.A) \quad K = \beta \left(\vec{\sigma} \cdot \vec{L} + \dots \right) \begin{pmatrix} \sigma_r \cdot \vec{L} + \dots & 0 \\ 0 & -(\sigma_r \cdot \vec{L} + \dots) \end{pmatrix}$$

$$[\dots] = 0$$

que satisfacen las condiciones de normalización

$$(8.A) \quad \int \psi^2 = 1$$

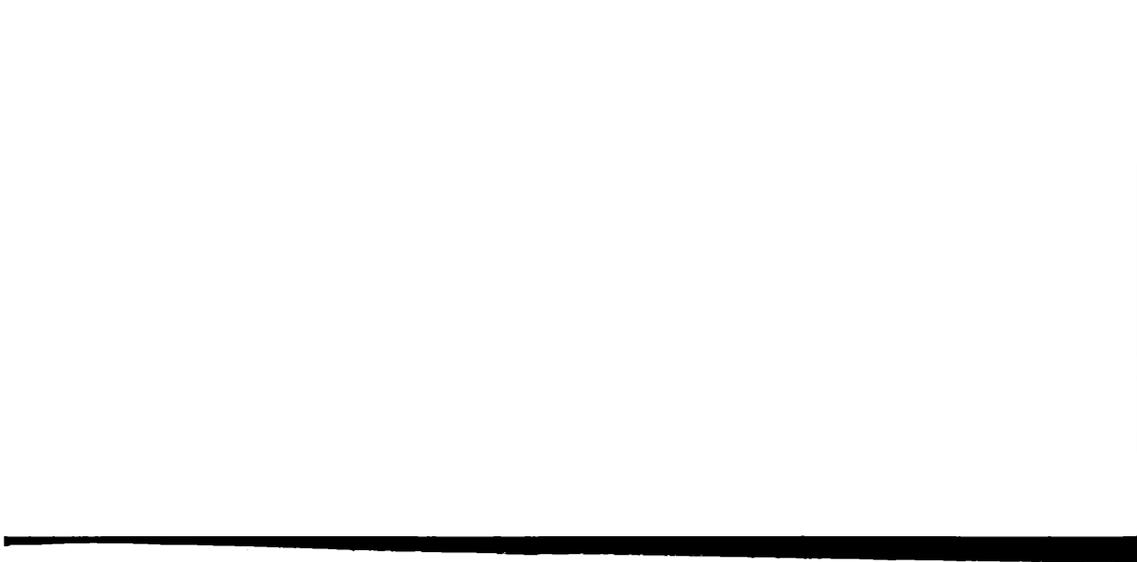
$$K(K - \beta) = L^2$$

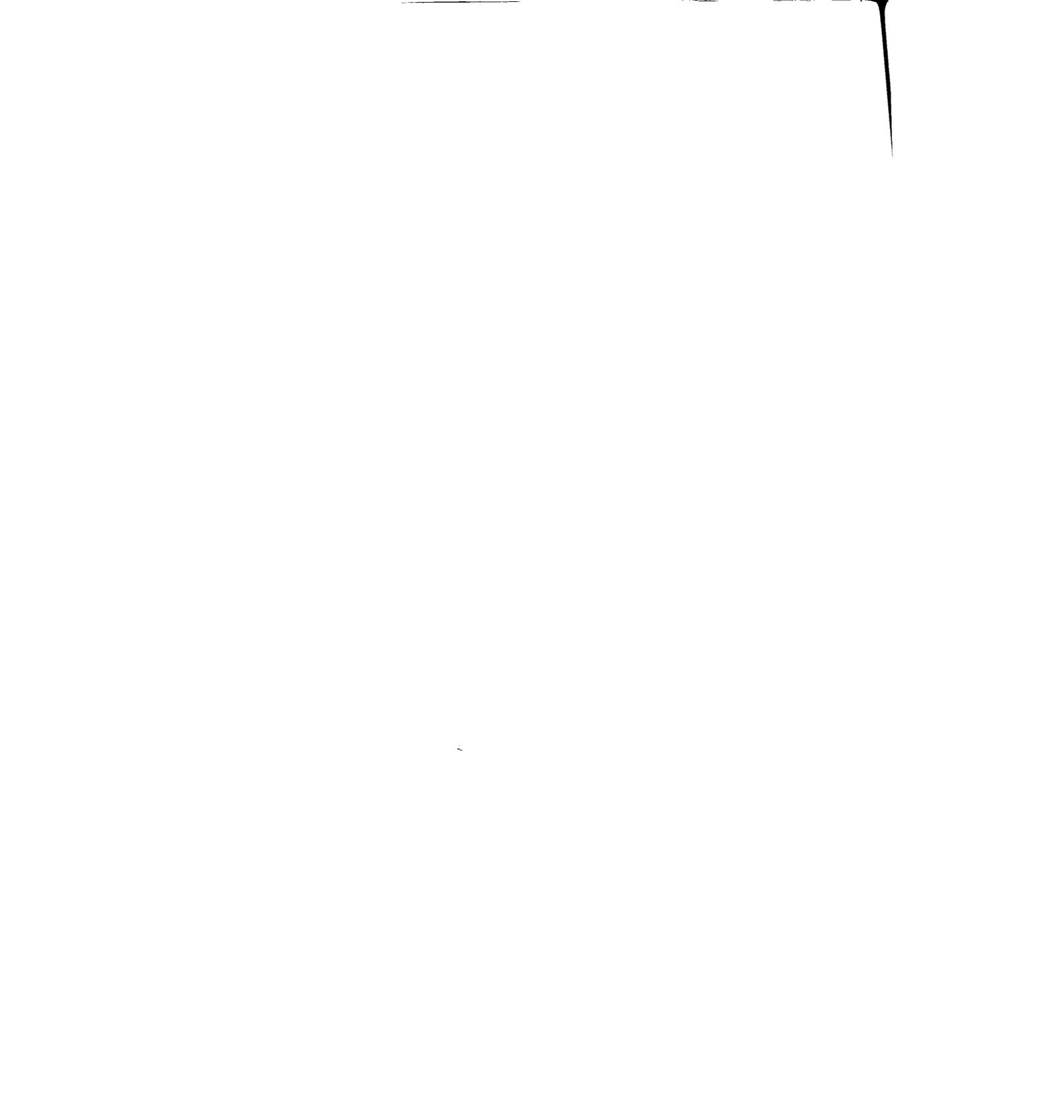
donde $\vec{\sigma}$ y \vec{L} son operadores conmutantes absolutos. También podemos definir $\alpha_r = \beta$. Sustituyendo en (8.A) el Hamiltoniano (7.A) obtenemos

$$(9.A) \quad H = -\alpha_r \left(\frac{p_r}{r} + i \right) + i \alpha_r \beta \frac{L^2}{r} - \beta + V(r)$$

donde la autofunción simultánea de los operadores H, J^2, J_z, L es un conjunto de operadores H, K y J_z . En este caso se puede considerar el problema conjunto, lo que conduce a resolver el problema de autovalores

$$(10.A) \quad H \psi_{w\alpha\mu} = W \psi_{w\alpha\mu}$$





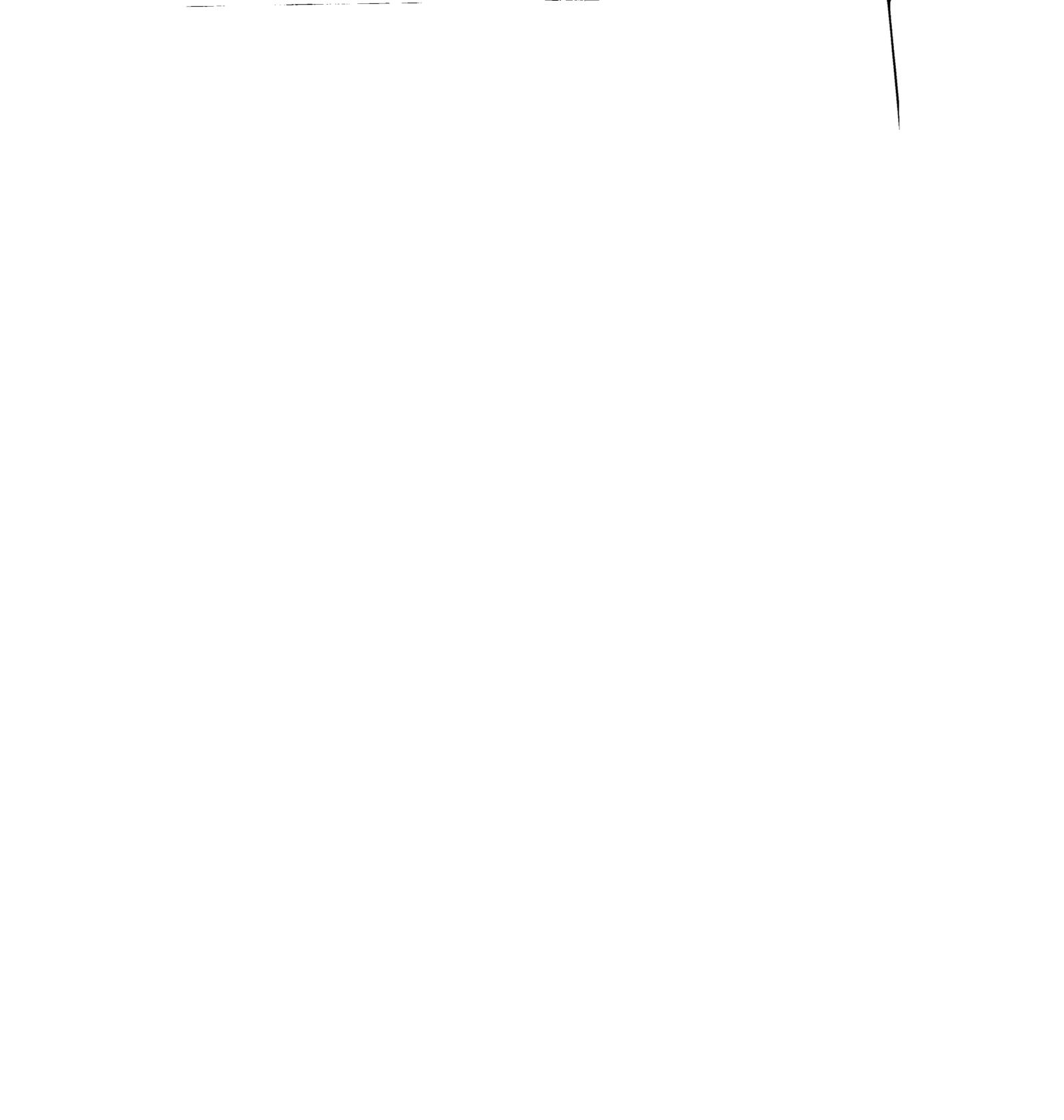
0.48

0.48

1

0.48

0.48



π se obtiene

$$(24.4) \quad \bar{\alpha}$$

$$(5.B) \quad S = - \frac{\beta}{2M} \Theta$$

y el nuevo Hamiltoniano es

$$(6.B) \quad H' = -\beta \Theta + \frac{\beta \Theta^2}{2M}$$

A continuación hay que aplicar la TFW a las dos expresiones que representan la corriente axial de segunda clase. Primero se trabaja con la corriente usual:

$$(7.B) \quad \langle J_{\mu T I_1}^A \rangle = g_3 \left(u(p') \left| i \sigma_{\mu\nu} k_\nu \gamma_5 \right| u(p) \right).$$

Luego la contribución al Hamiltoniano está dada por

$$(8.B) \quad \begin{aligned} \langle J_{\mu T I_1}^A L_{\mu} \rangle &= g_3 \left(u(p') \left| i \sigma_{\mu\nu} k_\nu \gamma_5 L_{\mu} \right| u(p) \right) \\ &= g_3 \bar{\psi}_f \left(i \sigma_{\mu\nu} k_\nu \gamma_5 \cdot L_{\mu} \right) \psi_i \end{aligned}$$

Ahora se la puede llevar a la forma $\psi_f^\dagger \frac{\gamma_5 \gamma_{\mu}}{\beta_i} \psi_i$ introduciendo γ_4 y recordando $\psi_f^\dagger = \bar{\psi}_f \cdot \gamma_4$

$$(9.B) \quad \langle J_{\mu T I_1}^A L_{\mu} \rangle = g_3 \psi_f^\dagger \left(i \gamma_4 \sigma_{\mu\nu} k_\nu \gamma_5 \cdot L_{\mu} \right) \psi_i$$

y la contribución al Hamiltoniano resulta

$$(10.B) \quad H_{\beta_i}^{TT} = i g_3 \gamma_4 \sigma_{\mu\nu} k_\nu \cdot \gamma_5 \cdot L_{\mu}$$

El operador $k_\nu = (n^i - n^f)_\nu$ se puede escribir como

a) $\mu = 4$ y $\nu = k$

$$(17.B) \quad H_{\beta, a}^{\text{PI}} = g_3 \gamma_4 \gamma_4 \gamma_k [p_k, L_L]_- \gamma_5$$

y teniendo en cuenta $L_\mu = (-L, -iL)$ se obtiene

$$(18.B) \quad H_{\beta, a}^{\text{PI}} = -i g_3 \gamma_k [p_k, L]_- \gamma_5$$

siendo $\gamma_k = -i \beta \alpha_k = i \gamma_4 \alpha_k$ y $\sigma_k = \alpha_k \gamma_5$

resulta

$$(19.B) \quad \begin{aligned} H_{\beta, a}^{\text{PI}} &= -i g_3 i \gamma_4 \gamma_k \gamma_5 [p_k, L]_- \\ &= g_3 \gamma_4 \gamma_k [p_k, L]_- = g_3 \gamma_4 [\sigma_k, \bar{p}, L]_- \end{aligned}$$

b) $\mu = k$ y $\nu = 4$

la contribución correspondiente al Hamiltoniano es:

$$(20.B) \quad H_{\beta, b}^{\text{PI}} = -g_3 \gamma_4 \gamma_k \gamma_4 [p_4, L_k]_- \gamma_5$$

Realizando un cálculo análogo al del caso a) se reduce a

$$(21.B) \quad H_{\beta, b}^{\text{PI}} = i g_3 \gamma_4 [p_4, \sigma_k, L]_-$$

c) $\mu = i$, $\nu = j$

Aquí la contribución es

$$(22.B) \quad H_{\beta, c}^{\text{PI}} = -g_3 \gamma_4 \gamma_i \gamma_j [p_j, L_i]_- \gamma_5$$

non
non
non equal condition

secuencia θ es

$$(27.B) \quad \theta = -\bar{\alpha} \cdot \bar{p} - i g_3 \beta \left[(\bar{\alpha} \times \bar{p}), L \right]_-$$

y para calcular θ^2 hay que hallar el anticonmutador de L con $\bar{\alpha} \cdot \bar{p}$ te

$$(28.B) \quad \theta^2 = i g_3 \left\{ \bar{\alpha} \cdot \bar{p}, \beta \left[(\bar{\alpha} \times \bar{p}), L \right]_- \right\}_+$$

Siendo la ANR igual a

$$(29.B) \quad -\frac{\beta}{2M} \theta^2 = -\frac{i g_3}{2M} \beta \left\{ \bar{\alpha} \cdot \bar{p}, \beta \left[\bar{\alpha} \times \bar{p}, L \right]_- \right\}_+$$

reemplazando $\bar{\alpha} = \gamma_5 \bar{\sigma}$ se obtiene

$$(30.B) \quad -\frac{\beta \theta^2}{2M} = -\frac{i g_3}{2M} \beta \left\{ \beta \gamma_5 \left[\bar{\sigma} \times \bar{p}, L \right]_-, \gamma_5 \bar{\sigma} \cdot \bar{p} \right\}_+$$

Se puede encontrar una expresión más simple si se trabaja con la definición del producto vectorial utilizando el ten sor de Levi-Civita

$$\frac{\beta \theta^2}{2M} = -\frac{i g_3}{2M} \left\{ \sigma_l p_l, \epsilon_{ijk} \left[\sigma_i p_j, L_k \right]_- \right\}_+$$

(31.B)

$$-\frac{i g_3}{2M} \epsilon_{ijk} \left\{ \sigma_l p_l, \sigma_i \left[p_j, L_k \right]_- \right\}_+$$

Teniendo en cuenta la relación $\sigma_l \sigma_i = i \epsilon_{lim} \sigma_m$

se llega a

$$(32.B) \quad -\frac{\beta \theta^2}{2M} = \frac{g_3}{2M} \epsilon_{ijk} \epsilon_{iml} \sigma_m \left\{ p_l, \left[p_j, L_k \right]_- \right\}_+$$

Este es el momento crucial de la demostración, recordando que

$$(39.B) \quad v_4 = -i(m + T_k) = -iW \quad \text{y} \quad T_k = \frac{v^2}{2M}$$

se puede ver que el segundo y tercer término se cancelan. Anteriormente no se obtenía el tercer término pues no se conservaban los factores que eran proporcionales a $1/M^2$ (no hay que olvidar que $g_3/g_1 \approx 1/M$) y de esta manera se dejaba un término espureo.

El primer conmutador de (37.B) da lugar a

$$(40.B) \quad - [\bar{\sigma} \cdot \bar{v}, L] = i(\bar{\sigma} \cdot \bar{v})L,$$

en tanto el cuarto conmutador se reduce a

$$(40.B) \quad - [\bar{\sigma} \cdot \bar{p}, \{ \bar{p}, L \}_+] = 2i(\bar{v} \cdot \bar{\sigma})(L \cdot \bar{p}) + (\bar{\sigma} \cdot \bar{v})(\bar{v} \cdot L)$$

y despreciando términos en derivadas segundas se obtiene

$$(41.B) \quad H_{\beta}^{(1)} = -g_3 \left[+i(\bar{\sigma} \cdot \bar{v})L - \frac{1}{M} (\bar{\sigma} \cdot \bar{v})(L \cdot \bar{p}) \right]$$

En primer orden de $1/M$ se reduce a

$$(42.B) \quad H_{\beta}^{(1)} = g_3 (-i)(\bar{\sigma} \cdot \bar{v})L$$

porque $g_3/g_1 \approx 1/M$.

Para la otra forma de expresar la corriente axial de segunda clase se tiene

$$(43.B) \quad \langle J_{\mu}^A L_{\mu} \rangle_2 = g_3 \left(\bar{u}(n') \mid K_{\mu} \gamma_5 \mid u(n) \right) L_{\mu}$$

y hay que demostrar que se obtiene el mismo Hamiltoniano efectivo a la ANK. Con tal fin se recorrerá un camino análogo al efectuado en el caso anterior. Recordando que $K_{\mu} = (\vec{\sigma} \cdot \vec{p} + \vec{\sigma} \cdot \vec{f})_{\mu}$ se puede escribir como $K_{\mu} = (\vec{\sigma} \cdot \vec{p} + \vec{\sigma} \cdot \vec{f})_{\mu}$ y entonces

$$(44.B) \quad \langle J_{\mu}^A L_{\mu} \rangle_2 = g_3 \bar{\psi}_1 \gamma_5 (\vec{p}_{\mu} L_{\mu} + \vec{f}_{\mu} L_{\mu}) \psi_1$$

Para el paréntesis se puede escribir como un anticonmutador

$$(45.B) \quad \langle J_{\mu}^A L_{\mu} \rangle_2 = g_3 \bar{\psi}_1 \gamma_5 \gamma_4 \gamma_5 \{ \vec{p}_{\mu}, L_{\mu} \}_+ \psi_1 = \bar{\psi}_1 H_{\mu 2}^{\text{II}} \psi_1$$

y luego

$$(46.B) \quad H_{\mu 2}^{\text{II}} = \frac{g_3}{2M} \gamma_4 \gamma_5 \{ \vec{p}_{\mu}, L_{\mu} \}_+$$

Aquí ya se puede aplicar la TFW y 0 es

$$(47.B) \quad \theta = -\vec{\alpha} \cdot \vec{p} + \frac{g_3}{2M} \gamma_4 \gamma_5 \{ \vec{p}_{\mu}, L_{\mu} \}_+$$

entonces hay que calcular el anticonmutador

$$(48.B) \quad -\frac{\beta \theta^2}{2M} = \frac{g_3}{2M} \left\{ \vec{\alpha} \cdot \vec{p}, \gamma_4 \gamma_5 \{ \vec{p}_{\mu}, L_{\mu} \}_+ \right\}$$

que puede expresarse como un conmutador

$$(49.B) \quad -\frac{\beta \theta^2}{2M} = \frac{g_3}{2M} \beta \left[\vec{\alpha} \cdot \vec{p} \gamma_4 \gamma_5, \{ \vec{p}_{\mu}, L_{\mu} \}_+ \right]$$

Reemplazando $\vec{\sigma} = \gamma_5 \vec{\alpha}$ y escribiendo explícitamente las componentes $p_\mu = (\vec{p}, p_4)$ y $L_\mu = (-\mathcal{L}, -i\mathcal{L})$

se llega a que

(50.B)

$$-\frac{\beta \theta^2}{2M} = -\frac{i p_3}{2M} \left[\vec{\sigma} \cdot \vec{p}, \left(\{p_4, -\mathcal{L}\}_+ + \{\vec{p}, i\mathcal{L}\}_+ \right) \right]$$

Recordando la definición de $p_4 = -iW$ y conservando hasta el primer orden en $1/M$ queda

(51.B)

$$-\frac{\beta \theta^2}{2M} = \frac{p_3}{2M} \left(2M [\vec{\sigma} \cdot \vec{p}, \mathcal{L}]_- - [-\vec{\sigma} \cdot \vec{p}, \{\vec{p}, \mathcal{L}\}_+]_- \right)$$

Finalmente despreciando el término en q^2 se obtiene el término del Hamiltoniano que corresponde al PTI

$$(52.B) \quad H^{\text{PI}} = \tau_3 \left[i(\vec{\sigma} \cdot \vec{p}) \mathcal{L} + \frac{1}{M} (\vec{\sigma} \cdot \vec{p}) (\mathcal{L} \cdot \vec{p}) \right]$$

y que es igual al obtenido cuando se consideró la manera alternativa para expresar la corriente axial de segunda clase.

REFERENCIAS

- 1) K. Alder, B. Stech y A. Winther: Phys. Rev., 107, 682 (1957).
- 2) M. Morita y R. S. Stein: Phys. Rev., 109, 2048 (1958).
- 3) W. Sjöstrand: Nucl. Phys., 66, 180 (1963). Ibid. 49, 180 (1963).
- 4) P.C. Simms: Phys. Rev., 138, B743 (1965).
- 5) M. Morita y T. Shinofuji: Suppl. of Prog. Theor. Phys., 1, 96 (1965). M. Morita y R. S. Morita: Jour. Phys. Soc. Japan 19, 1789 (1964); M. Morita: Suppl. of Prog. Theor. Phys., 36, 41 (1963). A. Fujii y H. Ohtsubo: Prog. Theor. Phys., 14, 853 (1965) = Nuovo Cimen., 42, 100 (1966); H. Ohtsubo: Phys. Lett., 22, 480 (1966).
- 6) J. N. Huffaker y E. Greuling: Phys. Rev., 123, 738 (1963). J. N. Huffaker: Tesis Doctoral Universidad de Duke (U. S. A. - 1962).
- 7) J. Blin-Stoyle y M. Rosina: Nucl. Phys., 70, 321 (1965).
- 8) B. Eman y D. Tadić: Glasnik Mat. Fiz. Astr., 16, 89 (1961) y Nucl. Phys., 38, 453 (1962).
- 9) F. Kramotić y D. Tadić: Phys. Lett., 21, 680 (1966).
- 10) F. Kramotić y D. Tadić: Phys. Rev., 178, 1804 (1969).
- 11) B. Eman, F. Kramotić, D. Tadić y A. Nielsen: Nucl. Phys., 104, 21 (1967).

- 12) S. M. Abecasis y F. Kramotić: Nucl. Phys., A151 641 (1970).
- 13) D. H. Wilkinson: Phys. Lett., 31B, 447 (1970); D. E. Alburger y D. H. Wilkinson: Phys. Lett., 32B, 190 (1970); D. H. Wilkinson y D. E. Alburger: Phys. Rev. Lett., 24, 1134 (1970).
- 14) H. Daniel y G. TH. Kaschl: Nucl. Phys., 76, 97 (1966).
- 15) F. T. Porter y P. P. Day: Phys. Rev., 114, 1286 (1959).
- 16) R. P. Feynman y M. Gell-Mann: Phys. Rev., 109, 193 (1958).
- 17) S. Okubo: Nuovo Cim., 13, 202 (1959).
- 18) M. Gell-Mann: Phys. Rev., 111, 362 (1958).
- 19) T. Meyer-Kuckuk y E. C. Michel: Phys. Rev., 127 545 (1962).
- 20) N. W. Glass y R. W. Peterson: Phys. Rev., 130 299 (1963).
- 21) Y. K. Lee, L. W. Mo y C. S. Wu: Phys. Rev. Lett., 10, 253 (1963).
- 22) M. J. Goldberger y S. E. Treiman: Phys. Rev., 110¹¹⁷⁸ (1958).
- 23) M. Gell-Mann y M. Levy: Nuovo Cim., 16, 705 (1960).
- 24) J. Bernstein, S. Fubini, M. Gell-Mann y W. Thirring: Nuovo Cim., 17, 757 (1960).
- 25) J. Bernstein, M. Gell-Mann y L. Michel: Nuovo Cim., 16, 560 (1960).
- 26) Y. Nambu: Phys. Rev. Lett., 4, 380 (1960).

270 X 10, 10000 0

280 10, 10000

300 10, 10000

400 10

10000 10000 10000

10000

10000

10000 10000 10000

10000 10000 10000

10000 10000 10000

10000

10000

10000 10000 10000

10000

10000

10000

10000

10000

10000

10000

- 45) T. Ahrens y E. Feenberg: Phys. Rev., 86, 64 (1952)
- 46) D. L. Pursey: Phil. Mag., 42, 1192 (1951).
- 47) R. T. Rie-Storey: Nucl. Phys., 50, 232 (1964).
- 48) H. A. Smith y P. C. Simms: Phys. Rev. 91, 1809 (1950)
- 49) H. Zbind, P. Richard, S. Ferruson, P. Heffner y D. ...
 ...: Nucl. Phys., A598 (1969).
- 50) J. I. Ruita: Phys. Lett., 24B, 123 (1967).
- 51) E. Feenberg: Rev. Mod. Phys., 19, 239 (1947).
- 52) T. Kotani y M. Ross: Prog. Theor. Phys. (Kyoto), 20,
 643 (1958).
- 53) T. Kotani y M. Ross: Phys. Rev. Lett., 1, 140 (1958).
- 54) T. Kotani y M. Ross: Phys. Rev., 113, 622 (1959).
- 55) T. Kotani: Phys. Rev., 114, 795 (1959).
- 56) E. J. King y D. C. Peaslee: Phys. Rev., 94, 1284 (1954):
- 57) C. E. Johnson y R. W. King: Bull. Am. Phys. Soc., 4
 59 (1959).
- 58) G. Alaga, K. Alder, A. Bohr y B. R. Mottelson: Kgl
 Danske Vid. Selskab. Mat-Fys. Medd. 29, Nr 9 (1955);
 G. Alaga: Phys. Rev. 100, 432 (1955).
- 59) H. A. Weidenüller: Rev. Mod. Phys., 33, 524 (1961).
- 60) P. G. Steffen: Phys. Rev., 123, 1787 (1961).
- 61) F. Kmpotić, J. Navaza, E. E. Bosch, M.C. Cambiaggio
 y L. Szvbisz: *Accepted* para su publicación en *Phys. Rev. C*
- 62) H. A. Smith y P. C. Simms: Nucl. Phys., 159, 143 (1970).
- 63) C. W. F. Van Eijck: Nucl. Phys., 169, 239 (1971).
- 64) H. Beekhuis y H. de Waard: Nucl. Phys., 74, 459 (1965).

- 65) P. V. Steffen: Phys. Rev., 118, 76 (1960).
- 66) J. P. Deutsch y P. Lipkin: Nucl. Phys., 21, 13 (1960).
- 67) P. Z. Sniyak y L. A. Mikhalyn: FTP (Sov. et Russ.)
12, 404 (1961).
- 68) J. van Klinken: Nucl. Phys., 53, 612 (1964), ibid. 52,
282 (1964).
- 69) W. P. Pratt, Jr., R. I. Schermer y W. A. Stevert: Phys.
Rev. 26, 608 (1978).
- 70) M. Lederer, J. Hollander e I. Perlman: Table of Isotopes
(New York, 1967).

71) Recientemente Boeder^{71B)} afirmó que los resultados experimentales correspondientes a esta transición podían explicarse con los elementos de matriz de partícula simple calculados con el modelo de Nilsson si se incluyen las contribuciones de las terceras prohibidas. Para los elementos de matriz de Nilsson sin las contribuciones de orden superior se obtuvo $\chi^2(C_{\beta}(W)) =$, $\chi^2(P_L(W)) = 0.1$, $\chi^2(\epsilon(W)) = 19$, $\chi^2(P_{\gamma}(W)) = 55$, $\chi^2(P_{\gamma}(B)) = 15$ y $\chi^2(B_2 - B_4) = 1450$ (todos estos valores están normalizados al número de puntos experimentales). Es muy improbable que la inclusión de las contribuciones de orden superior reduzcan estos valores a la unidad. Sobre todo si como se dice en^{71B)} los elementos de matriz de terceros son del mismo orden que los e.m.p. dominantes y si además se tiene que

- 80) K. Shoda, A. Suzuki, M. Sugawara, T. Saito, H. Miyase
y S. Oikawa y B. N. Sung: Phys. Rev., C2, 2006 (1970)
- 81) J. W. Sunier y J. Berthier: Phys., A124, 673 (1969).
- 82) H. Ejiri: Nucl. Phys., A166, 594 (1971).
- 83) L. L. Foldy y S. A. Wouthuysen: Phys. Rev., 78, 29 (1959).
- 84) E. de Vries y J. E. Jenker: Nucl. Phys., B6, 213 (1966).
- 85) R. J. Blin-Stoyle y S. C. K. Nair: Advances in Physics
15, 493 (1966).
- 86) J. Delorme y M. Rho: Phys. Lett., 34B, 238 (1971)
- 87) R. W. Peterson y N. W. Glass: Phys. Rev., 130, 292 (1963).
- 88) T. R. Fisher: Phys. Rev., 130, 2388 (1963).
- 89) T. R. Fisher y M. Whaling: Phys. Rev., 133 B1504 (1964)
- 90) R. W. Kavanagh: Phys. Rev., 133 B 1509 (1964).
- 91) D. H. Wilkinson: Phys. Rev. Lett., 27 1018 (1971).
- 92) T. D. Lee y C. S. Wu: Ann. Rev. Nucl. Sci. 15 381 (1965).
- 93) B. Eman, D. Tadić, F. Krmotić y L. Szybisz: acordado
para su publicación en Physical Review C6, 1 (1972).
- 94) R. M. Steffen: Phys. Rev. Lett., 3, 277 (1959).
- 95) K. S. R. Sastry, R. J. Onellette, Y. Sharma y R. Stran-
ge: Phys. Lett., 26B, 207 (1968).
- 96) B. N. Subba Rao: Nuovo Cimento 20, 178 (1961).
- 97) H. Müller: Nucl. Phys., 74, 449 (1965).
- 98) Z. W. Grabowski, R. S. Raghavan y R. M. Steffen: Phys.
Rev., 139, B24 (1965).
- 99) P. C. Simms, A. Namenson, T. H. Wei y C. S. Wu: Phys.
Rev., 138, B 777 (1965).

- 100) S. K. Bhattacharjee, S. K. Mitra y H. C. Padhi: Nucl. Phys., A 96, 81 (1967).
- 101) R. G. Wilkinson y F. K. Wohn: Bull. Am. Phys. Soc., 12, 55 (1967).
- 102) S. Cinolla, Z. W. Grabowski, H. M. Nases y R. M. Stoffen: Phys. Rev., 146, 877 (1966).
- 103) J. W. Sunier: Helv. Phys. Acta 36, 429 (1963).
- 104) F. Boehm, V. Sverzel y B. Stech: Phys. Rev. Lett., 1, 77 (1958).
- 105) H. Daniel, O. Mehling, P. Schmidlin, D. Schotte y E. Thummernicht: Zeit. Physik 179, 62 (1964).
- 106) H. Daniel, G. Th. Kaschl, H. Schmitt y K. Springer: Phys. Rev., 136, B1 240 (1964) y comunicación privada.
- 107) H. Beekhuis: Phys. Lett., 21, 205 (1966); Tesis Doctoral, Universidad de Groningen (Holanda-1967) y comunicación privada.
- 108) B. Eman., D. Tadić, F. Krmotić y L. Szybisz: en redacción.
- 109) T. Nagarajan, M. Ravindramath y K. Venkata Reddy: Nuovo Cimen., 3A, 699 (1971).
- 110) M. E. Rose y R. K. Osborn: Phys. Rev., 93, 1326 (1954).
- 111) D. Flotzmann, R. Löhken, W. Wiesner y H. Rebel: Phys. Rev. Lett., 25, 1719 (1970).
- 112) R. I. Persson, I. Plessner y J. W. Sunier: Nucl. Phys A167, 470 (1971).
- 113) E. E. Bosch, M. Behar, M. C. Cambiaggio, G. García

- Bermudez y L. Szubisz: LP37 enviado para su publicación.
- 114) P. Liand: Tesis Doctoral, Universidad de Grenoble (Francia-1969), y comunicación privada.
- 115) P. Martin, P. Schmidlin y H. Daniel: Nucl. Phys., 71, (1965).
- 116) L. Grenacs y P. Jans: Helv. Phys. Acta 38, 372 (1965).
- 117) G. Alaga: Glasnik Mat. Fiz. i Astr., 12, 245 (1957).
- 118) J. Berthier y P. Lippich: Nucl. Phys., 78, 448 (1966).
- 119) N. D. Tuong, H. Dulanev y H. R. Brewer: Phys. Rev., 150, 862 (1967).
- 120) C. J. Gallagher Jr. y Soloviev: Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk., 2 No. 9 (1962).
- 121) G. L. Stubble, J. Kern y E. K. Shelton: Phys. Rev., 137, B772 (1965).
- 122) S. Wahlborn: Phys. Rev., 138, B530 (1965).