DISTRIBUCIONES ANGULARES EN LA DESINTEGRACION BETA

Juan de Oyarzabal

Insituto de Física de la U.N.A.M.

(Recibido: 15 diciembre de 1959)

RESUMEN

A general expression (28) has been obtained for the probability of the "allowed" transitions in beta decay, taking account not only of coulombian corrections but also of the possibility of a non-vanishing mass of the neutrino. In section III the meaning of each term of (28) has been analyzed leading to particular results by summing over the spins and directions of emission of the different particles emitted. In section IV the behaviour of each term of (28) with respect to conservation of parity, time reversal and charge conjugation has been analyzed. Finally, in section V the effect of the non-zero mass of the neutrino on the angular distributions and the form of the energy spectrum of the electron has been considered.

I INTRODUCCION

La hipótesis de la violación de la paridad, propuesta en 1956 por Lee y Yang[1], fue de inmediato seguida de una serie de trabajos diversos[2-8] en los que se han presentado algunos resultados generales de los diferentes efectos que ocurren en la desintegración beta de los núcleos radioactivos.

El objeto del presente trabajo es obtener sistemáticamente las distribuciones angulares en la desintegración beta "permitida" teniendo en cuenta, no solamente las correcciones coulombianas, sino también los efectos debidos a una masa no nula del neutrino o antineutrino emitido en dicha desintegración.

La consideración de la masa del neutrino, se debe al hecho de que, según la reciente hipótesis de la interacción universal V-A de Feynman y Gell-Mann[9], cualquier fermión puede estar descrito por una función de onda de dos componentes y, por dicha causa, no es necesario que el neutrino tenga masa nula como la exigía la teoría de dos componentes de Lee y Yang[10].

En la sección II de este trabajo se calcula, pues, la probabilidad de transición de la emisión beta de una manera general, sin hacer mas hipótesis restrictivas que el considerar solamente las transiciones "permitidas" y el sumar sobre las direcciones del antineutrino o neutrino emitido, ya que consideramos que en ningún experimento actual habrá de tratarse con neutrinos orientados.

En la sección III se estudia y analiza el significado de cada término de la probabilidad de transición, obteniéndose resultados particulares de las distribuciones angulares al sumar la expresión general sobre las diferentes direcciones de los espines del núcleo o del electrón y también sobre las direcciones de emisión de las partículas salientes.

En la sección IV se consideran y clasifican los diferentes términos que podrían constatar alguna violación de los principios de invariancia de paridad, inversión temporal o conjugación de carga, y en la sección V se estudia, finalmente, el efecto de la masa del neutrino en dichas distribuciones angulares, y en la forma del espectro de energía.

En el desarrollo de los cálculos nos referimos sistemáticamente a la emisión beta negativa, expresando por un doble signo de los coeficientes finales la consideración de ambas posibilidades de emisión.

II. PROBABILIDAD DE LA TRANSICION

La forma más general del Hamiltoniano de la desintegración beta es:

$$\mathcal{H} = \bar{e} \left[\sum_i (\bar{P}\, \underline{O}^i n) \left(C_i O_i + C_i' O_i' \right) \right] \nu + \text{c.c.} \tag{1}$$

en la cual los símbolos p, n, e, ν representan respectivamente los operadores de aniquilación del protón, neutrón, electrón, y neutrino, C_i y C_i' las constantes de acoplamiento y O_i y $O_i' = O_i \gamma_5$ las interacciones entre los campos, pudiendo tomar el índice i los cinco valores correspondientes a las conocidas interacciones:

Escalar (S) : 1
Vectorial (V) : γ_μ
Tensorial (T) : $\sigma_{\lambda\mu}/2$
Seudovectorial (A): $\gamma_\mu \, i \gamma_5$
Seudoescalar (P) : γ_5

siendo

$$\sigma_{\lambda\mu} = \tfrac{1}{2} (\gamma_\lambda \gamma_\mu - \gamma_\mu \gamma_\lambda) \quad \text{y} \quad \gamma_5 = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$$

El elemento de matriz correspondiente a la descomposición de un neutrón en protón con la emisión de un electrón y de un antineutrino de impulsos $\underline{P}_e$ y P_ν, energías E_e y E_ν y masas m_e y m_ν respectivamente es:

$$H = \bar{u}_r(E_e, \underline{P}_e)[\sum_i [\int \bar{\psi}_p(x)\, O^i \psi_n(x)\, d^3x](C_i O_i + C_i' O_i')]\, Vs(E_\nu, \underline{P}_\nu) \quad (2)$$

siendo ψ_p, ψ_n, $u_r(E_e, \underline{P}_e)$ y $Vs(E_\nu, \underline{P}_\nu)$ las funciones de onda de las correspondientes partículas y refiriéndose los índices r y s a los espines del electrón y del neutrino, respectivamente.

La probabilidad de la transición está dada por la expresión:

$$d\omega = (2\pi)^{-5}(P_e P_\nu m_e m_\nu) \sum_s |H|^2 dE_e\, d\Omega_e\, d\Omega_\nu \quad (3)$$

donde Ω_e y Ω_ν son los ángulos sólidos en los que se emiten respectivamente las dos partículas, habiéndose sumado en (3) sobre todas las direcciones del espín s del antineutrino.

Si hacemos ahora:

$$M = \sum_i [\int \bar{\psi}_p(x)\, O^i \psi_n(x)\, d^3x]\, (C_i O_i + C_i' O_i') \quad (4)$$

tendremos:

$$\sum_s |H|^2 = \frac{1}{2m_\nu} \bar{u}_r(E_e, \underline{P}_e)[M(\not{P}_\nu - m_\nu)\bar{M}]\, u_r(E_e, \underline{P}_e) \quad (5)$$

siendo

$$\not{P}_\nu = \gamma^0 E_\nu - \underline{\gamma} \cdot \underline{P}_\nu \quad y \quad \bar{M} = \gamma^0 M + \gamma^0$$

Desarrollando explícitamente el valor de M en la aproximación no relativista, resulta:

$$M = a\mathrm{I} + b\,\underline{\Lambda}\cdot\underline{\sigma} \tag{6}$$

donde[8]:

$$\left.\begin{aligned} \mathrm{I} &= \int \psi_p(x)\,\psi_n(x)\,d^3x \\ \underline{\Lambda} &= \int \psi_p(x)\,\underline{\sigma}\,\psi_n(x)\,d^3x \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

y por otra parte

$$\left.\begin{aligned} a &= C_S S + C_V V - C_S' R - C_V' U \\ b &= C_T S + C_A V - C_T' R - C_A' U \end{aligned}\right\} \tag{8}$$

en donde las matrices 4 x 4 que llamamos S, V, R y U tienen respectivamente, los valores:

$$S = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \qquad V = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \qquad R = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \qquad U = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \tag{9}$$

representando por el símbolo 1 a la matriz unidad de dos dimensiones.

Análogamente podemos encontrar que:

$$\overline{M} = \overline{a}\,\mathrm{I}^* + \overline{b}\,\underline{\Lambda}^*\cdot\underline{\sigma} \tag{10}$$

con

$$\left.\begin{aligned} \overline{a} &= C_S^* S + C_V^* V + C_S'^* R - C_V'^* U \\ \overline{b} &= C_T^* S + C_A^* V + C_T'^* R - C_A'^* U \end{aligned}\right\} \tag{11}$$

y si ahora hacemos

$$\not{P}_\nu - m_\nu = c + d\,\underline{\sigma} \cdot \underline{P}_\nu \qquad (12)$$

donde:

$$\left.\begin{aligned} c &= E_\nu V - m_\nu S \\ d &= -U \end{aligned}\right\} \qquad (13)$$

tendremos que:

$$M(\not{P}_\nu - m_\nu)\,\overline{M} = (a\mathrm{I} + b\underline{\Lambda}\cdot\underline{\sigma})\,(c + d\underline{\sigma}\cdot\underline{P}_\nu)(\overline{a}\mathrm{I}^* + \overline{b}\underline{\Lambda}^*\cdot\underline{\sigma}) \qquad (14)$$

Si utilizamos ahora las siguientes propiedades de las matrices de espín:

$$\left.\begin{aligned} (\underline{\sigma}\cdot\underline{A})\,(\underline{\sigma}\cdot\underline{B}) &= \underline{A}\cdot\underline{B} + i\underline{\sigma}\cdot\underline{A}\times\underline{B} \\ (\underline{\sigma}\cdot\underline{A})\,(\underline{\sigma}\cdot\underline{B})\,(\underline{\sigma}\cdot\underline{C}) &= (\underline{A}\cdot\underline{B})\,(\underline{\sigma}\cdot\underline{C}) - (\underline{A}\cdot\underline{C})\,(\underline{\sigma}\cdot\underline{B}) + (\underline{B}\cdot\underline{C})\,(\underline{\sigma}\cdot\underline{A}) + \\ &\quad + i\,\underline{A}\cdot\underline{B}\times\underline{C} \end{aligned}\right\} \qquad (15)$$

donde $\underline{A}$, $\underline{B}$ y $\underline{C}$ son vectores tridimensionales cualesquiera, podremos expresar el resultado (14) en la forma[8]:

$$M(\not{P}_\nu - m_\nu)\,\overline{M} = A + \underline{B}\cdot\underline{\sigma} \qquad (16)$$

en la que

$$\left.\begin{aligned} A = {} & (ac\overline{c})\,\mathrm{I}\mathrm{I}^* + (bc\overline{b})\,\underline{\Lambda}\cdot\underline{\Lambda}^* + (ad\overline{b})\,\mathrm{I}\,(\underline{\Lambda}^*\cdot\underline{P}_\nu) + (bd\overline{a})\,(\underline{\Lambda}\cdot\underline{P}_\nu)\,\mathrm{I}^* - \\ & - (bd\overline{b})\; i\,\underline{\Lambda}\times\underline{\Lambda}^*\cdot\underline{P}_\nu \end{aligned}\right\} \qquad (17)$$

$$\left.\begin{aligned}
\underline{B} = {} & (bc\bar{b})\; i\underline{\Lambda} \times \underline{\Lambda}^* + (ac\bar{b})\; \mathbf{I}\underline{\Lambda}^* + (bc\bar{a})\; \underline{\Lambda}\mathbf{I}^* + \\
& + [(ad\bar{a})\, \mathbf{I}\mathbf{I}^* - (bd\bar{b})\; \underline{\Lambda} \cdot \underline{\Lambda}^*]\; \underline{P}_\nu \; + \\
& + (bd\bar{b})\; [\underline{\Lambda}\, (\underline{P}_\nu \cdot \underline{\Lambda}^*) + (\underline{\Lambda} \cdot \underline{P}_\nu)\; \underline{\Lambda}^*] + \\
& + (ad\bar{b})\; i\mathbf{I}\, (\underline{P}_\nu \times \underline{\Lambda}^*) + (bd\bar{a})\; i\, (\underline{\Lambda} \times \underline{P}_\nu)\; \mathbf{I}^*
\end{aligned}\right\} \qquad (17)$$

siendo los coeficientes preliminares $(ac\bar{a})$ etc. combinaciones linelaes de las cuatro matrices S, V, R y U cuyos valores explícitos aparecen en el apéndice 1.

Si en la expresión (17) se sustituyen los factores nucleares tabulados en el apéndice 2 encontramos que:

$$\left.\begin{aligned}
A &= A_1 + A_2\, \underline{j} \cdot \underline{P}_\nu \\
\underline{B} &= B_1\, \underline{P}_\nu + (B_2 + B_3\, \underline{j} \cdot \underline{P}_\nu)\; \underline{j} + B_4\, i\, \underline{j} \times \underline{P}_\nu
\end{aligned}\right\} \qquad (18)$$

donde $\underline{j}$ es un vector unitario, orientado en la dirección del espín nuclear, y :

$$\left.\begin{aligned}
A_1 &= (ac\bar{a})\; |M_F|^2\, \delta_{JJ'} + (bc\bar{d})\; |M_{GT}|^2 \\
A_2 &= (bd\bar{b})\, |M_{GT}|^2\, \lambda_{JJ'} + (M_F M_{GT})\; \delta_{JJ'} \sqrt{\frac{J}{J+1}}\; (ad\bar{b} + bd\bar{a}) \\
B_1 &= (ad\bar{a})\; |M_F|^2\, \delta_{JJ'} - (bd\bar{b})\; \frac{1}{3}\; |M_{GT}|^2\; (1 + \rho_{JJ'}) \\
B_2 &= (bc\bar{b})\; |M_{GT}|^2\, \lambda_{JJ'} + (M_F M_{GT})\; \delta_{JJ'} \sqrt{\frac{J}{J+1}}\; (ac\bar{b} + bc\bar{a}) \\
B_3 &= (bd\bar{b})\; |M_{GT}|^2 \rho_{JJ'} \\
B_4 &= (bd\bar{b})\, |M_{GT}|^2\, \lambda_{JJ'} + (M_F M_{GT})\; \delta_{JJ'} \sqrt{\frac{J}{J+1}}\; (ad\bar{b} - bd\bar{a})
\end{aligned}\right\} \qquad (19)$$

En estas expresiones:

$$\left.\begin{aligned} M_F &= \sqrt{\frac{2J'+1}{2J+1}}\ \langle J' \,||\, 1 \,||\, J\rangle \\[2ex] M_{GT} &= \sqrt{\frac{2J'+1}{2J+1}}\ \langle J' \,||\, \underline{\sigma} \,||\, J\rangle \end{aligned}\right\} \tag{20}$$

y los coeficientes $\lambda_{JJ'}$ y $\rho_{JJ'}$ tienen los valores:

Transición	$\lambda_{JJ'}$	$\rho_{JJ'}$
$J \to J' = J - 1$	1	$\dfrac{J(J+1) - 3\langle \underline{J} \cdot \underline{j}\rangle^2}{J(2J-1)}$
$J \to J' = J$	$\dfrac{1}{J+1}$	$-\dfrac{J(J+1) - 3\langle \underline{J} \cdot \underline{j}\rangle^2}{J(J+1)}$
$J \to J' = J + 1$	$-\dfrac{J}{J+1}$	$\dfrac{J(J+1) - 3\langle \underline{J} \cdot \underline{j}\rangle^2}{(J+1)(2J+3)}$

(21)

Consideremos ahora la función de onda del electrón en presencia del campo coulombiano del núcleo. Dicha función se comportará asintóticamente como la suma de una onda plana y de una onda esférica y para las transiciones "permitidas", de las que aquí nos ocuparemos, bastará considerar el primer término del desarrollo de la exponencial $e^{i\underline{p}\cdot\underline{r}}$ contenida en dichas funciones. Podremos pues escribir[8]:

$$u_r(E_e, \underline{P}_e) = \frac{N}{2\sqrt{E_e + m_e}} \begin{pmatrix} \alpha_o X_r \\ \beta_o \dfrac{\underline{\sigma}\cdot\underline{P}_e}{P_e} X_r \end{pmatrix} \tag{22}$$

en donde X_r es la función de espín,

$$N = \frac{2\Gamma\ (r + i\,\alpha z\, E_e/P_e)}{\Gamma\,(2\gamma + 1)}\ e^{\pi\alpha z\, E_e/P_e}\,(2P_e r) \tag{23}$$

y:

$$\left.\begin{aligned} \alpha_o &= (\gamma + 1)\ \sqrt{E_e + m_e} \ + i\,\alpha z\ \sqrt{E_e - m_e} \\ \beta_o &= (\gamma + 1)\ \sqrt{E_e - m_e} \ + i\,\alpha z\ \sqrt{E_e + m_e} \end{aligned}\right\} \tag{24}$$

con:

$$\alpha = V137 \qquad \gamma = \sqrt{1 - \alpha^2 Z^2}$$

Si combinamos ahora las expresiones (5), (16), (22) y (24) tendremos

$$\left.\begin{aligned} &\sum_s |H|^2 = F\,(Z,\ E_e)\ X_r^+ \{\ A^{(1)} + \underline{B}^{(2)} \cdot \underline{P}_e + \\ &+ \underline{\sigma} \cdot [\,A^{(2)}\ \underline{P}_e + \underline{B}^{(2)} + (\underline{B}^{(3)} \cdot \underline{P}_e)\ \underline{P}_e + i\,\underline{B}^{(4)} \times \underline{P}_e]\ \}\,X_r \end{aligned}\right\} \tag{25}$$

en la que:

$$F\,(Z,\ E_e) = \frac{N^2}{2m_\nu}\ \frac{\gamma + 1}{E_e + m_e} \tag{26}$$

y además:

$$\left.\begin{aligned} A^{(1)} &= \gamma m_e\, A_s + E_e\, A_V \\ A^{(2)} &= \frac{i\,\alpha Z m_e}{P_e}\ A_R + A_U \end{aligned}\right\} \tag{27}$$

$$\left.\begin{aligned}
\underline{B}^{(1)} &= \frac{i\alpha Z m_e}{P_e}\,\underline{B}_S + \gamma m_e\,\underline{B}_V \\
\underline{B}^{(2)} &= E_e\,\underline{B}_S + \gamma m\,\underline{B}_V \\
\underline{B}^{(3)} &= \frac{E_e - \gamma m}{P_e^2}\,(\pm\,\underline{B}_V - \underline{B}_S) \\
\underline{B}^{(4)} &= \underline{B}_R + \frac{i\alpha Z m_e}{P_e}\,\underline{B}_U
\end{aligned}\right\} \qquad (27)$$

habiéndose representado por A_S, A_V, A_R y A_U y $\underline{B}_S, \underline{B}_V, \underline{B}_R$ y $\underline{B}_U$ los correspondientes factores de las matrices S, V, R y U en las expresiones (19).

Podemos ahora sustituir (19) y (27) en (25) y haciendo de nuevo, uso de las propiedades (15), tendremos finalmente para (3) la siguiente expresión que nos dá la probabilidad de que se efectúe una transición en que el electrón se emita con espín $\underline{\sigma}$, energía $\underline{E}_e$ y dirección Ω_e y el antineutrino en una dirección Ω_ν, teniendo el núcleo inicial, su espín orientado en la dirección $\underline{j}$:

$$\omega(<\underline{J}>, \underline{\sigma}, E_e, \Omega_e, \Omega_\nu)\, dE_e\, d\Omega_e\, d\Omega_\nu =$$

$$= (2\pi)^{-5} F(\pm Z, E_e)\, E_e P_e\, (E_o - E_e + m_\nu)\, [(E_o - E_e + m_\nu)^2 - m_\nu^2]^{1/2}$$

$$dE_e\, d\Omega_e\, d\Omega_\nu\, \frac{1}{2}\, \xi\, \{ 1 + a_1 + a_2\, \frac{\underline{P}_e}{E_e} \cdot \frac{\underline{P}_\nu}{E_\nu} \; +$$

$$+ \frac{<\underline{J}>}{J} \cdot [(a_3 + a_4\, \frac{<\underline{J}>}{J} \cdot \frac{\underline{P}_\nu}{E_\nu})\, \frac{\underline{P}_e}{E_e} + a_5\, \frac{\underline{P}_\nu}{E_\nu} + a_6\, \frac{\underline{P}_e}{E_e} \times \frac{\underline{P}_\nu}{E_\nu}] \; +$$

$$+ \underline{\sigma}\; [(a_7 + a_8\, \frac{\underline{P}_e}{E_e} \cdot \frac{\underline{P}_\nu}{E_\nu})\, \frac{\underline{P}_e}{E_e} + a_9\, \frac{\underline{P}_\nu}{E_\nu} + a_{10}\, \frac{\underline{P}_e}{E_e} \times \frac{\underline{P}_\nu}{E_\nu} \; +$$

$$
\left.
\begin{aligned}
&(a_{11} + a_{12} \frac{<\underline{J}>}{J} \cdot \frac{\underline{P}_\nu}{E_\nu}) \frac{<\underline{J}>}{J} + \\
&+ \frac{<\underline{J}>}{J} \cdot [(a_{13} + a_{14} \frac{<\underline{J}>}{J} \cdot \frac{\underline{P}_\nu}{E_\nu}) \frac{\underline{P}_e}{P_e} + \\
&+ a_{15} \frac{\underline{P}_\nu}{E_\nu} + a_{16} \frac{\underline{P}_e}{E_e} \times \frac{\underline{P}_\nu}{E_\nu}] \frac{\underline{P}_e}{E_e} + \\
&+ \frac{<\underline{J}>}{J} \times [(a_{17} + a_{18} \frac{<\underline{J}>}{J} \cdot \frac{\underline{P}_\nu}{E_\nu}) \frac{\underline{P}_e}{E_e} + \\
&+ a_{19} \frac{\underline{P}_e}{E_\nu} + a_{20} \frac{\underline{P}_e}{E_e} \times (\frac{<\underline{J}>}{J} \times \frac{\underline{P}_\nu}{E_\nu})] \}
\end{aligned}
\right\} \qquad (28)
$$

en donde E_o es la energía máxima disponible para el electrón, $<\underline{J}>$ es el valor esperado del vector que representa el espín nuclear y los coeficientes ξ y $a_1 \ldots a_{20}$ están dados explícitamente en el Apéndice 3.

III. ANALISIS DE LOS TERMINOS

El resultado (28) es completamente general en el sentido de que, para obtenerlo, no se ha hecho ninguna hipótesis previa sobre la orientación del espín , no sólo del núcleo, sino tampoco del electrón emitido. Representa, pues, la probabilidad de la transición de un estado inicial en el que el núcleo emisor tenga un espín orientado en la dirección del vector unitario, $\underline{j}$ a un estado final compuesto por un núcleo residual y dos partículas emitidas, una de las cuales - el electrón - tenga su espín polarizado en la dirección del vector $\underline{\sigma}$.

Cada término de dicha expresión (28) representa, pues, una distribución angular definida por alguna combinación específica de los vectores $<\underline{J}>$, $\underline{\sigma}$, $\underline{P}_e$

y $\underline{P}_\nu$, es decir, orientación del espín nuclear, polarización del espín electrónico y direcciones de emisión del electrón y del antineutrino, respectivamente.

En caso de tener interés por algún experimento particular en el que no se determinase *alguna de las direcciones citadas*, nos bastaría sumar sobre todos los posibles valores de dicha dirección para obtener la distribución angular que pudiera detectar dicho experimento.

Así, si integramos sobre todas las direcciones de emisión del antineutrino, obtendremos:

$$\left.\begin{aligned}
&\omega\,(<\underline{J}>\,,\ \underline{\sigma},\ E_e,\ \Omega_e)\ dE_e\ d\Omega_e = \\
&= (2\pi)^{-4}\ F(\pm Z,\ E_e)\ E_e\ P_e\ (E_o - E_e + m_\nu)\ [(E_o - E_e + m_\nu)^2 - m_\nu^2]^{1/2} \\
&dE_e\ d\Omega_e\ \xi\ \{\ 1 + a_1 + a_3\ \frac{<\underline{J}>}{J}\ .\ \frac{\underline{P}_e}{E_e}\ + \\
&+ \underline{\sigma}\cdot[\ a_7\ \frac{\underline{P}_e}{E_e} + a_{11}\ \frac{<\underline{J}>}{J} + a_{13}\ (\ \frac{<\underline{J}>}{J}\ .\ \frac{\underline{P}_e}{E_e})\ \frac{\underline{P}_e}{E_e}\ + \\
&\qquad + a_{17}\ \frac{<\underline{J}>}{J}\ \times\ \frac{\underline{P}_e}{E_e}\ ]\ \}
\end{aligned}\right\}\quad (29)$$

que es la función de distribución entre la energía y ángulo de emisión del electrón y la polarización del mismo para núcleos orientados en *una dirección determinada* $\underline{j}$.

En esta expresión el término $a_3\ \frac{<\underline{J}>}{J}\ .\ \frac{\underline{P}_e}{E_e}$ nos da la asimetría direccional de electrones emitidos por un núcleo orientado, y se refiere al experimento principal *por el que se detectó la violación de la paridad en interacciones débiles*[11,12] en tanto que el término $a_7\ \underline{\sigma}\ .\ \frac{\underline{P}_e}{E_e}$ determina la polarización longitudinal de electrones, fenómeno que también ha sido observado experimentalmente [13, 17].

Si ahora sumamos la expresión (28) sobre las direcciones del espín del núcleo inicial y tenemos en cuenta los valores promedios de los diferentes factores nucleares dados en el apéndice 3, tendremos:

$$\left.\begin{aligned}
&\omega(\underline{\sigma}, E_e\,\Omega_e, \Omega_\nu)\, dE_e\, d\Omega_e\, d\Omega_\nu = \\
&= (2\pi)^{-5} F(\pm Z, E_e)\, E_e\, P_e (E_o - E_e + m_\nu) [(E_o - E_e + m_\nu)^2 - m_\nu^2]^{1/2}.\} \\
&dE_e\, d\Omega_e\, d\Omega_\nu\, \frac{1}{2}\, \xi \{ 1 + a_1 + a_2' \frac{\underline{P}_e}{E_e} \cdot \frac{\underline{P}_\nu}{E_\nu} + \\
&+ \underline{\sigma} \cdot [(a_7 + a_8' \frac{\underline{P}_e}{E_e} \cdot \frac{\underline{P}_\nu}{E_\nu}) \frac{\underline{P}_e}{E_e} + a_9' \frac{\underline{P}_\nu}{E_\nu} + a_{10}' \frac{\underline{P}_e}{E_e} \cdot \frac{\underline{P}_\nu}{E_\nu}] \}
\end{aligned}\right\} \quad (30)$$

donde a_2', a_8', a_9', y a_{10}' son nuevos coeficientes que también se especifican en el Apéndice 3.

En esta expresión (30) encontramos otro importante término que también ha sido detectado experimentalmente: el término $a_{10}'\, \underline{\sigma} \cdot \frac{\underline{P}_e}{E_e} \times \frac{\underline{P}_\nu}{E_\nu}$ que nos da la polarización del electrón transversalmente a su dirección de propagación [18].

También podemos por otra parte, sumar sobre las direcciones del espín del electrón, para lo cual nos bastaría tomar la traza de la expresión (28), resultando:

$$\left.\begin{aligned}
&\omega(<\underline{J}>, E_e, \Omega_e, \Omega_\nu)\, dE_e\, d\Omega_e\, d\Omega_\nu = \\
&= (2\pi)^{-5} F(\pm Z, E_e)\, E_e\, P_e (E_o - E_e + m_\nu) [(E_o - E_e + m_\nu)^2 - m_\nu^2]^{1/2}\}
\end{aligned}\right\} \quad (31)$$

$$
\left.
\begin{aligned}
& dE_e\, d\Omega_e\, d\Omega_\nu\, \xi \Big\{ 1 + a_1 + a_2 \frac{\underline{P}_e}{E_e} \cdot \frac{\underline{P}_\nu}{E_\nu} + \\
& + \frac{<\underline{J}>}{J} \cdot \Big[\Big(a_3 + a_4 \frac{<\underline{J}>}{J} \cdot \frac{\underline{P}_\nu}{E_\nu} \Big) \frac{\underline{P}_e}{E_\nu} + a_5 \frac{\underline{P}_\nu}{E_\nu} + \\
& \qquad + a_6 \frac{\underline{P}_e}{E_e} \times \frac{\underline{P}_\nu}{E_\nu} \Big] \Big\}
\end{aligned}
\right\} \qquad (31)
$$

expresión que contiene la distribución angular de los electrones por núcleos orientados, y en la cual, el nuevo término: $a_6 \frac{<\underline{J}>}{J} \cdot \frac{\underline{P}_e}{E_e} \times \frac{\underline{P}_\nu}{E_\nu}$ es típico de los experimentos [19] *que podrían detectar la violación* de la invariancia frente a la inversión temporal en ausencia de las correcciones de Coulomb, como se verá en *detalle* en la sección IV.

Si sumamos ahora la expresión (30) con respecto a las direcciones del espín electrónico o la (31) con respecto a las direcciones del espín nuclear, obtenemos:

$$
\left.
\begin{aligned}
& \omega(E_e, \Omega_e, \Omega_\nu)\, dE_e\, d\Omega_e\, d\Omega_\nu = \\
& = (2\pi)^{-5}\, F(\pm Z, E_e)\, E_e P_e\, (E_o - E_e + m_\nu) \\
& [\,(E_o - E_e + m_\nu)^2 - m_\nu^2\,]^{1/2} \\
& dE_e\, d\Omega_e\, d\Omega_\nu\, \xi\, \Big[1 + a_1 + a_2' \frac{\underline{P}_e}{E_e} \cdot \frac{\underline{P}_\nu}{E_\nu} \Big]
\end{aligned}
\right\} \qquad (32)
$$

que representa los términos considerados antes de la hipótesis de Lee y Yang[1] sobre la violación de la paridad, y en la cual el término $a_2' \frac{\underline{P}_e}{E_e} \cdot \frac{\underline{P}_\nu}{E_\nu}$ nos da la correlación angular electrón - neutrino.

Si integramos (32) sobre las direcciones de emisión de ambas partículas, encontramos:

$$\left.\begin{array}{l} \omega(E_e)\, dE_e = (2\pi)^{-3}\, F(\pm Z, E_e)\, E_e\, P_e\, (E_o - E_e + m_\nu) \\ \left[\, (E_o - E_e + m_\nu)^2\, \right]^{1/2} dE_e\, 4\,\xi\, (1 + a_1) \end{array}\right\} \qquad (33)$$

que es la expresión para el espectro de energía de los electrones emitidos en la desintegración beta, y en la cual el coeficiente a_1 contiene los términos de interferencia de Fierz[20, 21] de Pruett[22] y de Sakurai[24] que se analizarán detenidamente en la sección V.

Por último si, integramos (33) para todos los valores de la energía del electrón, tendremos:

$$\frac{ln2}{\tau} = \int_o^{E_o} \omega(E_e)\, dE_e \qquad (34)$$

de donde se obtiene la vida media[25] de los núcleos emisores de partículas beta.

IV. CONSIDERACIONES DE INVARIANCIA

En el trabajo original de Lee y Yang[1] fueron sugeridos varios esperimentos relacionados con la desintegración beta de los núcleos que permitirían la conservación o violación de la invariancia de la paridad, inversión temporal y conjugación de carga.

En el supuesto de que $Z \rightarrow 0$, es decir, que no se tomasen en cuenta las correcciones coulombianas, una simple ojeada a la expresión (28) nos permitiría encontrar cuales de sus términos violarían algunos de los principios de invariancia arriba citados. De esta manera se puede formar la tabla del Apéndice 4, en la cual las tres últimas columnas indican, para cada término, la conservación (+) o violación (−) de dichos principios de invariancia de la paridad (P), inversión temporal (T) y conjugación de carga (C).

Sin embargo, la introducción de las correcciones coulombianas modifica completamente estos resultados[4, 17] como se puede comprobar examinando los valores de los coeficientes de los diferentes términos de (28) especificados en el Apéndice 3.

El resultado obtenido es que la corrección coulombiana de un término se comporta de manera completamente opuesta al término no corregido con respecto a conservación o violación de los principios de invariancia.

Será necesario, pues, determinar experimentalmente la magnitud de dichas correcciones para decidir definitivamente sobre la validez de los experimentos hasta ahora efectuados con objeto de determinar la violación de algunos de los principios antes citados.

V. EFECTOS DE LA MASA DEL NEUTRINO

Observando los valores de los coeficientes incluidos en el Apéndice 3, se encuentra que en seis de los veinte términos que integran la expresión (28) aparecen correcciones debidas a la presencia de la masa m_ν del neutrino.

Dichos términos son a_1, a_3, a_7, a_{11}, a_{13}, y a_{17} y algunos de ellos se relacionan con los principales experimentos efectuados hasta ahora para determinar violaciones de los principios de invariancia en la desintegración beta.

En los coeficientes a_3, a_7, y a_{17} en los que aparecen simultáneamente correcciones coulombianas y correcciones por masa del neutrino, es digno de observarse que ambas correcciones incluyen las mismas cantidades con un comportamiento completamente opuesto en relación a la violación de los principios de la paridad y de la inversión temporal, lo que hace más complicada aún la detección experimental de dichas violaciones en el caso de que la masa del neutrino tuviese un valor apreciable.

En cambio, en los restantes coeficientes a_1, a_{11} y a_{13} en los que las correcciones coulombianas no aparecen, se puede notar que, en el supuesto de una interacción universal V- A de Fermi[9], las correcciones por masa del neutrino se anularían automáticamente y el efecto de la masa de dicha partícula sólo aparecería[25] en el factor estadístico de la probabilidad de la transición (28)

Al terminar este trabajo quisiera agradecer a los Drs. M. Moshinsky, F. E. Prieto y F. Medina y Fís. J.M. Lozano la valiosa ayuda que, a través de provechosas discusiones y acertados consejos, prestaron a la realización del mismo.

APENDICE 1.

COEFICIENTES PRELIMINARES

$$(a c \bar{a}) = [E_\nu\ 2\mathrm{Re}\,(C_S C_V^* + C_S' C_V'^* \ \pm m_\nu (-|C_S|^2 - |C_V|^2 + |C_S'|^2 +$$

$$+ |C_V'|^2)]\ S +$$

$$+ [E_\nu (|C_S|^2 + |C_V|^2 + |C_S'|^2 + |C_V'|^2) \pm$$

$$\pm m_\nu\ 2\mathrm{Re}\,(-C_S C_V^* + C_S' C_V'^*)]\ V -$$

$$- i\,[E_\nu\ 2\mathrm{Im}\,(C_S C_V'^* + C_S' C_V^*) \pm m_\nu\ 2\mathrm{Im}\,(C_S C_S'^* - C_V C_V'^*)]\ R +$$

$$+ [E_\nu\ 2\mathrm{Re}\,(C_S C_S'^* - C_V C_V'^*) \pm m_\nu\ 2\mathrm{Re}\,(C_S C_V'^* - C_S' C_V^*)]\ U$$

$$(a c \bar{b}) = [E_\nu (C_S C_A^* + C_V C_T^* + C_S' C_A'^* + C_V' C_T'^*) \pm$$

$$\pm m_\nu (-C_S C_T^* - C_V C_A^* + C_S' C_T'^* + C_V' C_A'^*)]\ S +$$

$$+ [E_\nu (C_S C_T^* + C_V C_A^* + C_S' C_T'^* + C_V' C_A'^*) \pm$$

$$\pm m_\nu (-C_S C_A^* - C_V C_T^* + C_S' C_A'^* + C_V' C_A'^*)]\ V +$$

$$+ [E_\nu (-C_S C_A'^* + C_V C_T'^* - C_S' C_A^* + C_V' C_T^*) \pm$$

$$\pm m_\nu (-C_S C_T'^* - C_V C_A'^* + C_S' C_T^* - C_V' C_A^*)]\ R +$$

$$+ [E_\nu (C_S C_T'^* - C_V C_A'^* + C_S' C_T^* - C_V' C_A^*) \pm$$

$$\pm m_\nu (C_S C_A'^* - C_V C_T'^* - C_S' C_A^* + C_V' C_T^*)]\ U$$

$$(b c \bar{a}) = (a c \bar{b})_S^*\ S + (a c \bar{b})_V^*\ V - (a c \bar{b})_R^*\ R + (a c \bar{b})_U^*\ U$$

$$(bc\bar{b}) = [E_\nu\, 2\mathrm{Re}\,(C_T C_A^* + C_T' C_A'^*) \pm m_\nu (-|C_T|^2 - |C_A|^2 + |C_T'|^2 + $$

$$+ |C_A'|^2)]\, S +$$

$$+ [E_\nu (|C_T|^2 + |C_A|^2 + |C_T'|^2 + |C_A'|^2 \pm m_\nu\, 2\mathrm{Re}\,(-C_T C_A^* +$$

$$+ C_T' C_A'^*)]\, V -$$

$$- i\, [E_\nu\, 2\mathrm{Im}\,(C_T C_A'^* + C_T' C_A^*) \pm m_\nu\, 2\mathrm{Im}\,(C_T C_T'^* - C_A C_A'^*)]\, R +$$

$$+ [E_\nu\, 2\mathrm{Re}\,(C_T C_T'^* - C_A C_A'^*) \pm m_\nu\, 2\mathrm{Re}\,(C_T C_A'^* - C_T' C_A^*)]\, U$$

$$(ad\bar{a}) = 2\mathrm{Re}\,(-C_S C_V'^* - C_S' C_V^*)\, S + 2\mathrm{Re}\,(-C_S C_S'^* - C_V C_V'^*)\, V +$$

$$+ 2i\mathrm{Im}\,(C_S C_V^* + C_S' C_V'^*)\, R + (-|C_S|^2 + |C_V|^2 - |C_S'|^2 + |C_V'|^2)\, U$$

$$(ad\bar{b}) = (-C_S C_A'^* - C_S' C_A^* - C_V C_T'^* - C_V' C_T^*)\, S +$$

$$+ (-C_S C_T'^* - C_S' C_T^* - C_V C_A'^* - C_V' C_A^*)\, V +$$

$$+ (-C_S C_A^* + C_S' C_A'^* - C_V C_T^* - C_V' C_T'^*)\, R +$$

$$+ (-C_S C_T^* - C_S' C_T'^* + C_V C_A^* + C_V' C_A'^*)\, U$$

$$(bd\bar{a}) = (ad\bar{b})_S^*\, S + (ad\bar{b})_V^*\, V - (ad\bar{b})_R^*\, R + (ad\bar{b})_U^*\, U$$

$$(bd\bar{b}) = 2\mathrm{Re}\,(-C_T C_A'^* \mp C_T' C_A^*)\, S + 2\mathrm{Re}\,(-C_T C_T'^* - C_A C_A'^*)\, V +$$

$$+ 2i\mathrm{Im}\,(C_T C_A^* + C_T' C_A'^*)\, R + (-|C_T|^2 + |C_A|^2 - |C_T'|^2 + |C_A'|^2)\, U$$

APENDICE 2.

FACTORES NUCLEARES

Factor	Valor para núcleo orientado	Promedio
II^*	$\|M_F\|^2\,\delta_{JJ'}$	$\|M_F\|^2\,\delta_{JJ'}$
$\underline{\Lambda}\cdot\Lambda^*$	$\|M_{GT}\|^2$	$\|M_{GT}\|^2$
$i\,\underline{\Lambda}\times\underline{\Lambda}^*$	$\pm\,\|M_{GT}\|^2\,\lambda_{JJ'}\,\underline{j}$	0
$\mathrm{I}\,\underline{\Lambda}^*$	$(M_F\,M_{GT}^*)\;\delta_{JJ'}\,\dfrac{m}{\sqrt{J(J+1)}}\;\underline{j}$	0
$\underline{\Lambda}\,\mathrm{I}^*$	$(M_F^*\,M_{GT})\;\delta_{JJ'}\,\dfrac{m}{\sqrt{J(J+1)}}\;\underline{j}$	0
$\underline{\Lambda}\,(\underline{\Lambda}^*\cdot\underline{P})$	$\frac{1}{2}\,\|M_{GT}\|^2\,[\rho_{JJ'}\,(\underline{j}\cdot\underline{P})\,\underline{j}+\frac{1}{3}(2-\rho_{JJ'})\,\underline{P}-$ $-\,\lambda_{JJ'}\,i\,(\underline{j}\times\underline{P})\,]$	$\frac{1}{3}\,\|M_{GT}\|^2\,\underline{P}$
$(\underline{\Lambda}\cdot\underline{P})\,\underline{\Lambda}^*$	$\frac{1}{2}\,\|M_{GT}\|^2\,[\rho_{JJ'}\,(\underline{j}\cdot\underline{P})\,\underline{j}+\frac{1}{3}(2-\rho_{JJ'})\,\underline{P}-$ $-\,\lambda_{JJ'}\,i\,(\underline{j}\times\underline{P})\,]$	$\frac{1}{3}\,\|M_{GT}\|^2\,\underline{P}$
$i\,\mathrm{I}\,(\underline{P}\times\underline{\Lambda}^*)$	$-\,i\,(M_F\,M_{GT}^*)\;\delta_{JJ'}\,\dfrac{m}{\sqrt{J(J+1)}}\;\underline{j}\times\underline{P}$	0
$i\,(\underline{\Lambda}\times\underline{P})\,\mathrm{I}^*$	$i\,(M_F^*\,M_{GT})\;\delta_{JJ'}\,\dfrac{m}{\sqrt{J(J+1)}}\;\underline{j}\times\underline{P}$	0

APENDICE 3.

COEFICIENTES FINALES

$$\xi = |M_F|^2 \delta_{JJ'} (|C_S|^2 + |C_V|^2 + |C_S'|^2 + |C_V'|^2) +$$

$$+ |M_{GT}|^2 (|C_T|^2 + |C_A|^2 + |C_T'|^2 + |C_A'|^2)$$

$$a_1 \xi = |M_F|^2 \delta_{JJ'} [\pm \gamma \frac{m_e}{E_e} 2Re (C_S C_V^* + C_S' C_V'^*) \pm$$

$$\pm \frac{m_\nu}{E_\nu} 2Re (- C_S C_V^* + C_S' C_V'^*) +$$

$$+ \gamma \frac{m_e}{E_e} \frac{m_\nu}{E_\nu} (- |C_S|^2 - |C_V|^2 + |C_S'|^2 + |C_V^*|^2] +$$

$$+ |M_{GT}|^2 [\pm \gamma \frac{m_e}{E_e} 2Re (C_T C_A^* + C_T' C_A'^*) \pm$$

$$\pm \frac{m_\nu}{E_\nu} 2Re (- C_T C_A^* + C_T' C_A'^*) +$$

$$+ \gamma \frac{m_e}{E_e} \frac{m_\nu}{E_\nu} (- |C_T|^2 - |C_A|^2 + |C_T'|^2 + |C_A'|^2]$$

$$a_2 \xi = |M_F|^2 \delta_{JJ'} [(- |C_S|^2 + |C_V|^2 - |C_S'|^2 + |C_V'|^2) \mp$$

$$\mp \alpha Z \frac{m_e}{P_e} 2Im (C_S C_V^* + C_S' C_V'^*)] +$$

$$+ \frac{1}{3} |M_{GT}|^2 (1 + \rho_{JJ'}) [(|C_T|^2 - |C_A|^2 + |C_T'|^2 - |C_A'|^2) \pm$$

$$\pm \alpha Z \frac{m_e}{P_e} 2Im (C_T C_A^* + C_T' C_A'^*)]$$

$$
\begin{aligned}
a_3\xi = (M_F M_{GT})\ \delta_{JJ'} \sqrt{\frac{J}{J+1}}\ [2\mathrm{Re}\,(C_S C_T'^{*} + C_S' C_T^{*} - C_V C_A'^{*} - C_V' C_A^{*}) \pm \\
\pm \alpha Z \frac{m_e}{P_e}\ 2\mathrm{Im}\,(C_S C_A'^{*} + C_S' C_A^{*} - C_V C_T'^{*} - C_V' C_T^{*}) \pm \\
\pm \frac{m_\nu}{E_\nu}\ 2\mathrm{Re}\,(C_S C_A'^{*} - C_S' C_A^{*} - C_V C_T'^{*} + C_V' C_T^{*}) + \\
+ \alpha Z \frac{m_e}{P_e}\frac{m_\nu}{E_\nu}\ 2\mathrm{Im}\,(C_S C_T'^{*} - C_S' C_T^{*} - C_V C_A'^{*} + C_V' C_A^{*})\ ] + \\
+ |M_{GT}|^2 \lambda_{JJ'}\ [\ \pm 2\mathrm{Re}\,(C_T C_T'^{*} - C_A C_A'^{*}) + \\
+ \alpha Z \frac{m_e}{P_e}\ 2\mathrm{Im}\,(C_T C_A'^{*} + C_T' C_A^{*}) + \\
+ \frac{m_\nu}{E_\nu}\ 2\mathrm{Re}\,(C_T C_A'^{*} - C_T' C_A^{*}) \pm \\
\pm \alpha Z \frac{m_e}{P_e}\frac{m_\nu}{E_\nu}\ 2\mathrm{Im}\,(C_T C_T'^{*} - C_A C_A'^{*})\ ]
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
a_4\xi = |M_{GT}|^2 \rho_{JJ'}\ [(-|C_T|^2 + |C_A|^2 - |C_T'|^2 + |C_A'|^2) \mp \\
\mp \alpha Z \frac{m_e}{P_e}\ 2\mathrm{Im}\,(C_T C_A^{*} + C_T' C_A'^{*})\ ]
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
a_5\xi = -(M_F M_{GT})\ \delta_{JJ'} \sqrt{\frac{J}{J+1}}\ 2\mathrm{Re}\,[(C_S C_T'^{*} + C_S' C_T^{*} + C_V C_A'^{*} + C_V' C_A^{*}) \pm \\
\pm \gamma \frac{m_e}{E_e}(C_S C_A'^{*} + C_S' C_A^{*} + C_V C_T'^{*} + C_V' C_T^{*})\ ] +
\end{aligned}
$$

$$+ |M_{GT}|^2 \lambda_{JJ'} 2\mathrm{Re}[\pm(C_T C_T'^* + C_A C_A'^*) + \gamma \frac{m_e}{E_e} (C_T C_A'^* + C_T' C_A^*)]$$

$$a_6 \xi = (M_F M_{GT}) \delta_{JJ'} \sqrt{\frac{J}{J+1}} [2\mathrm{Im}(C_S C_T^* - C_V C_A^* + C_S' C_T' - C_V' C_A'^*) \mp$$

$$\mp \alpha Z \frac{m_e}{P_e} (C_S C_A^* - C_V C_T^* + C_S' C_A'^* - C_V' C_T'^*)]$$

$$a_7 \xi = |M_F|^2 \delta_{JJ'} [\pm 2\mathrm{Re}(C_S C_S'^* - C_V C_V'^*) +$$

$$+ \alpha Z \frac{m_e}{P_e} 2\mathrm{Im}(C_S C_V'^* + C_S' C_V^*) +$$

$$+ \frac{m_\nu}{E_\nu} 2\mathrm{Re}(C_S C_V'^* - C_S' C_V^*) \pm \alpha Z \frac{m_e}{P_e} \frac{m_\nu}{E_\nu} 2\mathrm{Im}(C_S C_S'^* - C_V C_V'^*)] +$$

$$+ |M_{GT}|^2 [\pm 2\mathrm{Re}(C_T C_T'^* - C_A C_A'^*) + \alpha Z \frac{m_e}{P_e} 2\mathrm{Im}(C_T C_A'^* + C_T' C_A^*) +$$

$$+ \frac{m_\nu}{E_\nu} 2\mathrm{Re}(C_T C_A'^* - C_A C_T'^*) \pm \alpha Z \frac{m_e}{P_e} \frac{m_\nu}{E_\nu} 2\mathrm{Im}(C_T C_T'^* - C_A C_A'^*)]$$

$$a_8 \xi = \frac{E_e - \gamma m_e}{P_e^2} 2\mathrm{Re}[|M_F|^2 \delta_{JJ'} (\mp C_S C_S'^* \mp C_V C_V'^* + C_S C_V'^* + C_S' C_V^*) +$$

$$+ \frac{1}{3} |M_{GT}|^2 (1 + \rho_{JJ'}) (\pm C_T C_T'^* \pm C_A C_A'^* - C_T C_A'^* - C_T' C_A^*)]$$

$$a_9 \xi = - |M_F|^2 \delta_{JJ'} 2\mathrm{Re}[(C_S C_V'^* + C_S' C_V^*) \pm \gamma \frac{m_e}{E_e} (C_S C_S'^* + C_V C_V'^*)] +$$

$$+ \frac{1}{3} |M_{GT}|^2 (1 + \rho_{JJ'}) 2\mathrm{Re}[(C_T C_A'^* + C_T' C_A^*) \pm$$

$$\pm \gamma \frac{m_e}{E_e} (C_T C_T'^* + C_A C_A'^*)]$$

$$a_{10} \xi = |M_F|^2 \delta_{JJ'} [2Im (C_S C_V^* + C_S' C_V'^*) \mp$$

$$\mp \alpha Z \frac{m_e}{P_e} (|C_S|^2 - |C_V|^2 + |C_S'|^2 - |C_V'|^2)] +$$

$$+ \frac{1}{3} |M_{GT}|^2 (1 + \rho_{JJ'}) [- 2Im (C_T C_A^* + C_T' C_A'^*) \pm$$

$$\pm \alpha Z \frac{m_e}{P_e} (|C_T|^2 - |C_A|^2 + |C_T'|^2 - |C_A'|^2)]$$

$$a_{11} \xi = (M_F M_{GT}) \delta_{JJ'} \sqrt{\frac{J}{J+1}} 2Re [(C_S C_A^* + C_V C_T^* + C_S' C_A'^* + C_V' C_T'^*) \pm$$

$$\pm \gamma \frac{m_e}{E_e} (C_S C_T^* + C_V C_A^* + C_S' C_T'^* + C_V' C_A'^*) \pm$$

$$\pm \frac{m_\nu}{E_\nu} (- C_S C_T^* - C_V C_A^* + C_S' C_T'^* + C_V' C_A'^*) +$$

$$+ \gamma \frac{m_e}{E_e} \frac{m_\nu}{E_\nu} (- C_S C_A^* - C_V C_T^* + C_S' C_A'^* + C_V' C_T'^*)] +$$

$$+ |M_{GT}|^2 \lambda_{JJ'} [\pm 2Re (C_T C_A^* + C_T' C_A'^*) +$$

$$+ \gamma \frac{m_e}{E_e} (|C_T|^2 + |C_A|^2 + |C_T'|^2 + |C_A'|^2) +$$

$$+ \frac{m_\nu}{E_\nu} (-|C_T|^2 - |C_A|^2 + |C_T'|^2 + |C_A'|^2) \pm$$

$$\pm \gamma \frac{m_e}{E_e} \frac{m_\nu}{E_\nu} 2\mathrm{Re} (- C_T C_A^* + C_T' C_A'^*)]$$

$$a_{12} \xi = - |M_{GT}|^2 \rho_{JJ'} 2\mathrm{Re} [(C_T C_A'^* + C_T' C_A^*) \pm$$

$$\pm \gamma \frac{m_e}{E_e} (C_T C_T'^* + C_A C_A'^*)]$$

$$a_{13} \xi = \frac{E_e - \gamma m_e}{P_e^2} \{ 2\mathrm{Re} (M_F M_{GT}) \delta_{JJ'} \sqrt{\frac{J}{J+1}} [[\pm$$

$$\pm (C_S C_T^* + C_V C_A^* + C_S' C_T'^* + C_V C_A'^*) -$$

$$- (C_S C_A^* + C_V C_T^* + C_S' C_A'^* + C_V' C_T'^*)] +$$

$$+ \frac{m_\nu}{E_\nu} [(- C_S C_A^* - C_V C_T^* + C_S' C_A'^* + C_V' C_T'^*) \pm$$

$$\pm (C_S C_T^* + C_V C_A^* - C_S' C_T'^* - C_V' C_A'^*)]] +$$

$$+ |M_{GT}|^2 \lambda_{JJ'} [[(|C_T|^2 + |C_A|^2 + |C_T'|^2 + |C_A'|^2) \mp$$

$$\mp 2\mathrm{Re} (C_T C_A^* + C_T' C_A'^*)] +$$

$$+ \frac{m_\nu}{E_\nu} [(|C_T|^2 + |C_A|^2 - |C_T'|^2 - |C_A'|^2) \mp$$

$$\mp \; 2\mathrm{Re}\,(C_T C_A^* - C_T' C_A'^*)\;]\;]\;\}$$

$$a_{14}\xi = -\frac{E_e - \gamma m_e}{P_e^2}\,|M_{GT}|^2\,\rho_{JJ'}\,2\mathrm{Re}\,[\pm(C_T C_T'^* + C_A C_A'^*) -$$

$$-(C_T C_A'^* + C_T' C_A^*)\;]$$

$$a_{15}\xi = (M_F M_{GT})\,\delta_{JJ'}\sqrt{\frac{J}{J+1}}\;[\pm 2\mathrm{Re}\,(-C_S C_T^* - C_S' C_T'^* + C_V C_A^* + C_V' C_A'^*) -$$

$$-\alpha Z\frac{m_e}{P_e}\,2\mathrm{Im}\,(C_S C_A^* + C_S' C_A'^* - C_V C_T^* - C_V' C_T'^*)\;] +$$

$$+\,|M_{GT}|^2\,\lambda_{JJ'}\,[(|C_T|^2 + |C_T'|^2 - |C_A|^2 - |C_A'|^2) \pm$$

$$\pm\,\alpha Z\frac{m_e}{P_e}\;2\mathrm{Im}\,(C_T C_A^* + C_T' C_A'^*)\;]$$

$$a_{16}\xi = \frac{E_e - \gamma m_e}{P_e^2}\,(M_F M_{GT})\,\delta_{JJ'}\sqrt{\frac{J}{J+1}}\;2\mathrm{Im}\;[\;\pm$$

$$\pm\,(C_S C_T'^* + C_S' C_T^* + C_V C_A'^* + C_V' C_A^*) -$$

$$-\,(C_S C_A'^* + C_S' C_A^* + C_V C_T'^* + C_V' C_T^*)\;]$$

$$a_{17}\xi = (M_F M_{GT})\,\delta_{JJ'}\sqrt{\frac{J}{J+1}}\;[\,2\mathrm{Im}\,(C_S C_A'^* + C_S' C_A^* - C_V C_T'^* - C_V' C_T^*) \pm$$

$$\pm\,\alpha Z\frac{m_e}{P_e}\,2\mathrm{Re}\,(-C_S C_T'^* - C_S' C_T^* + C_V C_A'^* + C_V' C_A^*) \pm$$

$$\pm \frac{m_\nu}{E_\nu} \, 2\mathrm{Im}\,(C_S C_T'^{*} - C_S' C_T^{*} - C_V C_A'^{*} + C_V' C_A^{*}) \; +$$

$$+ \, \alpha Z \frac{m_e}{P_e} \frac{m_\nu}{E_\nu} \, 2\mathrm{Re}\,(-C_S C_A'^{*} + C_V C_T'^{*} + C_S' C_A^{*} - C_V' C_T^{*})\,] \; +$$

$$+ \, |M_{GT}|^2 \, \lambda_{JJ'} \, [\, \pm \, 2\mathrm{Im}\,(C_T C_A'^{*} + C_T' C_A^{*}) \; -$$

$$- \, \alpha Z \frac{m_e}{P_e} \, 2\mathrm{Re}\,(C_T C_T'^{*} - C_A C_A'^{*}) \; +$$

$$+ \frac{m_\nu}{E_\nu} \, 2\mathrm{Im}\,(C_T C_T'^{*} - C_A C_A'^{*}) \; \pm$$

$$\pm \, \alpha Z \frac{m_e}{P_e} \frac{m_\nu}{E_\nu} \, 2\mathrm{Re}\,(-C_T C_A'^{*} + C_T' C_A^{*})\,]$$

$$a_{18}\,\xi = |M_{GT}|^2 \, \rho_{JJ'} \, [\, -2\mathrm{Im}\,(C_T C_A^{*} + C_T' C_A'^{*}) \; \pm$$

$$\pm \, \alpha Z \frac{m_e}{P_e} (|C_T|^2 + |C_T'|^2 - |C_A|^2 - |C_A'|^2)\,]$$

$$a_{19}\,\xi = (M_F M_{GT}) \, \delta_{JJ'} \sqrt{\frac{J}{J+1}} \, 2\mathrm{Im}\,[(C_S C_A'^{*} + C_S' C_A^{*} + C_V C_T'^{*} + C_V' C_T^{*}) \; \pm$$

$$\pm \, \gamma \frac{m_e}{E_e} \, (C_S C_T'^{*} + C_S' C_T^{*} + C_V C_A'^{*} + C_V' C_A^{*})\,]$$

$$a_{20}\,\xi = (M_F M_{GT}) \, \delta_{JJ'} \sqrt{\frac{J}{J+1}} \, [\, 2\mathrm{Re}\,(-C_S C_A^{*} - C_S' C_A'^{*} + C_V C_T^{*} + C_V' C_T'^{*}) \; \mp$$

$$\mp \alpha Z \frac{m_e}{P_e} \; 2\mathrm{Im}\,(C_S\, C_T^* + C_S'\, C_T'^* - C_V\, C_A^* - C_V'\, C_A'^*)\;]$$

Los coeficientes a'_2, a'_8, a'_9, y a'_{10} se obtienen de los correspondientes a_2, a_8, a_9 y a_{10} haciendo $\rho_{JJ'} = 0$

APENDICE 4.

INVARIANCIA DE LOS TERMINOS

Término	Forma	P	T	C
1	1	+	+	+
2	$\underline{P}_e \cdot \underline{P}_\nu$	+	+	+
3	$\underline{J} \cdot \underline{P}_e$	-	+	-
4	$(\underline{J} \cdot \underline{P}_e)\ (\underline{J} \cdot \underline{P}_\nu)$	+	+	+
5	$\underline{J} \cdot \underline{P}_\nu$	-	+	-
6	$\underline{J} \cdot \underline{P}_e \times \underline{P}_\nu$	+	-	-
7	$\underline{\sigma} \cdot \underline{P}_e$	-	+	-
8	$(\underline{\sigma} \cdot \underline{P}_e)\ (\underline{P}_e \cdot \underline{P}_\nu)$	-	+	-
9	$\underline{\sigma} \cdot \underline{P}_\nu$	-	+	-
10	$\underline{\sigma} \cdot \underline{P}_e \times \underline{P}_\nu$	+	-	-
11	$\underline{\sigma} \cdot \underline{J}$	+	+	+
12	$(\underline{\sigma} \cdot \underline{J})\ (\underline{\sigma} \cdot \underline{P}_\nu)$	-	+	-
13	$(\underline{\sigma} \cdot \underline{P}_e)\ (\underline{J} \cdot \underline{P}_e)$	+	+	+

14	$(\underline{\sigma} \cdot \underline{P}_e)(\underline{J} \cdot \underline{P}_e)(\underline{J} \cdot \underline{P}_\nu)$	-	+	-
15	$(\underline{\sigma} \cdot \underline{P}_e)(\underline{J} \cdot \underline{P}_\nu)$	+	+	+
16	$(\underline{\sigma} \cdot \underline{P}_e)(\underline{J} \cdot \underline{P}_e \times \underline{P}_\nu)$	-	-	+
17	$\underline{\sigma} \cdot \underline{J} \times \underline{P}_e$	-	-	+
18	$(\underline{\sigma} \cdot \underline{J} \times \underline{P}_e)(\underline{J} \cdot \underline{P}_\nu)$	+	-	-
19	$\underline{\sigma} \cdot \underline{J} \times \underline{P}_\nu$	-	-	+
20	$\underline{\sigma} \cdot [\underline{P}_e \times (\underline{J} \times \underline{P}_\nu)$	+	+	+

REFERENCIAS

1.- T.D. Lee y C.N. Yang. Phys.Rev. *104*, 254, (1956).

2.- C.S. Wu. "Proceedings of Rehovoth Conference on Nuclear Structure". North Holland Publishing Company 1957.

3.- J.D. Jackson, S.B. Treiman y R.W. Wild. Phys.Rev. *106*, 517, (1957).

4.- J.D. Jackson, S.B. Treiman y R.W. Wild. Nucl.Phys. *4*, 206, (1957).

5.- M.E. Ebel y G. Feldman. Nucl.Phys. *4*, 213, (1957).

6.- K. Alder, B. Stech y A. Winter. Phys.Rev. *107*, 728, (1957).

7.- B.T. Feld, Phys.Rev. *107*, 797, (1957).

8.- V.B. Berestetsky et al. Nucl.Phys. *5*, 464, (1957).

9.- R.P. Feyman y M. Gell-Mann. Phys.Rev. *109*, 193, (1958).

10.- T.D. Lee y C.N. Yang. Phys.Rev. *105*, 1671, (1957).

11.- C.S. Wu et al. Phys.Rev. *105*, 1413, (1957).

12.- C.S. Wu et al. Phys.Rev. *106*, 1361, (1957).

13.- H. Fraunfelder et al. Phys.Rev. *106*, 386, (1957).

14.- H. Fraunfelder et al. Phys.Rev. *107*, 643, (1957).

15.- M. Goldhaber, L. Grodzins y A.W. Sunyar. Phys.Rev. *106*, 826, (1957).

16.- A. de-Shalit et al. Phys.Rev. *107*, 1459, (1957).

17.- J.D. Jackson. "The Physics of Elementary Particles". Princeton University Press. 1958.

18.- H.A. Tolhoek y S.R. de Groot. Physica *17*, 1, (1951).

19.- E. Ambler, R.W. Hayward, D.D. Hoppes y R.P. Hudson. Phys.Rev. *108*, 503, (1957) y Phys.Rev. *110*, 787, (1958).

20.- J.S. Allen. "The Neutrino". Princeton University Press. 1958.

21.- J.S. Allen. Rev.Mod.Phys. *31*, 791, (1959).

22.- J. Gerhart. Phys.Rev. *108*, 897, (1958).

23.- J.R. Pruett. Phys.Rev. *73*, 1219, (1948).

24.- J.J. Sakurai. Phys.Rev.Let. *1*, 40, (1958).

25.- Sosnovskij et al. Annual International Conference on High Energy Physics at CERN. 237, 1958.

Nota del autor: Algunas erratas del texto que no fueron corregidas antes de su impresión, se indican en esta nota:

Página 3, fórmula (1)

dice $\mathcal{H} = \bar{e} \,[\, \sum_i (\bar{P} \underline{O}^i n)\, (C_i O_i + C_i' O_i') \,]\, \nu + \text{c.c.}$

debe decir $\mathcal{H} = \bar{e} \,[\, \sum_i (\bar{P} O^i n)\, (C_i O_i + C_i' O_i') \,]\, \nu + \text{c.c.}$

Página 3

dice Tensorial (T) : $\sigma_{\lambda\mu}/2$, debe decir Tensorial (T) : $\sigma_{\lambda\mu}/\sqrt{2}$

dice $\sigma_{\lambda\mu} = \frac{1}{2} (\gamma_\lambda \gamma_\mu - \gamma_\mu \gamma_\lambda)$, debe decir $\sigma_{\lambda\mu} = \frac{1}{2} i\, (\gamma_\lambda \gamma_\mu - \gamma_\mu \gamma_\lambda)$

Página 4, línea 2

dice y P_ν, energías debe decir y $\underline{P}_\nu$, energías

Página 4, penúltima línea

dice $\bar{M} = \gamma^0 M + \gamma^0$, debe decir $\bar{M} = \gamma^0 M^+ \gamma^0$

Página 9, fórmula (23)

dice $N = \dfrac{2\,\Gamma\,(r + i\,\alpha z E_e/P_e)}{\Gamma\,(2\gamma + 1)}\; e^{\pi \alpha z E_e/P_e}\, (2 P_e r)$

debe decir $N = \dfrac{2\,\Gamma\,(\gamma + i\,\alpha Z E_e/m_e P_e)}{\Gamma\,(2\gamma + 1)}\; e^{\pi \alpha Z E_e/2 m_e P_e}\, (2 P_e r)$

Página 9, fórmula (24)

dice $i\,\alpha z \sqrt{E_e - m_e}$, debe decir $i\,\alpha Z \sqrt{E_e - m_e}$

dice $i\,\alpha z \sqrt{E_e + m_e}$, debe decir $i\,\alpha Z \sqrt{E_e + m_e}$

Página 9, fórmula (26)

dice $$F(Z, E_e) = \frac{N^2}{2m_\nu} \; \frac{\gamma + 1}{E_e + m_e}$$

debe decir $$F(Z, E_e) = \frac{N^2 m_e}{2} \; \frac{\gamma + 1}{E_e + m_e}$$

Página 10, fórmula (28) última línea

dice $\underline{\sigma}\ [\ (a_7 + a_8 \ldots\ ]$ debe decir $\sigma \cdot [\ (a_7 + a_8 \ldots]$

Página 17, línea 8

dice sólo aparecería[25] debe decir sólo aparecería[24]

Página 20, línea 3

dice $\underline{\Lambda} \cdot \Lambda^*$ debe decir $\underline{\Lambda} \cdot \underline{\Lambda}^*$

Página 23, línea 3

dice $\mp \alpha Z \dfrac{m_e}{P_e} (C_S C_A^* - \ldots)$ debe decir $\mp \alpha Z \dfrac{m_e}{P_e} 2\,\mathrm{Re}\,(C_S C_A^* - \ldots)$

Esta página está intencionalmente en blanco