

CAPITULO I

LA FÍSICA DEL NEUTRINO Y EL DECAIMIENTO BETA DOBLE

El decaimiento $\beta\beta$ es uno de los procesos más raros de la naturaleza, con vidas medias del orden de $\sim 10^{20}$ años o más. Resulta observable sólo cuando el decaimiento β simple está energéticamente prohibido o fuertemente suprimido debido a un cambio de espín muy grande. La fuerza de apareamiento hace que los núcleos par-par estén mucho más ligados que los impar-impar vecinos. La Fig (1.1) muestra como ejemplo el decaimiento $\beta\beta$ del ^{128}Te en ^{128}Xe .

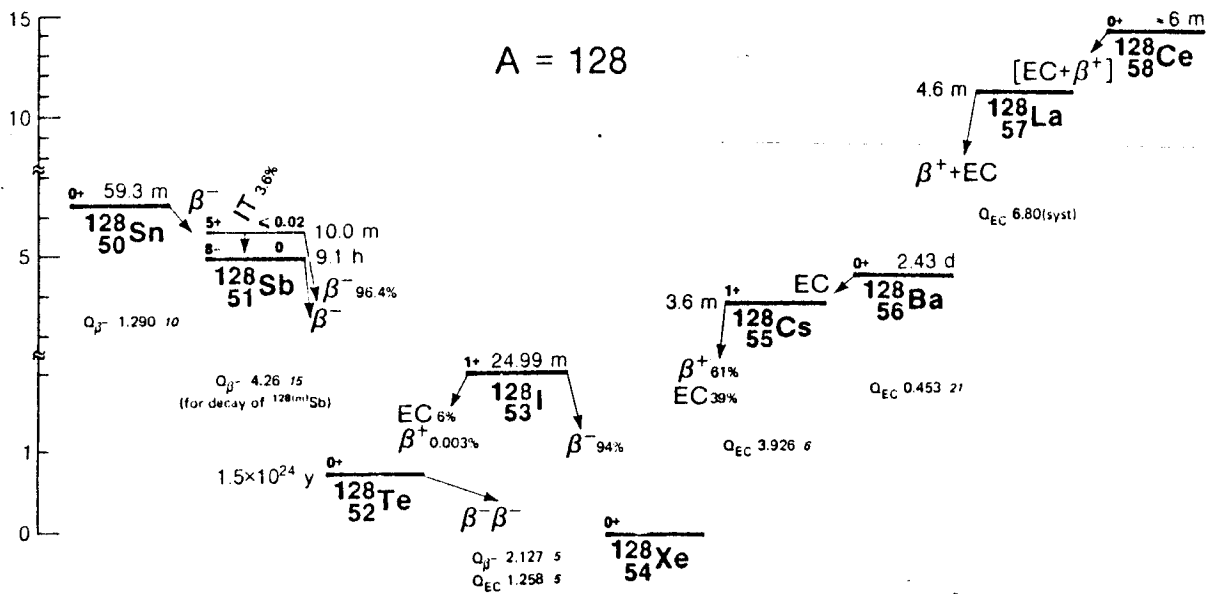


Fig. (1.1) Espectro de masas para los isóbaros ^{128}Te , ^{128}I y ^{128}Xe [Sur 83]. El decaimiento $\beta\beta$ es el único modo posible para el ^{128}Te .

Estos procesos a segundo orden pueden ocurrir a través de dos modos diferentes de decaimiento que se encuentran íntimamente

relacionados con la diferencia entre neutrinos y antineutrinos:

1. Proceso que conserva el numero leptónico ($\beta\beta_{2\nu}$). Puede considerarse como un proceso en dos etapas

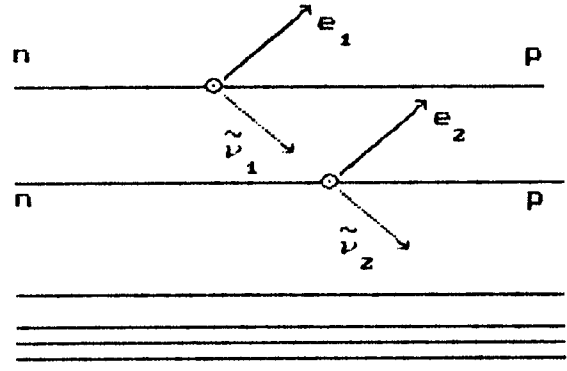
$$n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_1$$

$$n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_2$$

$$2n \rightarrow 2p + 2e^- + 2\tilde{\nu}$$

$$o : (A, Z) \rightarrow (A, Z+2) + 2e^- + 2\tilde{\nu},$$

A-2



y se describe como una perturbación a segundo orden en el Hamiltoniano débil V-A, H_V , dentro del modelo electrodébil estándar, independientemente de si los neutrino son partículas de Dirac ($\nu \neq \tilde{\nu}$) o de Majorana ($\nu = \tilde{\nu}$), masivas o sin masa. Sin embargo, cuando ν y $\tilde{\nu}$ son partículas diferentes la emisión de los dos electrones debe ser acompañada por dos antineutrinos.

2. Proceso que viola la conservación del numero leptónico ($\beta\beta_{0\nu}$).

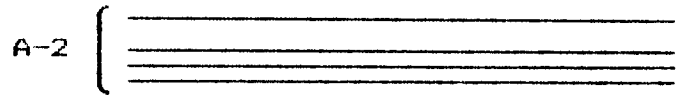
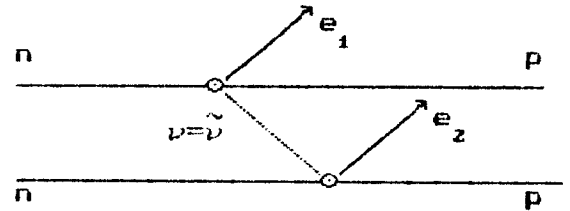
Para el caso en que sólo existe un tipo de neutrino del electrón el decaimiento β doble puede ocurrir de acuerdo con el esquema siguiente:

$$n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}$$

$$\nu + n \rightarrow p + e^- \quad (\text{if } \nu = \tilde{\nu})$$

$$2n \rightarrow 2p + 2e^-$$

$$o : (A, Z) \rightarrow (A, Z+2) + 2e^-.$$



Aquí se asume que un neutrino virtual fue emitido en la primera etapa y absorbido en la segunda. El resultado neto es que sólo se emiten dos electrones y de esta forma no se conserva el número leptónico. De remarcarse que cuando $m_\nu = 0$, es decir, cuando la helicidad es un buen número cuántico, y las corrientes leptónicas débiles son del tipo V-A puro, los operadores de proyección de helicidad

$$L = (1 - \gamma_5) / 2 \tag{1.1}$$

$$R = (1 + \gamma_5) / 2,$$

aseguran que el antineutrino emitido y el neutrino absorbido son, respectivamente, levógiro (LH) y dextrógiro (RH); de modo que

$$n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}^{RH}, \quad \text{y} \quad \nu^{LH} + n \rightarrow p + e^-.$$

En consecuencia, aun cuando el neutrino sea una partícula de Majorana ($\nu = \tilde{\nu}$), el decaimiento $\beta\beta_{0\nu}$ no podrá ocurrir sin que se satisfagan alguna de las siguientes condiciones:

- a) los neutrinos son masivos (la parte m_ν) o
- b) la corriente débil dextrógira (V+A) coexiste con la corriente levógira (V-A) (la parte η).

Si la masa del neutrino es nula, no puede haber mezcla de neutrinos

donde G es la constante de acoplamiento débil,

$$j^\mu = \bar{e}\gamma^\mu [(1-\gamma_5) + \eta(1+\gamma_5)]\nu \quad (1.3)$$

es la corriente leptónica, y

$$J_\mu = \bar{\Psi}_p [g_V \gamma_\mu - g_A \gamma_\mu \gamma_5] \Psi_n \quad (1.4)$$

es la corriente hadrónica levógira (V-A). La amplitud de transición para el decaimiento $\beta\beta_{0\nu}$ es

$$M_{0\nu} = \sum_{m,\nu} \left[\frac{\langle f; e_1^-, e_2^- | H_W | m; e_1^-, \nu \rangle \langle m; e_1^-, \nu | H_W | i \rangle}{E_m - E_i + E_1 + E_\nu} - (1 \leftrightarrow 2) \right], \quad (1.5)$$

donde i, m, f y e_1^-, e_2^- indican, respectivamente, los estados nucleares inicial, intermedio y final y los estados finales de electrón: siendo ν el estado intermedio de neutrino. La parte leptónica de la amplitud $M_{0\nu}$ se escribe como [Doi85]:

$$\begin{aligned} M_{0\nu}(\text{lepton}) &= \overline{e(x)\gamma_\sigma L\nu(x)\bar{e}(y)\gamma_\rho(L+\eta R)\nu(y)} \\ &= i \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \frac{e^{-iq(x-y)}}{q^2 - m_\nu^2} \bar{e}(x)\gamma_\sigma(m_\nu L + \eta q_\mu \gamma^\mu R)\gamma_\rho e^c(y), \quad (1.6) \end{aligned}$$

donde la línea conectando $\nu(x)$ y $\nu(y)$ significa una contracción, que está permitida si el neutrino es una partícula de Majorana; el símbolo C representa la conjugación de carga (definida explícitamente en el apéndice A) y se han empleado las relaciones

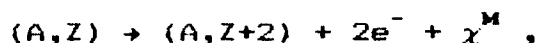
$$L(q^\mu \gamma_\mu + m_\nu)L = m_\nu L \quad \text{y} \quad L(q^\mu \gamma_\mu + m_\nu)R = m_\nu R.$$

De la relación (1.6) puede verse claramente ahora que el decaimiento $\beta\beta_{0\nu}$ tendrá lugar solo cuando $\nu=\tilde{\nu}$ y al mismo tiempo una o ambas de las condiciones a) y b) sean satisfechas. La ec. (1.6) muestra que para un neutrino masivo, la amplitud de transición es proporcional al factor

$$m_\nu / (q^2 - m_\nu^2).$$

Así, para una masa del neutrino pequeña, la amplitud resulta proporcional a la masa del neutrino. Por el otro lado, para una masa del neutrino grande la amplitud deviene proporcional a $1/m_\nu$, de modo que resulta nuevamente suprimida. El cruce de helicidades entre las componentes levógiras principales de la interacción es permitido por el empalme η con la parte dextrógira, no conservativa del número leptónico, de la interacción (Fig. (1.2.b)).

Aunque el énfasis principal se concentrará en los modos de decaimiento $\beta\beta_{2\nu}$ y $\beta\beta_{0\nu}$, hay un tercer tipo de decaimiento $\beta\beta$ que podría ocurrir si existiera un bosón de Goldstone sin masa denominado majoron. El majoron proviene de la ruptura espontánea de una simetría global [Chi80, Gel 81, Geo 81] y da lugar al proceso que no conserva el número leptónico



que designaremos como $\beta\beta_{0\nu, M}$, y discutimos en el ap. A.

Vidas medias del decaimiento $\beta\beta$

Habiendo establecido la íntima conexión entre el decaimiento beta doble sin neutrinos y la masa de neutrino (que detallamos en el Ap. A), ahora enfocaremos el problema de extraer la información sobre el neutrino de los datos del decaimiento. Los detalles del

cálculo de las intensidades de decaimiento $\beta\beta$ pueden encontrarse en numerosos artículos [Hax 84, Doi 85, Ver 86, Mut 88b, Doi 88a, Krm90]. Aquí sólo presentaremos los resultados finales para las transiciones $0^+ \rightarrow 0^+$. Concentraremos para ello nuestra atención en el Hamiltoniano débil

$$H_W = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{e} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) n_e J_\mu + \frac{i}{2} \sum_{j,k=1}^n g_{jk} N_j \gamma_5 N_k \chi_l^M, \quad (1.7)$$

donde J_μ es la corriente hadrónica dada por (1.4), y hemos omitido para el presente análisis la parte proporcional a η .

En relación a la transiciones $0^+ \rightarrow 2^+$, las contribuciones provenientes de los modos $\beta\beta_{0\nu}$ y $\beta\beta_{0\nu,M}$ son despreciables [Doi85, Doi88b] y su medición esencialmente provee información sobre las corrientes débiles RH, es decir, sobre el parámetro η . Por el otro lado, es importante señalar que la estructura nuclear de los primeros estados excitados 2^+ , debido a los grados de libertad cuadrupolares: oscilaciones de forma y de apareamiento, es mucho más complicada que la de los correspondientes estados 0^+ . Como consecuencia de ello, las incertezas en las estimaciones de los elementos de matriz nucleares involucrados en los procesos $0^+ \rightarrow 2^+$ podrían ser mucho mayores que las asociadas a los decaimientos $0^+ \rightarrow 0^+$.

Para el Hamiltoniano (1.7) el inverso de las vidas medias puede escribirse en la forma

$$[T_{1/2} (0^+ \rightarrow 0^+)]^{-1} = \mathcal{F}_P \mathcal{F}_N \mathcal{F}_K \quad (1.8)$$

donde \mathcal{F}_P y \mathcal{F}_N contienen la información de la física de partículas y nuclear, respectivamente, mientras que \mathcal{F}_K es un factor cinemático que depende del correspondiente espacio de fase y consideramos suficientemente entendido.

Los valores de \mathcal{F}_P son:

$$\mathcal{F}_P = \begin{cases} 1 & ; \text{for } \beta\beta_{2\nu} \\ [\langle m_\nu \rangle / m_e]^2 & ; \text{for } \beta\beta_{0\nu} \\ | \langle g_M \rangle |^2 & ; \text{for } \beta\beta_{0\nu, M} \end{cases} \quad (1.9)$$

donde

$$\langle m_\nu \rangle = \sum_{j=1}^n m_j U_{ej}^2 \quad ; \quad \langle g_M \rangle = \sum_{j,k=1}^n g_{j,k} U_{ej} U_{ek} \quad (1.10)$$

La suma se extiende solo sobre los autoestados de masa de los neutrinos livianos ($m_j < 20 m_e$) y las U_{ej} , definidas en (A.38), son las amplitudes del desarrollo de la función de onda del neutrino del electrón como combinación lineal de los autoestados de masa de las n familias presentes en la teoría.

El elemento de matriz nuclear

El elemento de matriz nuclear \mathcal{F}_N es de la forma

$$\mathcal{F}_N = | \mathcal{M}^{GT} - (g_A^p / g_V)^2 \mathcal{M}^F |^2 \quad (1.11)$$

donde \mathcal{M}^{GT} y \mathcal{M}^F son, respectivamente, las amplitudes de transición Gamow-Teller (GT) y Fermi (F), que usualmente se expresan como:

$$\mathcal{M}_{2\nu}(I) = \sum_{\alpha} \langle 0_f^+ | \mathcal{O}_{\pm}(I) | I^+; \alpha \rangle \langle I^+; \alpha | \mathcal{O}_{\pm}(I) | 0_i^+ \rangle / D(I\alpha) \quad , \quad (1.12)$$

donde $\mathcal{M}_{2\nu}(I=1) \equiv \mathcal{M}_{2\nu}^{GT}$ y $\mathcal{M}_{2\nu}(I=0) \equiv \mathcal{M}_{2\nu}^F$. El bra $\langle 0_f^+ |$ y el ket $| 0_i^+ \rangle$ representan las funciones de onda del estado fundamental de los núcleos inicial y final, respectivamente, y $\mathcal{O}(I)$ es el operador de un cuerpo

$$\mathcal{O}_{\pm}(I=0) \equiv \mathcal{O}_{\pm}^F = \sum_{i=1}^A t_{\pm}(i) \quad ; \quad \mathcal{O}_{\pm}(I=1) \equiv \mathcal{O}_{\pm}^{GT} = \sum_{i=1}^A \sigma(i) t_{\pm}(i), \quad (1.13)$$

donde $\langle p | t_{\pm} | n \rangle = 1$. El denominador de energía $D(I\alpha)$, expresado en unidades de la masa del electrón m_e por comodidad, queda:

$$D(I\alpha) = E_{I\alpha} - E_i + T_0/2 + 1, \quad (1.14)$$

donde T_0 es el valor Q del decaimiento. Finalmente, la suma en la ec. (1.12) se extiende sobre un conjunto completo de estados nucleares intermedios $| I^+; \alpha \rangle$.

Los modos de decaimiento $\beta\beta_{0\nu}$ y $\beta\beta_{0\nu,M}$ tiene el mismo elemento de matriz nuclear \mathcal{T}_N (1.11), con

$$\mathcal{M}_{0\nu}^{GT} \equiv \mathcal{M}_{0\nu,M}^{GT} = \langle 0_f^+ | \sum_{l \neq k}^A H(|\vec{r}_k - \vec{r}_l|, D) \vec{\sigma}(k) \cdot \vec{\sigma}(l) t_+(k) t_+(l) | 0_i^+ \rangle \quad (1.15)$$

$$\mathcal{M}_{0\nu}^F \equiv \mathcal{M}_{0\nu,M}^F = \langle 0_f^+ | \sum_{l \neq k}^A H(|\vec{r}_k - \vec{r}_l|, D) t_+(k) t_+(l) | 0_i^+ \rangle . \quad (1.16)$$

La función $H(r, D)$ es el "potencial de neutrino", siendo D una energía de excitación "típica" $D(I\alpha)$ en el núcleo intermedio, y

para neutrinos livianos, con masas $m_i \ll D \approx 40$, puede ser aproximado como [Doi 85, Tom 86, Eng 88b, Doi 88a]:

$$H(r,D) = (R/r)\phi(x) , \quad (1.17)$$

donde R es el radio nuclear, $x = Dr$ (estando D expresado en unidades naturales: $1 \text{ MeV} = 1/197.3 \text{ fm}^{-1}$) y

$$\phi(x) = \frac{2}{\pi} [\sin(x)\text{ci}(x) - \cos(x)\text{si}(x)] \cong e^{-1.5x} . \quad (1.18)$$

La comparación con el experimento

Los resultados explícitos para los factores cinemáticos \mathcal{T}_K están dados por Doi et al. [Doi85, Doi88a]. Debido a su espacio de fase de tres cuerpos, el decaimiento $\beta\beta_{0\nu}$ es cinemáticamente favorecido en relación a los otros dos procesos. Como ya se mencionó en la introducción, dado que el estado final contiene sólo dos electrones y el núcleo residual, el espectro de la suma de las energías de los electrones es una función δ en el valor de la energía disponible $Q_{\beta\beta} = e_1 + e_2 - 2 m_e$. Por el contrario, los decaimientos $\beta\beta_{2\nu}$ y $\beta\beta_{0\nu,M}$ llevan a estados finales de cuatro y cinco cuerpos, respectivamente, y en consecuencia, ambos muestran espectros de suma de energía continuos. Evidentemente, estos espectros tienen formas diferentes y esta diferencia en la cinemática puede ser usada, al menos en principio, para distinguir entre estos dos modos.

Esto se ilustra en la Fig. (1.3), que muestra que el pico del espectro de suma de energías para la emisión del majoron está

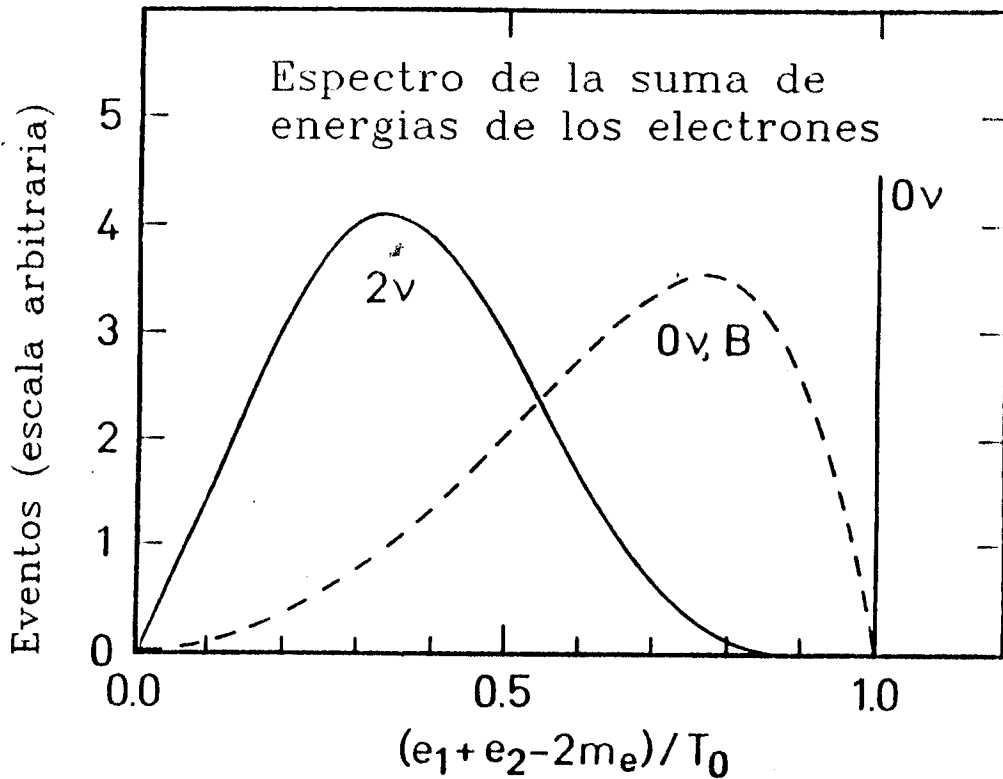


Fig. 1.3 Espectro de la suma de las energías de los dos electrones emitidos en los diversos procesos de decaimiento beta doble.

claramente a un valor mayor que el del decaimiento $\beta\beta$ ordinario. De todos modos este último proceso puede ser fuente de un importante conteo de fondo en los experimentos que miden el espectro de electrones del decaimiento $\beta\beta$.

El espectro de suma de la energía de los dos electrones, medido por primera vez por el grupo de la Universidad de California estudiando el ^{82}Se [El187], es mostrado en la Fig (1.4). Los datos reportados representan 7960 h de tiempo real corrido y corresponden a 36 eventos de decaimiento $\beta\beta$. El histograma experimental presenta acuerdo en la forma con los procesos esperados de decaimiento $\beta\beta_{2\nu}$ normalizados a 1.1×10^{20} años. Este resultado es consistente con la

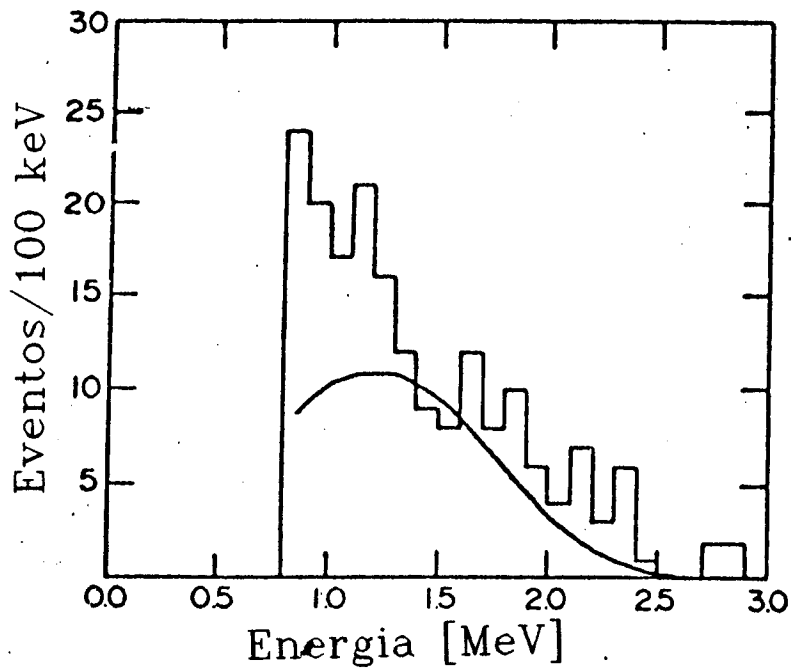


Fig. (1.4) El espectro observado de la suma de las energías de los eventos de dos electrones en ^{82}Se [El187]. Se impusieron umbrales de 150 keV y 800 keV, respectivamente, en las energías de los electrones aislados y sobre la suma de energía de los eventos.

mediciones geoquímicas de Kirsén [Kir86] y Manuel [Man86] y las cosmoquímicas de Martí y Murty [Mar85]. Así, se refuerza la confianza en las mediciones geoquímicas y cosmoquímicas de las vidas medias del decaimiento $\beta\beta$ para otros elementos. De la forma del espectro en la Fig (1.8) puede inferirse que el decaimiento $\beta\beta_{0\nu,M}$ tiene una intensidad considerablemente menor que el decaimiento $\beta\beta_{0\nu}$, y este dato puede usarse para establecer la cota $|<g_M>| \leq 1.9 \times 10^{-4}$ sobre la constante de acoplamiento del majoron [Doi88a].

Los modelos nucleares

De todo lo dicho anteriormente es claro que una evaluación confiable de los elementos de matriz nucleares \mathcal{T}_N es un prerequisite esencial para extraer información sobre la física del neutrino (contenida en la cantidad \mathcal{T}_P) de los datos experimentales de las vidas medias del decaimiento $\beta\beta$.

En este momento hay esencialmente dos modelos nucleares que están siendo usados intensivamente en la literatura para el cálculo de los procesos $\beta\beta$; éstos son el modelo de capas (SM) y la aproximación de fases al azar para cuasipartículas (QRPA). La aplicación de la técnica convencional SM está limitada al decaimiento $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$ [Hax84, Zam82, Sko83, Tsu84, Wu85]. Para emisores $\beta\beta$ más pesados el espacio de configuración se vuelve demasiado grande para ser manejado. Por ejemplo, en el caso de ^{76}Ge , con cuatro protones y dieciseis neutrones distribuidos en las órbitas de valencia $p_{3/2}$, $p_{1/2}$, $f_{5/2}$ y $g_{9/2}$, el espacio de este modelo contiene 210.777 configuraciones 0^+ . Por esta razón mucha gente [Hax81, Hax82, Sin88] han recurrido a la aproximación de acoplamiento débil (WCA), que trunca drásticamente el número de configuraciones. Dentro de la WCA el Hamiltoniano total queda expresado convenientemente como [Sin88]

$$H = H_p + H_n + H_{pn}, \quad (1.19)$$

donde H_p y H_n describen el Hamiltoniano efectivo en los espacios de protón y neutrón respectivamente, mientras que H_{pn} denota la interacción efectiva entre protones y neutrones. Después de

resolver las ecuaciones de autovalores para los sistemas de protones y neutrones por separado, se selecciona de cada sistema un número relativamente pequeño de estados de protón J^P y de neutrón J^N cuyas energías son las menores. Con estos estados se contruyen los vectores de la base acoplada protón-neutrón $|J^P J^N; 0\rangle$. Finalmente, las funciones de onda de los estados iniciales y finales se obtienen diagonalizando H_{pn} en esta nueva base. El número de configuraciones $|J^P J^N; 0\rangle$ todavía es grande en algunos cálculos, pero de todas maneras es mucho menor que el número de estados de muchas partículas original. Por ejemplo, usando este procedimiento, en un cálculo reciente [Sin88] del decaimiento $^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$ la mayor matriz aparece para el ^{76}Se y tiene dimensión 2792.

En la QRPA, que será discutida en los siguientes capítulos, la interacción nuclear es representada de un modo más esquemático que dentro del SM, pero lleva a un espacio de configuración mucho menor. Esto permite un análisis más detallado de los grados de libertad relevantes para un proceso particular.