

CAPITULO II

EL MODO 2ν Y LAS SIMETRIAS DE ESPIN Y ESPIN-ISOSPIN

Como se señaló en la introducción y se explicó en el cap.I, el cálculo del modo 2ν del decaimiento beta doble es crucial para conocer la confiabilidad de la estimación teórica de los elementos de matriz nucleares, comparándolos con las vidas medias conocidas, mientras los elementos asociados al modo 0ν , junto a la información experimental de las vidas medias de este modo de decaimiento, se usan para hacer predicciones sobre la masa m_ν del neutrino, la constante η de acoplamiento L-R, etc.

Hasta 1986 los cálculos teóricos de la intensidad de decaimiento $\beta\beta_{2\nu}$ eran sistemáticamente mayores que los correspondientes valores experimentales; la discrepancia era particularmente importante para los isótopos $^{128,130}\text{Te}$. Recientemente Vogel y Zirnbauer [Vog86] hicieron un progreso significativo: aplicaron la aproximación de fases al azar para cuasipartículas (QRPA) y mostraron que las correlaciones de estado fundamental (GSC) inducidas por la interacción residual protón-neutrón (PN) juegan un rol esencial en reducir las probabilidades de decaimiento $\beta\beta_{2\nu}$. Estudios posteriores [Civ87, Mut88a,b, Mut89a] con interacciones realistas llevaron esencialmente a la misma conclusión: al ser evaluadas dentro de la QRPA, independientemente de la fuerza empleada, las vidas medias predichas son desconcertantemente sensibles a las correlaciones de estado fundamental del tipo PN dentro del canal partícula-partícula (PP).

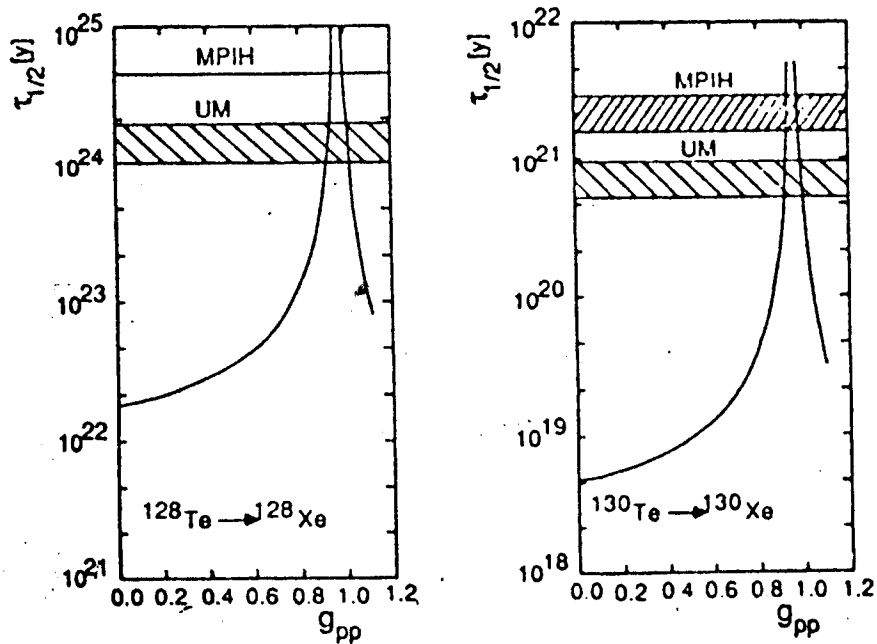


Fig. 2.1 Vidas medias $T_{2\nu}^{1/2}$ calculadas como función de g_{pp} . Las vidas medias experimentales se muestran como regiones rayadas o líneas con flechas (indicando el límite inferior) [Civ87].

Como ejemplo, en la Fig. (2.1) se muestran las vidas medias calculadas para el ^{128}Te y ^{130}Te [Civ87]. Puede verse que una mínima variación en el parámetro g_{pp} , que renormaliza la interacción protón-neutrón en el canal partícula-partícula, produce cambios enormes en las vidas medias. La inclusión del canal PP en la QRPA permite predecir vidas medias muy largas, incluso infinitas, para el decaimiento beta doble doble, cuando antes se las subestimaba en uno o dos órdenes de magnitud. El problema se centró entonces en comprender esta tremenda sensibilidad.

El mismo efecto aparece al describir los procesos β^+ ordinarios [Suh88a,b, Kuz88, Eng88a, Mut88a] y sólo recientemente se ha dado una interpretación satisfactoria a este hecho [Hir90a, Hir90b].

En efecto, en [Hir90a] hemos mostrado que:

(i) La extrema sensibilidad de las vidas medias de los decaimientos $\beta\beta_{2\nu}$ a las GSC dentro del canal PP es generada artificialmente por la violación explícita de las simetrías de isospín y SU(4).

(ii) La interferencia destructiva entre los términos "adelantados" y "atrasados" en las amplitudes de transición β^+ , señaladas en varios trabajos, no es un accidente: la física detrás de esta cancelación es la restauración de la simetría SU(4).

(iii) Para obtener resultados teóricos confiables de las vidas medias del decaimiento $\beta\beta$ debe superarse el rompimiento de las simetrías de isospín y SU(4) inducido por la aproximación HF-BCS.

Adicionalmente, hemos presentado una forma de fijar las constantes PN dentro del canal PP, suplementando de este modo la QRPA con el poder predictivo sobre las vidas medias de los decaimientos β tanto simples como dobles.

Es claro que los procesos de decaimiento $\beta\beta$ están estrechamente relacionados con las excitaciones nucleares que involucran los grados de libertad de espín y de espín-isospín. El estudio de estos modos de excitación es también uno de los problemas más interesantes de la física nuclear actual. En años recientes se dió un gran paso adelante en esta dirección al observarse, vía las reacciones (p,n) a 0° [Doe75, Rap83], la resonancia gigante Gamow-Teller (GTR) en núcleos medianos y pesados. Esta es la manifestación largamente buscada de la fuerza nuclear en el canal espín-isospín. En la Fig. (2.2) mostramos la sección eficaz de la reacción $^{128}\text{Te}(p,n)^{128}\text{I}$ en función de la energía de excitación [Mad89]. Puede distinguirse claramente el pico correspondiente al

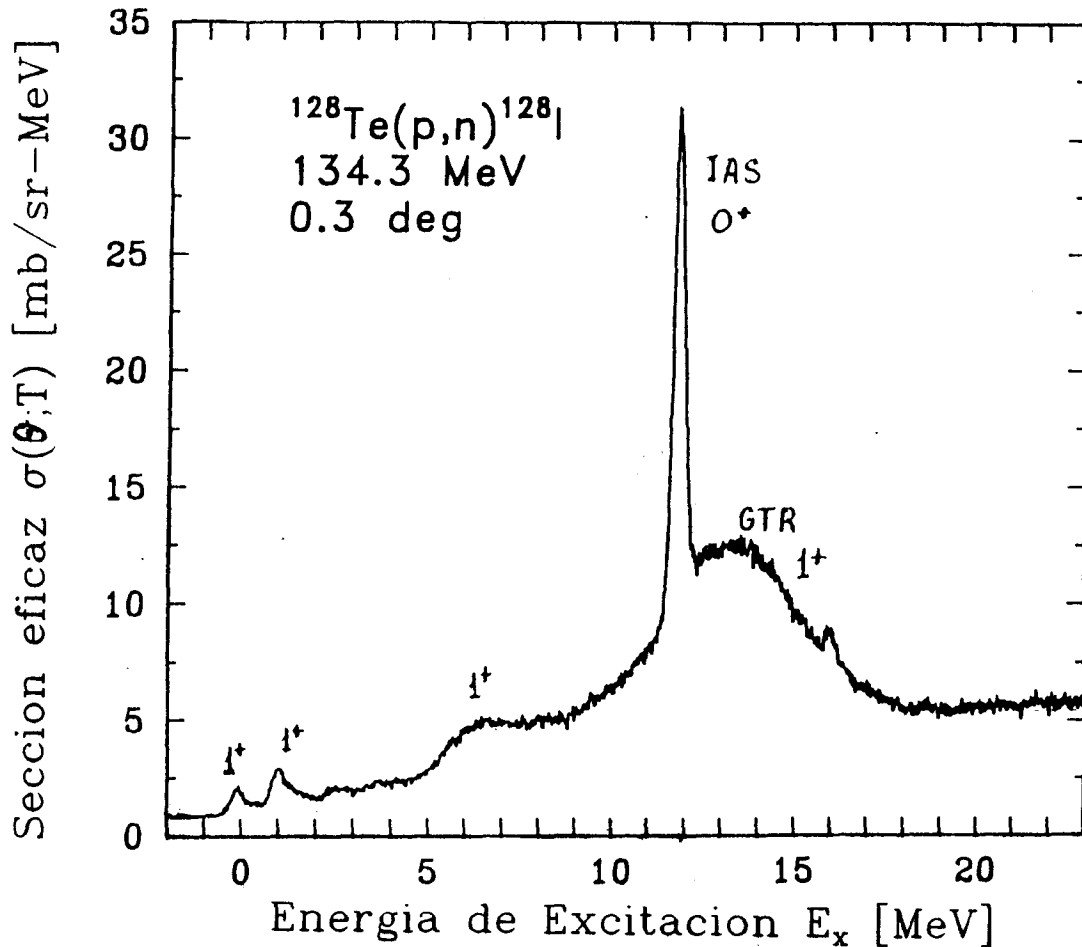


Fig. 2.2: Espectro de energía de excitación a 0.3° para la reacción $^{128}\text{Te}(p,n)^{128}\text{I}$ a 134 MeV [Mad89].

estado isobárico análogo (IAS), la región de la resonancia Gamow-Teller (GTR), y otros estados con el mismo momento angular y paridad 1^+ en la región de baja energía.

El IAS concentra toda la intensidad S_+ correspondiente a las excitaciones 0^+ , que como veremos más adelante vale $N - Z$, y la intensidad teórica total de los estados 1^+ es al menos tres veces esta cantidad. La intensidad GT extraída de los datos (p,n) depende de la elección de la interacción efectiva y de las suposiciones

sobre los mecanismos de reacción en el continuo. De todos modos parece razonablemente bien establecido que sólo alrededor del $(60 \pm 10)\%$ del límite de la regla de suma es observado experimentalmente [Rap83]. El origen de este apantallamiento ("quenching") ha sido atribuido a mezclas isóbaro delta-agujero (Δh) en la función de onda [Eri73,, Cas87, Hir90b] y a la mezcla con configuraciones de dos partículas-dos agujeros ($2p2h$) [Ber82, Shi74, Tak88, Hir88, Mar90].

En este capítulo nos concentraremos en el estudio de los procesos de estructura nuclear asociados al modo dos neutrinos del decaimiento $\beta\beta$. Analizaremos en detalle los mecanismos de restauración de las simetrías de isospin y SU(4), y usaremos esas ideas para calcular las vidas medias de los decaimientos $0^+ \rightarrow 0^+$ $\beta\beta_{2\nu}$ en los núcleos ^{76}Ge , ^{82}Se , ^{128}Te y ^{130}Te , estudiando las diferentes aproximaciones teóricas y comparándolas con los datos experimentales [Avi86, Kir86, Man86, El187]. En los mismos núcleos analizaremos también la estructura de las funciones de intensidad Gamow-Teller (GT), que han sido medidas recientemente por Madey et al. [Mad89]. El apantallamiento inducido por las excitaciones Δh será incluido aquí solo en el contexto de un modelo esquemático que llamamos RQRPA (QRPA renormalizado) y cuyo formalismo se detalla en el ap.D. Una descripción microscópica de este efecto [Fie82, Krm83, Cha84] no sólo está fuera de nuestras posibilidades computacionales sino que sería poco consistente con el objetivo perseguido en estos estudios.

Restauración de las simetrías de espín y espín-isospín.

la extrema sensibilidad de las amplitudes del $\beta\beta_{2\nu}$ Gamow-Teller (GT), $M_{2\nu}^{GT}$, respecto de los parámetros del modelo está íntimamente relacionada con la autoconsistencia entre la interacción residual y el campo medio, así como con la estructura de supermultipletes en los espacios de espín e isospín. Para mostrar esto analizaremos la forma en que la aproximación de fases al azar (RPA) restaura dichas simetrías.

Es conocido desde hace tiempo que, aun cuando la fuerza coulombiana que rompe el isospín no se incluya en el hamiltoniano \mathcal{H} , toda la estructura de invariancia de isospín puede resultar destrozada en un tratamiento aproximado de los autoestados de \mathcal{H} . En otras palabras, la ruptura de la invariancia de isospín proviene de la aproximación introducida y no de la interacción. En efecto, Engelbrecht y Lemmer [Eng70] han señalado que en los núcleos con isospín del estado fundamental $T_0 = (N-Z)/2 > 0$, la invariancia de isospín es explícitamente rota por el campo de Hartree-Fock (HF) así como por la aproximación Tamm-Dancoff (TDA). También mostraron que se recupera la descripción que conserva el isospín si se incluyen las correlaciones PN generadas dentro de la RPA de una manera autoconsistente en el estado fundamental HF. Lee [Lee71] exploró esta idea con más detalle introduciendo en la descripción la interacción coulombiana, que produce un rompimiento dinámico de la simetría de isospín. Su conclusión fue que las impurezas de isospín en el estado fundamental son también fuertemente suprimidas por las correlaciones PN.

Mientras que las correlaciones RPA para las transiciones Fermi

(F) están estrechamente vinculadas a la simetría de isospín, el comportamiento cuantitativo de las correlaciones para la transiciones Gamow-Teller depende de propiedades más detalladas de \mathcal{H} . La simetría SU(4) es destruida en los núcleos medianos y pesados debido a la interacción espín-órbita fuerte en el campo HF, estableciéndose el esquema de acoplamiento j-j. Las correlaciones PN, reponsables de construir la resonancia GT, pueden pensarse como una tendencia desde el acoplamiento j-j hacia el acoplamiento LS y la simetría SU(4). Esto se refleja en la diferencia de energías experimentales entre las resonancias F y GT [Nak82]

$$E_{res}^{GT} - E_{res}^F = (26 A^{-1/3} - 37 T_0 A^{-1}) \text{ MeV},$$

que disminuye cuando el número másico A aumenta. Los términos primero y segundo provienen del acoplamiento espín-órbita y de las correlaciones PN respectivamente, y tienden a cancelarse entre sí.

Las amplitudes $\beta\beta_{2\nu}$ están dadas por (ver fórmulas (1.11) a (1.14)).

$$M_{2\nu}(I) = \sum_{\alpha} \langle 0^+_{f} || \mathcal{O}(I) || I^+_{\alpha} \rangle \langle I^+_{\alpha} || \mathcal{O}(I) || 0^+_{i} \rangle / D(\alpha I) , \quad (2.1)$$

donde $M_{2\nu}(I=0) \equiv M_{2\nu}^F$ y $M_{2\nu}(I=1) \equiv M_{2\nu}^{GT}$, $|0^+\rangle$ es la función de onda de los núcleos iniciales, $\mathcal{O}(I)$ representa el operador F: t_+ (I=0) o el operador GT: σt_+ (I=1), el denominador de energía D(αI) es

$$D(\alpha I) = E_{\alpha I} - (E_i + E_f)/2 , \quad (2.2)$$

donde E_i y E_f son las energías iniciales y finales respectivamente, y la suma se extiende sobre un conjunto completo de estados nucleares intermedios $|I^+; \alpha\rangle$.

El formalismo BCS-QRPA es formulado explícitamente en el apéndice C. Esquemáticamente, primero se diagonaliza la parte de protones y neutrones del hamiltoniano por separado, pasando así del vacío del modelo de capas a un vacío de apareamiento (C.5), que incluye todas las excitaciones de 2 partículas-2 agujeros (2p-2h), 4p-4h, etc., con senioridad cero, es decir, acopladas a momento angular cero y paridad positiva por pares. Esto se muestra gráficamente en el lado izquierdo de la Fig. (2.3).

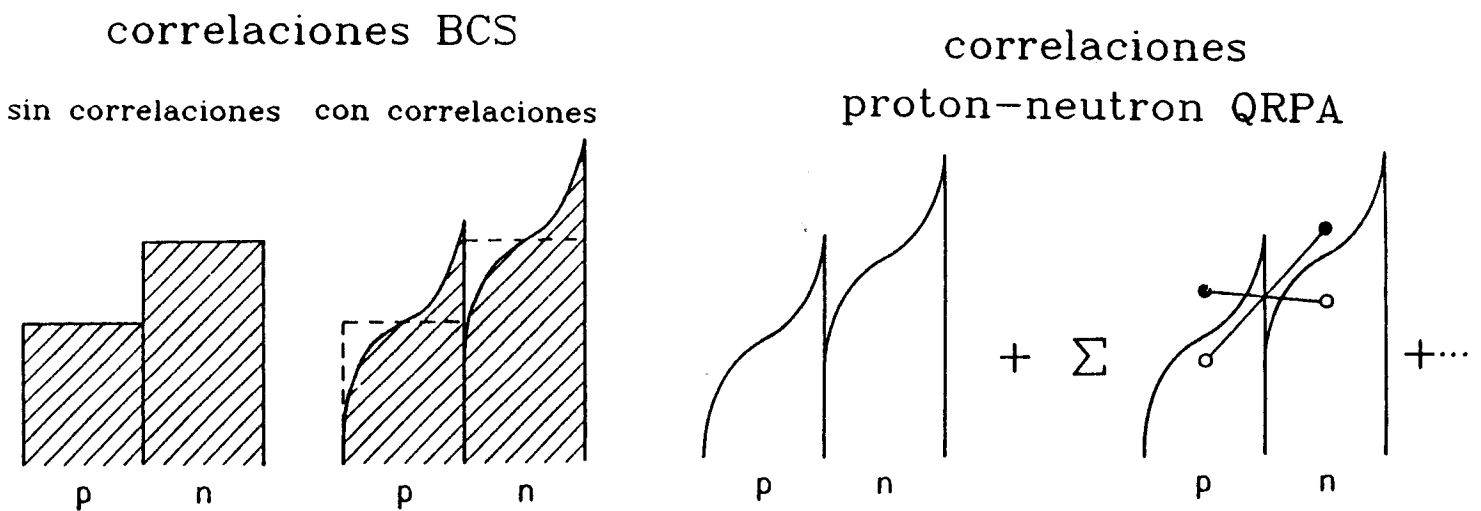


Fig. 2.3. Se muestran las diferentes aproximaciones para los estados fundamentales. De izquierda a derecha representan el modelo de capas sin correlaciones, el vacío correlacionado BCS y el vacío correlacionado de la QRPA.

El formalismo QRPA (ecs. (C.11) a (C.15)) permite enriquecer este vacío con correlaciones de tipo protón-neutrón, que en el modelo aparecen como pares de fonones de dos cuasipartículas

acopladas a momento angular I y paridad π , que representan las excitaciones protón-neutrón estudiadas en cada caso, y se muestran en el lado derecho de la Fig. (2.3).

Estos fonones (definidos por (C.12)) actúan sobre el vacío correlacionado produciendo estados excitados de dos cuasipartículas protón-neutrón, correspondientes al núcleo impar-impar vecino, como se muestra en la Fig. (2.4)

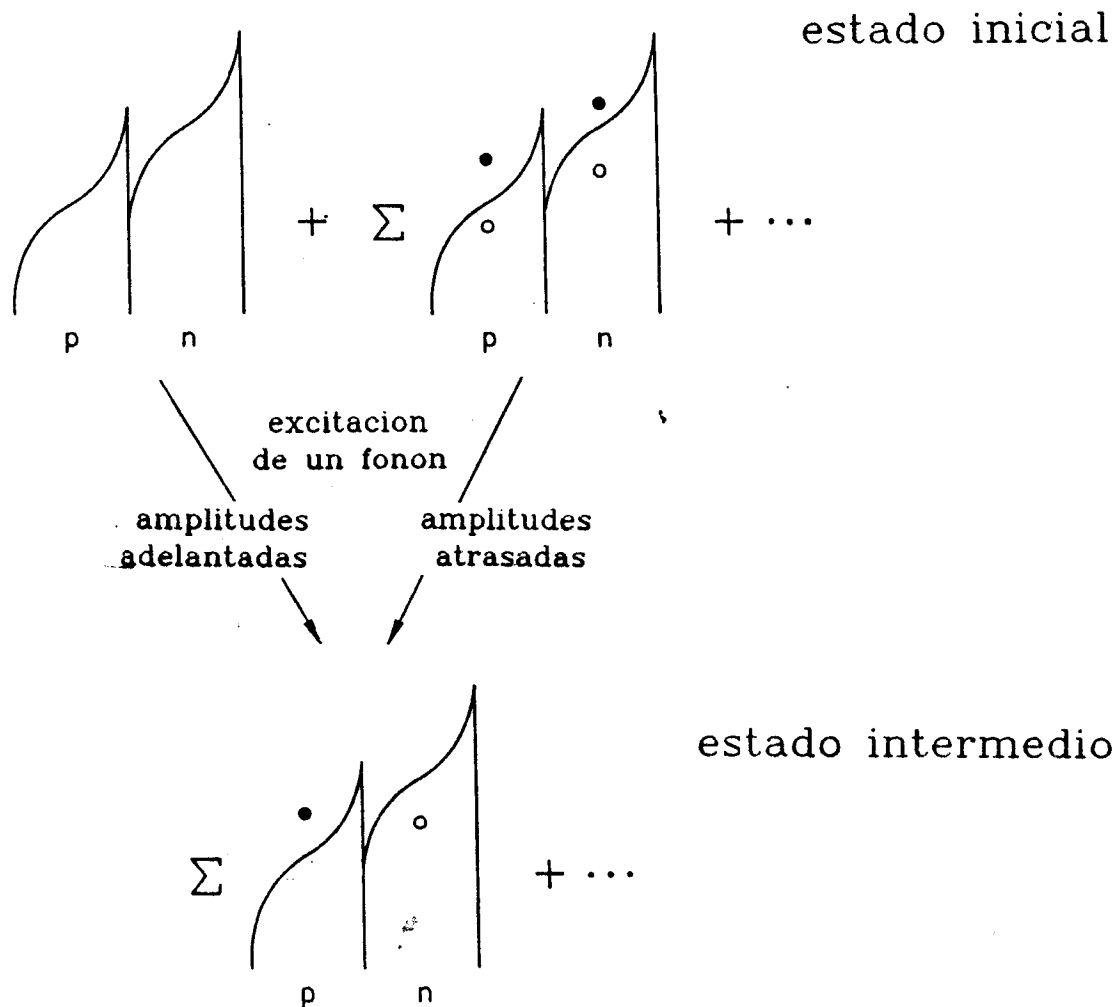


Fig 2.4. Los estados excitados protón-neutrón construídos creando un fonón sobre el vacío o aniquilando uno de las correlaciones

Estos estados pueden tener un origen "adelantado", al ser creados sobre el vacío BCS de protones y neutrones (Fig. (2.4), izquierda), o "atrasado", proveniente de la aniquilación de un fonón pn perteneciente a una correlación del estado fundamental (Fig. (2.4), derecha). Las amplitudes X e Y representan, respectivamente, las componentes adelantadas y atrasadas del fonón.

Estas amplitudes X e Y se calculan como soluciones de la ecuación matricial (C.14), obtenida al resolver la ecuación de movimiento (C.11) usando el vacío de cuasipartículas como primera aproximación al vacío correlacionado. Por ello, la validez de los resultados obtenidos con la QRPA depende de que las amplitudes atrasadas Y sean mucho menores que las adelantadas X . Si esto no se cumple, no sólo se tornan cuestionables las conclusiones a obtener sino que pueden aparecer autovalores complejos, dado que la matriz a diagonalizar en (C.14) no es hermitica. La cantidad física que determina el valor de las amplitudes Y , y con éstas el grado de presencia de correlaciones pn en el estado fundamental, es la intensidad de la interacción residual protón-neutrón en el canal partícula-partícula, y dedicaremos buena parte de este capítulo a su estudio.

Las excitaciones pn mostradas en la Fig. (2.4) están en los núcleos impares vecinos al par-par con Z protones y N neutrones cuyo estado fundamental describimos antes. Otra limitación importante de la QRPA es que los estados excitados pueden estar en cualquiera de los cuatro núcleos $(N-1, Z-1)$, $(N-1, Z+1)$, $(N+1, Z-1)$ y $(N+1, Z+1)$, con probabilidades que dependen de las amplitudes de ocupación de cuasipartícula v_p y v_n . En el formalismo Tamm-Dancoff (TDA) no hay correlaciones pn en el estado fundamental, y la

proyección en número de partículas [Dia82, Los88] permite superar totalmente este inconveniente. Lamentablemente hasta este momento no se ha podido formular acabadamente la QRPA para protones y neutrones proyectada en número de partículas. Los cálculos que realizamos dentro de un formalismo proyectado "ad hoc" mostraron resultados que difieren muy poco de los usuales en el cálculo del decaimiento $\beta\beta$, y por ello no los incluimos en este trabajo.

Nuestros intentos de subsanar esta dificultad, junto a otras relacionadas con los promedios en el cálculo de las amplitudes del decaimiento beta doble sobre los núcleos inicial y final, nos llevaron a proponer un nuevo formalismo pn-QRPA para calcular estas amplitudes [Hir90c y ap. E] donde las excitaciones adelantadas actúan sobre el estado fundamental del núcleo inicial (N,Z) y las atrasadas sobre el vacío del núcleo final (N-2,Z+2), estando los estados intermedios siempre en el núcleo (N-1,Z+1) de interés para el cálculo. Este tema se discutirá en detalle al analizar las amplitudes de transición de decaimiento $\beta\beta$.

En una primera aproximación los elementos de matriz de transición son expresados por medio de las amplitudes adelantadas y retrasadas de la QRPA, X e Y, en la forma (C.21), donde por ahora usaremos $|0^+\rangle = |0_i^+\rangle \simeq |0_f^+\rangle$, de modo que

$$\begin{aligned} \langle I^+ \alpha \| \hat{\mathcal{O}}_+^{\dagger}(I) \| 0_i^+ \rangle &= \langle I^+ \alpha \| \hat{\mathcal{O}}_+^{\dagger}(I) \| 0_f^+ \rangle = \\ &= \hat{I} \Lambda_+(\alpha I) = \sum_{pn} \langle p \| \hat{\mathcal{O}}(I) \| n \rangle [u_p v_n X_{pn}(I; \alpha) + v_p u_n Y_{pn}(I; \alpha)] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \langle 0_f^+ \| \hat{\mathcal{O}}_+^{\dagger}(I) \| I^+ \alpha \rangle &\simeq \langle 0_f^+ \| \hat{\mathcal{O}}_+^{\dagger}(I) \| I^+ \alpha \rangle = \\ &= \hat{I} \Lambda_-(\alpha I) = \sum_{pn} \langle p \| \hat{\mathcal{O}}(I) \| n \rangle [v_p u_n X_{pn}(I; \alpha) + u_p v_n Y_{pn}(I; \alpha)] \end{aligned}$$

Por otro lado, las intensidades de transición

$$S_{\pm}(I) = \sum_{\alpha} s_{\pm}(I; \alpha), \quad \text{con}$$

$$s_{+}(I; \alpha) = |\langle I^{+}; \alpha | \mathcal{O}(I) | 0^{+} \rangle|^2 \quad \text{y}$$

$$s_{-}(I; \alpha) = |\langle 0^{+} | \mathcal{O}(I) | I^{+}; \alpha \rangle|^2,$$

satisfacen la regla de suma :

$$S_{+}(I) - S_{-}(I) = 2T_0(2I+1) .$$

El límite de acoplamiento fuerte

Analícemos primero el límite de acoplamiento fuerte (SCL) [Hal67, Eng70, Lee71, Kfm90, Hir90a,b], que es el límite de simetrías de isospin y Wigner SU(4) exactas en que toda la intensidad S_{+} se concentra en el estado resonante (colectivo) $|I^{+}; \text{res}\rangle$, no hay intensidad β^{+} y el decaimiento $\beta\beta_{2\nu}$ está prohibido, i.e.

$$s_{+}(I; \text{res}) \equiv S_{+}(I) ; S_{-}(I) \equiv 0 ; \mathcal{M}_{2\nu}(I) \equiv 0. \quad (2.3)$$

Mientras que para las transiciones F las relaciones (2.3) serían exactas si la fuerza Coulombiana es excluida, para los procesos GT deben ser consideradas sólo como una primera aproximación. Dentro de las aproximaciones BCS y QTDA las simetrías mencionadas están siempre explícitamente rotas y las condiciones (2.3) nunca se cumplen. Por el contrario, dentro de la QRPA estos límites pueden obtenerse si:

$$X_{pn}(I, \text{res}) \sim \Lambda_{+}^0(pnI) \quad ; \quad Y_{pn}(I, \text{res}) \sim \Lambda_{-}^0(pnI) , \quad (2.4)$$

donde las amplitudes de transición no perturbadas $\Lambda_{\pm}^0(pnI)$ están dadas por la ec. (C.20). En este caso las ecs. de la QRPA (C.14)

para cada estado de la base $|pn\rangle$ toman la siguiente forma:

$$\begin{aligned} \varepsilon_p + \varepsilon_n - \omega_{res}^I &= -U^I(pn) + \frac{u_n}{v_n} \Delta_n^I(pn) + \frac{v_p}{u_p} \Delta_p^I(pn), \\ \varepsilon_p + \varepsilon_n + \omega_{res}^I &= U^I(pn) + \frac{v_n}{u_n} \Delta_n^I(pn) + \frac{u_p}{v_p} \Delta_p^I(pn), \end{aligned} \quad (2.5)$$

con

$$\begin{aligned} U^I(pn) &= \sum_{p',n'} (v_n^2 - v_p^2) F(pn, p'n'; I) \langle p' || 0 || n' \rangle / \langle p || 0 || n \rangle, \\ \Delta_n^I(pn) &= \sum_{p',n'} u_n v_n G(pn, p'n'; I) \langle p' || 0 || n' \rangle / \langle p || 0 || n \rangle, \\ \Delta_p^I(pn) &= \sum_{p',n'} u_p v_p G(pn, p'n'; I) \langle p' || 0 || n' \rangle / \langle p || 0 || n \rangle. \end{aligned} \quad (2.6)$$

De la ec. (2.5) obtenemos también el siguiente resultado:

$$\begin{aligned} \omega_{res}^I &= U^I(pn) + (e_p - \lambda_p) \Delta_p^I(pn) / \Delta_p + (e_n - \lambda_n) \Delta_n^I(pn) / \Delta_n, \\ \Delta_p + \Delta_n &= \Delta_p^I(pn) + \Delta_n^I(pn), \end{aligned} \quad (2.6)$$

estando Δ_p y Δ_n dadas por la ec. (C.16). Para el IAS en particular

$$U^I(p, n) + U_{j_p=j_n}^F = \sum_{j_{p'}=j_{n'}} \hat{j}_{p'} \hat{j}_p^{-1} (v_n^2 - v_p^2) F(pn, p'n'; 0),$$

y (2.7)

$$\Delta_t^I(p, n) + \Delta_t^F = -\frac{1}{2} \sum_{t'} \hat{j}_{t'} \hat{j}_t^{-1} u_t v_t G(tt, t't'; 0).$$

De (2.6) y (C.17) puede verse inmediatamente que

$$\Delta_\tau^F = \Delta_\tau; \quad E_{res}^F - E_i = e_p - e_n + U_{j_p=j_n}^F. \quad (2.8)$$

Así, sólo dentro de un cálculo autoconsistente QRPA se satisfacen las condiciones (2.8), o lo que es lo mismo es superado el rompimiento explícito de la simetría de isospin inducido por la

QTDA. En resumen

i) la misma interacción debe ser usada al resolver las ecuaciones de "gap", tanto para protones como para neutrones y para el canal PN partícula-partícula, y ii) las energías de simetría contenidas en las energías de partícula independiente (s.p.e.) de protón ($e_p = e_n + \Delta_C - U_{j_p=j_n}^F$; donde Δ_C es la energía Coulombiana de desplazamiento) deben ser iguales a la energía de simetría $U_{j_p=j_n}^F$. Es importante resaltar que el enunciado anterior solo es válido para la QRPA, y que, aún cuando las condiciones (2.8) se satisfagan, la simetría de isospín es siempre explícitamente rota tanto en la aproximación BCS como en la QTDA.

Un ejemplo: el ^{128}Te

Estudiaremos ahora con detalle el núcleo ^{128}Te , usando una interacción residual de tipo δ

$$V = -C (\nu_s P_s + \nu_t P_t) \delta(r) ; C \equiv 4\pi \text{ MeV fm}^3,$$

con diferentes valores de las constantes ν_s y ν_t para los canales de PH, PP y apareamiento. En el apéndice B se detallan las energías de partícula independiente (s.p.e) y las constantes de apareamiento y PH elegidas, mientras que ν_s^{PP} y ν_t^{PP} son tratados como parámetros libres.

Describiremos dos cálculos diferentes [Krm90, Hir90a]:

Calculo I (CI): Se usan los valores experimentales de las s.p.e. de neutrón, y las s.p.e. de protón son ajustadas de acuerdo con $e_p = e_n + \Delta_C - U_{j_p=j_n}^F$; ν_s^{pair} es fijado en 28 tanto para protones como para neutrones.

Calculo II (CII): Las s.p.e. así como las intensidades ν_e^{pair} son fijadas de los datos experimentales como se explicó más arriba.

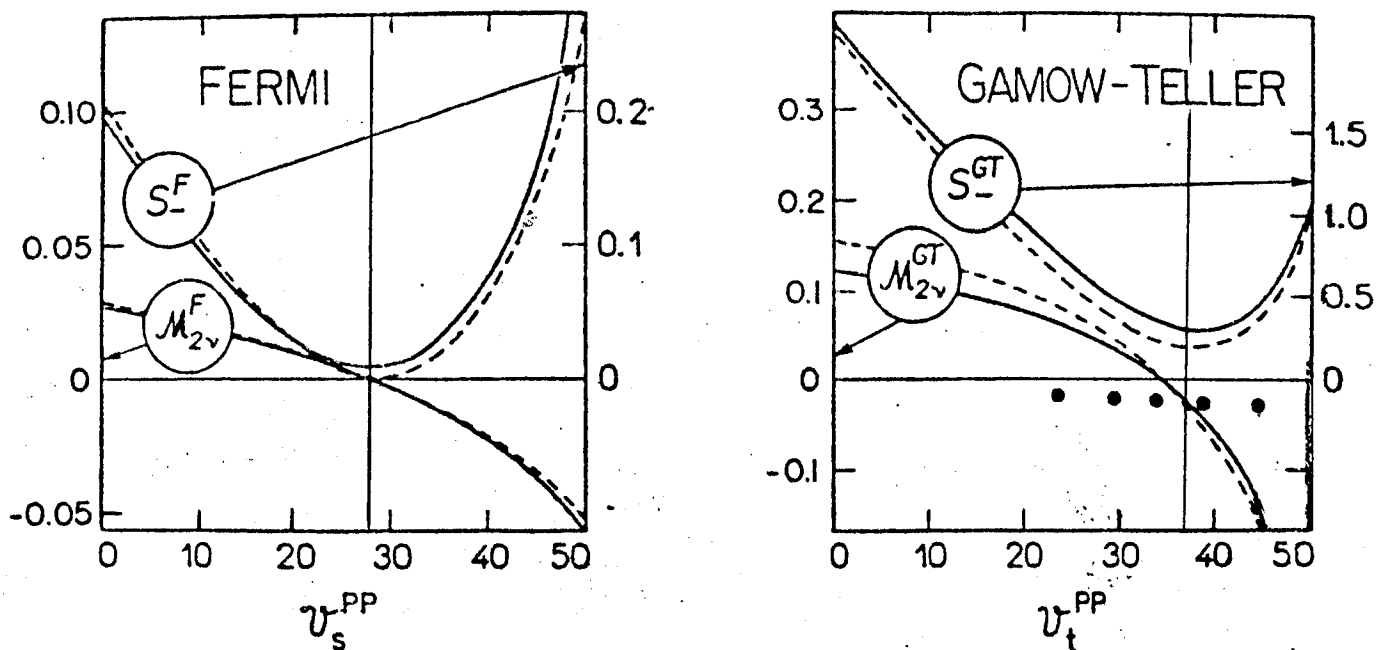


Fig. 2.5: Elementos de matriz $M_{2\nu}$ e intensidades de transición S_- para ^{128}Te . Los resultados para CI y CII se indican con líneas cortadas y enteras, respectivamente. Los valores de $M_{2\nu}^{GT}$ obtenidos en el mínimo de S_-^{GT} con las s.p.e. de CI y con $\nu_e^{\text{pair}} = 15, 20, 25, 30$ y 35 se muestran con círculos negros.

Los valores calculados de S_- y $M_{2\nu}$ dentro de la QRPA se muestran en la Fig. 2.5. El aspecto más importante, que destaca a primera vista, es la gran similitud entre $M_{2\nu}^F$ y $M_{2\nu}^{GT}$. Esto es, ambas amplitudes son muy sensibles a las GSC dentro del canal PP y pasan por cero en la región de donde S_- es mínima. Más adelante haremos uso de esta similitud para sacar conclusiones acerca del valor físico de ν_t^{PP} . luego de separar el rompimiento explícito de la simetría

SU(4) del dinámico.

Como se esperaba, cuando la condición (2.8) de autoconsistencia es satisfecha (o en forma equivalente cuando la simetría de isospín es estrictamente conservada), $\mathcal{M}_{2\nu}^F = 0$ y $S_-^F = 0$. Al variar ν_s^{PP} cuando ν_s^{pair} es constante, se introduce un grado de libertad ficticio; así, las variaciones de $\mathcal{M}_{2\nu}^F$ y S_-^F dentro de CI, exhibidas en la Fig. 2.5, sólo ponen en evidencia la pérdida de autoconsistencia entre la interacción residual y el campo medio. Es claro que aún después de introducir impurezas de isospín, es decir, cuando las condiciones (2.8) ya no son válidas, el valor de ν_s^{PP} no puede ser variado independientemente del valor de ν_s^{pair} . Más aún, de CII parece razonable establecer que ahora la autoconsistencia entre ν_s^{PP} y ν_s^{pair} es alcanzada en el valor mínimo de S_- , que representa una medida de la violación dinámica de la simetría de isospín y para el cual $\nu_s^{PP} \cong \nu_s^{pair}$ y $\mathcal{M}_{2\nu}^F \cong 0$.

Los resultados anteriores sugieren que el valor con sentido físico de ν_l^{PP} , para un valor dado de ν_s^{pair} , es aquel que minimiza S_-^{GT} . En otras palabras, puede esperarse que para ese valor de ν_l^{PP} la violación explícita de la simetría SU(4) haya sido totalmente eliminada y que el mínimo de S_-^{GT} sea una medida de cuán rota es la SU(4) por la dinámica de \mathcal{X} . Comparando los valores mínimos de S_-^{GT} en CI y CII, vemos que no sólo la separación espín-órbita sino también las impurezas de isospín juegan un papel importante. Por otro lado, ambos mínimos de S_-^{GT} se ubican casi en el mismo valor de ν_l^{PP} ($\cong 37$) y los valores correspondientes de las amplitudes $\mathcal{M}_{2\nu}^{GT}$ son casi iguales ($\cong -0.03$). La ubicación de los mínimos de S_-^{GT} depende de ν_s^{pair} y se mueve a valores más altos (más bajos) de ν_l^{PP} cuando ν_s^{pair} es aumentado (disminuido). Los resultados para $\mathcal{M}_{2\nu}^{GT}$ obtenidos

en el mínimo de S_{-}^{GT} con las s.p.e. de CI y con $\nu_{s}^{pair} = 12, 20, 25, 30$ y 35 son señalados en la Fig. 2.5 por círculos negros. Una vez que la relación ya descrita entre ν_{t}^{PP} y ν_{s}^{pair} es impuesta, es decir, después de superar la violación explícita de la simetría SU(4), la variación de $M_{2\nu}^{GT}$ respecto de ν_{t}^{PP} es de poca importancia y $M_{2\nu}^{GT}$ ya no pasa más por cero. Esto es consistente con una reciente observación de Muto y Klapdor [Mut88] en el sentido de que la cancelación de $M_{2\nu}^{GT}$ es un resultado artificial del modelo.

Efectos sobre el espectro de energías

Analizaremos ahora las consecuencias de la restauración de las simetrías de isospin y SU(4) sobre el espectro de energía de los núcleos impar-impar [Krm90, Hir90b]. Nos concentraremos primero en las intensidades F y GT en ^{128}I y ^{128}Eb , medidas respecto del estado fundamental del ^{128}Te .

En las fig. (2.6) y (2.7) las correspondientes funciones de intensidad suavizadas

$$\rho(I, \mu_{\tau} = \pm 1; E) = \frac{\Delta}{\pi} \sum_{\alpha} \frac{s_{\pm}(\alpha I)}{(E - E_{\alpha I})^2 + \Delta^2}, \quad (2.9)$$

con los siguientes intervalos de energía Δ : 0.3 MeV para las transiciones F, 0.4 MeV para los estados GT de baja energía (LL) y 0.7 MeV en la región de la GTR. En los paneles (a) se muestran las distribuciones de intensidad no perturbadas. Las curvas cortada y entera en los restantes sectores representan, respectivamente, los resultados de la QTDA y la QRPA obtenidos con los valores de los parámetros en el canal PH discutidos en el ap. B, y las siguientes constantes de acoplamiento en el canal PP:

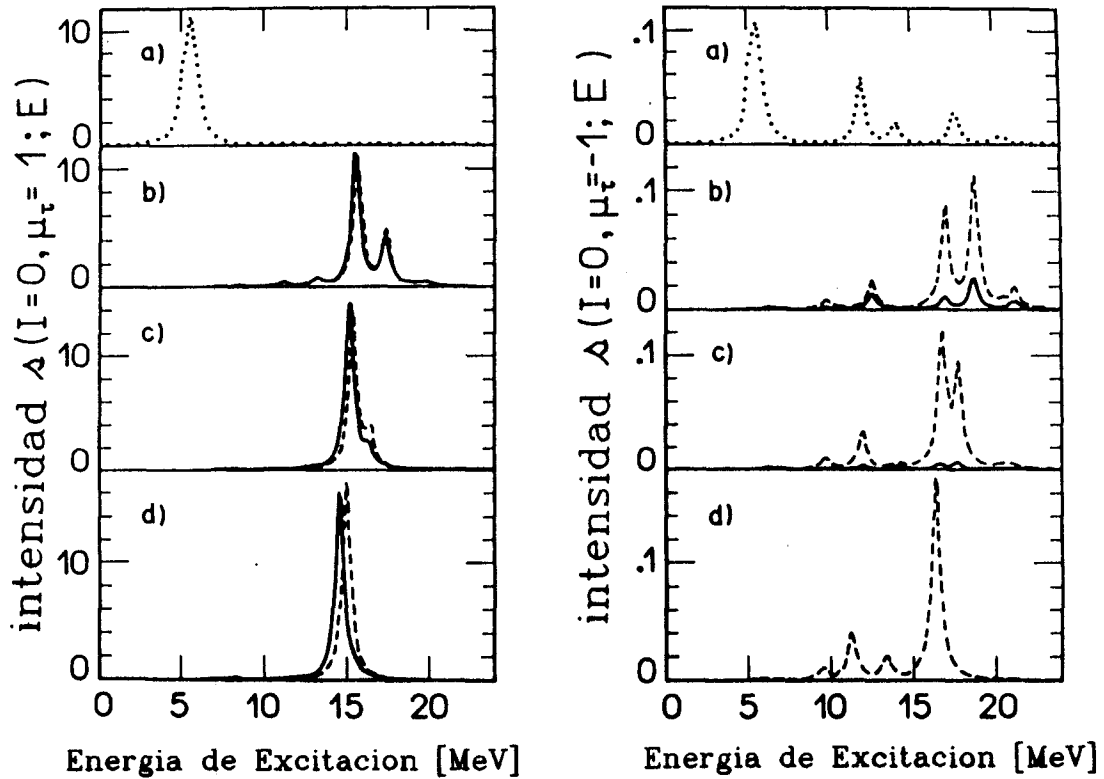


Fig. 2.6: Distribuciones de intensidad Fermi $\Delta(I=0, \mu_{\tau}=1; E)$ y $\Delta(I=0, \mu_{\tau}=-1; E)$ en los núcleos ^{128}I y ^{128}Sb , medidos respecto del estado fundamental del ^{128}Te ; en (a) aparecen las distribuciones de intensidad no perturbadas, mientras que en los sectores (b), (c) y (d) se muestran las QRPA (curvas enteras) y las QTDA (curvas cortadas), para los valores de ν^{PP} dados en el texto.

(b): $\nu_{\sigma}^{PP} = \nu_{\tau}^{PP} = 0$, es decir que la interacción PN en el canal PP está apagada;

(c): $\nu_{\sigma}^{PP} = 14$ y $\nu_{\tau}^{PP} = 18$, que son valores intermedios entre los casos (b) y (d), y

(d): $\nu_{\sigma}^{PP} = 28$ y $\nu_{\tau}^{PP} = 37$, para los que las correspondientes intensidades $S_{-}(I)$ son mínimas.

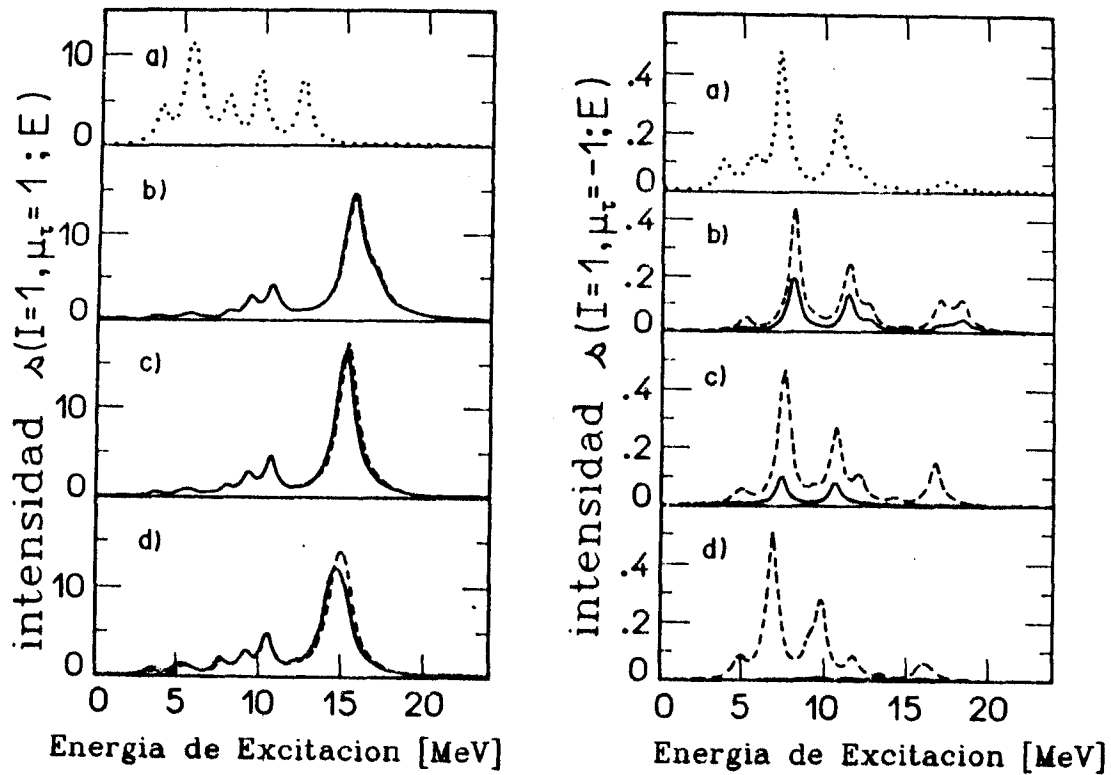


Fig. 2.7: Igual que en la Fig. (2.6), pero para las distribuciones de intensidad Gamow-Teller $\Delta(I=1, \mu_T = \pm 1; E)$.

De los resultados mostrados se puede concluir inmediatamente que las GSC dentro del canal PP, siendo de poca importancia para las intensidades β^- , $S_+(I)$, no pueden ser dejadas de lado en el cálculo de las intensidades β^+ , $S_-(I)$. También es claro que son indispensables para la restauración de las simetrías de isospín y SU(4). Debe notarse que, dado que los cálculos fueron hechos con las s.p.e. y las constantes de apareamiento v_e^{pair} para protones y neutrones extraídas de los datos experimentales, las condiciones de autoconsistencia (2.8) no se satisfacen exactamente para las transiciones F. A pesar de ello, el SCL es válido en el caso (d) para todos los efectos prácticos. Por otro lado, la simetría SU(4)

es siempre parcialmente violada, como lo muestra el hecho de que la resonancia GT no concentra toda la intensidad de la regla de suma (C.24), y una parte importante de esta intensidad está distribuida a energías más bajas. Más adelante haremos una discusión completa de este punto incluyendo la comparación con los datos experimentales.

Es importante notar que las correlaciones PN no construyen una resonancia GT β^+ en el núcleo ^{128}Sb , solamente disminuyen la intensidad total $S_{-}(I=1)$ a través del efecto de las GSC.

Las funciones de intensidad Gamow-Teller.

Habiendo establecido el formalismo, y entendido en detalle cuales son los efectos de las correlaciones PN sobre las intensidades β^- y β^+ , pasaremos ahora a un estudio sistemático de las intensidades GT en los núcleos $^{70}\text{Ge}(^{70}\text{As})$, $^{82}\text{Se}(^{82}\text{Br})$, $^{128}\text{Te}(^{128}\text{I})$ y $^{130}\text{Te}(^{130}\text{I})$ [Hir90b], que son de gran interés para los procesos de decaimiento $\beta\beta$, y han sido medidas recientemente [Mad89].

Las funciones de intensidad suavizadas GT, dadas por la ec. (2.9), para los núcleos enumerados más arriba, se muestran en la fig. (2.8). Se usaron los mismos intervalos de energía que en figura (2.7). Las líneas enteras muestran los valores de $\sigma(I=1, \mu_T=1)$ extraídos de los espectros experimentales, y las líneas cortadas y de punto y raya representan, respectivamente, los resultados teóricos obtenidos dentro de la QRPA y la RQRPA, que como se recordará incluye el canal isóbaro delta-agujero. Para todos los núcleos se usaron los mismos valores de los parámetros

ν_s^{PH} y ν_l^{PH} , sin hacerse ningún intento de obtener el mejor ajuste de los datos experimentales.

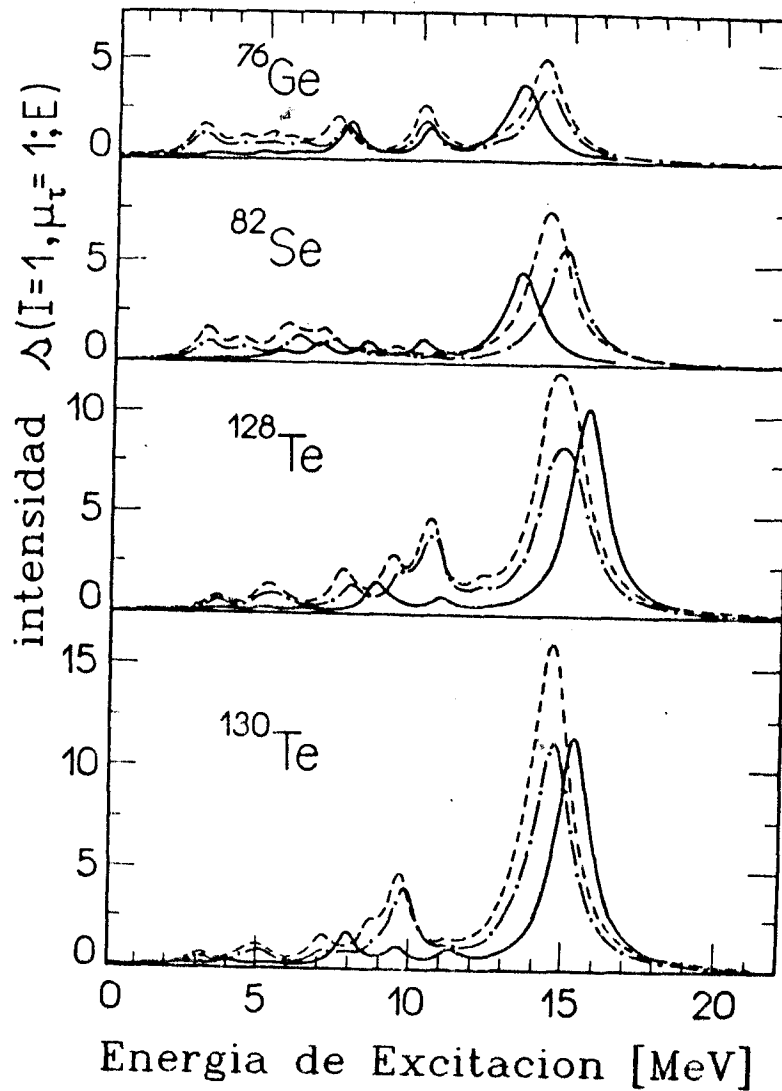


Fig. 2.8: Distribuciones de energía de las intensidades de transición GT para los núcleos ^{76}Ge (^{76}As), ^{82}Se (^{82}Br), ^{128}Te (^{128}I) y ^{130}Te (^{130}I). Las líneas enteras son los valores de $\Delta(I=1, \mu_\tau=1; E)$ extraídos de los espectros experimentales, las líneas cortadas y de punto y raya representan los resultados teóricos obtenidos dentro de la QRPA y la RQRPA, respectivamente.

		⁷⁶ As				⁸² Br				¹²⁸ I		¹³⁰ I							
States		Excitation Energy (MeV)						states		Excitation Energy (MeV)									
p	n	7.3 (7.6)	10.0 (10.1)	14.0 (14.1)	14.4 (14.5)			p	n	14.4 (14.5)	15.1 (15.2)	14.5 (14.5)	14.7 (14.8)						
1g _{7/2}	1g _{7/2}	-	(-)	-	(-)	-	(-)	.46	(.42)										
1g _{7/2}	1g _{9/2}	-16	(-11)	.39	(.30)	.81	(.81)	-74	(-77)	2d _{5/2}	2f _{7/2}	-29	(-31)	-40	(-39)	.29	(.28)	-	(-)
2d _{3/2}	2d _{5/2}	-	(-)	-	(-)	-	(-)	.15	(.13)	3p _{1/2}	3p _{3/2}	-14	(-15)	-13	(-12)	-	(-)	-	(-)
2d _{5/2}	3s _{1/2}	-	(-)	-	(-)	-	(-)	.15	(.11)	3p _{3/2}	3p _{1/2}	.16	(.16)	.14	(.13)	-	(-)	-	(-)
3s _{1/2}	2d _{3/2}	-	(-)	-	(-)	-	(-)	-12	(-10)	3p _{3/2}	3p _{3/2}	.20	(.21)	.19	(.17)	-	(-)	-15	(-13)
2d _{5/2}	2d _{3/2}	-	(-)	-	(-)	.27	(.27)	-	(-)	1h _{9/2}	1h _{7/2}	-13	(-13)	-	(-)	-51	(-61)	.71	(.63)
2d _{5/2}	2d _{5/2}	.11	(.08)	-26	(-32)	-	(-)	-	(-)	1h _{9/2}	1h _{11/2}	-52	(-49)	.54	(.56)	-54	(-47)	-47	(-54)
1g _{9/2}	1g _{7/2}	.33	(.20)	.31	(.33)	.14	(.14)	-	(-)	2f _{7/2}	2d _{5/2}	.41	(.43)	.50	(.48)	-27	(-28)	-	(-)
1g _{9/2}	1g _{9/2}	-21	(-15)	.10	(.10)	-	(-)	.15	(.15)	2f _{7/2}	1h _{9/2}	-	(-)	-	(-)	.21	(.23)	-20	(-17)
2p _{1/2}	2p _{1/2}	-15	(-16)	-	(-)	-	(-)	-	(-)	2f _{7/2}	2f _{7/2}	-36	(-37)	-20	(-18)	-	(-)	-	(-)
2p _{1/2}	2p _{3/2}	-73	(-78)	.12	(.10)	-13	(-12)	.13	(.13)	2d _{3/2}	2d _{5/2}	.18	(.17)	-17	(-17)	.19	(.16)	.16	(.19)
1h _{9/2}	1h _{9/2}	-15	(-13)	-	(-)	-	(-)	-	(-)	1h _{11/2}	1h _{9/2}	-16	(-16)	-	(-)	-	(-)	-	(-)
1h _{9/2}	1f _{7/2}	.23	(.23)	.74	(.70)	-42	(-43)	.33	(.38)	1h _{11/2}	1h _{11/2}	-	(-)	-11	(-11)	.12	(.10)	.14	(.15)
2p _{3/2}	2p _{1/2}	.19	(.22)	-	(-)	-	(-)	-	(-)	2d _{5/2}	2d _{5/2}	-	(-)	.10	(.10)	-11	(-10)	-10	(-11)
2p _{3/2}	2p _{3/2}	.33	(.38)	-	(-)	-	(-)	-	(-)	2d _{5/2}	2d _{5/2}	-10	(-10)	.10	(.10)	-12	(-10)	-10	(-11)
1f _{7/2}	1h _{9/2}	-11	(-13)	.16	(.15)	-	(-)	-	(-)	1g _{7/2}	1g _{9/2}	.38	(.37)	-33	(-35)	.36	(.32)	.30	(.35)
1f _{7/2}	1f _{7/2}	-	(-)	-28	(-28)	-	(-)	-	(-)	X _Δ (μ _Δ =1)		-	(-03)	-	(.03)	-	(-02)	-	(-03)
X _Δ (μ _Δ =1)		-	(-01)	-	(.01)	-	(-03)	-	(.03)	Y _Δ (μ _Δ =-1)		-	(-03)	-	(.03)	-	(-02)	-	(-03)
Y _Δ (μ _Δ =-1)		-	(-01)	-	(.01)	-	(-03)	-	(.03)										

Tabla 2.1: Funciones de onda calculadas con la QRPA (RQRPA) de los estados discutidos en el texto. Excepto para las componentes Δh , sólo se listan las amplitudes adelantadas que contribuyen en más del 1 %.

Las funciones de onda de algunos estados, calculados dentro de la QRPA y la RQRPA se listan en la tabla (2.1), los últimos se dan entre paréntesis. Tal como se vio en trabajos anteriores [Sag82, Gro83, Cas87], y como puede verse de las amplitudes X_{Δ} e Y_{Δ} , el apantallamiento Δh depende de la estructura subyacente de los estados nucleares individuales, y los estados colectivos son mucho más afectados por la polarización Δh que los no colectivos. Sin embargo, estos efectos se diluyen en cierta medida por el procedimiento de suavizado de las distribuciones de intensidad, obteniéndose finalmente una reducción bastante uniforme de la

similar a lo hecho en núcleos de capa cerrada [Hir88, Mar90], pero esta extensión está más allá de los objetivos perseguidos en este estudio. Debe tenerse en mente que las excitaciones del tipo $2p-2h$, $2p-2h$, etc., están siempre incluidas en la QRPA, pero sólo aquellas con senioridad dos.

Las vidas medias del decaimiento beta doble en el modo 2ν

Dentro de la QRPA hay ambigüedad en el tratamiento de los estados intermedios que aparecen en la ec.(2.1) y deben hacerse aproximaciones adicionales para evaluar $\mathcal{M}_{2\nu}$. Estas usualmente consisten en realizar dos cálculos separados en la QRPA (uno para el núcleo inicial y otro para el final) y luego efectuar cierto tipo de promedio para los elementos de matriz resultantes. Claramente los estados intermedios $|\alpha 1^+\rangle$ obtenidos en estos dos cálculos son diferentes y obedecen reglas de suma (C.24) distintas, pero este es el precio que se debe pagar si se pretende usar la QRPA. Actualmente hay tres métodos diferentes en la literatura para evaluar $\mathcal{M}_{2\nu}$: uno fue propuesto por Vogel y Zirnbauer [Vog86, Eng88b] (Método I), el segundo por los grupos de Faessler [Civ87] y Klapdor [Mut88a,b, Mut89a,b] (Método II) y el tercero por Hirsch y Krmpotić [Hir90c] (Método III). Estos son:

Método I:

$$\mathcal{M}_{2\nu}^I = -\frac{3}{4} \sum_{\alpha} [\Lambda_+(\alpha)\Lambda_-(\alpha)/D(\alpha) + \bar{\Lambda}_+(\alpha)\bar{\Lambda}_-(\alpha)/\bar{D}(\alpha)], \quad (2.10)$$

Método II:

$$\mathcal{M}_{2\nu}^{II} = -\frac{3}{4} \sum_{\alpha\alpha'} \Lambda_+(\alpha)\bar{\Lambda}_-(\alpha') \langle \alpha 1^+ | \alpha' 1^+ \rangle / [D(\alpha) + \bar{D}(\alpha')], \quad (2.11)$$

Metodo III:

$$M_{2\nu}^{III} = \frac{3}{2} \sum_{\alpha} \tilde{\Lambda}_{+}(\alpha) \tilde{\Lambda}_{-}(\alpha) / \tilde{\omega}_{\alpha I} \quad (2.12)$$

donde $\Lambda_{\pm}(\alpha) \equiv \Lambda_{\pm}(I=1)$ [ver ec. (C.21)], $D(\alpha) \equiv D(\alpha, I=1)$, las cantidades barradas indican que las cuasipartículas y excitaciones son definidas respecto de $|0_{I}^{+}\rangle$, como se explica en el apéndice E, donde se describe en detalle el formalismo usado en el método III y se definen las amplitudes de transición $\tilde{\Lambda}_{\pm}$ (ec. (E.10)) y las energías $\tilde{\omega}_{\alpha I}$, autovalores de la ecuación de movimiento (C.11) en este formalismo.

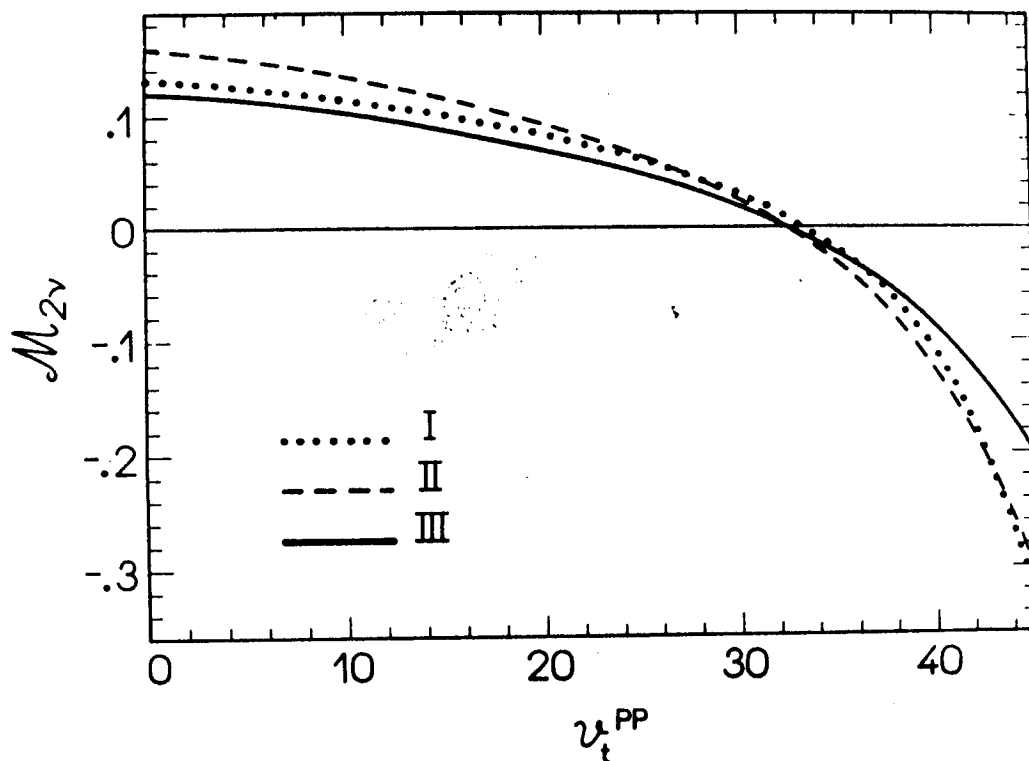


Fig.2.9: Dependencia de los elementos de matriz $M_{2\nu}$ con el parámetro ν_t^{PP} en el canal PP. Los resultados obtenidos con los métodos I, II y III se indican con línea de puntos, cortada y entera, respectivamente.

Con la interacción residual y los parámetros descritos en el

ap. B, realizamos la comparación numérica entre los tres métodos. Encontramos que todos ellos dan resultados bastante similares. En la fig. (2.9) se ilustran las amplitudes $M_{2\nu}$ para el decaimiento $^{128}\text{Te} \rightarrow ^{128}\text{Xe}$, como función de la constante de acoplamiento en el canal PP ν_t^{PP} .

Núcleo	Unidades	I	II	III	Experimento
^{76}Ge	10^{21}y	12.3	9.6	8.1	$>0.3^{\text{a}}$
^{82}Se	10^{20}y	3.58	1.85	2.35	$1.3 \pm 0.05^{\text{b}}$ $1.0 \pm 0.4^{\text{c}}$ $1.1^{+0.8}_{-0.3}^{\text{d}}$
^{128}Te	10^{24}y	1.46	0.84	0.86	$>5^{\text{b}}$ $1.4 \pm 0.4^{\text{c}}$
^{130}Te	10^{21}y	0.47	0.27	0.22	$1.5-2.75^{\text{b}}$ $0.7 \pm 0.2^{\text{c}}$

a: [Avi86], b: [Kir86], c: [Man86], d: [El187].

Tabla 2.III. Vidas medias $T_{2\nu}^{\beta\beta}$ calculadas y experimentales para los decaimientos $\beta\beta_{2\nu}$ en los núcleos ^{76}Ge , ^{82}Se , ^{128}Te y ^{130}Te . Los valores teóricos fueron obtenidos mediante los tres procedimientos de promediar, métodos I, II y III.

En la tabla (2.III) se exhiben los resultados teóricos para las vidas medias $T_{2\nu}^{\beta\beta}$, donde los valores de los coeficientes cinemáticos

se tomaron de [Doi85], y se usó una constante de acoplamiento axial efectiva $g_A^{\text{eff}} = -g_V$. En la misma tabla se muestran los datos experimentales [Avi86, Kir86, Man86, Ell87] para permitir la comparación.

El Método III permite analizar algunos aspectos teóricos del $\beta\beta_{2\nu}$, haciendo uso de las ecuaciones (E.13):

$$M_{2\nu} = \frac{3}{2} \left(\tilde{\Lambda}_+^0, \tilde{\Lambda}_-^0 \right) \begin{pmatrix} \tilde{A} & \tilde{B} \\ -\tilde{B} & -\tilde{A} \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \tilde{\Lambda}_+^0 \\ -\tilde{\Lambda}_-^0 \end{pmatrix}, \quad (\text{E.13a})$$

o

$$M_{2\nu} = \frac{3}{2} \left[\tilde{Q}_+ (\tilde{A} + \tilde{B})^{-1} \tilde{Q}_+ - \tilde{Q}_- (\tilde{A} - \tilde{B})^{-1} \tilde{Q}_- \right], \quad (\text{E.13b})$$

con $\tilde{Q}_\pm = \tilde{\Lambda}_+^0 \pm \tilde{\Lambda}_-^0$.

Analizaremos un núcleo "de juguete" con un solo modo pn con intercambio de carga, que ya fuera discutido previamente por Engel et al. [Eng88]. En esta situación las matrices \tilde{A} y \tilde{B} definidas en (E.7) se transforman en simples números y la amplitud de transición $M_{2\nu}$ puede ser expresada en la forma

$$M_{2\nu} = u_p v_n \bar{u}_n \bar{v}_p \rho_p \rho_n |\langle p || \sigma || n \rangle|^2 |\tilde{A}^2 - \tilde{B}^2|^{-1} \times [G(\text{pn}, \text{pn}; 1) - G^{\text{pair}}(\text{pp}, \text{pp}; 0)/4 - G^{\text{pair}}(\text{nn}, \text{nn}; 0)/4]. \quad (2.13)$$

Esta fórmula es muy instructiva. Muestra que el elemento de matriz $M_{2\nu}$ es proporcional a las amplitudes no perturbadas $\tilde{\Lambda}_+^0(\text{pn})$ y $\tilde{\Lambda}_-^0(\text{pn})$ (ver (E.9)), y que depende esencialmente de la interacción residual en los canales PP y de apareamiento; la dependencia de los elementos de matriz PHF sólo aparece en el denominador $|\tilde{A}^2 - \tilde{B}^2|$. Este resultado es de naturaleza cualitativa, pero ilustra los aspectos esenciales de la situación más realista: en particular, muestra claramente la extrema sensibilidad de la probabilidad de

decaimiento $\beta\beta_{2\nu}$ de la constante de acoplamiento pn en el canal PP, que se ha venido señalando a lo largo de este capítulo. También es directo observar que en el caso de las transiciones tipo Fermi, y cuando se usa la misma interacción en los canales PP y de apareamiento, se obtiene que el factor entre corchetes en la ec. (2.13) es idénticamente nulo, lo que está de acuerdo con lo discutido al inicio de este capítulo. En un cálculo autoconsistente en la QRPA de las amplitudes Fermi los dos términos en la ec. (E.13b) se cancelan mutuamente. Esta cancelación también ocurre en

Núcleo	Unidades	QRPA	RQRPA	QRPA	RQRPA	Experimento
^{76}Ge	10^{21}y	5.0	12.2	3.9	7.9	$>0.3^a$
^{82}Se	10^{20}y	1.45	3.40	0.75	1.77	1.3 ± 0.05^b 1.0 ± 0.4^c $1.1^{+0.8}_-0.3^d$
^{128}Te	10^{24}y	0.59	1.24	0.34	0.61	$>5^b$ 1.4 ± 0.4^c
^{130}Te	10^{21}y	0.19	0.39	0.11	0.27	$1.5-2.75^b$ 0.7 ± 0.2^c

a: [Avi86], b: [Kir86], c: [Man86], d: [E1187].

Tabla 2.IV: Vidas medias $T_{2\nu}$, calculadas y experimentales, para ^{76}Ge , ^{82}Se , ^{128}Te y ^{130}Te . Los valores teóricos se obtuvieron usando la QRPA y la RQRPA, y los métodos de promediar I y II.

el caso GT, pero ya no es más completa.

La tabla (2.IV) muestra las vidas medias $T_{2\nu}$ teóricas calculadas según los métodos I y II, en los formalismos QRPA y RQRPA. Las vidas medias calculadas dentro de la RQRPA son aproximadamente las mismas a las que se obtienen de la QRPA, si en esta se usa la constante de acoplamiento axial efectiva tal como se hizo en los resultados mostrados en la tabla (2.III). Dentro de las incertidumbres asociadas a los modelos, puede decirse que el acuerdo general con los datos experimentales es bueno.

Núcleo	$M_{2\nu}^{GT}$		
	QRPA	RQRPA	
^{76}Ge	LL (<9.2MeV)	.013	.005
	GTR	-.059	-.034
	Total	-.046	-.029
^{82}Se	LL (<8.4MeV)	.003	.001
	GTR	-.056	-.036
	Total	-.053	-.035
^{128}Te	LL (<12.5MeV)	.003	-.001
	GTR	-.062	-.043
	Total	-.059	-.044
^{130}Te	LL (<11.7MeV)	.005	.006
	GTR	-.048	-.034
	Total	-.043	-.028

Tabla 2.V: Amplitudes $M_{2\nu}^{GT}$ calculadas con el método II, tanto para la QRPA como para la RQRPA, para ^{76}Ge , ^{82}Se , ^{128}Te y ^{130}Te . Para cada núcleo se presentan los resultados parciales en las regiones LL y GTR y los valores totales.

Ya se señaló más arriba que tanto la QRPA como la RQRPA sobreestiman la intensidad GT en la región LL (de bajas energías). Surge entonces la pregunta: ¿Cuán afectadas se ven las vidas medias $\beta\beta_{2\nu}$, por esta deficiencia del modelo? Para responder a esta cuestión listamos en la tabla (2.V) los resultados para las amplitudes $M_{2\nu}$ dentro del Método II y los modelos QRPA y RQRPA para ^{76}As , ^{82}Br , ^{128}I y ^{130}I . Para cada núcleo se presentan los valores parciales de esta amplitud en las regiones LL y GTR, así como los totales. Se ve que en todos los casos el decaimiento $\beta\beta$ dominante ocurre a través de la resonancia GTR, de modo que la limitación del modelo para describir las intensidades β^- en la región de baja energía son de poca importancia en la estimación teórica de las transiciones $\beta\beta_{2\nu}$.

¿Que aprendimos del estudio del modo 2ν ?

Del análisis de los procesos tipo F y su comparación con los GT, concluimos lo siguiente:

- (1) La extrema sensibilidad de la amplitudes $M_{2\nu}$ a las GSC dentro del canal PP es artificialmente generada por la violación explícita de las simetrías de isospin y SU(4).
- (2) La interferencia destructiva entre los términos "adelantados" y "atrasados" en las amplitudes β^+ -GT, señalada por VZ, es una consecuencia de la restauración aproximada de la simetría SU(4).
- (3) Para poder obtener resultados teóricos confiables para las vidas medias del decaimiento $\beta\beta$ dentro de la QRPA, debe superarse la rotura de simetría inducida por la aproximación HF-BCS.
- (4) Fijando el valor de la interacción PN en el canal PP de modo que

se minimice S_{-}^{GT} , ya no es necesario recurrir a los datos experimentales de la intensidad β^{+} para estimar los parámetros del modelo. Así el modelo VZ es suplementado ahora con el poder predictivo de las vidas medias para los decaimientos β tanto simples como dobles.

Siguiendo estas prescripciones hemos calculado las distribuciones de intensidad β^{-} Gamow-Teller y las vidas medias $\beta\beta_{2\nu}$ para los núcleos ^{76}Ge , ^{82}Se , ^{128}Te y ^{130}Te . Sin haber usado ningún parámetro libre, el acuerdo general con los datos experimentales es realmente buena. Sólo las intensidades β^{+} a bajas energías son sobrestimadas en el cálculo, pero este defecto de la teoría no tiene consecuencias serias sobre las intensidades del decaimiento $\beta\beta_{2\nu}$.

En resumen, hemos demostrado que restaurando al máximo la simetría SU(4), la QRPA es una herramienta poderosa en el cálculo de los procesos de decaimiento deca doble. En el próximo capítulo usaremos estos resultados para el estudio del modo sin neutrinos.