



FACULTAD DE  
CIENCIAS EXACTAS  
BIBLIOTECA DEL DEPARTAMENTO  
DE FISICA

**EFFECTO DE LAS  
CORRELACIONES  
DE ESTADO  
FUNDAMENTAL SOBRE  
LA FUNCION RESPUESTA  
NUCLEAR  
A. E. ALVARADO**

## Prologo:

El presente trabajo de tesis fue desarrollado en el Departamento de Física de la Facultad de C. Exactas, de la Universidad Nacional de La Plata, bajo la dirección del Prof. Dr. Francisco Krmpotic. La mayor parte del contenido del mismo se encuentra resumida en los siguientes trabajos:

- i) "On the 2p-2h excitations and the quenching of the Gamow-Teller strength", J. Hirsch, A. Mariano, M. Faig and F. Krmpotic, Phys. Lett. B210 (1988) 55.
- ii) "The role of three-particle-three-hole excitations in the Gamow-Teller nuclear response", A. Mariano, J. Hirsch and F. Krmpotic, Nucl. Phys. A 518 (1990) 523.
- iii) "Ground-state correlations and transverse electron scattering", A. Mariano, E. Bauer, F. Krmpotic, and A.F.R de Toledo Piza. Phys. Lett B (1991)

Nov. 1991

Alejandro E. Mariano

*Con toda mi amor a  
Sandra, David Y Micaela*

## CAPITULO I

Inclusion de correlaciones de  $2p2h$  en calculos perturbativos

I.1 *Introduccion*

I.2 *Calculo de la funcion intensidad en una teoria de perturbaciones a segundo orden.*

I.3 *Reglas de suma.*

I.4 *Calculo de elementos de matriz.*

I.5 *Estudio de la resonancia Gamow-Teller.*

I.6 *Interaccion nucleon-nucleon y ruptura de la simetria  $SU_4$ .*

I.7 *Resultados numericos y discusion.*

I.8 *Conclusiones y Sumario*

Referencias capitulo I

## CAPITULO II

Inclusion de correlaciones de orden superior a traves del QRPA

II.1 *Introduccion*

II.2. *La funcion respuesta en la teoria generalizada del RPA.*

II.3 *Calculo de la distribucion de intensidad de la resonancia Gamow-Teller dentro del RPA con cuasiparticulas.*

II.4 *Resultados numericos*

II.5 *Conclusiones*

Referencias capitulo II

## CAPITULO III

Teoria del RPA extendido en un espacio de  $1p1h+2p2h+3p3h$

III.1 *Introduccion*

III.2 *RPA en un espacio de  $1p1h+2p2h+3p3h$ .*

III.3 *Desarrollo perturbativo del ETRPA y discusion sobre reglas de suma.*

III.4 *Estudio de la resonancia Gamow-Teller a traves del ETRPA.*

III.5 *Resultados numericos y discusion.*

III.6 *Cancelacion en el sector de  $3p3h$ .*

III.7 Conclusiones

Referencias capitulo III

## CAPITULO IV

Desarrollo del ETRPA en la materia nuclear para la discusion de  
dispersion de electrones

IV.1 Introduccion

IV.2 El ETRPA en la materia nuclear y la dispersion de electrones.

IV.3 Efecto de las correlaciones de estado fundamental sobre  
la funcion estructura estatica.

IV.5 Resultados numéricos y discusion

Referencias capitulo IV



## Introducción:

El núcleo atómico es un complicado sistema de muchos cuerpos que muestra un rico espectro de excitación. Las fluctuaciones en sus niveles pueden ser estudiadas mediante el modelo de matrices al azar, el cual es ahora interpretado como una manifestación de movimiento caótico. A pesar de esto la respuesta nuclear muestra muchos aspectos "regulares"; como ser modos colectivos o procesos dominados por el movimiento de partícula independiente. Este comportamiento regular refleja las propiedades promedio del sistema nuclear y conduce al concepto de campo medio; es decir parte de la interacción entre los nucleones puede ser tomada en cuenta definiendo un potencial estático en donde éstos se mueven. Este campo promedio puede ser construido en principio a partir de una interacción nuclear de dos cuerpos mediante la aproximación de Hartree-Fock (HF). En general el cálculo preciso del potencial de partícula independiente, es reemplazado por algún potencial de carácter fenomenológico aproximado con parámetros a determinar, éste es el denominado modelo de capas. La configuración de más baja energía que puede construirse con dicho potencial se obtiene ubicando los  $A$  nucleones en niveles sucesivos según lo permita el principio de exclusión de Pauli. Este será el modelo de orden "cero" que puede usarse en describir al estado fundamental del núcleo. Tratando al potencial como una cantidad dinámica, podemos describir vibraciones colectivas del núcleo en torno a su estado fundamental; ésta es la "aproximación de fases al azar" (RPA) para las vibraciones nucleares. En el presente trabajo de tesis trataremos fundamentalmente con la descripción microscópica de algunos modos colectivos, en teorías que van "mas allá" de las aproximaciones de campo medio (HF y RPA).

Uno de los tipos de excitaciones nucleares colectivas a estudiar son las resonancias gigantes. Estas son un tipo particular de vibración nuclear que, se manifiestan como picos en la distribución de la energía de excitación. Su carácter de "gigante" se debe a que concentran un alto porcentaje de la intensidad de la excitación total debajo del pico. Los diferentes tipos de resonancias gigantes pueden ser excitadas mediante procesos que van desde fotoabsorción de rayos  $\gamma$ , dispersión inelástica ( $\alpha, \alpha'$ ) y

(p,p'), y reacciones con intercambio de carga del tipo (p,n).

Mientras que la sistemática de los centroides de energía para dichas resonancias es bien descripta en teorías de campo medio, los anchos y distribución de intensidad no pueden ser explicados dentro de este esquema. Como es bien conocido la teoría del RPA construye las funciones de onda de los estados excitados colectivos con el tipo de excitación más sencilla que puede definirse sobre un vacío de HF, las de 1partícula-lagujero(1p1h). Que significa tomar una partícula debajo del nivel de Fermi y ponerla por encima de éste. Diferentes excitaciones de 1p1h interactúan entre sí a través de la interacción "residual" no tenida en cuenta en el potencial promedio de HF. Por otro lado la RPA incluye además correlaciones de estado fundamental, es decir excitaciones de 2p2h que son producidas por acción de la interacción residual sobre el vacío de HF. Estas correlaciones son de un tipo muy restringido ya que de ellas podemos, por destrucción de un par *ph*, alcanzar sólo el espacio final de 1p1h.

Modelos "mas alla" del RPA podrían por lo tanto incluir excitaciones de *np-nh* con  $n > 1$  o grados de libertad subnucleares para la descripción del núcleo final, como también deberían tratar en forma más general a las correlaciones de estado fundamental.

Una de las excitaciones más interesantes que ejemplifican la problemática planteada es la resonancia gigante Gamow-Teller (GTR), observada recientemente a través de reacciones  $O^0(p,n)$  [1,2] desde núcleos medianos hasta pesados. Esta excitación es, la largamente buscada manifestación colectiva de la fuerza nuclear en el canal de spin-isospin. Además es particularmente importante por su conexión con el decaimiento  $\beta$ .

El espectro de neutrones emergentes a  $\theta = 0^0$  de reacciones  $A^{N,Z}(p,n)A^{N-1,Z+1}$  con energías de bombardeo entre 100 y 200 Mev muestran un pico prominente, el cual es interpretado como una GTR en el núcleo vecino con  $N-1$  neutrones y  $Z+1$  protones. Los números cuánticos correspondientes son  $J^{\pi} = 1^+$ ,  $L=0$ ,  $S=1$ ,  $T=1$ ; correspondientes al momento angular total, paridad, momento angular orbital, spin e isospin del núcleo final. En la fig.1 se muestra el espectro para  $E_p=200$  Mev sobre diferentes núcleos.

A las energías de bombardeo mencionadas la reacción (p,n) es de

carácter directo y puede utilizarse la aproximación de Born de onda distorsionada (DWBA) para determinar el operador de transición involucrado [3]. La reacción (p,n) selecciona las partes isovectoriales de la interacción efectiva proyectil-núcleo  $\sum_i \Psi_{\sigma\tau}(q) \vec{\tau}(p) \cdot \vec{\tau}(i)$  y  $\sum_i \Psi_{\sigma\tau}(q) \vec{\tau}(p) \cdot \vec{\tau}(i) \vec{\sigma}(p) \cdot \vec{\sigma}(i)$ , donde con  $i$  indicamos a un nucleón dentro del blanco y con  $p$  al proyectil, siendo  $\vec{\sigma}$  y  $\vec{\tau}$  los operadores de spin e isospin respectivamente. La sección eficaz por lo tanto puede expresarse como:

$$\frac{d\sigma^{Or}(0^0)}{d\Omega} \left( \frac{\mu}{\pi\hbar} \right) k_f/k_i \left\{ N_{\tau}^D |j_{\tau}|^2 S^{Or}(F) + N_{\sigma\tau}^D |j_{\sigma\tau}|^2 S^{Or}(GT) \right\}, \quad (1)$$

donde  $k_i(k_f)$  representa el número de onda del protón incidente (neutrón emergente),  $j_{\tau}$  y  $j_{\sigma\tau}$  son las integrales de volumen de  $\Psi_{\tau}(q=0)$  y  $\Psi_{\sigma\tau}(q=0)$  respectivamente, mientras que  $N_{\tau}$  y  $N_{\sigma\tau}$  son factores distorsivos que dan cuenta de la absorción de ondas entrantes y salientes. Las cantidades  $S^{Or}(F) \equiv |\langle f | O_F | 0 \rangle|^2$  y  $S^{Or}(GT) \equiv |\langle f | O_{GT} | 0 \rangle|^2$  representan la probabilidad de transición entre los estados nucleares fundamental  $|0\rangle$  y final  $|f\rangle$  de los operadores de fermi,  $O_F = \sum_{i=1}^{\Lambda} t_{+}(i)$ , y Gamow-Teller,  $O_{GT} = \sum_{i=1}^{\Lambda} \vec{\sigma}(i) t_{+}(i)^{\dagger}$  ( $t_{+} = [t_x^{\dagger} \ i t_y]$ ). Estos ya han sido introducidos desde los estudios del decaimiento  $\beta$  [4]. Dado que el cociente  $\epsilon = \frac{N_{\sigma\tau}^D |j_{\sigma\tau}|^2}{N_{\tau}^D |j_{\tau}|^2} \Big|_{E_p=120\text{MeV}} \simeq 4.5$  se concluye que la reacción (p,n) es un medio muy efectivo para medir las excitaciones GT frente a las F las cuales conducen al estado isobárico análogo  $|IAS\rangle = O_F |0\rangle$ , el cual sería degenerado con el estado fundamental  $|0\rangle$  si no existiera la energía coulombiana debida a los protones y otros

<sup>1</sup> Hemos incluido dentro del operador de GT y F los operadores que nos permiten pasar del núcleo (N,Z) al (N+1,Z-1) ya que como veremos la intensidad total en los procesos (p,n) está íntimamente relacionada con la de los procesos (n,p). La convención adoptada para los operadores de isospin corresponde a  $t_z |p\rangle = -1/2 |p\rangle + 1/2 |n\rangle$ .

efectos que rompen la simetría de isospin.

La resonancia GT puede pensarse como una vibración en el espacio  $\vec{\sigma}\vec{\tau}$  y donde el campo que genera la vibración es la interacción residual  $\vec{\sigma}(1)\cdot\vec{\sigma}(2)\vec{\tau}(1)\cdot\vec{\tau}(2)$  la cual acopla las excitaciones  $ph$  generadas por  $D_{GT}$  sobre el núcleo blanco dando así un carácter colectivo a la excitación.

Una propiedad importante que posee el operador de Gamow - Teller es la llamada "regla de suma" :

$$S_- - S_+ \equiv \sum_r S^{Or}(GT-) - \sum_{r'} S^{Or'}(GT+) = \tag{2}$$

$$= 3 \left[ \|D_{GT-} |0\rangle\| - \|D_{GT+} |0\rangle\| \right] = 3(N - Z),$$

donde N y Z son los números de neutrones y protones del núcleo blanco respectivamente, siendo "||" la norma de la excitación indicada. Dicha expresión relaciona las intensidades totales  $S_-$  y  $S_+$  para las reacciones  $A^{N,Z}(p,n)A^{N-1,Z+1}$  y  $A^{N,Z}(n,p)A^{N+1,Z-1}$  respectivamente en una forma precisa independientemente de los modelos utilizados para construir los estados nucleares. Es una herramienta útil para, una vez adoptado cierto modelo de estado fundamental  $|0\rangle$ , verificar la completitud del espacio de Hilbert utilizado en generar los estados finales; ya que si algún efecto no es tenido en cuenta la ec.(2) puede no satisfacerse.

La descripción de orden cero para la GTR corresponde a adoptar  $|0\rangle \cong |HF\rangle$ ,  $|f\rangle \sim |pn^{-1}\rangle$  con  $S^+ \cong 0$ , como consecuencia del bloqueo de Pauli<sup>2</sup> y  $S_- \cong 3(N-Z)$ . Si incluimos ahora la interacción residual en el espacio final describiremos el comportamiento colectivo de la misma y la posición de sus centroides. Estamos dentro del TDA que para el caso de la GTR es prácticamente similar al RPA. Además a partir de la (1) y las consideraciones anteriores tendremos que:

<sup>2</sup> Debido a las reglas de selección del operador de GT y al exceso de neutrones no pueden excitarse configuraciones  $np^{-1}$ .

$$\frac{d\sigma(0^0)}{d\Omega} = \sum_i \frac{d\sigma^{if}(0^0)}{d\Omega} \sim S_- = 3(N - Z), \quad (3)$$

con la cual podremos hacer comparaciones con la experiencia. Así si la aproximación de campo medio es correcta deberíamos encontrar un alto porcentaje de intensidad GT debajo de la resonancia. Es importante mencionar que la extracción del experimento de la intensidad de GT debajo del pico se encuentra supeditada a la manera en que se fija el fondo para la sección eficaz doblemente diferencial  $\frac{d\sigma(0^0)}{d\Omega dE}$ , que luego debe ser integrada.

En la fig.2 se muestran para diferentes núcleos los valores obtenidos para  $S_-$  a partir de la sección eficaz integrada tomándose como base un ajuste experimental para el fondo. Como puede verse se obtienen valores del orden del 50% del esperado.

Concluimos por lo tanto que la intensidad de GT se encuentra "disminuida" (Quenching effect) con respecto al valor  $3(N-Z)$  en el rango de energías  $0 < E < 30$  MeV, cuando utilizamos la aproximación de campo medio para describir la distribución de intensidad. Es obvio entonces que deben entrar en juego nuevos grados de libertad que sean los responsables de dicha disminución.

Tres diferentes mecanismos se han discutido para explicar las discrepancias con el experimento:

#### *i) Polarización dimésica*

Este corresponde a incluir grados de libertad subnucleares a través del isóbaro- $\Delta$  (1232 MeV  $T=M=3/2$ ). Se propone que configuraciones del tipo  $\Delta-h$  se acoplan con las  $ph$  que describen la resonancia removiendo intensidad a la región  $E_{exc} \cong 300$  MeV, correspondiente a la energía de excitación de la  $\Delta$  respecto al estado fundamental del nucleón (931 MeV) [5,6]. Recordemos que a la  $\Delta$  se la considera un estado del nucleón donde un quark invierte su spin e isospin. La intensidad GT conectada con transiciones  $\Delta \rightarrow$  nucleón es grande pues en principio los  $\Delta$  nucleones pueden participar en contraposición a las transiciones nucleón  $\rightarrow$  nucleón,

donde sólo los neutrones excedentes lo hacen a causa del bloqueo de Pauli.

Cálculos realizados incluyendo componentes  $\Delta$ -h en las funciones de onda de los estados finales, han arrojado reducciones de hasta  $\cong$  20% de  $3(N - Z)$  en la región del pico GT [7]. Sin embargo la respuesta de la excitación  $\Delta$  a través de la reacción ( ${}^3\text{He}, t$ ) a 2 GeV sobre varios núcleos no ha arrojado indicios de la GTR [8].

*ii) Inclusión de correlaciones de 2p-2h*

El segundo mecanismo introduce mezcla ordinaria entre configuraciones nucleares. Aquí excitaciones de 2p2h situadas por encima de la GTR se acoplan con las de 1p1h que se encuentran en la región de la resonancia, corriendo intensidad a mayores energías. En general como puede verse a partir de la fig.1 el fondo del espectro por encima del pico es bastante uniforme y se extiende a altas energías. Veremos luego que este comportamiento es bien producido por las excitaciones de 2p2h y que por lo tanto no puede descartarse este mecanismo de reducción de intensidad. Además notemos que :

$$\langle f | \sum_{i=1}^{\Lambda} \vec{\sigma}(i) t(i) | 0 \rangle = \frac{1}{E_f - E_0} \langle f | \left[ H, \sum_{i=1}^{\Lambda} \vec{\sigma}(i) t(i) \right] | 0 \rangle, \quad E_f \neq E_0 \quad (4)$$

donde  $H$  representa el hamiltoniano nuclear. Esto significa que la cantidad de intensidad llevada a estados fuera de la capa  $0h\omega$  dependerá del conmutador entre  $H$  y  $D_{GT}$ . Este como veremos es diferente de cero debido a las componentes tensoriales de la interacción nucleón-nucleón y otras componentes de  $H$  que rompen con la simetría SU4 de spin-isospin. Así que es de esperarse que cierta parte de la intensidad GT sea fragmentada en estados diferentes de los incluidos en la resonancia.

Los resultados obtenidos hasta el momento difieren según la aproximación usada y la interacción residual adoptada, obteniéndose valores que van desde un 30%-50% de reducción de intensidad [9-11].

*iii) Contribuciones con  $L \neq 0$ .*

La tercera posibilidad es que una fracción apreciable de intensidad GT está realmente localizada en el fondo físico debajo y encima del estado gigante. Cálculos para la reacción  $^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$  a 200 MeV para ángulos pequeños han sido realizados en una aproximación de RPA en un espacio configuracional con  $p-h$  y  $\Delta-h$ , asumiendo la aproximación de impulsos de onda distorsionada para el mecanismo de reacción [6]. Se incluyen excitaciones GT con  $L_{+} = 0-4$ , conduciéndonos ésto a estados finales con  $J^{\pi} = 0^{-}, 1^{-}, 2^{-}, \dots, 5^{-}$ , como también anchos finitos que simulen la presencia de configuraciones de  $2p2h$ . La sección eficaz diferencial calculada coincide cualitativamente con la experimental, mostrándose una fuerte contribución al fondo de los  $L \neq 0$ . En general la complejidad de estos tipos de cálculos es comparable con el de la extracción del fondo físico en las distribuciones de intensidad.

Hasta el momento en la discusión que hemos hecho del "quenchiq" no hemos mencionado el rol que juegan las correlaciones de estado fundamental, las cuales son importantes por dos causas. Primeramente según la (2) vemos que la estructura del estado fundamental, y por lo tanto las correlaciones, influyen en los valores de  $S_{-}$  y  $S_{+}$  por separado [12], aunque no afecten a la diferencia que debe ser independiente del modelo. Veamos ahora que  $S_{+} \neq 0$  y que por lo tanto  $S_{-} \neq 3(N - Z)$ . Además pueden tener un efecto de redistribución de intensidad importante que debe ser tenido en cuenta al evaluar el efecto de disminución. Segundo, al incluir excitaciones de  $2p2h$ ,  $4p4h$ , etc en el estado fundamental en adición a la componente  $|HF\rangle$ , se deberá adoptar un espacio final con  $1p1h+2p2h+3p3h^3$  para tener en cuenta todos los efectos posibles.

Las correlaciones de estado fundamental han sido incluidas en diversas aproximaciones [10,13], restringiendo el espacio final a  $1p1h+2p2h$  y evitando así la inclusión explícita de  $3p3h$ . Algunos autores han asumido la aproximación  $S_{-} \cong 3(N-Z)$  lo cual puede conducir a errores en la estimación del efecto de disminución.

En el presente trabajo de tesis se desarrollará un formalismo

<sup>3</sup>No olvidemos que el operador de excitación es de un cuerpo.

que permite incluir a la vez las correlaciones de estado fundamental y trabajar en un espacio final completo que incluya  $3p3h$ (ETRPA, RPA extendido con  $3p3h$ ). Se analizarán los diversos efectos que tienen dichas configuraciones sobre la distribución de intensidad y reglas de suma con el objeto de arribar a una estimación confiable del efecto de disminución inducido por polarización nuclear. Además discutiremos el efecto de disminución de intensidad en diferentes aproximaciones y distintas fuerzas.

Limitaciones del esquema de campo medio son también encontradas a transferencias de altos momentos, en dispersión cuasielástica de electrones por núcleos. Esquemáticamente la sección eficaz doblemente diferencial,  $d^2\sigma/d\Omega'd\varepsilon'$ , en procesos  $A(e,e')A'$  presenta una forma diferente a medida que aumenta la energía transferida  $\hbar\omega = \varepsilon - \varepsilon'$ . Nos interesa analizar la región comprende el pico cuasielástico, emisión de nucleones sin pasar por un estado cuasiligado, hasta la de producción de piones ( $\hbar\omega \geq m_\pi$ ) donde también tenemos un pico pronunciado por la excitación de la  $\Delta(1232 \text{ MeV})$ . La región intermedia entre ambos picos se conoce como la región del "DIP". Las variables relevantes para describir la sección eficaz son  $q \equiv |\vec{p} - \vec{p}'|$ , impulso transferido;  $\theta$  ángulo de dispersión y  $\hbar\omega = \varepsilon' - \varepsilon$  que es la energía transferida. Si mantenemos  $q$  fijo la sección eficaz presenta el aspecto mostrado en la fig.3.

En la aproximación de intercambio de un fotón la sección eficaz es descripta por

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\varepsilon} = \sigma_M \left[ \left( \frac{q_z^2}{q^2} \right)^2 S_L(\vec{q}, \omega) + \left( \frac{1}{2} \frac{q^2}{q_z^2} + \tan^2 \frac{\theta}{2} \right) S_T(\vec{q}, \omega) \right], \quad (5)$$

donde  $q = k - k' \equiv (\vec{q}, i\omega)$  es el momento transferido,  $\theta$  el ángulo de dispersión y  $\sigma_M$  la sección eficaz de Mott para la dispersión de un protón puntual. Los efectos de estructura nuclear están contenidos en la funciones intensidad longitudinal (L) y transversal (T), las que pueden definirse como:



$$S_{L,T}(\vec{q}, \omega) = \sum_i |\langle f | O_{L,T}(\vec{q}) | 0 \rangle|^2 \delta(\hbar\omega - \hbar\omega_i)$$

$$O_L(\vec{q}) \equiv 1/2 \sum_i (1 + \tau_z(i)) e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}_i}$$

$$O_L(\vec{q}) \equiv 1/2 (\mu_S + \mu_V) \mu_0 \sum_i (1 + \tau_z(i)) i(\vec{q} \times \vec{\sigma}_i), \quad (6)$$

$$\mu_S = .88 \quad \mu_V = 4.708 \quad \mu_0 = \hbar^2 / 2Mc.$$

En la ec.(6) hemos despreciado la componente convectiva de la corriente electromagnética nuclear debido a que su contribución es pequeña [13].

Debido a que en la dispersión de electrones el electrón penetra bien dentro del núcleo, éste prueba las propiedades de volúmen de las densidades de carga y magnetización nucleares. Estas son bastante bien descritas por los grados de libertad de partícula independiente de nucleones en materia nuclear, importando sólo los efectos de confinamiento a bajas energías. Por esta razón muchos modelos adoptan las ventajas de la invariancia translacional de la materia nuclear.

De hecho los primeros resultados sistemáticos experimentales para la sección eficaz diferencial inclusiva eran bien descritos, al menos en la región del pico cuasielástico, por un modelo de gas de Fermi [14]. El resultado se muestra en la fig.4, viendose que el modelo subestima los datos en la región del DIP. Esto indica que efectos adicionales deben ser considerados, como ser eyección de dos nucleones que en principio pueden ser inducidas por corrientes de dos cuerpos de intercambio de mesones[15].

Experimentos mas recientes han permitido determinar separadamente las funciones de estructura L y T. Aquí sorpresivamente los modelos de gas de Fermi y RPA no sólo fallan en describir la región del DIP sino también la del pico cuasielástico [16]. Estos resultados los esquematizamos en la fig.5.

Dentro de los tratamientos no relativistas que intentan corregir las discrepancias mencionadas, se encuentra el incluir el acoplamiento de configuraciones de 1p1h con 2p2h en el núcleo final. Esta aproximación introduce una redistribución de la

intensidad cuasielástica sobre el plano  $q-\omega$ , reduciendo la altura del pico, aumentando su ancho y llevando cierta intensidad a altas energías [17]. También aquí se introducen las correlaciones de estado fundamental sobre las cuales pueden montarse excitaciones de  $2p2h$  en el núcleo final por acción del vértice electromagnético [13,17]. Nuevamente se suscita el problema de la no inclusión de las excitaciones de  $3p3h$ , desconociéndose cual podría ser su efecto.

En el presente trabajo de tesis implementamos el formalismo antes mencionado en la materia nuclear y analizamos los efectos de las contribuciones de  $3p3h$  a la intensidad total (función estructura estática) y a la distribución de intensidad.

Seguiremos un ordenamiento de carácter "histórico" en el sentido que se irán desarrollando los temas en el mismo orden en que fueron surgiendo, a consecuencia de la profundización y análisis de resultados obtenidos, a lo largo del período de concreción de la tesis. Resta mencionar que algunos nombres han sido usados sin traducir del inglés por ser así más familiares al lector y que cada sección cuenta con sus figuras, tablas y referencias a continuación.

## Referencias

- 1) D.E. Bainum et.al., Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 1751.
- 2) C. Gaarde et.al., Nuc. Phys. A 369 (1981) 1751.
- 3) C.D. Goodman et.al., Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 1755.
- 4) A. Bohr and B.R. Mottelson, *Nuclear Structure*, (W.A. Benjamin, Inc, New York, 1969) Vol I.
- 5) M. Ericson, A. Figureau and C. Thévenet, Phys. Lett. B45 (1973) 19.
- 6) F. Osterfeld, D. Cha and J. Speth, Phys. Rev. C 31 (1985) 372.
- 7) D. Cha, B. Schwesinger, J. Wambach and J. Speth, Nucl. Phys. A426 (1984) 253.  
B) D. Contardo, M. Bedjidian, J.Y. Grossiord, A. Guichard, R. Haroutunian, J.R. Pizzi, C. Ellegaard, C. Gaarde, J.S. Larsen, C. Goodman, E. Bergqvist, A. Brockstedt, L. Carlen, P. Ekstrom, D. Bachelier, J.L. Boyard, T. Hennino, J.C. Jourdain, M. Roy-Stephan, M. Boivin and P. Radvanyi, Phys. Lett. B168 (1986) 331.
- 9) G.F. Bertsch and I. Hamamoto, Phys. Rev. C26 (1982), 1323.
- 10) B. Schwesinger and J. Wambach, Nuc. Phys. A426 (1984) 253.
- 11) K. Takayanagi, K. Shimizu and A. Arima, Nuc. Phys. A444 (1985)
- 12) M. Macfarlane, Phys. Lett. B182 (1986) 265; Can. J. Phys. 65 (1987) 626.
- 13) W.M. Alberico, M. Ericson and A. Molinari, Annals of Phys. 154 (1984) 356.
- 14) E.J. Moniz ,Phys. Rev. 184 (1969) 1155
- 15) J.W. Van Order and T.W. Donnelly Annals of Phys. 131 (1981)451
- 16) P. Barreau et. al. Nuc. Phys. A 402 (1983) 515.
- 17) E. Bauer Phys. Rev. C 43 (1991) 43

Captación de las figuras de la introducción

Fig.1 :Espectro de tiempo de vuelo a 200 MeV, para la reacción  $0^0(p,n)$  y diferentes núcleos blanco.

Fig.2 : Intensidad total de GT extraída de la sección eficaz a  $0^0$  para la reacción  $(p,n)$ . La intensidad para los estados colectivos se da adicionalmente por separado.

Fig.3 :Sección eficaz doblemente diferencial típica, para dispersión inelástica de electrones con transferencia de energía  $\hbar\omega$  e impulso transferido  $\vec{q}$ . La masa del pión es  $\mu$  y  $3-3 \equiv \Delta$ -isóbaro.

Fig.4 :Sección eficaz para la dispersión de electrones para diferentes núcleos a  $\epsilon=500$  MeV y  $\theta=60^0$ . Ajustes con diferentes distribuciones para gas de Fermi son presentadas.

Fig.5: a)Comparación de teoría y experimento para la respuesta longitudinal en  $^{40}_{20}\text{Ca}$  a  $q=300$  MeV/c. La línea punteada es la aproximación de gas de Fermi. La línea continua representa la aproximación de RPA, separada en parte isoescalar(línea de rayas) e isovectorial (línea de puntos y rayas). b)Respuesta transversal en  $^{56}_{26}\text{Fe}$  a  $q=300$  MeV/c. Las cruces representan datos experimentales, la línea de rayas y puntos la aproximación de gas de Fermi y la continua es la RPA usando  $g'=.7$  .

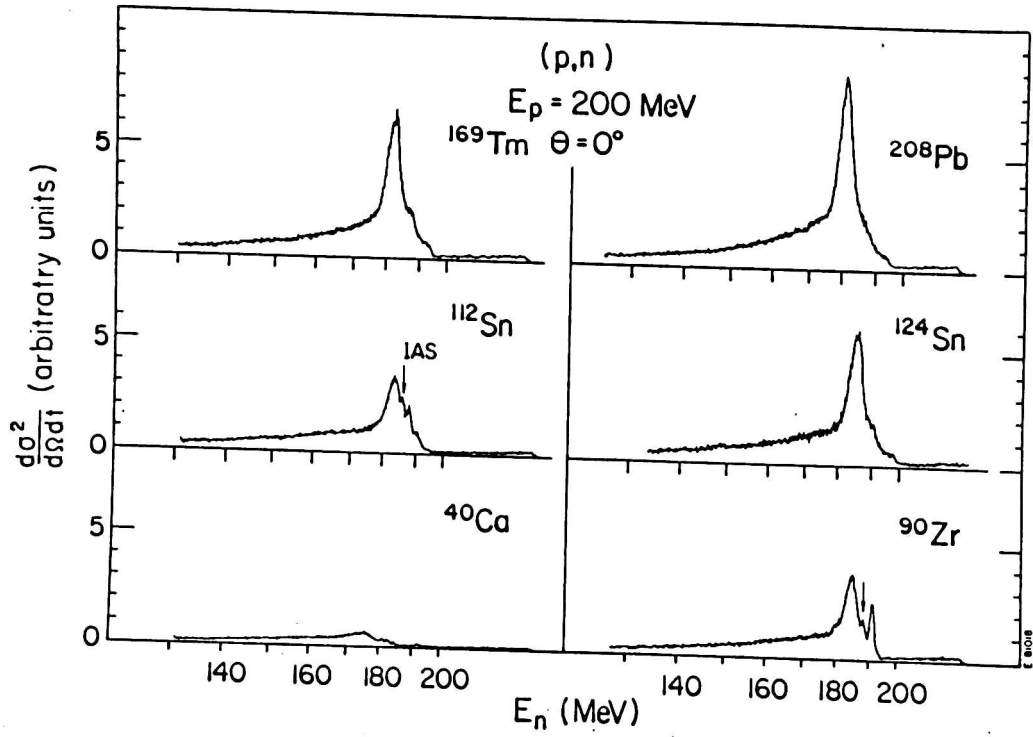


Fig. 1

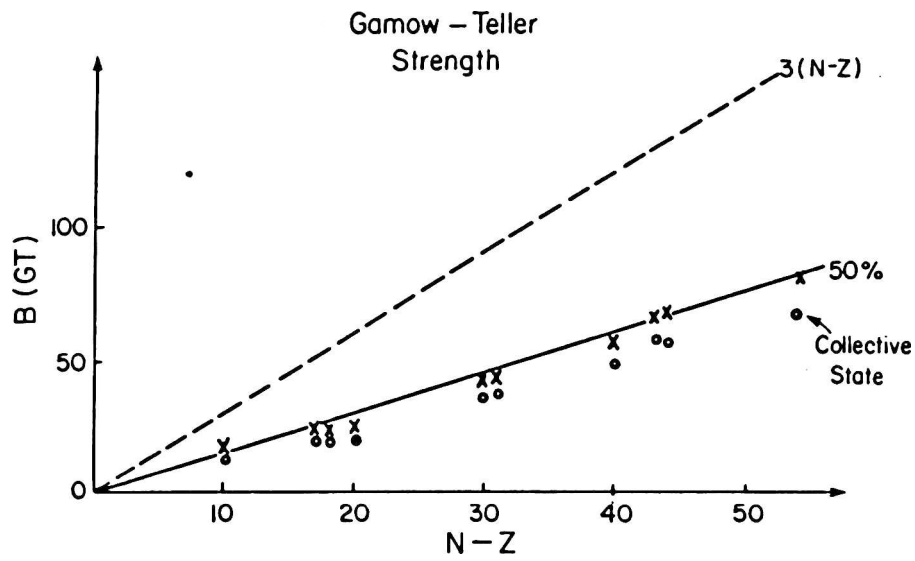


Fig. 2

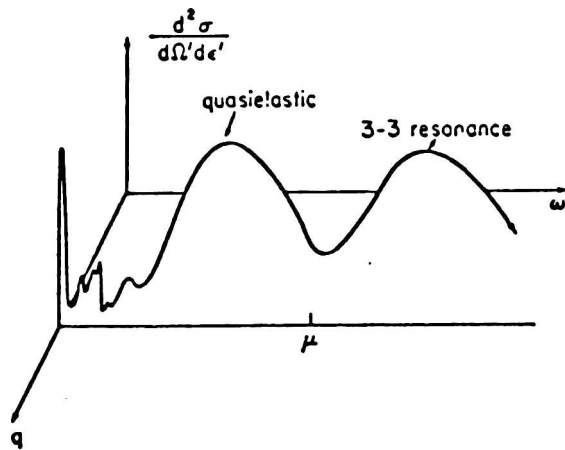


Fig.3

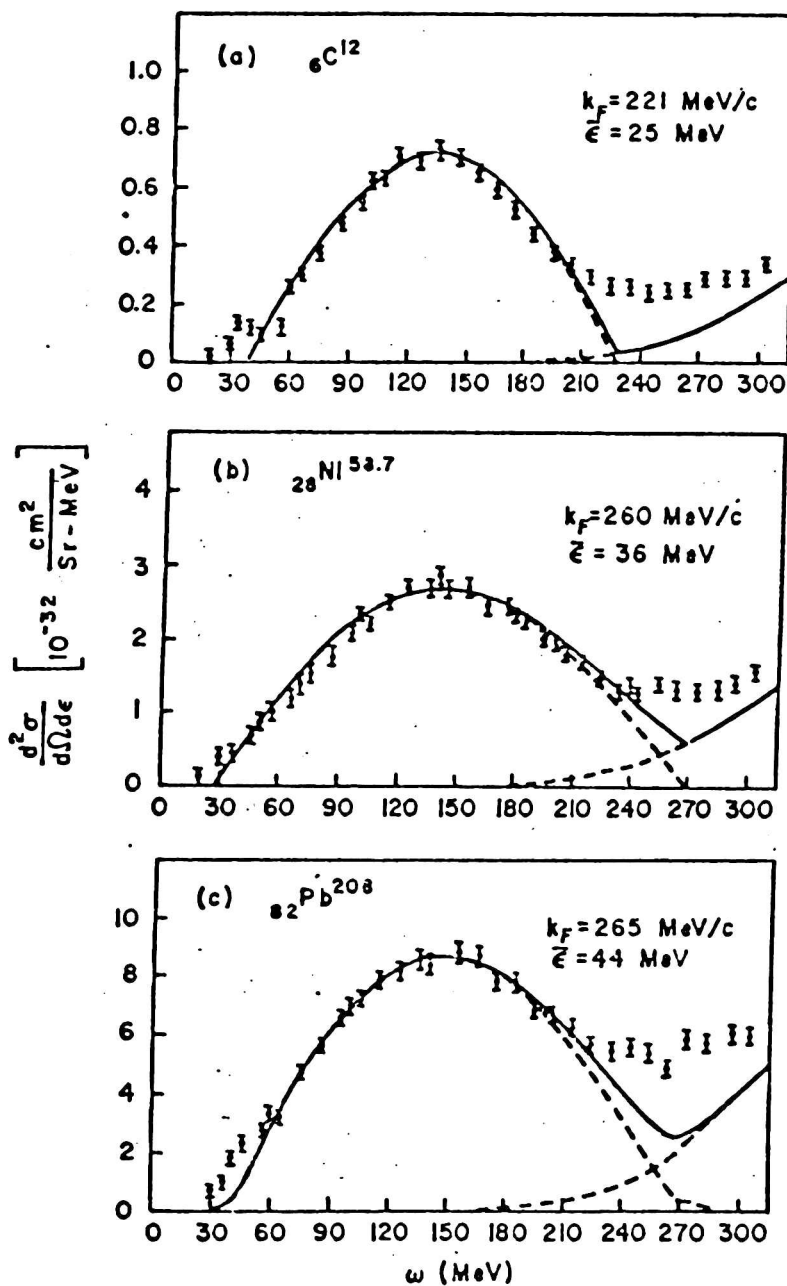


Fig.4

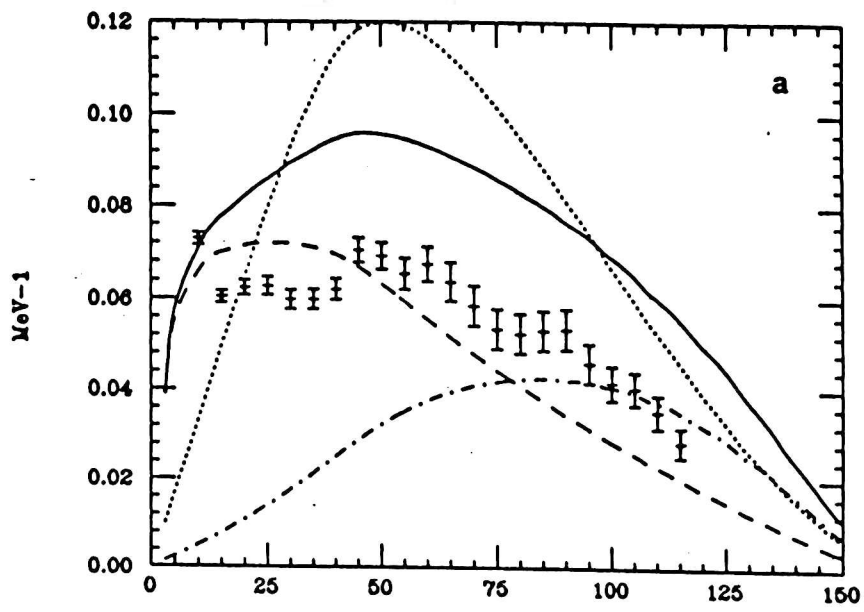
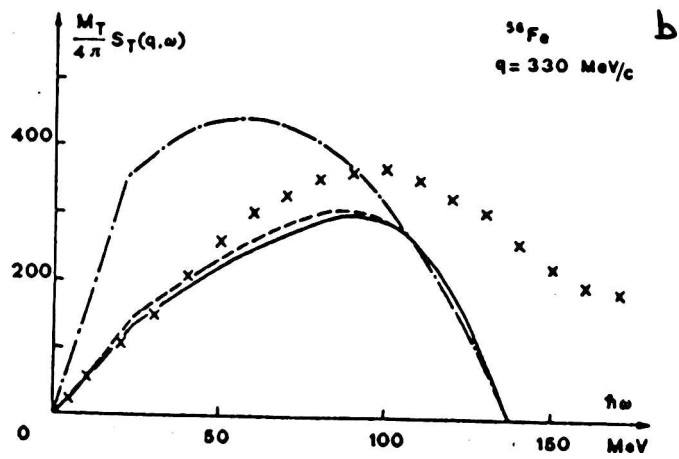


FIG. 5



## CAPITULO I

### Inclusión de correlaciones de 2p2h en cálculos perturbativos

#### I.1 Introducción

Los primeros intentos de evaluar el efecto de disminución de intensidad producido por la inclusión de configuraciones de 2p2h en la función de onda de los estados finales, como también los efectos introducidos por las correlaciones de 2p2h del estado fundamental, se han hecho en el marco de una teoría de perturbaciones. Ejemplos de cálculos de este tipo encontramos dentro del tratamiento de las resonancias Gamow-Teller (GTR) con intercambio de carga [1,2], como también en el cálculo de la función respuesta en dispersión de electrones [3]. El uso de desarrollos perturbativos se impone por el hecho de tener una densidad de estados de 2p2h del orden de  $10^3$ - $10^4$  estados/Mev, lo cual indica que una diagonalización en un espacio de  $1p1h+2p2h$  para el núcleo final y de  $0p0h+2p2h$  para el inicial sería, en principio, difícilmente realizable. Dijimos "en principio" pues como veremos en el capítulo III, incluyendo ciertas simplificaciones, uno puede tratar la inclusión de correlaciones de npnh a todo orden sin necesidad de pasar por el cálculo de autovalores y autovectores.

Lo que nos motivó en un principio a iniciar el estudio del efecto de disminución por la teoría de perturbaciones, es que los trabajos antes mencionados en relación a la GTR presentaban una deficiencia esencial. Evaluaban la intensidad en el sector de 2p2h ó de 1p1h separadamente y asumiendo luego el límite  $S \cong 3(N - Z)$  para la intensidad total del operador de excitación  $O_- = \vec{\sigma}t_-$ , sacaban conclusiones sobre el sector no calculado. Como veremos en los resultados del presente capítulo esto puede conducir a una estimación no del todo precisa del efecto de disminución de intensidad. También concluiremos que la intensidad  $S^+$  producida por el operador  $O_+ = \vec{\sigma}t_+$  aunque pequeña no es para nada despreciable y que una evaluación de  $S_- - S_+$  en el espacio adoptado de  $1p1h+2p2h$ , revela apartamientos del valor  $3(N - Z)$ .



El capítulo estará organizado de la siguiente manera:

En la sec. 1.2 presentamos un cálculo perturbativo a segundo orden con el que evaluaremos la función intensidad en el espacio de  $1p1h+2p2h$ . En la 1.3 discutimos el problema de la regla de suma y su estimación a segundo orden. El cálculo de los elementos de matriz para la interacción residual y el operador de excitación es presentado en la 1.4. En la 1.5 aplicamos lo desarrollado hasta el momento a la GTR. En la 1.6 discutimos el efecto de distintas interacciones residuales en la disminución de intensidad y su conexión con la ruptura de la simetría SU4 en el espacio de spin-isospin. Finalmente en las secs. 1.7 y 1.8 presentamos algunos resultados numéricos y las conclusiones respectivamente.

## 1.2 Cálculo de la función intensidad en una teoría de perturbaciones a segundo orden.

Como es bien sabido la función intensidad o factor de estructura nos determina la probabilidad por unidad de energía de excitar al núcleo. Si denominamos con  $O(t) = O e^{-iEt} + O^+ e^{iEt}$  a un operador externo de excitación que se acopla debilmente al núcleo la función intensidad a una energía de excitación  $E$  está dada, si nos quedamos con la aproximación lineal para el acoplamiento entre el campo externo y el núcleo, por:

$$S(E) \equiv \sum_f |\langle f | O | 0 \rangle|^2 \delta(E_f - E_0 - E) + \sum_f |\langle f | O^+ | 0 \rangle|^2 \delta(E_f - E_0 + E) \quad (1)$$

$$H | f \rangle = E_f | f \rangle; H = H_0 + \mathcal{V},$$

donde  $\{ |f\rangle \}$  es un conjunto completo de estados nucleares finales ( $f \neq 0$ , pues excluimos procesos elásticos) con energías  $E_f$ ,  $|0\rangle$  es el estado fundamental del núcleo inicial y  $H$  representa al Hamiltoniano nuclear. Dicho Hamiltoniano está compuesto por un término de partícula independiente  $H_0$  cuyos autovectores son las excitaciones de  $nph$ ,  $n = 0, \dots, \infty$ , producidas sobre el vacío  $|HF\rangle \equiv |0p0h\rangle^1$  promoviendo  $n$  nucleones bajo el nivel de Fermi (agujeros) por encima del mismo (partículas). El término  $\mathcal{V}$  representa a la interacción residual (ya que contiene lo que no pudo ser incluido en  $H_0$ ) entre las excitaciones de  $nph$ .

Nos proponemos ahora evaluar la función intensidad (1) dentro del marco de una teoría de perturbaciones (apéndice A), haciendo un desarrollo en potencias de la interacción residual. El espacio de Hilbert para el núcleo final quedará restringido a  $\mathcal{X}_f = \{ |1ph\rangle, |2p2h\rangle \}$  mientras que para el núcleo inicial tomaremos el subespacio  $\mathcal{X}_0 = \{ |HF\rangle, |2p2h_0\rangle \}$ , donde con  $2p2h_0$  indicamos correlaciones de estado fundamental.

<sup>1</sup>Obtenido ubicando los  $A$  nucleones en sucesivos niveles de partícula independiente según el principio de exclusión de Pauli.

Haremos un desarrollo hasta el segundo orden pues es el mínimo necesario para incluir todos los efectos posibles. Esto es: los provenientes de perturbar las configuraciones de  $1p1h$  con correlaciones de  $2p2h$  en el núcleo final, los de introducir las correlaciones de estado fundamental y finalmente de interferencia entre ambos. Traduciendo esto al lenguaje de diagramas de Goldston, obtendremos los diagramas de menor orden que luego por iteración pueden generar términos de orden superior. Está claro que el orden mínimo al que debemos desarrollar las funciones de onda es el segundo.

A partir, entonces, de las prescripciones anteriores aproximamos los autoestados exactos del núcleo por :

$$|o\rangle \cong |\tilde{HF}\rangle \quad |f\rangle \cong |\tilde{1p1h}\rangle; |\tilde{2p2h}\rangle, \quad (2)$$

donde con  $\tilde{\phantom{x}}$  indicamos que son obtenidos por una teoría de perturbaciones dentro de los subespacios  $\mathcal{X}_o$  y  $\mathcal{X}_f$  respectivamente. Con el objeto de simplificar el cálculo de los coeficientes perturbativos haremos las siguientes aproximaciones adicionales que sin embargo no cambiarán las conclusiones a las que arriremos:

i) Ya que no nos interesa exactamente la posición de las energías del núcleo salvo la de posibles estados resonantes que se lleven la mayor parte de la intensidad (centroides), haremos  $\tilde{E}_{HF} = E_{HF} = 0$ ,  $\tilde{E}_{1p1h} \cong E_{1p1h} + \langle 1p1h | \mathcal{V} | 1p1h \rangle$ ,  $\tilde{E}_{2p2h} \cong E_{2p2h}$ . Esto corresponde a tomar la aproximación de orden cero para la energía del estado fundamental perturbado y para los estados finales provenientes de perturbar las configuraciones de  $2p2h$ . Mientras que tomamos la aproximación de  $1^o$  orden para los estados finales provenientes del subespacio de una  $1p1h$ , incluyendo así como veremos la mayor parte del efecto de la interacción residual en la posición de eventuales estados colectivos.

Finalmente mencionemos que como  $\langle HF | \mathcal{V} | HF \rangle = 0$ , ya que la interacción residual está ordenada normalmente respecto al vacío de HF (Ap.B), las correcciones a la energía del estado fundamental son a partir del segundo orden. Esquemáticamente mostramos esta

contribución en la fig. 1.1a. Ahora bien, si examinamos las contribuciones de 2<sup>o</sup> orden para las energías  $\tilde{E}_{1p1h}$  y  $\tilde{E}_{2p2h}$ , veremos que si en la A6 permitimos que haya estados intermedios de 3p3h y 4p4h (los cuales no hemos incluido en nuestro espacio de Hilbert) aparecen contribuciones disconexas con el mismo valor que la corrección de  $\tilde{E}_{HF}$  (fig. 1.1b):

$$E_1 = \sum_3 \frac{(\langle 1|\mathcal{V}|3\rangle)^2}{E_1 - E_3} = \sum_{1'2_0} \frac{(\langle 1|\mathcal{V}|1'2_0\rangle)^2}{E_1 - (E_{1'} + E_{2_0})} = \sum_{1'2_0} \frac{(\langle HF|\mathcal{V}|2_0\rangle)^2}{0 - E_{2_0}} \delta_{11'} +$$

$$+ \text{conexas} = \sum_{2_0} \frac{(\langle HF|\mathcal{V}|2_0\rangle)^2}{E_{HF} - E_{2_0}} + \text{conexas} = \tilde{E}_{HF} + \text{conexas}, \quad (3)$$

con  $1 \equiv 1p1h$ ,  $3 \equiv 3p3h$  y  $2_0 \equiv 2p2h_0$  y donde además hemos considerado a la excitación de 3p3h como una de 1p1h montada sobre una correlación de estado fundamental. Un idéntico resultado encontraríamos para  $\tilde{E}_{2p2h}$  si reemplazamos en la (3) 1p1h por 2p2h y 3p3h por 4p4h, pudiendo este análisis generalizarse también a otros órdenes perturbativos.

Por lo tanto la diferencia  $\tilde{E}_{1p1h} - \tilde{E}_{HF} \cong (\tilde{E}_{1p1h})_{\text{conexas}}$ , lo cual indica que los diagramas disconexos que contribuyen a la perturbación de las energías, deberían cancelarse si uno utiliza el espacio adecuado para cada orden perturbativo. Como nosotros estamos trabajando en un espacio que sólo incluye 1p1h+2p2h aunque fuéramos a órdenes superiores a los adoptados en la evaluación de  $\tilde{E}_{1p1h}$  y el  $\tilde{E}_{2p2h}$  no hay manera de producir la conocida cancelación de diagramas disconexos en el cálculo de un dado observable, por lo tanto los eliminamos de  $\tilde{E}_{HF}$  haciendo  $\tilde{E}_{HF} = 0$ .

ii) Debido a la alta densidad de configuraciones de 2p2h en las regiones donde aplicaremos el cálculo perturbativo ( $10^3-10^4$  estados/Mev) es razonable pensar que no importa demasiado donde dichas configuraciones residen exactamente en cuanto a su acoplamiento con las de 1p1h del estado final ó 0p0h del inicial. Por ésto hacemos la aproximación simplificadora  $\langle 2p2h|\mathcal{V}|2p2h\rangle \cong 0$

tanto para el núcleo inicial como final.

Bajo las prescripciones mencionadas los estados  $|\tilde{\text{HF}}\rangle$ ,  $|\tilde{1\text{p}1\text{h}}\rangle$  y  $|\tilde{2\text{p}2\text{h}}\rangle$  quedarán expresados en un cálculo a segundo orden como:

$$|\tilde{\text{HF}}\rangle = (1 - N_0) |\text{HF}\rangle + \sum_{z_0} c_{z_0} |2_0\rangle \quad (4)$$

$$|\tilde{1\text{p}1\text{h}}\rangle = (1 - N_1) |1\rangle + \sum_{i \neq 1} c_{i1} |1'\rangle + \sum_z c_{z2} |2\rangle \quad (5)$$

$$|\tilde{2\text{p}2\text{h}}\rangle = (1 - N_2) |2\rangle + \sum_1 c_{z1} |1\rangle + \sum_{z \neq 2} c_{z2} |2'\rangle, \quad (6)$$

donde los coeficientes perturbativos  $N_i$  y  $c_{ij}$  quedan definidos como:

$$N_i \equiv N_i^1 + N_i^2$$

$$N_0 = 1/2 \sum_{z_0} c_{z_0}^2, \quad N_1^1 = 1/2 \sum_{i \neq 1} \left[ \frac{\gamma_{i1}}{E_{i1}} \right]^2, \quad N_1^2 = 1/2 \sum_z \left[ \frac{\gamma_{z2}}{E_{z2}} \right]^2 \quad (7)$$

$$N_2 = 1/2 \sum_z \left[ \frac{\gamma_{z2}}{E_{z2}} \right]^2$$

$$c_{z_0} = \frac{\gamma_{z_0 0}}{E_{z_0}} \quad (8)$$

$$c_{i1} = \frac{\gamma_{i1}}{E_{i1}} + \sum_{i' \neq 1} \frac{\gamma_{i1} \gamma_{i'1}}{E_{i1} E_{i'1}} - \frac{\gamma_{i1} \gamma_{i1}}{E_{i1}^2} + \sum_z \frac{\gamma_{i2} \gamma_{z1}}{E_{i2} E_{z1}}$$

$$c_{z2} = \frac{\gamma_{z2}}{E_{z2}} \quad (9)$$

$$c_{z1} = \frac{\gamma_{z1}}{E_{z1}} + \sum_{i \neq 1} \frac{\gamma_{z1} \gamma_{i1}}{E_{z1} E_{i1}}$$

$$c_{z2} \cong 0,$$

con la notación abreviada,

$$\gamma_{ij} \equiv \langle ipih | \gamma | jpjh \rangle, \quad E_{ij} = E_{ipih} - E_{jpjh} \quad i, j = 0, 1 \text{ y } 2. \quad (10)$$

Las expresiones para  $|\tilde{HF}\rangle$ ,  $|\tilde{1p1h}\rangle$  y  $|\tilde{2p2h}\rangle$  pueden ahora reemplazarse en (1) con el objeto de obtener la función intensidad. Si nos quedamos con términos que contribuyen hasta un segundo orden, tendremos:

$$S(E) = \sum_1 \left\{ A_1 + B_1 + C_1 \right\} \delta(E - \tilde{E}_1) + \sum_2 \left\{ A_2 + B_2 + C_2 \right\} \delta(E - \tilde{E}_2) \quad (11)$$

$$A_1 \equiv A_1^1 + A_1^2, \quad C_1 \equiv C_1^1 + C_1^2$$

$$A_1^1 = |D_{10}|^2 (1 - 2N_0 - 2N_1^1) + 2\text{Re } D_{10}^* \sum_{1'} \frac{\gamma_{11'} D_{1'0}}{(E_1 - E_{1'})} + \sum_{1''} \frac{D_{1''0}^* \gamma_{1''1} \gamma_{11'} D_{1'0}}{(E_1 - E_{1'}) \cdot (E_1 - E_{1''})} \quad (12a)$$

$$+ 2\text{Re } D_{10}^* \sum_{1''} \left[ \sum_{1'''} \frac{\gamma_{11'''} \gamma_{1''1'}}{(E_1 - E_{1'''}) \cdot (E_1 - E_{1''})} - \frac{\gamma_{11} \gamma_{1''1'}}{(E_1 - E_{1'})^2} \right] D_{1'0}$$

$$A_1^2 = 2\text{Re } D_{10}^* \sum_{1'} \left[ -N_1^2 \delta_{11'} + \sum_2 \frac{\gamma_{12} \gamma_{21'}}{(E_1 - E_{1'}) \cdot (E_1 - E_2)} \right] D_{1'0} \quad (12b)$$

$$B_1 = \sum_{2,2'} \frac{\gamma_{02'} D_{12'}^* D_{12} \gamma_{2,0}}{E_{2,0} E_{2,0'}} \quad (13)$$

$$C_1^1 = -2\text{Re } D_{10}^* \left[ \sum_{2,0} \frac{D_{12,2,0} \gamma_{2,0}}{E_{2,0}} + \sum_{1',2,0} \frac{\gamma_{11'} D_{1',2,0} \gamma_{2,0}}{(E_1 - E_{1'}) E_{2,0}} \right] \quad (14a)$$

$$C_1^2 = -2\text{Re } D_{10}^* \left[ \sum_{2,0,2} \frac{\gamma_{12} D_{22,0} \gamma_{2,0}}{(E_1 - E_2) E_{2,0}} \right] \quad (14b)$$

$$A_2 = \sum_{11'} \frac{D_{10}^* \gamma_{12} \gamma_{21'} D_{1'0}}{(E_2 - E_1) \cdot (E_2 - E_{1'})} \quad (15)$$

$$B_2 = \sum_{2,0,2'} \frac{\gamma_{02'} D_{2,2} D_{22'} \gamma_{2',0}}{E_{2,0} E_{2,0'}} \quad (16)$$

$$C_2 = 2\text{Re } O_{10}^* \sum_{12} \frac{\gamma_{12} O_{22} \gamma_{2,0}}{(E_2 - E_1) E_2}, \quad (17)$$

con  $O_{ij} = \langle ipih | O | jpjh \rangle$  y donde los estados a excluir de las sumatorias son evidentes. Las contribuciones  $A_1$  y  $C_1$  han sido separadas en  $A_1^1, A_1^2, C_1^1$  y  $C_1^2$  donde el superíndice indica que se incluyen estados intermedios de 1p1h o 2p2h.

Los términos  $A_{i=1,2}$  provienen de perturbar entre sí configuraciones de 1p1h y 2p2h que se encuentran en el estado final; los  $B_{i=1,2}$  corresponden a contribuciones provenientes de perturbar el estado fundamental, mientras que los  $C_{i=1,2}$  son términos de interferencia entre ambos. Estas diferentes contribuciones a la función intensidad se esquematizan en la fig. I.2. Notemos que los términos incluidos en  $A_1^1, B_1$  y  $C_1^1$  representan un desarrollo perturbativo a 2º orden para la RPA.

En este momento resulta importante observar que el término que contiene a  $N_0$  en  $\mathcal{A}_1^1$  es, como se ve de la fig. I.2 disconexo. Como es bien sabido gráficos de este tipo no deben contribuir al cálculo de un observable pues se cancelan a todo orden [4]. El problema que aquí surge, similarmente al de la energía del estado fundamental, es que hay gráficos del mismo tipo y orden que no aparecen por restricciones en el espacio de Hilbert adoptado. Este es un primer indicio de que con el fin de tener en cuenta todos los efectos posibles no basta trabajar en un espacio final con 1p1h y 2p2h solamente. Por lo tanto para evitar la inclusión de términos disconexos eliminamos  $N_0$  en la (11).

### 1.3 Reglas de suma.

Una de las herramientas más útiles que permite verificar la exactitud de las aproximaciones usadas en construir los estados nucleares para una dada excitación, son las llamadas reglas de suma o momentos de una distribución de intensidad. Así, la regla de suma de orden  $n$  se define como:

$$S_n = \int_0^{\infty} (E-E_0)^n S(E) dE = \sum_f (E_f - E_0)^n |\langle f|O|0\rangle|^2 = \quad (18)$$

$$= \langle 0|O^\dagger (H - E_0)^n O|0\rangle, \quad (19)$$

donde  $S_0$  determina la intensidad total de la excitación,  $S_1$  sus centroides, etc. De la ecuación anterior vemos que el valor de la regla de suma depende más de la estructura del estado fundamental, que de la de los estados excitados y que son útiles siempre y cuando se pueda obtener el valor esperado de  $(H - E_0)^n$  bajo una aproximación razonable. Nosotros nos concentraremos particularmente en regla de suma no pesada  $S_0$  cuyo valor puede conocerse de antemano una vez determinada la aproximación para el estado fundamental ( $S_0 = \langle 0|O^\dagger O|0\rangle$ ), de esta manera podemos verificar la completitud del espacio final usado, pues el valor obtenido con la (18) debe coincidir con la (19).

Si ahora introducimos las aproximaciones  $|0\rangle \cong |\tilde{HF}\rangle$  y  $|f\rangle \cong |1p1h\rangle, |2p2h\rangle$  obtendremos para la intensidad total:

$$\begin{aligned} \int_0^{\infty} S(E) dE &= \sum_1 (A_1 + B_1 + C_1) + \sum_2 (A_2 + B_2 + C_2) = \\ &= \sum_1 |O_{10}|^2 - 2\text{Re} O_{10}^* \sum_2 \frac{O_{12} \gamma_{2,0}}{E_2} + \sum_{2,2'} \frac{\gamma_{02} O_{12}^* O_{12} \gamma_{2,0}}{E_2 E_2'} + \\ &+ \sum_{22,2'} \frac{\gamma_{02} O_{22}^* O_{22} \gamma_{2,0}}{E_2 E_2'}. \end{aligned} \quad (20)$$

El primer término corresponde a tomar  $|0\rangle \cong |\tilde{HF}\rangle$ , aproximación de Tam-Dancoff, y su valor es igual al que obtendríamos haciendo



adicionalmente  $\gamma \neq 0$  en el núcleo final. En este sentido se dice que la aproximación de Tam-Dancoff conserva la intensidad total no perturbada. El segundo término y el tercero aparecen al hacer la aproximación de RPA la cual introduce las correlaciones de estado fundamental pero en una manera restringida, ya que sólo se permite a partir de éstas la destrucción de pares pero no la dispersión o creación de los mismos. Como es bien sabido la RPA no conserva la regla de suma no perturbada [5]. El último término aparece por haber incluido explícitamente correlaciones de estado fundamental a través del cálculo perturbativo. Estas representan contribuciones "mas allá" del RPA.

Finalmente es importante observar que los términos de correlación de estado final de  $A_1$  y  $A_2$ , y los de interferencia de segundo orden de  $C_1$  y  $C_2$  no contribuyen a la intensidad total [6]. Esto se debe a que la interacción residual en el núcleo final redistribuye la intensidad, llevándola de un estado a otro de 1p1h y del sector de 1p1h al de 2p2h. Ejemplifiquemos esto tomando un par de estados distintos de de 1p1h y uno intermedio de 2p2h, y calculando su contribución en  $A_1 + A_2$ :

$$\begin{aligned}
 2\text{Re} & \left[ \frac{U_{10}^* \gamma_{12} \gamma_{21} \cdot O_{1,0}}{(E_1 - E_{1,}) \cdot (E_1 - E_2)} + \frac{U_{1,0}^* \gamma_{12} \gamma_{21} O_{10}}{(E_1 - E_1) \cdot (E_1 - E_2)} \right] \\
 & + \frac{O_{10}^* \gamma_{12} \gamma_{21} \cdot O_{1,0}}{(E_2 - E_1) \cdot (E_2 - E_{1,})} + \frac{O_{1,0}^* \gamma_{1,2} \gamma_{21} O_{10}}{(E_2 - E_{1,}) \cdot (E_2 - E_1)} = \\
 & = \text{Re} [ O_{10}^* \gamma_{12} \gamma_{21} \cdot O_{1,0} ] \left[ \frac{2(E_1 - E_2) - 2(E_1 - E_2) + 2(E_1 - E_{1,})}{(E_1 - E_{1,}) \cdot (E_1 - E_2) (E_1 - E_2)} \right] = 0 .
 \end{aligned} \tag{21}$$

El mismo tipo de cancelación puede demostrarse para las otras contribuciones.

#### 1.4 Cálculo de elementos de matriz.

Ahora para poder obtener alguna estimación numérica a partir de la ecs.(11)-(17) debemos evaluar los elementos de matriz para la interacción residual y el operador de excitación. A tal fin

necesitamos definir el potencial de partícula independiente incluido en  $H_0$ , el cual para un núcleo con simetría esférica tiene en general la forma:

$$\psi(r, l, \vec{s}) = V_0 f_0(r) + V_{ls} \frac{1}{r} \frac{df_0(r)}{dr} \vec{l} \cdot \vec{s} + U_{\text{Coul}} \delta_{m_l, -1/2} \quad (22)$$

$$V_0 = \left[ -51. + \frac{3(N-Z)}{A} \delta_{m_l, 1/2} \right] \text{ Mev} ; \quad V_{ls} = -.44 V_0,$$

con  $m_l = 1/2(-1/2) \equiv$  neutrón(protón)<sup>2</sup> y donde para  $f_0(r)$  se adoptan generalmente formas del tipo Wood-Saxon u oscilador armónico [7]. El segundo término en  $V_0$  corresponde a la energía de simetría cuyo origen es el exceso de neutrones, mientras que  $U_{\text{Coul}}$  representa el campo Coulombiano producido por los protones. Un vez resuelta la ecuación de Schrödinger para una partícula en dicho potencial nos encontramos con que los niveles de partícula independiente pueden rotularse con el conjunto de números cuánticos,  $\lambda \equiv n, l, s, j, m_j, t, m_t$ . Donde  $l$  corresponde al momento angular orbital,  $s=1/2$  es el spin de un nucleón,  $j$  y  $m_j$  corresponden al momento angular total ( $\vec{l} + \vec{s}$ ) y  $t=1/2$   $m_t=1/2(-1/2)$  son los números cuánticos correspondientes al isospin. Es importante observar que dada la simetría esférica de los núcleos que trataremos, es relevante usar al momento angular total del núcleo como buen número cuántico. Así restringiremos nuestro espacio de configuraciones acoplado las partículas y agujeros a un buen momento angular, es decir, (ap.B):

$$\begin{aligned} |2p2h_0\rangle &\equiv |[(p_1 p_2) J_0 ; (h_1 h_2) J'_0] J^\pi = 0^+ \rangle \\ |1p1h\rangle &\equiv |(ph) J^\pi \rangle, \\ |2p2h\rangle &\equiv |[(p_1 p_2) J_{12} ; (h_1 h_2) J'_{12}] J^\pi \rangle. \end{aligned} \quad (23)$$

<sup>2</sup> Recordemos que al protón y al neutrón se los puede considerar autoestados del nucleón asociados al operador de isospin  $\vec{t} = (t_x, t_y, t_z)$ . O sea  $t^2 |n\rangle(|p\rangle) = 1/2(1/2+1) |n\rangle(|p\rangle)$  y  $t_z |n\rangle(|p\rangle) = +(-) 1/2 |n\rangle(|p\rangle)$ .

Realizaremos la evaluación de los diferentes elementos de matriz usando un formalismo de segunda cuantificación (Ap.B) escribiendo las excitaciones  $|ipih\rangle$ , la interacción  $\mathcal{V}$  y el operador de excitación  $D$  en función de los operadores  $a_\lambda^\dagger$  y  $b_\lambda^\dagger$  de creación de partícula y agujero. Una vez hecho esto utilizando la reglas de conmutación para dichos operadores podremos obtener:

$$\mathcal{V}_{11'} = \langle (p_1 h_2), J^{\pi M} | \mathcal{V} | (p_1' h_2'), J^{\pi M} \rangle = F(121'2', J)$$

$$\mathcal{V}_{21} = \langle (p_1 p_2) J_{12} (h_3 h_4) J_{34}, J^{\pi M} | \mathcal{V} | (p_3 h_4) J^{\pi M} \rangle = \quad (24)$$

$$= \tilde{P}(1,2, J_{12}) \left[ \hat{J}_{12} \hat{J}_{34} (-1)^{j_2 + j_3 + j_{12} + j_{34}} N_{12} N_{34} G(1634, J_{34}) \cdot W(j_2 J j_1 J_{34}; j_3 J_{12}) \delta_{25} \right] +$$

$$+ \tilde{P}(3,4, J_{34}) \left[ \hat{J}_{12} \hat{J}_{34} N_{12} N_{34} G(1235, J_{12}) \cdot W(j_4 J j_3 J_{12}; j_5 J_{34}) \delta_{4\sigma} \right]$$

$$\mathcal{V}_{2_0} = \langle (p_1 p_2) J_0, (h_3 h_4) J_0, 0 | \mathcal{V} | HF \rangle = -\hat{J}_0 N_{12} N_{34} G(1234, J_0) \quad (25)$$

$$D_{10} = \langle (p_1 h_2) JM | D | HF \rangle = \frac{(-1)^J \langle 1 || D || 2 \rangle}{\hat{J}}, \quad (26)$$

$$D_{22_0} = 1/\sqrt{3}.$$

$$\langle 001\mu | D | 1M \rangle = \langle (p_1 p_2) J_{12} (h_3 h_4) J_{34}, J || D || (p_1' p_2') J_0 (h_3' h_4') J_0, 0 \rangle$$

$$= (\prod_{ik} N_{ik}) \left[ \delta_{J_0 J_{34}} (-1)^{j_{12} + 1} \hat{J}_{12} \tilde{P}(1,2; J_{12}) P(1',2'; J_0) P(3,4; J_0) \right.$$

$$\left. (-1)^{j_2 + j_3 + j_0} W(j_2 J j_1 J_0; j_3 J_{12}) \langle 2 || D || 2' \rangle \delta_{11} \delta_{33} \delta_{44} + \right.$$

$$\left. + \delta_{J_0 J_{12}} \hat{J}_{34} \tilde{P}(3,4; J_{34}) P(1,2; J_0) P(3',4'; J_0) \right.$$

$$\left. W(j_4 J j_3 J_0; j_4' J_{12}) \langle 4' || D || 4 \rangle \delta_{11} \delta_{22} \delta_{33} \right] \quad (27)$$

con

$$\tilde{P}(i,k; J) = [1 - P(i \leftrightarrow j)] (-1)^{j_i + j_k + J} \quad (28)$$

$$F(iklq, J) = \sum_{J'} W(j_i j_q j_k j_l, J' J) G(qikl, J') \quad (29)$$

$$G(iklq, J) = \langle (ik) J | \mathcal{V} | (lq) J \rangle$$

$$N_{rs} = 1/(\delta_{rs} + 1)^{1/2}; \quad \hat{J} = (2J+1)^{1/2}, \quad (30)$$

donde con  $G$  indicamos elementos de matriz antisimetrizados calculados entre estados de dos nucleones en la base de partícula independiente (elemento de matriz partícula-partícula),  $F$  representa la interacción entre configuraciones de  $1p1h$  (elemento de matriz partícula-agujero),  $P(i \leftrightarrow k)$  es el permutador que cambia la partícula  $i$  con la partícula  $k$ ,  $\langle i || O || j \rangle$  el elemento de matriz reducido del operador  $O$  entre estados de partícula independiente y  $W(j_i j_k j_m j_n, j_r j_e)$  son los coeficientes de recoplamiento de Racah (Ap.B). Hasta el momento no hemos dado una forma explícita al operador  $O$ , a continuación utilizaremos las expresiones obtenidas para el caso de la GTR.

### 1.5 Estudio de la resonancia Gamow-Teller.

Para el caso de las GTR el operador de excitación es  $O \equiv O_{\pm} = \sum_{i=1}^A \vec{\sigma}(i) t(i)_{\pm} (t_{\pm} = [t_{x_{\pm}} + i t_{y_{\pm}}])^3$ , el cual permite pasar del núcleo  ${}^{N,Z}A$  al  ${}^{N+1,Z-1}A$  transfiriendo un momento angular  $\Delta J=1$ , paridad  $\Delta \pi=0$  y momento angular orbital  $\Delta l=0$ . Estas características determinan las reglas de selección  $\Delta l = \Delta n = 0$ ,  $j_f = j_i \pm 1$  para los orbitales de partícula independiente que pueden conectarse a través del operador. Vamos a trabajar en núcleos con  $N > Z$  con lo que tendremos energías de Fermi diferentes para los protones y neutrones, por lo tanto es posible dividir al espectro de  $H_0$  en tres regiones:

i) Región ocupada (O), que consiste en todos los niveles tales que  $0 < E_{\lambda} \leq E_F(\text{protones})$ ; ii) Región de valencia (V),  $E_F(\text{protones}) < E_{\lambda} \leq E_F(\text{neutrones})$  y finalmente iii) Región desocupada (D)  $E_F(\text{neutrones}) < E_{\lambda}$ .

De acuerdo con las reglas de selección de  $O_{\pm}$  y la estructura de capas de los núcleos esféricos [7], sólo podremos excitar configuraciones  $|\pi \nu^{-1}\rangle^4$  ( $\pi \equiv$  protón  $\nu \equiv$  neutrón,  $\pi^{-1} \equiv$  agujero de protón

<sup>3</sup> Nuevamente incluimos  $\vec{\sigma} t_{\pm}$ , asociado a los procesos (p,n), pues interviene en la discusión de las reglas de suma.

<sup>4</sup> Introducimos esta notación con el fin de evitar confusiones con

$\nu^{-1}$  (agujero de neutrón) entre V y D, producir dispersión de partículas en D ó de agujeros en D para pasar desde una correlación de estado fundamental a una del final. No podremos sin embargo, producir pares  $|\nu\pi^{-1}\rangle$  debido a la ausencia de protones en la región de valencia ni destruir un par  $|\pi\nu^{-1}\rangle$  por la misma razón (Bloqueo de Pauli). En la fig. I.3 esquematizamos los diferentes tipos de excitaciones permitidas para el caso del operador de GT las cuales pueden escribirse, juntamente con las correlaciones de estado fundamental, como:

$$|2p2h_0\rangle \equiv \begin{cases} |[(\pi_1\pi_2)J_0; (\pi_3^{-1}\pi_4^{-1})J_0]J^\pi = 0^+ \rangle \\ |[(\nu_1\nu_2)J_0; (\nu_3^{-1}\nu_4^{-1})J_0]J^\pi = 0^+ \rangle \\ |[(\pi_1\nu_2)J_0; (\pi_3^{-1}\nu_4^{-1})J_0]J^\pi = 0^+ \rangle \end{cases} \quad (31)$$

$$|1p1h\rangle \equiv |(\pi_1\nu_2^{-1})J^\pi = 1^+\rangle$$

$$|2p2h_-\rangle \equiv \begin{cases} |[(\pi_1\pi_2)J_{12}; (\pi_3^{-1}\nu_4^{-1})J_{34}]J^\pi = 1^+\rangle \\ |[(\nu_1\nu_2)J_{12}; (\nu_3^{-1}\nu_4^{-1})J_{34}]J^\pi = 1^+\rangle \end{cases} \quad (32)$$

$$|2p2h_+\rangle \equiv \begin{cases} |[(\nu_1\nu_2)J_{12}; (\nu_3^{-1}\pi_4^{-1})J_{34}]J^\pi = 1^+\rangle \\ |[(\pi_1\nu_2)J_{12}; (\pi_3^{-1}\pi_4^{-1})J_{34}]J^\pi = 1^+\rangle, \end{cases} \quad (33)$$

donde con los subíndices + y - hemos indicado excitaciones de 2p2h producidas por los operadores  $O_+$  y  $O_-$  respectivamente.

Para el caso especial del operador de excitación de GT la intensidad total  $S_0 \equiv S_+$  presenta una propiedad adicional a las mencionadas en I.3. Como  $(O_+)^+ = O_-$ , si ahora tomamos la diferencia entre las intensidades totales para  $O_+$  obtendremos:

$$S_- - S_+ = \langle 0 | O_+ O_- | 0 \rangle - \langle 0 | O_- O_+ | 0 \rangle = \langle 0 | [O_+, O_-] | 0 \rangle =$$

$$= \sum_{i,j=1}^A \sum_{\mu} \sigma(i)\sigma(j) \langle 0 | [t_+(i), t_-(j)] | 0 \rangle = 3(N - Z), \quad (34)$$

donde hemos usado la propiedad  $[t_+(i), t_-(i)] = 2t_z(i)$  y que  $o_\mu(i)^2 = 1$ . Esta relación se denomina regla de suma para el operador de Gamow-Teller [8] la cual sólo depende del exceso de neutrones independientemente de la estructura de los estados nucleares. Además relaciona la intensidad producida en el núcleo vecino  $(A-1, Z+1)$  con la producida en el vecino  $(A+1, Z-1)$ .

Si hacemos  $|0\rangle \cong |HF\rangle$  entonces  $S_+ \cong 0$ , debido al bloqueo de Pauli antes discutido, por lo tanto las contribuciones a  $S_+$  provienen esencialmente de las correlaciones de estado fundamental. Evaluando ahora la regla de suma (34) mediante el cálculo perturbativo a segundo orden, obtendremos según la (20):

$$S_- - S_+ = \sum_{i-} |O_{i-0}|^2 + \sum_{z_-, z_+, z'_0} \frac{\gamma_{0z'_0} O_{z_-, z'_0}^* O_{z_-, z_0} \gamma_{z_0, 0}}{E_{z'_0}, E_{z_0}} - \sum_{z_+, z_0, z'_0} \frac{\gamma_{0z'_0} O_{z_+, z'_0}^* O_{z_+, z_0} \gamma_{z_0, 0}}{E_{z'_0}, E_{z_0}} = 3(N - Z), \quad (35)$$

donde  $i_+ \equiv (ipih)_+$  indica excitaciones en el núcleo vecino con  $Z+1$  protones. Es evidente que si el espacio final adoptado es el correcto nuestro modelo debe satisfacer la regla de suma, y al ser  $\sum |O_{i-0}|^2 = 3(N - Z)$ , las contribuciones  $(2p2h)_-$  y  $(2p2h)_+$  deberían cancelarse.

Ya hemos definido las prescripciones particulares para el operador de GT y el tipo de configuraciones que debemos incluir tanto para en núcleo final como inicial. Para poder realizar un cálculo numérico con el objeto de estimar el efecto de las correlaciones de 2p2h, restan discutir algunos "ingredientes de tipo fenomenológico" a saber:

- i) Interacción nucleón-nucleón a usar.
- ii) Energías de partícula independiente y  $n^\circ$  de niveles a incluir.
- iii) Anchos efectivos dados a los estados con el objeto de hacer continua la distribución (11).

### 1.6 Interacción nucleón-nucleón y ruptura de la simetría SU4.

Ya que aún no existe una derivación de la fuerza nucleón - nucleón proveniente de primeros principios, a pesar de que se están haciendo intentos de derivarla a través de las teorías de campo de gauge para quarks y gluones, los potenciales usados en general son de carácter fenomenológico. La fuerza nuclear más general que sea independiente de la velocidad y satisfaga los principios de invariancia traslacional, de Galileo, reflexión espacial, inversión temporal, rotacional y de isospin puede ser representada como:

$$\mathcal{V}(1,2) = \mathcal{V}_C(1,2) + \mathcal{V}_T(1,2) \quad (36)$$

$$\mathcal{V}_C(1,2) = \mathcal{V}_0(r) + \mathcal{V}_\sigma(r)(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) + \mathcal{V}_\tau(r)(\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) + \mathcal{V}_{\sigma\tau}(r)(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)(\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2)$$

$$\mathcal{V}_T(1,2) = \left[ \mathcal{V}_{T0}(r) + \mathcal{V}_{T\tau}(r)(\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) \right] \mathcal{S}_{12} ; \mathcal{S}_{12} = 3(\hat{r} \cdot \vec{\sigma}_1)(\hat{r} \cdot \vec{\sigma}_2) - \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2,$$

con  $\vec{\sigma}(\vec{r}) = 2\vec{s}(\vec{r})$ ,  $r \equiv |\vec{r}_1 - \vec{r}_2|$  y donde  $\mathcal{V}_C(1,2)$  es la parte central, mientras que  $\mathcal{V}_T(1,2)$  es la parte tensorial. Una representación alternativa para la interacción nucleón-nucleón puede hacerse según una selección de canales en el sistema de ambos nucleones, a saber:

$$\begin{aligned} \mathcal{V}_C(1,2) &= \mathcal{V}_{SE}(r) \mathcal{P}_{SE} + \mathcal{V}_{TE}(r) \mathcal{P}_{TE} + \mathcal{V}_{SO}(r) \mathcal{P}_{SO} + \mathcal{V}_{TO}(r) \mathcal{P}_{TO} \\ \mathcal{V}_T(1,2) &= \left[ \mathcal{V}_{TNE}(r) \mathcal{P}_{TE} + \mathcal{V}_{TNO}(r) \mathcal{P}_{TO} \right] \mathcal{S}_{12} \end{aligned} \quad (37)$$

donde  $\mathcal{P}_{SE} = 1/8(1-\mathcal{P}^\sigma)(1+\mathcal{P}^\tau)(1+\mathcal{P}^r)$ ,  $\mathcal{P}_{TE} = 1/8(1+\mathcal{P}^\sigma)(1-\mathcal{P}^\tau)(1+\mathcal{P}^r)$ ,  $\mathcal{P}_{SO} = 1/8(1-\mathcal{P}^\sigma)(1+\mathcal{P}^\tau)(1-\mathcal{P}^r)$ ,  $\mathcal{P}_{TO} = 1/8(1+\mathcal{P}^\sigma)(1-\mathcal{P}^\tau)(1-\mathcal{P}^r)$ , son los proyectores sobre los estados (S=0, T=1, l par), (S=1, T=0, l par), (S=0, T=0, l impar) y (S=1, T=0, l par), siendo además  $\mathcal{P}^\sigma = 1/2(1 + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)$ ,  $\mathcal{P}^\tau = 1/2(1 + \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2)$  y  $\mathcal{P}^r$  operadores de intercambio de partículas en las coordenadas de spin, isospin y espaciales respectivamente.

Las funciones radiales  $\gamma_i(r)$  no pueden ser deducidas de principios de invariancia. Una discusión sobre este punto y de cómo fijar los valores de las constantes de acoplamiento haremos en el apéndice C.

Analizaremos ahora la conexión que existe entre la forma particular de la interacción residual adoptada y su efectividad en llevar intensidad a la región de  $2p2h$ . Consideremos por un momento la amplitud:

$$\langle \tilde{2p2h} | O_+ | \tilde{0} \rangle \cong \sum_{1p1h} \frac{\langle 2p2h | \gamma | 1p1h \rangle \langle 1p1h | O_- | HF \rangle - \sum_{2p2h_0} \langle 2p2h | O_- | 2p2h_0 \rangle \langle 2p2h_0 | \gamma | HF \rangle}{E_{2p2h} - E_{1p1h}} \quad (37)$$

Si tenemos en cuenta que  $O_-$  sólo puede conectar orbitales de la misma capa se cumplirá aproximadamente que  $E_{2p2h_0} \cong E_{2p2h}$ , y dado que estamos considerando configuraciones de  $2p2h$  que están varios Mev por encima de la región de la resonancia,  $E_{2p2h} - E_{1p1h} \cong E_{2p2h}$ . Bajo estas simplificaciones y considerando la completitud de las configuraciones de  $1p1h$  y  $2p2h_0$  en el subespacio  $\{|n\rangle / \langle 2p2h | O_- | n\rangle \langle n | \gamma | HF \rangle \neq 0\}$ , obtendremos:

$$\langle \tilde{2p2h} | O_+ | \tilde{0} \rangle \cong \langle 2p2h | [O_-, \gamma] | HF \rangle \quad (38)$$

Como vemos, la amplitud es proporcional al conmutador  $[O_-, \gamma]$ , lo que nos indica que el efecto de disminución de intensidad está íntimamente conectado con la ruptura de la simetría  $SU_4$  spin-isospin, espacio en el cual  $O_\pm$  son generadores. Así una fuerza que no es  $SU_4$  simétrica ( $[O_-, \gamma] \neq 0$ ) es de esperarse que lleve intensidad al sector de  $2p2h$ .

Evaluaremos dicho conmutador para las interacciones que utilizaremos en los cálculos numéricos. Estas son:

#### i) Interacción DELTA[9]:

Esta es una interacción central de rango cero definida como (Ap.C):



$$\begin{aligned}
\mathcal{V}(1,2) &= -2\pi (V_T \mathcal{P}_T^{\sigma\tau} + V_S \mathcal{P}_S^{\sigma\tau}) \delta(\vec{r}) = \\
&= \pi/8 [ -3(V_T + V_S) - (V_T - 3V_S)(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) + \\
&+ (3V_T - V_S)(\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) + (V_T + V_S)(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)(\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) ] \delta(\vec{r}),
\end{aligned} \tag{39}$$

siendo  $\mathcal{P}_{S,T}^{\sigma\tau}$  los proyectores en el espacio de spin-isospin sobre el estado singlete y triplete respectivamente. Recordemos de paso que como  $\delta(\vec{r}) = \delta(-\vec{r})$ , sólo tenemos componentes pares para las funciones de onda orbitales.

Utilizando ahora las identidades :

$$\begin{aligned}
\Sigma_{i,j} [ \tau_i \vec{\sigma}_i, \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j ] &= \Sigma_{i,j} 2i (\vec{\sigma}_i \times \vec{\sigma}_j) \tau_{j-} \\
\Sigma_{i,j} [ \tau_i \vec{\sigma}_i, \vec{\tau}_i \cdot \vec{\tau}_j ] &= \Sigma_{i,j} (\tau_{j+} \tau_{i-} - \tau_{i+} \tau_{j-}) \vec{\sigma}_i
\end{aligned} \tag{40}$$

$$\Sigma_{i,j} [ \tau_i \vec{\sigma}_i, \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j \vec{\tau}_i \cdot \vec{\tau}_j ] = \Sigma_{i,j} -2i [ \vec{\sigma}_j (\vec{\tau}_i \times \vec{\tau}_j)_- + (\vec{\sigma}_i \times \vec{\sigma}_j) \tau_{j-} ],$$

donde  $i, j$  lo usamos para rotular los espacios de la partícula  $i$ -ésima y  $j$ -ésima respectivamente y  $(\vec{\tau}_i \times \vec{\tau}_j)_- = [(\vec{\tau}_i \times \vec{\tau}_j)_x - i(\vec{\tau}_i \times \vec{\tau}_j)_y]$ , podemos obtener para este caso :

$$[ O_-, \mathcal{V} ] = \pi/32 (V_T - V_S) \left\{ \Sigma_{i,j} \left[ (\tau_{j+} \tau_{i-} - \tau_{i+} \tau_{j-}) \vec{\sigma}_i - 2i(\vec{\sigma}_i \times \vec{\sigma}_j) \tau_{j-} \right] \right\}. \tag{41}$$

La ecuación anterior nos indica que la interacción de tipo DELTA rompe la simetría SU4 en el espacio de spin-isospin pues no conmuta con el operador  $O_-$ , ya que como se discutió en el ap.C,  $V_T \neq V_S$ .

### ii) Interacción MY3:

Esta interacción efectiva, obtenida ajustando sus constantes a un cálculo de matriz  $\mathcal{Y}$ , realizado sobre una interacción realista de Reid con tres Yukawas[10] y en una base de oscilador armónico (Ap.C), tiene una forma :

$$V(1,2) = \sum_{i=1,2} \{ (V_{oi}^C + V_{\tau i}^C \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 + V_{oi}^C \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + V_{\sigma \tau i}^C \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) V_i^C(r) + (V_{oi}^T + V_{\tau i}^T \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) V_i^T(r) S_{12} \}, \quad (42)$$

con

$$r = |\vec{r}_1 - \vec{r}_2|, \quad V_i^C(r) = e^{(-r/r_i)} / (r/r_i), \quad V_i^T(r) = r^2 e^{(-r/r_i)} / (r/r_i),$$

$$S_{12} = 3 (\hat{r} \cdot \vec{\sigma}_1)(\hat{r} \cdot \vec{\sigma}_2) - \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2,$$

y siendo  $r_i$  los alcances efectivos correspondientes a los mesones incluidos en la interacción nucleón-nucleón. Sólo tomaremos aquí la parte tensorial pues la parte central puede discutirse en forma análoga a la delta.

Para obtener en este caso el valor del conmutador debemos incluir además la identidad:

$$\sum_{i,j} [\tau_i \cdot \vec{\sigma}_i, \vec{\tau}_i \cdot \vec{\tau}_j (\hat{r} \cdot \vec{\sigma}_i)(\hat{r} \cdot \vec{\sigma}_j)] = 2i [\tau_j (\hat{r} \times \vec{\sigma}_i) - (\vec{\tau}_i \times \vec{\tau}_j) \cdot \hat{r}] (\hat{r} \cdot \vec{\sigma}_j), \quad (43)$$

que junto con la (40) nos sirve para demostrar que :

$$\sum_{i,j} [\tau_i \cdot \vec{\sigma}_i, S_{ij}] = \sum_{ij} 2 \left\{ [3i(\hat{r} \times \vec{\sigma}_i)(\hat{r} \cdot \vec{\sigma}_j) + (\vec{\sigma}_i \times \vec{\sigma}_j)] \tau_j + 3(\vec{\tau}_i \times \vec{\tau}_j) \cdot \hat{r} (\hat{r} \cdot \vec{\sigma}_j) \right\}, \quad (44)$$

lo que nos indica que sin importar que valor tengan las constantes  $V_{oi}^T$ ,  $V_{\tau i}^T$  y la forma de las  $V_i^T(r)$  la interacción tensorial rompe con la simetría de SU4. Además es de esperar que la parte central de la MY3 tampoco conmute con el operador de excitación pues los valores de las constantes de acoplamiento en este caso también son diferentes para diferentes canales, como veremos más tarde en la sección de resultados numéricos.

Como conclusión fundamental obtenemos que las interacciones nucleares (al menos las que usaremos), rompen con la simetría de SU4 y que como consecuencia de ésto llevarán intensidad al sector

de  $2p2h$  en la GTR. Por consiguiente es de esperar que reduzcan en algún grado la intensidad en el sector de  $1p1h$ . En qué cantidad dependerá esencialmente de los valores que tomen las constantes de acoplamiento para cada interacción que, en el caso de la delta, por ejemplo, se eligen adecuadamente para describir la sistemática de los picos de GT. En el espacio  $ph$  la interacción depende esencialmente de los elementos de matriz  $F(ph, p'h', J=1)$ . Sin embargo como vemos en las ecs. (24-25) los elementos de matriz de  $\gamma_{12}$  y  $\gamma_{20}$  dependen de la interacción en el canal  $pp$  a través de  $G(pp', p'h', J)$ ,  $G(ph, h'h'', J)$  y  $G(pp', hh', J)$ , donde las constantes de acoplamiento no tienen por qué ser iguales al caso anterior. Este tipo de problemas puede conducir a resultados no del todo realistas para el caso de la Delta.

## 1.7 Resultados numericos y discusion.

Vamos a realizar ahora cálculos de la función intensidad en la GTR a partir de la ec.(11) para los núcleos  $^{48}\text{Ca}$  y  $^{90}\text{Zr}$  (sobre los cuales mucho se ha discutido en la literatura) usando como interacciones residuales la DELTA y la MY3 .

En la tabla I.1 se muestran las constantes de acoplamiento para ambas fuerzas en una representación de canales para el sistema de dos nucleones, viéndose que para el caso de la DELTA éstas dependen del núcleo en cuestión.

Las energías de partícula independiente fueron tomadas para  $f_0(r)$  correspondiendo a un potencial fenomenológico de Wood-Saxon [15,16], ya que se supone que el mismo reproduce bien los valores experimentales para éstas. Para el caso del  $^{90}\text{Zr}$  incluimos todas las excitaciones de 1p1h y 2p2h pertenecientes a las capas 0-6  $\hbar\omega$  con energías en el rango 0-50 Mev. Éstas, del orden de 20000 para el núcleo (N-1,Z+1), no pudiéndose aumentar el rango de energías por limitaciones de tipo computacional. Para el caso de  $^{48}\text{Ca}$  incluimos configuraciones de las capas 0-3 $\hbar\omega$  con energías en 0-100 Mev, teniendo para este caso del orden de 8000 configuraciones.

Ya que experimentalmente no tenemos la resolución suficiente para detectar estados individuales resulta inapropiado el uso de las distribuciones delta de Dirac en la ec.(11). Por tanto hacemos continua la distribución de intensidad reemplazando dichas funciones a través de la propiedad :

$$\delta(E-E_i) = \lim_{\eta \rightarrow 0} \frac{1/\pi \eta}{(E-E_i)^2 + \eta^2}, \quad (44)$$

donde tomamos como aproximación un valor finito de  $\eta_1 = 1\text{Mev}$  para las excitaciones de 1p1h y de  $\eta_2 = 3\text{Mev}$  [17] para las de 2p2h, el cual resulta apropiado para simular también el decaimiento en otras configuraciones más complicadas.

Finalmente antes de presentar los resultados obtenidos es importante hacer una aproximación adicional sin la cual el cálculo

perturbativo no tendría sentido. Hasta el momento hemos asumido una teoría de perturbaciones no degenerada. Sin embargo pueden existir configuraciones de 1p1h y 2p2h que tengan la misma energía como se muestra en la fig. I.4, allí hemos usado la propiedad  $E_{\pi} = E_{\nu} - \Delta_{\text{Sim.}} + \Delta_{\text{Coul}}$  con los corrimientos de simetría y coulombiano considerados constantes. Debido a esta degeneración las expresiones (11-17) presentan singularidades que harían explotar el cálculo perturbativo. Por esta razón dividimos al espectro de energías en dos regiones separadas por una  $E_{\text{lim}} \cong 20\text{Mev}$ , incorporando para el núcleo final sólo las excitaciones de 2p2h tales que  $E_{2p2h} > E_{\text{lim}}$ . Este procedimiento es de esperar no altere en esencia los resultados, pues sólo estamos eliminando una redistribución de intensidad en la región de la resonancia. Como veremos más tarde cuando podamos tratar en forma exacta la inclusión de las configuraciones eliminadas, el principal efecto de las mismas consistirá en ensanchar los picos (ancho de esparcimiento).

Los resultados obtenidos para la intensidad de GT en  $^{48}\text{Ca}$  y  $^{90}\text{Zr}$  son presentados en las figs. I.5- I.6 y las Tablas I.2 Y I.3. Las distribuciones obtenidas para la TDA a segundo orden en el espacio de 1p1h, como también para el cálculo en el espacio de  $2p2h_0 + 1p1h + 2p2h$  se muestran en las figuras I.5 y I.6. También allí separamos las contribuciones de  $A_2$ ,  $B_2$  y  $C_2$ , diagramas A B y C de la fig. I.2 con 2p2h sobre la capa de energía, donde debemos recordar que para los términos  $A_2$  y  $C_2$  sólo hemos incluido las excitaciones de 2p2h con energías en  $E^>$  (región  $E_{\text{lim}} < E$ ), para evitar singularidades en la distribución de intensidad. Como puede verse las correlaciones de estado fundamental, a través del término  $B_2$ , inflan la intensidad de transición tanto en  $E^>$  como en  $E^<$  ( $0 < E < E_{\text{lim}}$ ). El acoplamiento entre las configuraciones de 1p1h y las correlaciones de 2p2h del núcleo, incluido en  $A_1^2$  y  $A_2$ , corren intensidad desde  $E^<$  a  $E^>$  (efecto de disminución). Finalmente los términos de interferencia entre correlaciones de 2p2h del estado inicial y final, incluidos en  $C_1^2$  y  $C_2$ , redistribuyen intensidad desde  $E^>$  a  $E^<$ , compensando en parte el corrimiento antes producido, quedando sin embargo una apreciable intensidad en  $E^>$  ( $S^>$ ) del orden

del 25%(23%), respecto a  $3(N-Z)$ , para el  $^{48}\text{Ca}$  y del 35%(34%) en el  $^{90}\text{Zr}$ , con la interacción MY3(Delta).

Esto era previsible según el análisis de la ruptura de simetría SU4 que hicimos, para las fuerzas que estamos usando. Como puede verse de las tablas la contribución de la DELTA a los diferentes términos, resulta algo exagerada en comparación a la MY3. Esto no es de sorprender puesto que, como tenemos sólo dos parámetros a ajustar ( $V_T^{\text{ph}}$  y  $V_S^{\text{ph}}$ ) y los distintos efectos que hemos estado discutiendo dependen (ec.22) de los elementos de matriz en el canal ph y pp, no es de esperar que podamos describir a la vez todas las propiedades nucleares de ambos canales con el mismo juego de constantes. La interacción MY3 es en este sentido mucho más general y realista. En la tabla I.2 hemos separado las contribuciones centrales y tensoriales para esta fuerza en el caso del  $^{90}\text{Zr}$  como ejemplo. Como puede verse la parte central contribuye a cada término en mayor proporción. Esto se debe a que como vemos en la tabla I.1, las constantes para la interacción central tienen el mismo signo (salvo para la  $V_{so}$  en  $r_2$ ) y puedan contribuir coherentemente. En cambio para la parte tensorial las constantes tienen siempre signos contrarios habiendo siempre una fuerte interferencia destructiva entre los distintos canales.

Con respecto al efecto de disminución de intensidad en la región de la resonancia, este se mide por el valor  $S_{-}^{\langle}$  en comparación con  $S_{-}^{\langle} \cong 3(N-Z)$  obtenido para el tratamiento de la resonancia en el espacio de  $1p1h$ . Como puede verse de las tablas obtenemos un pequeño efecto de disminución y aún veces de aumento de intensidad, ya que  $\Delta S_{-}^{\langle} = S_{-}^{\langle} - 3(N-Z)$  vale  $-3\%(+9\%)$  para el  $^{48}\text{Ca}$  y  $-7\%(+41\%)$  para el  $^{90}\text{Zr}$ , en el caso de la interacción MY3(Delta). Los valores obtenidos podrían deberse a la exclusión de las configuraciones de  $2p2h$  en  $E^{\langle}$  las cuales, sería de esperarse, produzcan un ensanchamiento de los picos y así un corrimiento adicional de intensidad desde  $E^{\langle}$  a  $E^{\rangle}$ . En el caso de la interacción delta el excesivo valor de  $S_{-}^{\langle}$  se debe a la contribución exagerada de la interacción residual en las correlaciones de estado fundamental, las cuales contribuyen a los términos  $B_{2-}$  y  $C_{1-}$ .

Esta es una característica inherente de la DELTA que depende esencialmente de los valores adoptados para las constantes de acoplamiento. Finalmente y como veremos a continuación harían falta incluir efectos adicionales en nuestro cálculo que serían responsables de una disminución en la intensidad total  $S_-$ .

Con el objeto de estimar la regla de suma  $S_- - S_+$  y compararla con su valor  $3(N - Z)$  hemos calculado el valor de  $S_+$  para los núcleos he interacciones correspondientes. Como podemos ver de las Tablas I.2 y I.3 en NINGUN caso se satisface, excediendo el valor previsto. A la luz de la discusión anterior sobre la regla de suma ésto significa que las contribuciones  $(2p2h)_-$  y  $(2p2h)_+$  en  $B_2$  no se cancelan. Ésto esencialmente se debe a que el exceso de neutrones hace que  $B_{2-} > B_{2+}$ . Hemos obtenido valores  $(S_- - S_+) - 3(N - Z) \cong 12\%(20\%)$  para el  $^{48}\text{Ca}$  y  $15\%(49\%)$  para el caso del  $^{90}\text{Zr}$ , con la interacción MY3(Delta), lo que significa que debemos incluir algún efecto adicional que cancele dicha diferencia.

### I.8 Conclusiones y Sumario

A continuación se resumen las conclusiones del presente capítulo las cuales nos indicarán los caminos a seguir:

Como fue indicado por otros autores [17], la inclusión explícita de correlaciones de estado fundamental incrementa ambas intensidades  $S^-$  y  $S^+$  ( $S^+ \cong 0$  si  $|0\rangle \cong |\text{HF}\rangle$ ). Debido al exceso de neutrones el crecimiento de  $S^-$  es sin embargo mayor que el de  $S^+$  de manera que,  $S^- - S^+ \neq 3(N-Z)$  para un espacio final con configuraciones de  $1p1h+2p2h$ . Esto junto al hecho antes mencionado de tener que hacer  $N_0 \cong 0$ , para evitar la presencia de gráficos disconexos que se cancelarían con contribuciones provenientes de correlaciones de orden superior, nos impulsa a ampliar el espacio de configuraciones para el núcleo final. Es importante con relación a este punto observar que  $U_- |2p2h_0\rangle \rightarrow |2p2h\rangle, |3p3h\rangle$  y aunque podamos pensar que debido a su alta energía las mezclas de configuraciones de  $3p3h$  en el núcleo final pudiera ser pequeña, es importante analizar el rol que cumplen dichas configuraciones con respecto a la clausura

de la regla de suma.

Según las discusiones anteriores un incremento de  $S_-^>$  no necesariamente conduce a un decremento en  $S_-^<$ . De esta manera ninguna conclusión puede sacarse sobre el efecto de disminución inducido por correlaciones de estado fundamental evaluando solamente la intensidad en la región por encima de la resonancia, como ha sido hecho por algunos autores[1].

El relativamente bajo efecto de disminución obtenido a través del cálculo perturbativo y la necesidad de excluir las configuraciones de  $2p2h$  en la región de la resonancia, nos conduce a desarrollar algún formalismo que permita incluir dichas correlaciones a todo orden y a su vez permita trabajar en espacios tan grandes como los incluidos en el cálculo perturbativo.

Todas estas observaciones guiarán el desarrollo de los siguientes capítulos. Primeramente en el capítulo II realizaremos un cálculo a todo orden dentro de un formalismo de RPA. Las correlaciones de estado fundamental las incluimos a través de los números de ocupación de los orbitales de partícula independiente lo cual a su vez nos permite trabajar, al menos en forma indirecta, con correlaciones de orden superior en el núcleo final. En el capítulo III incluiremos las correlaciones de estado fundamental y final en forma explícita a través de una teoría de RPA extendida en un espacio final de  $1p1h+2p2h+3p3h$  (ETRPA). Este formalismo y los resultados obtenidos nos permitirá evaluar en forma realista el efecto de disminución y a la vez satisfacer la regla de suma. En el capítulo IV desarrollamos este formalismo para aplicarlo al conjunto de excitaciones nucleares inducidas por dispersión de electrones.



Referencias capitulo I

- 1) G.F. Bertsch and I. Hamamoto, Phys. Rev. C26 (1982), 1323.
- 2) B. Desplanques and S. Noguera, Phys. Lett. B174, (1986) 361.
- 3) W.M. Alberico, A. De Pace, A. Drago and A. Molinari, Preprint.
- 4) A.L. Fetter and J.D. Walecka, Quantum theory of many particle systems, MacGraw-Hill (1971).
- 5) F. Ring and P. Schuk, The nuclear many-body problem, Spring-Verlag (1980).
- 6) K. Takayanagi, Nuc. Phys. A 510 (1990) 173.
- 7) A. Bohr and B.R. Mottelson, *Nuclear Structure*, (W.A. Benjamin, Inc, New York, 1969) Vol I.
- 8) K. Ikeda, S. Fujii and J.I. Fujita, Phys. Lett. 3 (1963) 271.
- 9) K. Ikeda, Progr. Theor. Phys. 31 (1964) 434.
- 10) F. Bertsch, J. Borysowicz, H. McManus and W.G. Love, Nucl. Phys. A284 (1977) 399.
- 11) P.V. Reid, Ann. Phys. (NY) 50 (1968) 411.
- 12) H.A. Bethe and J. Goldston, Forc. Roy. Soc. (London) A 238 (1957) 551.
- 13) K. Nakayama, A. Pio Galeão and F. Krmpotic, Phys. Lett. 114B (1982) 217.
- 14) D.E. Bainum et. all. ,Phys. Rev. Lett. 44(1981)1751.
- 15) C.Conci, P.h. Thesis, Ins. Für Fors. Jülich.
- 16) S. Nishizaki, S. Drozd, J. Wambach and J. Speth, Phys. Lett. B215 (1988) 231.
- 17) B. Schwesinger and J. Wambach, Nucl. Phys. A426 (1984) 253

## Captacion de tablas y figuras capitulo I

Tab.1 :Constantes de acoplamiento para las distintas fuerzas en los diversos canales. En el caso de la Delta éstas se miden en  $\text{MeV}\cdot\text{fm}^3$ , mientras que en la MY3 las unidades para las  $V_i$  son MeV y para los  $r_i$  fm.

Tab.2 :Se presentan las contribuciones de los diferentes términos de la ec.(11) a la intensidad total, como también a la intensidad en la región  $E > E_{\text{lim}} = 20\text{MeV}$ ,  $S_+^>$  y la en  $E < E_{\text{lim}}$ ,  $S_+^<$ . Los valores tabulados corresponden al  $^{48}\text{Ca}$  en un espacio  $0-3\hbar\omega$  y para la interacción MY3 y Delta respectivamente. Con el objeto de analizar la regla de suma del operador de GT, mostramos también la intensidad total  $S_+$ .

Tab.3 :Idem Tab.2 pero para el  $^{90}\text{Zr}$  en  $0-6\hbar\omega$ . Para el caso de la MY3 se muestran separadamente las contribuciones tensoriales y centrales a cada término.

Fig.1 : a) Corrección de segundo orden para la energía del estado fundamental. b) Contribución disconexa de segundo orden a la energía perturbada de  $1p1h$ .

Fig.2 : Contribuciones hasta un segundo orden para un cálculo perturbativo en un espacio de  $1p1h+2p2h$ . A: efecto de la interacción residual en el núcleo final. Representa el acoplamiento entre distintas configuraciones de  $1p1h$  y de éstas con  $2p2h$ .

B: Excitación directa de configuraciones de  $1p1h$  y  $2p2h$  a partir de las correlaciones de estado fundamental. C: interferencia entre ambos efectos.

Fig. 3 : Correlaciones de estado fundamental y estados finales que pueden ser alcanzados a través del operador de GT. La configuración  $\nu\pi^{-1}$  tachada indica que no puede excitarse debido a la ausencia de protones en la capa de valencia(V), ya que debido a las reglas de selección sólo podemos generar configuraciones  $ph$  desde V hasta D(desocupada).

Fig. 4: Degeneración entre configuraciones de  $1p1h$  y  $2p2h$ . Si aceptamos la aproximación  $E_{\pi_2} = E_{\nu_2} + \Delta_{\text{coul.}} - \Delta_{\text{sim.}}$ , tendremos entonces que  $E_{\pi_1} - E_{\nu_2} = E_{\pi_2} + E_{\nu_1} - 2E_{\nu_2}$ .

Fig. 5: Distribución de intensidad generada con la aproximación perturbativa para el  $^{48}\text{Ca}$  en un espacio  $0-3\hbar\omega$  para las

interacciones a) Delta, b) MY3. Se separan las contribuciones  $A_2$ ,  $B_2$  y  $C_2$  de la ec.(I11) correspondiendo a  $A_2$  la línea larga-línea corta; a  $B_2$  la línea larga y dos cortas y al resultado total las líneas largas. La línea continua corresponde a al resultado neto de todas las contribuciones tanto en el sector de  $1p1h$  y  $2p2h$  y la línea de puntos corresponde a un cálculo en el espacio de  $1p1h$ .

Fig.6 Idem para  $^{90}\text{Zr}$  pero en el espacio  $0-6u$ .

Tabla. I

INTERACCION		V <sub>SE</sub>	V <sub>TE</sub>	V <sub>TNE</sub>	V <sub>SO</sub>	V <sub>TO</sub>	V <sub>TNO</sub>
DELTA	<sup>48</sup> Ca	54.	128.	0.	0.	0.	0.
	<sup>90</sup> Zr	110.	184.	0.	0.	0.	0.
MY3	R <sub>1</sub> = .25f	12454.	21227.	0.	5018.	0.	0.
	R <sub>2</sub> = .40f	-3835.	-6622.	-1259.6	1810.	0.	283.
	R <sub>3</sub> = Rmax	-10.463	-10.463	-28.41	0.	0.	13.62

Tabla. II

CONTRIBUCION		S-		S <sup>c</sup>		S <sup>2</sup>		S+	
MY3	DELTA								
A <sub>1</sub> ; A <sub>2</sub>		100.	100.	78.	68.	22.	32.	0.	0.
B <sub>1</sub> ; B <sub>2</sub>		22.	32.	5.	7.	17.	25.	9.	11.
C <sub>1</sub> ; C <sub>2</sub>		0.	0.	14.	34.	-14.	-34.	0.	0.
TOTAL		122.	132.	97.	109.	25.	23.	9.	11.
S <sup>-</sup> - S <sup>+</sup>		111.				121.			

Tabla. III

CONTRIBUCION		S-		S <sup>′</sup>		S <sup>′</sup>		S+	
MY3	DELTA								
A <sub>1</sub> ; A <sub>2</sub>		100.	100.	70.	40.	24.c	34.	0.	0.
						6.r			
						35.			
B <sub>1</sub> ; B <sub>2</sub>		29.	75.	7.	29.	12.	46	13.	25.
						8.			
						21.			
C <sub>1</sub> ; C <sub>2</sub>		0.	0.	16.	72.	-16.	-72.	0.	0.
						-1.			
						-16.			
TOTAL		129.	175.	93.	141.	20.	34.	13.	25.
						13.			
						35.			
S <sup>-</sup> - S <sup>+</sup>		116.				150.			

## CAPITULO II

### Inclusion de correlaciones de orden superior a traves del QRPA

#### II.1 Introduccion

Como ya fue argumentado en el capítulo anterior resulta imposible realizar un cálculo convencional de autovalores y autovectores en un espacio de  $1p1h+2p2h$  en el núcleo final y de  $0p0h+2p2h$  en el núcleo inicial. A causa de este hecho implementamos un cálculo perturbativo que presentaba como principal deficiencia el no poder incluir las excitaciones de  $2p2h$  en la región que contenía el sector  $1p1h$ . Esto sucedía en el caso de la GTR, pero problemas similares pueden suscitarse en dispersión de electrones [1].

En el presente capítulo, con la intención de implementar una mejor aproximación que evite la dificultades mencionadas, aplicamos un formalismo intermedio (en lo referente a la forma de introducir las correlaciones nucleares) que incluye de alguna manera las correlaciones de estado fundamental y final a todo orden.

Como mencionamos en el capítulo I, algunas aproximaciones usadas en ciertos tipos de excitaciones nucleares asumían  $|0\rangle \cong |HF\rangle$  para el estado fundamental. Así por ejemplo dentro de la GTR esto conduce a un valor de la intensidad total  $S_- \cong 3(N-Z)$  y  $S_+ \cong 0$ . Sin embargo dicho procedimiento ha sido objetado por algunos autores [2], llamando la atención sobre los estudios realizados en las correlaciones de estado fundamental del  $^{208}\text{Pb}$  [3,4]. Estos han mostrado que las orbitas ocupadas podrían ser significativamente reducidas a expensas de las vacías.

Nosotros mismos hemos comprobado en el capítulo anterior que las contribuciones provenientes de las correlaciones de estado fundamental no son para nada despreciables,  $S_- \cong 1.3 \times 3(N-Z)$  y  $S_+ \cong 0.13 \times 3(N-Z)$  para el  $^{90}\text{Zr}$  con la interacción MY3. Los estudios realizados sobre el  $^{208}\text{Pb}$  asumen principalmente que la difusión de la superficie de Fermi proviene de oscilaciones superficiales, incluidas en los cálculos de RPA sobre el estado fundamental,

superpuestas a las distribuciones obtenidas con la aproximación de materia nuclear. El argumento es que las excitaciones de baja energía del carozo nuclear da cuenta de los efectos de correlaciones de medio y largo alcance, mientras las distribuciones de materia nuclear (MN) provienen predominantemente de las componentes de corto alcance y tensoriales de la fuerza nuclear. De acuerdo a esto, las probabilidades de ocupación  $v_{\lambda}^2$  y la probabilidad de vacancia  $u_{\lambda}^2 = 1 - v_{\lambda}^2$ , para la órbita de partícula independiente  $\lambda$ , son escritas en la forma:

$$\begin{aligned} v_{\lambda}^2 &= v_{\lambda}^2(\text{RPA}) + v_{\lambda}^2(\text{MN}), \quad E_{\lambda} > E_F \\ u_{\lambda}^2 &= u_{\lambda}^2(\text{RPA}) + u_{\lambda}^2(\text{MN}), \quad E_{\lambda} \leq E_F \end{aligned} \quad (1)$$

para protones y neutrones separadamente. Utilizando ahora dichas probabilidades de ocupación algunos autores [2] han calculado la intensidad no perturbada, no considerando la interacción residual, producida en reacciones  $(\pi, \nu)$  :

$$S_{+} = \sum_{\lambda, \lambda'} |\langle \lambda' | \hat{\sigma} t_{+} | \lambda \rangle|^2 u_{\lambda}^2 v_{\lambda'}^2, \quad (2)$$

obteniéndose incrementos de hasta un 60% de la  $S_{+}$  respecto a  $3(N-Z)$  en el  $^{208}\text{Pb}$ . La expresión (2) de alguna manera solamente permite evaluar los efectos de las correlaciones de estado fundamental sobre la regla de suma.

En el presente capítulo consideramos el efecto de la interacción residual protón-neutrón y examinamos a su vez las modificaciones inducidas por la difusión de la superficie de Fermi, sobre la distribución de la intensidad GT correlacionada. Trabajaremos dentro de la aproximación de fases al azar (RPA) basado sobre un formalismo de cuasipartículas, con el objeto de incluir la interacción residual en el núcleo final a todo orden y a su vez los efectos de correlaciones de estado fundamental. Es importante notar que al montar las excitaciones de 1p1h sobre un estado fundamental cuya distribución de números de ocupación

difiere de la correspondiente a la función escalón (SF) incluimos, al menos indirectamente, correlaciones finales de 2p2h, 3p3h, etc.

En la sección II.2 con vistas a los cálculos a realizar en el presente capítulo y en los venideros, presentamos un resumen de la teoría generalizada del RPA [5].

En la sección II.3 aplicamos el desarrollo anterior al caso particular de un operador de excitación de cuasipartículas en la GTR.

Los resultados numéricos obtenidos para el caso de una interacción residual de tipo DELTA y el  $^{208}\text{Pb}$  con distintas distribuciones de ocupación, son mostrados en la sección II.4 .

Finalmente las conclusiones son presentadas en la sección II.5.

## II.2. La función respuesta en la teoría generalizada del RPA.

La respuesta lineal a un operador de excitación  $O$  es definida como:

$$R(E) = \int_{-\infty}^{\infty} dt \, 1/i \langle 0 | T [O^{H+}(t), O^H(0)] | 0 \rangle \quad (3)$$

donde  $T[O^H(0), O^{H+}(t)] = \left\{ O^{H+}(t) O^H(0) \theta(t) + O^H(0) O^{H+}(t) \theta(-t) \right\}$  y  $O^H(t) = e^{iHt} O e^{-iHt}$ , siendo  $H = H_0 + \gamma$  el hamiltoniano nuclear. Si realizamos la integración en (3) introduciendo factores de convergencia  $e^{\eta t}$  y  $e^{-\eta t}$  para  $t < 0$  y  $t > 0$  respectivamente arrivamos a:

$$R(E) = \lim_{\eta \rightarrow 0} \left\{ \sum_r \langle 0 | O^+ | f \rangle \frac{1}{(E - E_r + i\eta)} \langle f | O | 0 \rangle - \sum_r \langle 0 | O | f \rangle \frac{1}{(E + E_r - i\eta)} \langle f | O^+ | 0 \rangle \right\}, \quad (4)$$

donde hemos introducido el conjunto completo de estados  $\{| f \rangle\}$  del



núcleo con energías  $E_f$  y hemos considerado  $E_0 \equiv 0$ .

Ahora, a partir de la teoría generalizada del RPA [5] el conjunto de estados finales puede ser generado como:

$$|f\rangle = \phi_f^+ |0\rangle, \quad (5)$$

con

$$\phi_f^+ = \sum_{iph} X_{iph}^f C_{iph}^+ - \sum_{jhjp} Y_{jhjp}^f C_{jpjh}; \quad \phi_f |0\rangle = 0, \quad (6)$$

siendo  $\{C_{iph}^+, C_{iph}\}$  un conjunto de operadores bosónicos cuya acción puede resumirse como:

$$C_{iph}^+ |HF\rangle = |iph\rangle; \quad H_0 |iph\rangle = E_{iph} |iph\rangle. \quad (7)$$

En la ec.(6)  $X$  e  $Y$  son conocidas como amplitudes avanzada y retardada del operador de excitación respectivamente, nombres que corresponden a una propagación hacia adelante o hacia atrás en el tiempo de las  $iph$ .

Hemos dado todas las definiciones para el caso de operadores cuyo vacío es  $|HF\rangle$  (vacío de partículas y agujeros), sin embargo las propiedades subsiguientes también serán válidas para cualquier conjunto de operadores de tipo bosónico con vacíos arbitrarios.

A partir de la resolución de la ecuación de movimiento:

$$\langle 0 | [\phi_f, [H, \phi_f^+]] | 0 \rangle = E_f \langle 0 | [\phi_f, \phi_f^+] | 0 \rangle, \quad (8)$$

donde  $E_f$  representa la energía de excitación del estado  $|f\rangle$ , arrivamos a un problema de autovalores del tipo RPA,

$$W Z^f = E_f N Z^f \quad (9)$$

$$W = \begin{pmatrix} A & B \\ B^* & A^* \end{pmatrix}; \quad Z^f = \begin{pmatrix} X^f \\ Y^f \end{pmatrix}; \quad N = \begin{pmatrix} S & -T \\ T^* & -S^* \end{pmatrix}, \quad (10)$$

y donde las submatrices A, B, X, Y, S, y T están definidas como:

$$\begin{aligned}
 A_{ipih, jp'jh'} &= \langle 0 | [ C_{ipih}, [H, C_{jp'jh'}^+] | 0 \rangle = A_{jp'jh', ipih}^* \\
 B_{ipih, jh'jp'} &= \langle 0 | [ C_{ipih}, [H, C_{jp'jh'}] | 0 \rangle = B_{jh'jp', ipih} \\
 S_{ipih, jp'jh'} &= \langle 0 | [ C_{ipih}, C_{jp'jh'}^+ ] | 0 \rangle = S_{jp'jh', ipih}^* \\
 T_{ipih, jh'jp'} &= \langle 0 | [ C_{ipih}, C_{jp'jh'} ] | 0 \rangle = -T_{jh'jp', ipih}^*
 \end{aligned} \tag{11}$$

Las soluciones emergen en pares  $E_f$ ,  $-E_f$  y a una solución negativa corresponde un autovector :

$$Z^{-f} = \begin{pmatrix} Y^{f*} \\ X^{f*} \end{pmatrix}. \tag{12}$$

Finalmente mencionemos que la relación de completitud satisfecha por los autovectores es:

$$\sum_f \text{sg}(E_f) [ N Z^f Z^{f+} ] = 0. \tag{13}$$

Ahora, usando las propiedades de aniquilación de  $\phi_f$ , la función repuesta (4) puede ser escrita como:

$$\begin{aligned}
 R(E) = & \left\{ \sum_f \langle 0 | [ \phi_f^+, \phi_f^+ ] | 0 \rangle \frac{1}{(E - E_f + i\eta)} \langle 0 | [ \phi_f, \phi ] | 0 \rangle - \right. \\
 & \left. \sum_f \langle 0 | [ \phi_f, \phi_f^+ ] | 0 \rangle \frac{1}{(E + E_f - i\eta)} \langle 0 | [ \phi_f, \phi^+ ] | 0 \rangle \right\}, \tag{14}
 \end{aligned}$$

donde el límite  $\eta \rightarrow 0$  se sobreentiende. Introduciendo ahora la forma explícita (6) para  $\phi_f$  obtendremos:

$$R(E) = \sum_f \text{sg}(E_f) \Phi^+ Z^f \frac{1}{[E_f - E_f + \text{sg}(E_f) i\eta]} Z^{f+} \Phi, \quad (15)$$

donde

$$\Phi_{iph} = \langle 0 | [C_{iph}, D] | 0 \rangle, \quad (16)$$

$$\Phi_{jhp} = - \langle 0 | [C_{jph}^+, D] | 0 \rangle.$$

A partir de la ec.(9) tenemos que,

$$Z^f / (E - E_f) = N Z^f / (EN - \Psi). \quad (17)$$

Haciendo cero por un momento a  $\eta$  en (15), arrivamos a la expresión:

$$R(E) = \Phi^+ \sum_f \frac{\text{sg}(E_f) N Z^f Z^{f+}}{(EN - \Psi)} \Phi \quad (18)$$

y usando la relación de completitud (13) obtenemos,

$$R(E) = \Phi^+ (EN - \Psi)^{-1} \Phi. \quad (19)$$

Ahora, para recobrar las propiedades analíticas de  $R(E)$  notemos que cuando se anula la interacción residual en  $\Psi$  tenemos:

$$\Psi \equiv \Psi_{iph,jph}^0 = \delta_{iph,jph} E_{iph}, \quad (20)$$

y que la introducción de los factores de convergencia  $e^{-i\eta}$  es equivalente a la extensión  $E_f \rightarrow E_f + i\eta$ , en el cálculo de la integral (3). Ahora en el mismo espíritu podemos hacer la extensión  $E_{iph} \rightarrow E_{iph} + i\eta$  de las energías no perturbadas, obteniéndose finalmente para la función respuesta la expresión:

$$R(E) = \Phi^+ (EN - \Psi + i\eta\mathbb{1})^{-1} \Phi, \quad (21)$$

y donde  $G(E) \equiv (EN - U + i\eta)^{-1}$  es conocida como función de Green, determinando ésta, la propagación de las excitaciones de  $ipih$ .

Es importante observar que el valor de la función respuesta a una determinada energía puede obtenerse sin necesidad de calcular los autovalores y autovectores del núcleo. Sin embargo como es bien sabido (y evidente a partir de la ec.(4)) la función respuesta presentará polos en las energías  $E_f$  del sistema.

Finalmente la distribución o función intensidad  $S(E)$ , que es la magnitud física medible a través de algún proceso de excitación, puede obtenerse a partir de la función respuesta:

$$\begin{aligned}
 S(E) &= -1/\pi \lim_{\eta \rightarrow 0} \text{Im}R(E) = \\
 &= \sum_f |Z^{f+} \Phi|^2 \delta(E - \text{sg}(E_f) E_f), \\
 &= \sum_f \left| \sum_{piph} \chi_{iph}^f \Phi_{iph} + \sum_{jhjp} \gamma_{jhjp}^f \Phi_{jhjp} \right|^2,
 \end{aligned} \tag{22}$$

y representa la probabilidad de excitación por unidad de energía para el operador  $O$ .

### 11.3 Cálculo de la distribución de intensidad de la resonancia Gamow-Teller dentro del RPA con cuasipartículas.

Nos proponemos usar la formulación anterior para calcular a todo orden una distribución de GT correlacionada, es decir, afectada por la presencia de correlaciones de estado fundamental y el acoplamiento entre las configuraciones de  $ipih$  con correlaciones finales de orden superior. Con el objeto de evitar trabajar en espacios de gran dimensión incluiremos las correlaciones mencionadas en un formalismo de cuasipartículas a través de una base de operadores  $\{C_{\pi\nu}^+ \equiv \alpha_{\pi}^+ \alpha_{\nu}^+, C_{\pi\nu} \equiv \alpha_{\nu} \alpha_{\pi}\}$ ,  $\lambda_{\pi,\nu} \equiv \pi,\nu$ , y donde:

$$\alpha_{\pi}^+ = u_{\pi} a_{\pi}^+ - v_{\pi} a_{\pi}^- ; \alpha_{\nu}^+ = u_{\nu} a_{\nu}^+ - v_{\nu} a_{\nu}^- , \tag{23}$$

siendo  $a^+(a)$  el operador de creación (destrucción) de una partícula

(ap.B), mientras que  $u_\lambda$  y  $v_\lambda$  ( $\lambda \equiv \pi, \nu$ ) son las probabilidades de vacancia y ocupación definidas en la (1). A los operadores definidos en la (23) se los denomina de cuasipartículas pues crean con cierta probabilidad una partícula o un agujero, cumpliendo éstos la propiedad :

$$\alpha_\pi |\tilde{0}\rangle_\pi = 0 ; |\tilde{0}\rangle_\pi = \prod_{\pi > 0} (u_\pi + v_\pi a_\pi^+ a_{-\pi}^+) |-\rangle ; (-\pi \equiv n1j-m) \quad (25)$$

$$\alpha_\nu |\tilde{0}\rangle_\nu = 0 ; |\tilde{0}\rangle_\nu = \prod_{\nu > 0} (u_\nu + v_\nu a_\nu^+ a_{-\nu}^+) |-\rangle ; (-\nu \equiv n1j-m),$$

siendo  $|-\rangle$  el vacío de partículas que cumple  $a|-\rangle=0$ . Definiremos además el vacío para los operadores  $C$  como  $|\tilde{0}\rangle \equiv |\tilde{0}\rangle_\nu \times |\tilde{0}\rangle_\pi$ .

De esta manera estamos incluyendo, al menos indirectamente, las correlaciones de estado fundamental pues ahora  $v_{\lambda > \lambda_f} \neq 0$  y  $u_{\lambda \leq \lambda_f} \neq 1$  lo cual nos indica un apartamiento del vacío de HF por la presencia de 2p2h, 4p4h etc. Además al definir los estados excitados según la ecuación (6) con  $C^+ \equiv \alpha_\pi^+ \alpha_\nu^+$  y dado que  $\alpha_\pi^+ \alpha_\nu^+ |\tilde{0}\rangle \sim u_\pi v_\nu a_\pi^+ a_\nu^+ |\tilde{0}\rangle, \dots$  etc., tendremos presentes componentes de 1p1h, 2p2h, 3p3h, 5p5h, .. etc., en la función de onda del núcleo final (N-1, Z+1). Las mismas consideraciones pueden aplicarse también a la intensidad  $S_+$  a través de la componente  $-u_\nu v_\pi a_{-\pi}^+ a_\nu^+ |\tilde{0}\rangle = u_\nu v_\pi a_\nu^+ a_{-\pi}^+ |\tilde{0}\rangle$ .

Si introducimos ahora los operadores de dos cuasipartículas  $C^+ \equiv \alpha_\pi^+ \alpha_\nu^+$  junto con la aproximación  $|0\rangle \cong |\tilde{0}\rangle$  para el vacío en la (11), estaremos en la aproximación de QRPA (quasiparticle RPA). Desarrollando ahora la interacción residual en los operadores de cuasipartículas, en forma similar a lo hecho con partículas y agujeros en el ap.B, obtenemos el siguiente problema de autovalores:

$$\begin{pmatrix} A & B \\ B^* & A^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X^f \\ Y^f \end{pmatrix} = E_f \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & -0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X^f \\ Y^f \end{pmatrix}, \quad (26)$$

donde las matrices A y B están definidas por:

$$\begin{aligned}
A(\pi\nu, \pi'\nu') &= (E_\pi + E_\nu) \delta_{\pi\pi'} \delta_{\nu\nu'} + \\
&+ (u_\pi v_\nu u_{\pi'} v_{\nu'} + v_\pi u_\nu v_{\pi'} u_{\nu'}) F(\pi\nu, \pi'\nu'; J=1) + \\
&+ (u_\pi u_\nu u_{\pi'} u_{\nu'} + v_\pi v_\nu v_{\pi'} v_{\nu'}) G(\pi\nu, \pi'\nu'; J=1) \quad (27) \\
B(\pi\nu, \pi'\nu') &= (v_\pi u_\nu u_{\pi'} v_{\nu'} + u_\pi v_\nu v_{\pi'} u_{\nu'}) F(\pi\nu, \pi'\nu'; J=1) + \\
&+ (u_\pi u_\nu v_{\pi'} v_{\nu'} + v_\pi v_\nu u_{\pi'} u_{\nu'}) G(\pi\nu, \pi'\nu'; J=1).
\end{aligned}$$

Aquí las  $E_\lambda$  son las energías de partícula independiente medidas con respecto al nivel de Fermi, siendo F y G los elementos de matriz de partícula-agujero y partícula-partícula, respectivamente.

Finalmente utilizando ahora las ecs.(16) y (22) encontramos para la intensidad perturbada de GT :

$$S_- = \sum_f S_-(E_f) ; S_+ = \sum_f S_+(E_f), \quad (28a)$$

$$S_-(E_f) \equiv \left| \sum_{\pi\nu} \langle \pi \| \vec{\sigma} \| \nu \rangle (u_\pi v_\nu \chi_{\pi\nu}^f + v_\pi u_\nu \gamma_{\pi\nu}^f) \right|^2 \quad (28b)$$

$$S_+(E_f) \equiv \left| \sum_{\pi\nu} \langle \pi \| \vec{\sigma} \| \nu \rangle (v_\pi u_\nu \chi_{\pi\nu}^f + u_\pi v_\nu \gamma_{\pi\nu}^f) \right|^2, \quad (28c)$$

notemos que al hacer  $\gamma \equiv 0$  en (26) se obtiene  $\chi_{\pi'\nu}^{\pi\nu} \equiv \delta_{\pi\pi'} \delta_{\nu\nu'}$ ;  $\gamma \equiv 0$  y  $|f\rangle \equiv \alpha_\pi^+ \alpha_\nu^+ |0\rangle$ , con lo cual la (28) coincide con la correspondiente a la intensidad no perturbada (2).

#### II.4 Resultados numericos

Los cálculos numéricos fueron realizados con las energías de partícula independiente tomadas de la ref.[6], mientras que la interacción residual usada fue la fuerza tipo DELTA, similar a la utilizada en el capítulo anterior (ec.139). Creemos que en el contexto del presente capítulo esta fuerza es adecuada ya que como vimos la inclusión de correlaciones de orden superior, se hace indirectamente y no pretendemos obtener un resultado demasiado realista para el efecto neto de disminución de intensidad. Mas bien nos interesa discutir el cierre de la regla de suma,  $S_- - S_+ =$

3(N-Z) y la inclusión de la interacción residual  $\pi\nu$ . Sin embargo como vimos antes para la fuerza MY3, la contribución de su parte central resulta más relevante que la tensorial.

Con la DELTA los elementos de matriz F y G en (27) resultan proporcionales a  $(V_T + V_S)$  y  $V_T^1$  respectivamente. Para el canal ph dichas constantes fueron fijadas, como lo hicimos antes, para describir correctamente la sistemática de las GTR obteniéndose para el  $^{208}\text{Pb}$   $V_S^{\text{ph}} = 110. \text{ MeV} \cdot \text{fm}^3$ ,  $V_T^{\text{ph}} = 184. \text{ MeV} \cdot \text{fm}^3$ . Por otro lado ya que no existe ninguna receta definida para fijar las constantes en el canal pp tomamos en este caso a  $V_T^{\text{pp}}$  como parámetro libre que variaremos con el objeto de analizar la influencia de las correlaciones  $\pi\nu$ .

Todas las distribuciones de número de ocupación que usaremos, y que resumiremos a continuación, satisfacen  $\sum v_\pi^2 = Z$  y  $\sum v_\nu^2 = N$ . Estas son:

1) La JMN determinada por Jaminon [3] y modificada para satisfacer las condiciones antes mencionadas en los números de ocupación,

$$\begin{aligned}
 v^2(\epsilon) &= .95 - .17 \exp(-|\epsilon - \epsilon_F|/12 \text{ MeV}), & \epsilon \leq \epsilon_F \\
 v^2(\epsilon) &= a \exp(-|\epsilon - \epsilon_F|/16 \text{ MeV}), & \epsilon > \epsilon_F \\
 a_\pi &= .077 \quad a_\nu = .174
 \end{aligned} \tag{29}$$

2) Las FPW1 y FPW2 usadas por Pandharipande[4],

$$\begin{aligned}
 v^2(\epsilon) &= b \times 1 - .277 \exp(-|\epsilon - \epsilon_F|/59 \text{ MeV}), & \epsilon - \epsilon_F < -14.7 \text{ MeV} \\
 & \times .6 - .5 \times \ln x, & -14.7 \text{ MeV} \leq \epsilon - \epsilon_F \leq 0 \\
 & \times .22 + .5 \times \ln x, & 0 < \epsilon - \epsilon_F \leq 14.7 \text{ MeV} \\
 & \times 0.048 \exp(-|\epsilon - \epsilon_F|/52 \text{ MeV}), & 14.7 < \epsilon - \epsilon_F
 \end{aligned} \tag{30}$$

<sup>1</sup> Pues no tenemos elementos de matriz  $\sigma(\pi\pi, \pi\pi)$  y  $\sigma(\nu\nu, \nu\nu)$ .

con  $b_{\pi}=1.051$ ,  $b_{\nu}=1.167$  y  $x = |\epsilon - \epsilon_F|/40\text{MeV}$  para la PPW1, mientras que  $b=1$  para  $\epsilon < \epsilon_F$  y  $b_{\pi}=1.25$ ,  $b_{\nu}=2.33$  para el caso PPW2. Las distintas distribuciones para protones se muestran en la fig. II.1 .

En la tabla II.1 se muestra la intensidad  $(\pi, \nu)$  no perturbada (1) y perturbada para las distintas distribuciones de ocupación mencionadas. Estas se expresan en % de  $3(N-Z)$ . En la misma tabla también se listan los parámetros,

$$\eta_{\pi} = \sum_{\epsilon_{\pi} < \epsilon_F} v^2(\epsilon_{\pi})/Z ; \quad \eta_{\nu} = \sum_{\epsilon_{\nu} < \epsilon_F} v^2(\epsilon_{\nu})/N , \quad (31)$$

los cuales representan la fracción de nucleones que quedan debajo del nivel de Fermi.

Discutiremos la distribución de intensidad  $S_{-}(E)$  definida como :

$$S(E) = \frac{\Delta}{\pi} \sum_f \frac{S_{-}(E_f)}{(E-E_f)^2 + \Delta^2} , \quad (32)$$

con  $\Delta=1$  MeV y donde hemos hecho continua la distribución discreta resultante del problema de autovalores. Aquí también definimos la intensidad  $S_{-}^{\leq} = \int_0^{\text{Elim}} S(E) dE$ ,  $\text{Elim} = 30$  MeV para este caso, con el objeto de dar una estimación del efecto de disminución de intensidad. En la fig II.2 se muestran las distribuciones de intensidad obtenidas para las aproximaciones del modelo de partícula independiente, RPA y TDA ( $B \equiv 0$ ) respectivamente.

En la fig.II.2a las diferentes respuestas en el modelo de partícula independiente son mostradas. A partir de la tabla II.1 y de los valores obtenidos  $S_{-}^{\leq} = 100, 118, 122$  y  $129\%$  para las distribuciones SF (función escalón), JMN, PPW1, y PPW2 respectivamente, vemos que las correlaciones de estado fundamental incrementan  $S_{-}$  en ambas regiones  $E^{\leq}$  ( $E < \text{Elim}$ ) y  $E^{\gt}$  ( $\text{Elim} < E < 80\text{MeV}$ , para el presente cálculo).

En la misma figura adicionalmente mostramos la respuesta GT correlacionada con la superficie de Fermi aproximada una SF. En dicho caso  $S(E)_{-}^{\text{TDA}} \approx S(E)_{-}^{\text{RPA}}$ , lo cual nos indica que las correlaciones de estado fundamental ordinarias incluidas por la



RPA, no tienen apreciable efecto debido al bloqueo de Pauli. Además para estas aproximaciones  $S_{-}^{\zeta} \cong 3(N-Z)$  lo cual evidencia la ausencia de correlaciones de orden superior a  $1ph$  que puedan producir algún tipo de redistribución de intensidad.

En las figuras II.2b-2e los resultados en las aproximaciones de TDA y RPA son mostradas para la distribución PPW1 y diferentes valores de la constante  $V_T^{PP}$  en el canal partícula-partícula. Cuando  $V_T^{PP} = 0$  (Fig.II.2b) las distribuciones  $S(E)_{-}^{TDA}$  y  $S(E)_{-}^{RPA}$  también son muy similares, la primera en general algo mayor que la segunda; en ningún caso el pico queda bien definido. Esencialmente la diferencia entre la TDA y RPA proviene de la contribución  $v_{\pi} u_{\nu} y_{\pi\nu}^f$  en la (28a) la cual se encontraba bloqueada para la distribución SF y es diferente de cero al difundir la superficie de Fermi. Es importante también notar que, a diferencia del caso SF, una larga fracción de intensidad GT es corrida desde  $E^{\zeta}$  hacia  $E^{\nu}$ , por la interacción residual  $\pi\nu$  en el canal  $ph$ ; hemos obtenido  $S_{-}^{TDA\zeta} = 93\%$  y  $S_{-}^{RPA\zeta} = 84\%$ , evidenciándose el acoplamiento de excitaciones de  $1ph$  con correlaciones de orden superior. En todos los casos la regla de suma es satisfecha.

Si ahora conectamos el canal partícula-partícula vemos según las figuras II.2c-2e, que la intensidad es movida nuevamente hacia la región de la resonancia en ambas aproximaciones TDA y RPA, obteniéndose para  $V_T^{PP} = 40 \text{ Mev. fm}^3$   $S_{-}^{TDA\zeta} = 115\%$  y  $S_{-}^{RPA\zeta} = 97\%$ . Así mismo vemos de la tab.II.1 que las intensidades totales son disminuidas en el caso del RPA. Para este valor de  $V_T^{PP}$  tenemos  $S_{+}^{RPA} = 9\%$  el cual resulta ser significativamente menor que  $S_{+}^{RPA}(V_S^{PP}=0) = 22\%$  para la distribución de ocupación adoptada.

Dado que cuando  $V_T^{PP} = 0$  las correlaciones  $\pi\nu$  introducidas por el RPA no tenían un efecto apreciable encontrándose un resultado similar al TDA, es evidente que al hacer  $V_T^{PP} \neq 0$  se introducen, como puede verse en la matriz  $B$  de la (27) correlaciones  $|\pi\pi^{-1}\nu\nu^{-1}\rangle$  en forma explícita, que no eran contadas por los números de ocupación.

## II.5 Conclusiones

Resumiendo, si deberían existir mezclas importantes de

correlaciones en el estado fundamental del  $^{208}\text{Pb}$  (en especial de 2p2h), representado este hecho por la distribución FPW1 [4], la intensidad total no perturbada  $S_-$  debe ser incrementada ( $\Delta S_- = 42\%$ ) respecto al límite  $3(N-Z)$  estando este exceso localizado a lo largo de todo el espectro de energías como puede verse en la fig. II.2a.

Conectando luego la interacción residual  $\pi\nu$  obtenemos los siguientes efectos:

i) En el canal ph se desplaza un importante fracción ( $S_-^{\text{RPA}'} = 84\%$ ) de intensidad desde la región de la resonancia (10-35 MeV) a la región por encima de ella (ver fig. II.2b).

ii) En el canal pp se redistribuye la intensidad volviéndose a remarcar los picos de la GTR ( $S_-^{\text{RPA}'} = 97\%$ ), contrarestando en parte el efecto anterior, disminuyéndose a su vez las intensidades totales  $S_-$  y obteniéndose finalmente  $S_-^{\text{RPA}} = 109\%$ ,  $S_+^{\text{RPA}} = 9\%$  (ver fig. II.2d).

iii) En todas las distribuciones de número de ocupación usadas y valores para la interacción residual, la regla de suma  $S_- - S_+ = 3(N-Z)$  es satisfecha.

En vista a los resultados obtenidos resulta importante incluir correlaciones de orden superior a 2p2h en el núcleo final con el objeto de satisfacer la regla de suma. Como ya lo hemos mencionado, al trabajar con un estado fundamental con superficie de Fermi difundida (lo que evidencia la presencia de 2p2h, 4p4h, ..etc en el estado fundamnetal), tenemos que  $a_n^+ a_{\nu}^- | \tilde{0} \rangle \longrightarrow |1p1h\rangle, |2p2h\rangle, |3p3h\rangle, \dots$  etc. Además dichas correlaciones llevan intensidad desde la región de la resonancia hasta encima de ella a través del canal ph.

La aproximación de QRPA usada permite incluir (a través del canal pp) correlaciones de estado fundamental  $\pi\nu$  diferentes a las que aparecen en el RPA usual, éstas al parecer tienen un rol importante sobre el efecto de distribución de intensidad y los valores totales de  $S_-$  y  $S_+$ , dependiendo ésto fuertemente del valor  $V_{\tau}^{\text{PP}}$ .

Como resultado neto de los efectos mencionados obtenemos que  $S_-^{\text{C}} \cong 3(N-Z)$ ,  $S_-^{\text{C}} > S_+^{\text{C}} \cong 10\%$ . Estos valores indicarían que el

acoplamiento con configuraciones de  $nph$ ,  $n \geq 1$  no podrían dar cuenta del efecto de disminución, sin embargo debemos notar que la aproximación usada presenta algunas deficiencias:

i) La distribución de ocupación usada no se corresponde con la que obtendríamos a partir de la interacción usada para el núcleo final. Es decir no estamos usando la misma interacción en el núcleo inicial y final.

ii) Los elementos de matriz  $A$  sólo contienen términos  $F(\pi\nu\pi'\nu', J=1)$ ,  $G(\pi\nu\pi'\nu', J=1)$  mientras que como puede verse de la ec. I.24, los elementos de matriz  $\langle 1p1h | \mathcal{V} | 2p2h \rangle$  contienen a  $G(\pi\pi'\pi''\nu'', J)$  y  $G(\nu\nu'\nu''\nu'', J)$  (los cuales dependen de  $V_S$ ). Estos incrementarán el acoplamiento de  $2p2h$  con  $1p1h$ .

iii) Resulta dificultoso hacer una separación de contribuciones, como la hecha para el cálculo perturbativo, de manera de individualizar y analizar los diferentes efectos.

Por lo tanto nos proponemos ahora, basándonos en las conclusiones del capítulo I y del presente capítulo, implementar una aproximación a todo orden para un espacio final que incluya explícitamente  $1p1h+2p2h+3p3h$ . Para el estado fundamental mantenemos la aproximación perturbativa a 1º orden en un espacio de  $0p0p+2p2h$ . En ambos espacios usaremos la misma interacción, con el objeto de ser coherentes.

### Referencias capítulo II

- 1) W.M. Alberico, A. De Pace, A. Drago and A. Molinari, Preprint.
- 2) M.H. Macfarlane, Phys. Lett. B182 (1986) 265; Can. J. Phys. 65 (1987) 626.
- 3) M. Jaminon, C. Mahaux and H. Ngo, Nuc. Phys. A 440 (1985) 228.
- 4) V.R. Pandharipande, C.N. Papanicolas and J. Wambach, Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 1133.
- 5) K. Takayanagi, K. Shimizu and A. Arima, Nucl. Phys. A477 (1988) 205; Nucl. Phys. A481 (1988) 313.
- 6) P.F. Bortignon, R.A. Broglia, D.R. Bés and R. Liotta, Phys. Rep. 30 (1977) 305.

## Captacion de tablas y figuras capitulo II

Tab.1 :Intensidad total de Gamow-Teller no perturbada ( $S_-^0$ ) y perturbada ( $S_-^{RPA}$ ) computadas para  $^{208}\text{Pb}$  con las tres distribuciones de número de ocupación detalladas en el capítulo. Dentro de la TDA, la intensidad  $S_-^{TDA}$  es siempre igual a  $S_-^0$ . Las cantidades  $\eta_p$  y  $\eta_n$  son las correspondientes fracciones de partículas en el carozo. Además agregamos los resultados cuando las distribuciones son aproximadas por una función escalon. La regla de suma  $S_- - S_+$  es siempre satisfecha. La constante de partícula-partícula está dada en  $\text{MeV fm}^9$ .

Fig.1 :Distribución teórica de números de ocupación para protones en el  $^{208}\text{Pb}$ . Las distribuciones estan basadas en los trabajos de Jaminon y col.[3](JMN) y en los de Pandharipande y col.[4](PPW1 y PPW2). Las expresiones analíticas pertinentes son desarrolladas en el texto. Las distribuciones correspondientes para neutrones son similares a las de protones.

Fig.2 :Distribución de intensidad de Gamow-Teller,  $S(E)_-$  en  $^{208}\text{Pb}$ . a)Se muestran las funciones intensidad no perturbadas para las diferentes distribuciones de número de ocupación, junto con el espectro de la RPA cuando se adopta una distribución escalon. Las curvas llenas y punteadas en b),c),d) y e) representan respectivamente el espectro del RPA y TDA respectivamente, con la distribución de número de ocupación PPW1 y diferentes valores de la cte. de acoplamiento en el canal pp. Las energías son medidas respecto al estado fundamental del  $^{208}\text{Pb}$ .

TABLA I

Distribución	$\eta_p$	$\eta_n$	$S_o$	$S^{RPA}$			
				$\psi^{PP} = 0$	$\psi^{PP} = 20$	$\psi^{PP} = 40$	$\psi^{PP} = 0$
SF	1.	1.	100.	100.	-	-	-
JMN	.87	.86	138.	120.	112.	107.	105.
PFW1	.87	.80	142.	122.	116.	109.	107.
PPW2	.76	.75	164.	131.	122.	112.	112.

## CAPITULO III

### TEORIA DEL RPA EXTENDIDO EN UN ESPACIO DE $1p1h+2p2h+3p3h$

#### III.1 *Introduccion*

Como hemos concluido a partir de los resultados anteriores, cuando se incluyen correlaciones de  $2p2h$  en el estado fundamental es necesario considerar a su vez excitaciones de  $1p1h$ , con  $i > 2$ . Esto permitirá tener en cuenta todos los efectos posibles y así clausurar la regla de suma para el operador de excitación, como lo vimos en el caso de la GTR. Ya que el operador de excitación es de un cuerpo, sólo necesitamos agregar a nuestro espacio de Hilbert correlaciones de  $3p3h$ . Como veremos en el capítulo siguiente la inclusión de  $3p3h$  no es una propiedad particular de la GTR sino que también puede hacerse en otros tipos de excitaciones, como ser las inducidas por dispersión de electrones [1]. A su vez nos interesa tratar el acoplamiento entre  $1p1h$  con  $2p2h$  y  $3p3h$  a todo orden. Nuestra meta es finalmente obtener, una estimación confiable y realista del efecto de disminución inducido por grados de libertad nucleares.

En la sec. III.2 desarrollamos el formalismo del RPA generalizado para un espacio de operadores de  $1p1h$ ,  $2p2h$  y  $3p3h$ . En la III.3 hacemos desarrollos perturbativos con el objeto de analizar las reglas de suma y de hacer comparaciones con el capítulo I. La aplicación de lo desarrollado a la GTR se hace en la sec. III.4. Los resultados numéricos se presentan en la sec. III.5. El efecto de cancelación en el sector de  $3p3h$  se discute en la sec. III.6 y las conclusiones finales en la III.7.

#### III.2 *RPA en un espacio de $1p1h+2p2h+3p3h$ .*

Con el fin propuesto ahora utilizamos el formalismo de la teoría del RPA desarrollado en el capítulo II y expandimos la suma en (II6) en un espacio de operadores con  $i, j = 1, 2, 3$ . Nuevamente introducimos explícitamente las correlaciones de estado fundamental, en una teoría de perturbaciones a primer orden :

$$|0\rangle \cong |\tilde{HF}\rangle = c_0 |\text{HF}\rangle + \sum_{z_0} c_{z_0} |z_0\rangle \quad (1a)$$

$$c_0 = (1 - N_0); \quad N_0 = 1/2 \sum_{z_0} c_{z_0}^2, \quad c_{z_0} = \frac{\gamma_{z_0,0}}{-E_{z_0}},$$

donde el  $z_0$  indica como, en el capítulo I, correlaciones de estado fundamental de 2p2h y  $\gamma_{z_0,0} \equiv \langle 2p2h_0 | \Psi | \text{HF} \rangle$ . Realmente no existen inconvenientes para calcular la energía de estado fundamental y los coeficientes  $c_i$  a todo orden dentro de la aproximación  $\gamma_{z_0,z_0} \cong 0$ , ya que en este caso el coeficiente  $c_0$  queda expresado como [2]:

$$c_0 = \left[ 1 + \sum_{z_0} \gamma_{z_0,0}^2 / (E_0 - E_{z_0})^2 \right]^{-1}, \quad c_{z_0} = \gamma_{z_0,0} / (E_0 - E_{z_0}) c_0, \quad (1b)$$

donde  $E_0$  debe satisfacer la ecuación secular

$$E_0 = \sum_{z_0} \gamma_{z_0,0}^2 / (E_0 - E_{z_0}). \quad (1c)$$

Ahora, en lugar de solucionar (1c),  $E_0$  puede encontrarse buscando el máximo de  $c_0^2(E_0)$  en (1b) considerando a  $E_0$  como una variable continua. Introduciendo luego el valor hallado, quedan determinados  $c_0$  y los  $c_{z_0}$ .

Como veremos en la sección de resultados numéricos esto no cambia apreciablemente la distribución de intensidad respecto a la aproximación de 1º orden. La cual finalmente adoptamos, pues facilita el análisis de los diferentes diagramas de Goldston que contribuyen a la función intensidad.

El paso siguiente es evaluar la matriz  $\mathcal{U}$  y la matriz  $\mathcal{O}$  para el espacio de Hilbert adoptado. En el caso de la matriz  $\mathcal{U}$  utilizaremos las ecs. (III1) con alguna prescripción para el orden a mantener en la interacción residual (linearización, segundo orden, etc.). Respecto este punto resulta importante observar que tanto el

término  $C_{1p1h}^+$  de  $O_f^+$  actuando sobre las correlaciones de estado fundamental, como también el  $C_{3p3h}^+$  actuando sobre  $|HF\rangle$  pueden excitar configuraciones de  $3p3h$ . Esto nos indica que debemos tener cuidado al evaluar las ecs.(III1) y (III6) con el objeto de no introducir dos veces la misma contribución.

Teniendo en cuenta las observaciones anteriores, evaluamos las ecs.(III1) reemplazando  $|0\rangle$  por  $|HF\rangle$  lo cual nos conduce a:

$$A_{ipih, jp'jh'} = E_{ipih} \delta_{ipih, jp'jh'} + \langle ipih | \mathcal{V} | jp'jh' \rangle$$

$$B_{ipih, jh'jp} = - \langle ipih, jp'jh' | \mathcal{V} | HF \rangle \delta_{i1} \delta_{lj} \quad (2)$$

$$S_{ipih, jp'jh'} = \delta_{ipih, jp'jh'} \quad , \quad T = 0 \quad , \quad i; j = 1, 2, 3 .$$

Esta aproximación es equivalente a considerar la interacción residual a 1<sup>o</sup> orden en el núcleo final y es lo que se conoce como linearización de las ecuaciones de movimiento. Además de esta manera se obtienen las contribuciones de menor orden que luego iteradas por inversión, determinan el propagador perturbado  $G(E) \equiv (E N - \mathcal{U} + i\eta I)^{-1}$ .

Ahora para la matriz  $\mathcal{O}$ , mantenemos términos a primer orden en la interacción residual del núcleo inicial. Con esto sólo podrán aparecer términos lineales en los coeficientes  $c_{2p2h_0}$ , obteniéndose así:

$$\mathcal{O}_{ipih} = \langle ipih | \mathcal{O} | HF \rangle \delta_{i1} + \sum_{2p2h_0} c_{2p2h_0} \langle ipih | \mathcal{O} | 2p2h_0 \rangle \delta_{i, 2; 3} \quad (3)$$

$$\mathcal{O}_{jhjp} = \langle HF | \mathcal{O} | jpjh \rangle \delta_{j1} + \sum_{2p2h_0} c_{2p2h_0}^* \langle 2p2h_0 | \mathcal{O} | jpjh \rangle \delta_{j, 2; 3} .$$

$$i; j = 1, 2, 3$$

Finalmente en el subespacio de  $1p1h+2p2h+3p3h$  la matriz dependiente de la energía,  $(E N - \mathcal{U} + i\eta I)$  puede ser reordenada y escrita como:



$$(E N - U + i\eta 0) = \quad (4)$$

$$= \begin{bmatrix} E+i\eta-A^{11} & -B^{11} & -A^{12} & 0 & -A^{13} & 0 \\ -B^{11*} & -E+i\eta-A^{11*} & 0 & -A^{12*} & 0 & -A^{13*} \\ -A^{11*} & 0 & E+i\eta+A^{22} & 0 & -A^{23} & 0 \\ 0 & -A^{21*} & 0 & -E+i\eta-A^{22*} & 0 & -A^{23*} \\ -A^{31} & 0 & -A^{32} & 0 & E+i\eta-A^{33} & 0 \\ 0 & -A^{13*} & 0 & -A^{23*} & 0 & -E+i\eta-A^{33*} \end{bmatrix},$$

donde los superíndices en  $M^{ij}$  indican que estamos evaluando las matrices correspondientes entre estados de  $i p_i h, j p_j h$  y, donde es evidente además la forma de las matrices  $U$  y  $N$  (norma). La ecuación anterior puede resumirse como:

$$(E N - U + i\eta 0) \equiv \begin{bmatrix} (E N - U + i\eta 0)^P & -U^{PQ} \\ -U^{QP} & (E N - U + i\eta 0)^Q \end{bmatrix}, \quad (5)$$

donde en las submatrices,  $P$  indica el subespacio de  $1 p_1 h$  y  $Q$  el de  $2 p_2 h + 3 p_3 h$ .

Con el objeto de obtener la función de Green  $G(E) = (E N - U + i\eta 0)^{-1}$  y considerar así el acoplamiento de  $1 p_1 h$  con  $n p_n h$ ;  $n > 1$  a todo orden, usamos la propiedad  $G(E)(E N - U + i\eta 0) = 0$ . Finalmente  $G(E)$  queda expresada en sus diferentes componentes como:

$$G(E) = \begin{bmatrix} G^P(E) & G^P(E) \cdot U^{PQ} \cdot G^Q(E) \\ G^Q(E) \cdot U^{QP} \cdot G^P(E) & G^Q + U^{QP} \cdot G^P(E) \cdot U^{PQ} \end{bmatrix} = \quad (6)$$

$$= \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ G^Q(E) \cdot U^{QP} & 0 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} G^P(E) & 0 \\ 0 & G^Q(E) \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} 0 & U^{PQ} \cdot G^Q(E) \\ 0 & 0 \end{bmatrix},$$

donde

$$G^P(E) = \left[ (E N - U + i\eta 0)^P - K(E) \right]^{-1}; \quad K(E) = U^{PQ} G^Q(E) U^{QP} \quad (7)$$

con

$$G^Q(E) = \left[ (E N - U + i\eta 0)^Q \right]^{-1} \quad (8)$$

El cálculo real de la función de Green  $G(E)$  es impracticable sin alguna aproximación adicional. El propagador  $G^Q$  requiere un proceso de inversión en el inmenso espacio de  $\{|npnh\rangle; n=2,3\}$ . Como para el caso de las resonancias gigantes la densidad de este espacio es muy grande (realmente tenemos ya al nivel de  $2p2h$  algo así como  $10^3-10^4$  estados/Mev), es concebible que no importa demasiado donde exactamente se ubican las configuraciones de  $np-nh$  en cuanto a su acoplamiento a la resonancia<sup>1</sup>. Bajo estas condiciones despreciamos la interacción residual en el espacio  $Q$ , obteniéndose a orden cero:

$$G^Q(E) \cong g^Q(E); \quad g^Q(E) \equiv (E N - U^0 + i\eta 0)^Q, \quad (9)$$

siendo  $g(E)$  la función de green no perturbada y  $U^0 \equiv U(\gamma \cong 0)$ .

Ahora, si introducimos la forma explícita que toman las matrices  $G(E)$  y  $\Phi$  en la respuesta  $R(E) = \Phi^\dagger G(E) \Phi$ , llegaremos a la expresión final:

$$R(E) = \tilde{\Phi}^P(E)^\dagger \left[ g^P(E)^{-1} - \tilde{K}(E) \right]^{-1} \tilde{\Phi}^P(E) + \Phi^{Q\dagger} g^Q(E) \Phi^Q \quad (10)$$

donde,

$$\tilde{\Phi}^P(E) = \Phi^P + U^{PQ} g^Q(E) \Phi^Q; \quad \tilde{K}(E) = U^{PQ} g^Q(E) U^{QP} + V^P, \quad (11)$$

siendo  $\Phi^P$  y  $\Phi^Q$  sectores de la matriz  $\Phi$  (ec.3) correspondientes a  $1p1h$  y  $2p2h+3p3h$  respectivamente, mientras que  $V^P$  representa a la

\*Obtenido ubicando los  $A$  fermiones en los sucesivos niveles de partícula independiente.

<sup>1</sup>Este mismo punto fue también antes discutido en la sec. I.2.

interacción residual en el subespacio de  $1p1h$ . Los elementos de matriz correspondientes a  $\tilde{\Phi}^P(E)$ ,  $\Phi^Q$ ,  $\tilde{K}(E)$  y  $g(E)$  pueden calcularse a partir de la definición de la matriz  $\mathcal{U}$  y  $\mathcal{O}$  ecs.(2) y (3), obteniéndose para el sector avanzado (ph) y retardado (hp):

$$\begin{aligned} \tilde{\Phi}^P(E)_{ph} &= c_0 \mathcal{O}_{ph} + \sum_{\substack{i \text{ p1h} \\ j \text{ p2h}_0}} \gamma_{ph, ipih} g(E)_{iph, ipih} \mathcal{O}_{iph, zpzh_0} c_{zpzh_0}, \\ \tilde{\Phi}^P(E)_{hp} &= c_0 \mathcal{O}_{hp} + \sum_{\substack{i \text{ p1h} \\ j \text{ p2h}_0}} c_{zpzh_0}^* \mathcal{O}_{zpzh_0, ipih} g(-E)_{iph, ipih} \gamma_{iph, ph}, \\ \Phi_{iph} &= \sum_{zpzh_0} c_{zpzh_0} \langle ipih | \mathcal{O} | zpzh_0 \rangle \\ \Phi_{ihip} &= \sum_{zpzh_0} c_{zpzh_0}^* \langle zpzh_0 | \mathcal{O} | ipih \rangle \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} K(E)_{ph, p'h'} &= \sum_{iph} \gamma_{ph, ipih} g(E)_{iph, ipih} \gamma_{iph, p'h'}, \quad i=2,3 \\ K(E)_{hp, h'p'} &= K(-E)_{ph, p'h'} \end{aligned} \quad (13)$$

$$V_{ph, p'h'}^P = \gamma_{ph, p'h'}, \quad V_{ph, h'p'}^P = \gamma_{ph, h'p'}, \quad V_{hp, h'p'}^P = \gamma_{p'h', ph} \text{ con,}$$

$$\begin{aligned} g(E)_{iph, ipih} &= \delta_{iph, ipih} \frac{1}{(E + i\eta - E_{iph})}, \\ g(E)_{ihip, ihjp} &= g(-E)_{iph, ipih}, \quad g(E)_{iph, ihjp} = 0 \\ & \quad i, j = 2, 3 \end{aligned} \quad (14)$$

$$\mathcal{O}_{ph} \equiv \langle ph | \mathcal{O} | HF \rangle, \quad \mathcal{O}_{hp} \equiv \langle HF | \mathcal{O} | ph \rangle, \quad (15)$$

$$\mathcal{O}_{iph, zpzh_0} \equiv \langle ipih | \mathcal{O} | zpzh_0 \rangle, \quad \mathcal{O}_{zpzh_0, ipih} \equiv \langle zpzh_0 | \mathcal{O} | ipih \rangle$$

$$\gamma_{ph, ipih} \equiv \langle ph | \mathcal{V} | ipih \rangle, \quad i=1 \text{ a } 3, \quad \gamma_{ph, h'p'} \equiv -\langle ph, p'h' | \mathcal{V} | HF \rangle \quad (16).$$

En la fig. III.1 mostramos las diferentes contribuciones de  $2p2h$  y

3p3h a la matriz  $K(E)$ , conocida comunmente como autoenergía, y que luego serán iteradas por inversión. De esta manera tratamos el acoplamiento entre el espacio P y Q a todo orden evitándose los problemas de singularidad que surgían dentro del cálculo perturbativo. Las diferentes contribuciones de 2p2h y 3p3h a las matrices  $\tilde{\Phi}^P(E)$  y  $\Phi^Q$  se esquematizan en la fig.III.2 .

A la aproximación obtenida, por el hecho de introducir las correlaciones de estado fundamental en forma explícita a través de la (1) y a su vez mezclas de 3p3h en el núcleo final la denominamos ETRPA( extended Three RPA). Y se diferencia de otras aproximaciones usadas en la literatura como ser la SRPA(second RPA)[3], por usar un vacío  $\neq |HF\rangle$  y la ESRPA(extended second RPA)[4] y por introducir explícitamente correlaciones de 3p3h respectivamente.

### III.3 Desarrollo perturbativo del ETRPA y discusión sobre reglas de suma.

Nos proponemos ahora realizar un desarrollo en potencias de la interacción residual para la función respuesta. Esto nos permitirá identificar los términos que contribuyen al menor orden posible, y por lo tanto los más relevantes, como también determinar su efecto sobre los distintos observables que pueden obtenerse a partir de la función respuesta. Entre éstos nos interesan en particular la función intensidad o función de estructura  $S(E) \equiv -1/\pi \text{Im} R(E)$  como también las reglas de suma,  $S_k = \int_0^\infty E^k g(E)$ . Además podremos hacer comparaciones con los cálculos perturbativos del capítulo I. Como primer paso notemos que la submatriz :

$$G^P(E) = \left[ g^P(E)^{-1} - V^P - K(E) \right]^{-1}, \quad (17)$$

representa la función de Green perturbada en el espacio de 1p1h, la cual puede a su vez expresarse como,

$$G^P(E) = g^P(E) + g^P(E) \left[ V^P + K(E) \right] G^P(E), \quad (18)$$

siendo ésta la llamada ecuación de Bethe-Salpeter para la función de Green. Dicha ecuación nos permite realizar, a través de un proceso iterativo un desarrollo perturbativo de  $G^P(E)$  en potencias de la interacción residual incluida en las matrices  $K(E)$  y  $V^P$ . Introduciendo la expresión de  $G^P(E)$  en el lado derecho de la ec.(18) podemos encontrar un desarrollo del tipo:

$$\begin{aligned} G^P(E) = & g^P(E) + g^P(E) \cdot V^P \cdot g^P(E) + g^P(E) \cdot V^P \cdot g^P(E) \cdot V^P \cdot g^P(E) + \\ & + g^P(E) \cdot K(E) \cdot g^P(E) + \\ & g^P(E) \left[ V^P \cdot g^P(E) \cdot V^P \cdot g^P(E) \cdot V^P + V^P \cdot g^P(E) \cdot K(E) + K(E) \cdot g^P(E) \cdot V^P \right] \cdot g^P(E) \\ & + \dots, \end{aligned} \quad (19)$$

donde claramente se ven iteradas a todo orden las contribuciones básicas incluidas en  $V^P$  y  $K(E)$ . Finalmente si introducimos el operador de excitación  $\tilde{\Phi}^P(E)$  a derecha e izquierda obtendremos:

$$\begin{aligned} R(E) = & [\Phi^P + \Phi^{\alpha} g^{\alpha}(E) \Psi^{\alpha P}] g^P(E) \left[ V^P + V^P \cdot g^P(E) \cdot V^P + V^P \cdot g^P(E) \cdot V^P \cdot g^P(E) \cdot V^P + \right. \\ & + K(E) + V^P \cdot g^P(E) \cdot K(E) + K(E) \cdot g^P(E) \cdot V^P + \dots \left. \right] g^P(E) [\Phi^P + \Psi^{\alpha P} \cdot g^{\alpha}(E) \Phi^{\alpha}] \\ & + \Phi^{\alpha} g^{\alpha}(E) \Phi^{\alpha}. \end{aligned} \quad (20)$$

Nos proponemos ahora analizar el desarrollo perturbativo de la función respuesta hasta un segundo orden. Mínimo orden a que contribuyen todos los términos incluidos en  $\tilde{K}(E)$  y  $\tilde{\Phi}^P(E)$ , por lo tanto el más relevante, a que se incluyen todos los efectos de acoplamiento entre las configuraciones de  $1p1h$  con las de  $2p2h$  y  $3hp3h$ , como también el efecto de las correlaciones de estado fundamental. Tiraremos por el momento la interacción residual en el subespacio de  $1p1h$ , por ser irrelevante para el análisis siguiente, como también los sectores "Retardados" en  $\Phi$ ,  $\Psi$  y  $g(E)$  para simplificar las expresiones, los resultados obtenidos podrán luego

facilmente extenderse al sector retardado.

Introduciendo ahora en la expresi3n (20) las definiciones correspondientes para las matrices involucradas (ecs.13-16) tendremos hasta un segundo orden en la interacci3n residual  $\mathcal{V}$  :

$$\begin{aligned}
 R(E) \simeq & (1 - 2N_0) \sum_1 O_1^+ [g_{11}(E)] O_1 \\
 & + \sum_{11,1} O_1^+ g_{11}(E) \left[ \sum_2 \mathcal{V}_{12} g_{22}(E) \mathcal{V}_{21} + \sum_3 \mathcal{V}_{13} g_{33}(E) \mathcal{V}_{31} \right] g_{11}(E) O_1 \\
 & + \sum_{2,2} O_{2,2}^+ g_{22}(E) O_{22} c_{2,2}^* c_{2,2} + \sum_{3,2} O_{2,3}^+ g_{33}(E) O_{32} c_{2,2}^* c_{2,2} \\
 & + \sum_1 \left[ \sum_{2,2} 2\text{Re} [O_1^+ O_{2,2}] \mathcal{V}_{12} g_{22}(E) c_{2,2} + \sum_{3,2} 2\text{Re} [O_1^+ O_{3,2}] \mathcal{V}_{13} g_{33}(E) c_{2,2} \right],
 \end{aligned} \tag{21}$$

donde  $1 \equiv 1p1h$ ,  $2 \equiv 2p2h$ ,  $3 \equiv 3p3h$  y  $2_0 \equiv 2p2h_0$ .

Los diagramas de Goldston para los cuatro t3rminos en la ec.(21) son graficados en la fig.III.2 y representan respectivamente :

a) La respuesta no perturbada de  $1p1h$  (fig.3A<sub>a</sub>) y afectada por las correcciones de norma del estado fundamental (fig.3A<sub>b</sub>). Interacci3n de las excitaciones de  $1p1h$  con las de  $2p2h$  y  $3p3h$  en el n3cleo final (fig.3A<sub>a</sub> y 3A<sub>b</sub> respectivamente).

b) La acci3n de  $O$  sobre las GSC (correlaciones de estado fundamental) que conduce a estados intermedios de  $2p2h$  y  $3p3h$  (fig. 3B<sub>a</sub> y 3B<sub>b</sub> respectivamente).

c) La interferencia entre las GSC y los t3rminos de interacci3n en el n3cleo final (fig.3C<sub>a</sub> y 3C<sub>b</sub> respectivamente). Las distintas contribuciones enumeradas corresponden a las A, B y C de la (I11), donde habian sido separadas en sectores ( $A_1, A_2 \dots$  etc), salvo que aqu3 tenemos estados intermedios de  $3p3h$ . Los diferentes diagramas conexos y disconexos que contienen estados intermedios de  $3p3h$  se explicitan separadamente en la fig.III.4.

Como vemos la ec.(21) presenta polos (atrav3s de  $g(E)$ ) tanto en el sector de  $1p1h$ ,  $2p2h$  y  $3p3h$  respectivamente. Si ahora

definimos la variable  $Z=E+i\eta$  y usamos la teoría de residuos en variable compleja obtendremos:

$$A_1+B_1+C_1=\frac{1}{2\pi i}\int_{\gamma_1}R(Z)dZ; A_2+B_2+C_2=\frac{1}{2\pi i}\int_{\gamma_2}R(Z)dZ; \quad (22)$$

$$A_3+B_3+C_3=\frac{1}{2\pi i}\int_{\gamma_3}R(Z)dZ,$$

donde  $\gamma_i$  rodea los polos de la función respuesta en las energías no perturbadas de  $i\eta$ , conteniendo ahora los términos  $A_i, B_i$  y  $C_i$  contribuciones adicionales provenientes de haber extendido el espacio de Hilbert a  $\mathbb{3p3h}$ . Así finalmente hemos establecido la conexión existente entre las ecs. (II1) y (III21).

Si ahora queremos analizar como en el capítulo I, la contribución de los diferentes términos de la ec. (22) en regla de suma no pesada o intensidad total,

$$S=\sum_f |\langle f|O|O\rangle|^2 \quad (23)$$

debemos tener en cuenta la propiedad:

$$\begin{aligned} S &= \sum_f \langle O|O^\dagger|f\rangle \langle f|O|O\rangle = \sum_f \langle O|O^\dagger O^\dagger|O\rangle \langle O|O|O\rangle = \\ &= \sum_f \langle O|[O^\dagger, O^\dagger]|O\rangle \langle O|[O, O]|O\rangle = \\ &= \frac{1}{2\pi i} \sum_f \int_{\gamma_f} \sum_{f'} \langle O|[O^\dagger, O^\dagger_{f'}]|O\rangle \frac{1}{(Z-E_{f'})} \langle O|[O_{f'}, O]|O\rangle dZ \\ &= \frac{1}{2\pi i} \sum_f \int_{\gamma_f} R(Z) dZ, \end{aligned} \quad (24)$$

siendo  $\gamma_f$  un contorno que rodea el polo de la función de Green de energía exacta  $Z = E_f > 0$  y donde hemos usado la definición de la función respuesta (ec. III4).

Cuando el cálculo perturbativo es válido cada contorno también incluye una energía no perturbada  $E_{iph}$ , la cual se mueve hacia  $E_f$  cuando  $\eta$  tiende a cero. Así, si introducimos la aproximación de segundo orden para la función respuesta (ec. 21), obtendremos:

$$S = \frac{1}{2\pi i} \left[ (1 - 2N_0) \sum_1 \int_{\gamma_1} O_1^+ [g_{11}(Z)] O_1 dZ + \right. \quad (25)$$

$$\left. + \sum_{2, z_0} \int_{\gamma_2} O_{20}^+ g_{22}(E) O_{20} c_{z_0}^* c_{z_0} dZ + \sum_{3, z_0} \int_{\gamma_3} O_{30}^+ g_{33}(E) O_{30} c_{z_0}^* c_{z_0} dZ \right]$$

$$S = \sum_1 |O_1|^2 (1 - 2N_0) + \sum_{2z_0} |O_{2z_0} c_{z_0}|^2 + \sum_{3z_0} |O_{3z_0} c_{z_0}|^2, \quad (26)$$

expresión que coincide con la (120) a menos de los términos retardados que no hemos excluido por simplicidad y por no ser éstos el centro de nuestra discusión. Es importante además mencionar que la expresión (26) es válida a todo orden ya que los órdenes superiores al segundo no podrán contribuir a la regla de suma no pesada [5].

#### III.4 Estudio de la resonancia Gamow-Teller a través del ETRPA.

Discutiremos ahora la aplicación del ETRPA al análisis de la GTR. Siguen valiendo aquí las propiedades particulares del operador de excitación,  $O \equiv O_{\pm} = \sum_{i=1}^A \tilde{O}(i) t(i)_{\pm}$  ( $t_{\pm} = [t_{x_{\pm}} + it_{y_{\pm}}]$ ), el cual permite pasar del núcleo  ${}^{N,Z}A$  al  ${}^{N+1, Z \pm 1}A$ , que ya han sido descritas en la sección 1.5 del capítulo I. Basta simplemente discutir el efecto de incluir  $3p3h$  en el núcleo final, como también el hecho de trabajar a todo orden usando la expresión (10), sobre la distribución de intensidad y regla de suma de la GTR. Debido al ya discutido bloqueo de Pauli convenimos en eliminar todos los sectores retardados de  $\Phi$ ,  $g$  y  $K$  quedándonos así con una aproximación del tipo Tam-Dancoff la cual denominamos ETDA.

Los elementos de matriz  $O_{ph}$ ,  $O_{2p2h, 2p2h_0}$ ,  $\gamma_{phph}$  y  $\gamma_{ph, 2p2h}$  necesarios para realizar algún cálculo numérico con las expresiones (10-16) ya han sido mostrados en general en la sec 1.4. A continuación ejemplificamos el cálculo de los elementos de matriz



$O_{\text{apah}, \text{zpz h}}$  y  $\mathcal{V}_{\text{ph}, \text{apah}}$  que aparecen al extender el espacio final a  $3p3h$ . Mostramos su valor para el caso particular de excitaciones generadas a partir de una correlación  $|[(\pi_1 \pi_2) J_0; (\pi_3 \pi_4) J_0] J=0\rangle$ :

$$\begin{aligned}
 & \langle ((\pi_1 \pi_2) J_{12} \pi_5) J, ((\pi_3^{-1} \pi_4^{-1}) J_{34} \nu \sigma^{-1}) J', 1 | \mathcal{V} | (\pi_5, \nu \sigma, 1) \rangle = \\
 & \delta_{\sigma \sigma'} (-1)^{j_5 + j_{\sigma'} + j' + J} W(j_5, j_{\sigma'}, J, J'; 1, J_{34}) \hat{J} \hat{J}' [\delta_{55'} \delta_{J_{12} J_{34}} \\
 & (-1)^{J_{34} + J + j_{\sigma'}} G(1234, J_{34}) - \tilde{P}(12, J_{12}) \delta_{15} \hat{J}_{12} \hat{J}_{34} (-1)^{J' + J} W(j_2^4 j_5 j_5', J; \\
 & ; J_{34} J_{12}) G(2534, J_{34})] \quad (27)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \langle ((\pi_1 \pi_2) J_{12} \pi_5) J, ((\pi_3^{-1} \pi_4^{-1}) J_{34} \nu \sigma^{-1}) J', 1 | O | (\pi_1, \pi_2, ) J_0, (\pi_3^{-1} \pi_4^{-1}) J_0, 0 \rangle = \\
 & \delta_{J_{34} J_0} \hat{J} \hat{J}' [\tilde{P}(34, J_{34}) \delta_{33'} \delta_{44'}] \left\{ (-1)^{j_{\sigma} + j_{\sigma'} + J_{12}} \delta_{J_{12} J_{34}} [\tilde{P}(12, J_{12}) \right. \\
 & \delta_{11'} \delta_{22'}] \cdot (-1)^{j_5 + j_{\sigma} + j_{\sigma'} + J} W(j_5 j_{\sigma} J J'; 1, J_{12}) \langle 5 || O || 6 \rangle + \hat{J}_{12} (-1)^{j_1 + j_2 + j_5 + j_{\sigma} + j_{\sigma'}} \\
 & \tilde{P}(12, J_{12}) [\tilde{P}(25, J_{34}) \delta_{21'} \delta_{52'}] (-1)^{j_2 + j_{\sigma} + j_{\sigma'} + J} W(j_1 j_2 J J_5; J_{12} J_{34}) \cdot \\
 & \left. W(j_{\sigma} j_1 J J'; 1, J_{34}) \langle 6 || O || 1 \rangle \right\} / (\sqrt{3} \cdot \hat{J}_0), \quad (28)
 \end{aligned}$$

donde los diferentes símbolos presentes ya han sido definidos en la sección I.4 .

En cuanto al efecto de las  $3p3h$  sobre la regla de suma notemos que al aplicar la (26) para en caso de la GTR, donde  $S_- - S_+ = 3(N-Z)$ , obtendremos:

$$\begin{aligned}
 S_- - S_+ &= \sum_{1_-} |a_{1_-}|^2 - \quad (29) \\
 & - 2N_0 + \sum_{2_- 2_0} |a_{2_- 2_0} c_{2_0}|^2 + \sum_{3_- 2_0} |a_{3_- 2_0} c_{2_0}|^2 - \sum_{2_+ 2_0} |a_{2_+ 2_0} c_{2_0}|^2 .
 \end{aligned}$$

Aquí el índice  $i_{\pm}$  se utiliza para indicar excitaciones de  $(ipih)_{\pm}$  en el núcleo vecino  $(Z\pm 1)$  alcanzado desde el estado fundamental a través del operador  $O_{\pm}$ . Es importante notar que las excitaciones  $(1p1h)_{\pm}$  and  $(3p3h)_{\pm}$  se encuentran inhibidas debido al bloqueo de Pauli, ya que no podemos crear un par  $\nu\pi^{-1}$  para un núcleo de capas cerradas con  $N\neq Z$  en el caso del operador de GT. De esta manera ya que  $\sum_1 |O_{1-}|^2 = 3(N-Z)$ , lo cual puede obtenerse haciendo  $\gamma = 0$ , los demás términos en (28) deberán cancelarse entre ellos. Es evidente que el decrecimiento en la intensidad debido a las correcciones de norma, incluidas en  $N_0$ , se cancelan con los diagramas  $(3p3h)_{-}$  disconexos construidos sobre las GSC (fig.4B<sub>d</sub>). Consecuentemente, la diferencia entre las contribuciones de  $(2p2h)_{-}$  y  $(2p2h)_{+}$  a la regla de suma deben ser iguales y de signo opuesto a las generadas por los diagramas conexos de las  $(3p3h)_{+}$ , fig.4B<sub>c</sub>.

### III.5 Resultados numéricos y discusión.

Con el objeto de evitar las dificultades del cálculo perturbativo ya antes mencionadas, estimar de una manera más realista el efecto de disminución de intensidad y satisfacer la regla de suma, realizamos un cálculo de la GTR en  $^{48}\text{Ca}$  y  $^{90}\text{Zr}$  utilizando el formalismo de ETDA. Usaremos las mismas energías de partícula independiente e interacciones descritas en las secs. I.6 y I.7. Los resultados a presentar estarán organizados de la siguiente manera:

i) Con el objeto de comparar los resultados con el cálculo perturbativo, en primera instancia tiraremos el sector de  $3p3h$  y nos quedaremos en un espacio de  $1p1h+2p2h$  para el núcleo final, manteniendo las correlaciones de estado fundamental. A esta aproximación la llamaremos GSCSTDA (Ground - state correlation second TDA). Debido a que  $N_0$  contiene contribuciones disconexas que dado el espacio final adoptado no pueden cancelarse hacemos  $N_0=0$ , con lo cual  $c_0=1$ . En la presente aproximación los diagramas  $3A_0$ ,  $3B_0$  y  $3C_0$  representan al menor orden posible la interacción entre

1p1h y 2p2h, la excitación directa de 2p2h desde las GSC y la interferencia entre ambos respectivamente.

ii) Ahora incluimos el acoplamiento de las excitaciones de 1p1h y 3p3h en el estado final, como también su excitación directa desde las GSC. Aquí entran en juego al menor orden los diagramas  $3A_b$ ,  $3B_b$  y  $3C_b$ . En este caso hacemos  $N_0 \neq 0$  pues como veremos los diagramas disconexos se cancelarán entre sí al agregar el sector de 3p3h. Con el objeto de analizar el efecto conjunto de incluir a la vez 3p3h+GSC, mostramos también por separado la aproximación STDA donde sólo se incluyen el acoplamiento entre 1p1h y 2p2h para el núcleo final manteniendo un vacío de  $|HF\rangle$ .

Para la primera aproximación los resultados numéricos se presentarán para el  $^{48}\text{Ca}$  y  $^{90}\text{Zr}$  en los mismos espacios de  $0-3\hbar\omega$  y  $0-6\hbar\omega$  que en el capítulo I. Usaremos las interacciones MY3 y DELTA respectivamente. Para el segundo caso debido a la alta densidad de configuraciones de 3p3h nos quedaremos con el  $^{48}\text{Ca}$  en el espacio 1fp, adoptando la interacción más realista que es la MY3.

Debemos antes de realizar cualquier tipo de estimación, discutir un punto importante. Dado que usamos energías de partícula independiente que corresponden a valores experimentales, contribuciones como las de la figura III.1a y  $b^2$  ya son incluidas a nivel del TDA y a todo orden. Dentro de la STDA, GSCSTDA y ETDA contribuciones del mismo tipo son incluidas a través de la parte real de la autoenergía,  $\text{Re } K_{11}(E)$ , ilustradas en los diagramas 1a y b. Existen diferentes maneras de eliminar este doble conteo de contribuciones, algunos más realistas que otros pero todos introducen algún tipo de inconsistencia [5]. Con el objeto de mantener la dependencia con la energía para la parte real de la autoenergía, lo que resulta crucial para el efecto de disminución de intensidad [7], introducimos un reescalamiento de las energías de 1p1h. Este procedimiento a su vez evita el corrimiento de los polos de la función de Green producido por las inserciones de <sup>2</sup> Las cuales corresponden a "vestir" las energías de partícula y agujero.

autoenergía mencionadas. Así las energías de ph quedaron corridas en  $\Delta E(1p1h) = \text{Re } K_{11} (E = \tilde{E}_{1p1h})$ , siendo  $\tilde{E}_{1p1h}$  las energías de ph correlacionadas. En la tabla III.1 incluimos a modo de ejemplo los valores obtenidos para las diferentes aproximaciones, espacios usados y la interacción MY3 en el  $^{48}\text{Ca}$ .

Dentro del ETTDA las contribuciones 1b pueden considerarse como inserciones que genuinamente visten las energías de partícula independiente. En cuanto a los diagramas disconexos, éstos también conducen a disminuir las energías en el espacio P a través de  $\text{Re } K_{11}^{\text{disc}}(E)$ . Sin embargo, las energías de excitación de ph representan las energías de separación relativas a la energía del núcleo blanco  $E_0$ , la cual desde un comienzo hemos considerado nula. Teniendo en cuenta además la identidad :

$$\begin{aligned} \text{Re } K_{11}^{\text{disc}}(\tilde{E}_{1p1h}) &= \sum_{3p3h} \frac{|\langle 2p2h_0 | \mathcal{V} | \text{HF} \rangle|^2}{\tilde{E}_{1p1h} - E_{3p3h}} \cong \sum_{3p3h} \frac{|\langle 2p2h_0 | \mathcal{V} | \text{HF} \rangle|^2}{E_{1p1h} - E_{3p3h}} \\ &= \sum_{2p2h_0} \frac{|\langle 2p2h_0 | \mathcal{V} | \text{HF} \rangle|^2}{-E_{2p2h_0}} = \tilde{E}_{\text{HF}} \end{aligned} \quad (30)$$

donde  $\tilde{E}_F$  representa la aproximación a 2<sup>o</sup> orden para la energía del estado fundamental. Debemos para ser consistentes, también eliminar mediante un escaleo adicional la parte real de las contribuciones disconexas mencionadas. De esta manera mantenemos su parte imaginaria, pues contribuye a la cancelación de todos los diagramas disconexos a la función intensidad.

Finalmente mencionemos que el algoritmo numérico usado en evaluar un término  $|\langle 3p3h | O(\mathcal{V}) | 2p2h_0(1p1h) \rangle|^2$  calcula primeramente las amplitudes y luego las eleva al cuadrado. Esto nos hace imposible aislar y eliminar las contribuciones disconexas desde un principio. En contraposición con esta desventaja comprobamos la mentada frase "Todos los diagramas disconexos deben cancelarse entre sí".

Los resultados obtenidos para el  $^{48}\text{Ca}$  y  $^{90}\text{Zr}$  dentro de los espacios 0-3 $\hbar\omega$ , 0-6 $\hbar\omega$  y 1f-1p para el caso de la interacción DELTA y MY3 se vuelcan en las tablas III.2,3 y 4. Los mismos se

isualizan en las figuras III.5,6 y 7<sup>1</sup>. Aquí también como en el capítulo I con el objeto de obtener distribuciones continuas hacemos  $E \rightarrow E + i\Delta$ , con  $\Delta=1$  Mev para el espacio P y  $\Delta=3$  Mev para el Q.

Como puede verse a partir de las tablas III.2 y III.3 el hecho de incluir a todo orden el acoplamiento entre  $1p1h$  y  $2p2h$  tiene su efecto respecto a los resultados obtenidos para el cálculo perturbativo (Tabla I.2 y I.3). Primeramente vemos que la principal diferencia se produce sobre los términos  $A_0$  (A para el cálculo perturbativo) obteniéndose para el cálculo a todo orden un  $\sim 10\%$  más de corrimiento de intensidad desde la  $E^<$  ( $E < E_{lim} \cong 20\text{MeV}$ ) a la  $E^>$  ( $E > E_{lim}$ ) para el  $^{48}\text{Ca}$  y de un  $\sim 15\%$  para el  $^{90}\text{Zr}$ , usando la interacción MY3. En la figuras III.5a y 5b, se comparan las distribuciones de intensidad entre la del cálculo perturbativo y el de la GSCSTDA que es a todo orden. Como puede verse se produce una redistribución de intensidad en virtud del ensanchamiento de los picos debido esencialmente a la inclusión, ahora posible, de las correlaciones de  $2p2h$  en  $E^<$ . Además las demás contribuciones como se ve no cambian apreciablemente obteniéndose finalmente una disminución de intensidad, respecto a  $S_{-}^{TDA} \cong 3(N-2)$ , del  $12\%$ ( $22\%$ ) para el  $^{48}\text{Ca}$ ( $^{90}\text{Zr}$ ). Como sucedía antes, aquí tampoco se satisface la regla de suma. En la fig. 6a y b se comparan las aproximaciones de STDA Y GSCSTDA, verificándose el aumento de intensidad a lo largo de todo el espectro cuando se introducen las GSC.

Para en caso del ETTDA en el  $^{48}\text{Ca}$  y en el espacio  $1f-1p$  vemos a partir de la tabla III.4 y las figuras III.7a y 7b que se produce una disminución adicional de intensidad en la región de la resonancia como consecuencia de haber agregado  $3p3h$  al espacio final. Como puede verse a partir de la tabla, dicha disminución compensa exactamente la diferencia de las contribuciones  $(2p2h)_{-}$  en la ec.(29) cerrándose en éste caso la regla de suma para el operador de GT. Así mismo también la reducción producida por los

<sup>1</sup>En la figura 5c mostramos para el  $^{48}\text{Ca}$  en el espacio  $0-2f7g$  y la interacción MY3, la aproximación del GSCSTDA para un estado fundamental perturbativo y por otro lado exacto ecs. (1a) y b respectivamente). Como vemos la aproximación perturbativa es bastante buena.

efectos de norma del estado fundamental y contenidos en  $N_0$  ( $N < 100$ .) son compensados por las contribuciones  $(3p3h)^{disc.}$ .

Resulta curioso observar, a través de los resultados obtenidos, que el hecho de ampliar el espacio final para incluir  $3p3h$  sólo produzca una reducción de intensidad en el sector de  $1p1h$ . Uno esperaría un comportamiento similar al caso de  $2p2h$ , que mediante los términos de interferencia y autoenergía redistribuyen la intensidad. Con el objeto de responder a este interrogante y así poder estimar finalmente el efecto de  $3p3h$  en los espacios de gran dimensión, hacemos a continuación un análisis adicional para la función respuesta.

### III.6 Cancelación en el sector de $3p3h$ .

Tomemos por un momento los términos de la ec.(21) que puedan contener contribuciones al sector de  $1p1h$  y  $3p3h$ . Estos son escritos en una forma más detallada a continuación y los denominamos con  $R^{13}(E)$ :

$$\begin{aligned}
 R^{13}(E) = & \sum_{11'} O_{11'}^+ g(E) \gamma_{11} \gamma_{13} g(E) \gamma_{33} \gamma_{31} g(E)_{11} O_{11} \\
 & + \sum_{1,3} \left[ O_{20}^+ g(E) \gamma_{11} \gamma_{13} g(E)_{33} O_{32} c_{20} + c_{20}^* O_{30}^+ g(E) \gamma_{33} \gamma_{31} g(E)_{11} O_{11} \right] \\
 & + \sum_{33', 2, 2_0} c_{20}^* O_{20}^+ g(E)_{33} O_{3'2_0} c_{20},
 \end{aligned} \tag{31}$$

cumpliéndose las siguientes identidades:

$$\gamma_{13} = - \sum_{2p2h_0} \langle ph, 2p2h_0 | 3p3h \rangle c_{2p2h_0}^* E_{2p2h_0} \equiv - \sum_{2_0} \langle 1, 2_0 | 3 \rangle c_{2_0}^* E_{2_0} \tag{32}$$

$$O_{32_0} = \sum_{ph'} O_{ph'} \langle 3p3h | ph', 2p2h_0 \rangle \equiv \sum_{1'} O_{1'} \langle 3 | 1' 2_0 \rangle,$$

donde hemos usado el hecho de que  $[\gamma_{2_0}^+, a^+ b^+] = 0$ , siendo  $\gamma_{2_0}^+$  la contribución B11(Ap.B) a la interacción residual. Si introducimos ahora la definición de  $g(E)$  tendremos:

$$\begin{aligned}
R^{13}(E) = \sum_{\substack{1, 1' \\ 2, 2'}} \sigma_1^+ \sigma_1 \left[ - \frac{E_{2_0} E_{2'_0}}{(E+i\eta-E_{12_0})(E+i\eta-E_1)(E+i\eta-E_1)} + \right. \\
+ \frac{E_{2_0}}{(E+i\eta-E_1)(E+i\eta-E_{12_0})} + \frac{E_{2'_0}}{(E+i\eta-E_1)(E+i\eta-E_{12'_0})} - \\
\left. - \frac{(E+i\eta-E_1)}{(E+i\eta-E_{1'2'_0})} \right] \langle 1, 2_0 | 1', 2'_0 \rangle c_{2_0}^* c_{2'_0}, \quad (33)
\end{aligned}$$

donde hemos usado la propiedad de completitud,

$$\begin{aligned}
\sum_3 \langle 1, 2_0 | 3 \rangle \frac{1}{(E+i\eta-E_3)} \langle 3 | 1', 2'_0 \rangle = \langle 1, 2_0 | \frac{1}{(E+i\eta-H_0)} | 1', 2'_0 \rangle = \\
= \frac{\langle 1, 2_0 | 1', 2'_0 \rangle}{(E+i\eta-E_{1'2'_0})}, \quad (34)
\end{aligned}$$

de la cual también se deduce que  $E_{12_0} = E_{1'2'_0}$ .

Finalmente la ec.(33) queda como:

$$\begin{aligned}
R^{13}(E) &= \sum_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}'} \theta_1^+ \theta_1 \frac{(E+i\eta-E_{12}) (E+i\eta-E_{1,2'})}{(E+i\eta-E_{12}) (E+i\eta-E_1) (E+i\eta-E_1)} \left[ \langle 1, 2_0 | 1', 2'_0 \rangle c_{2_0}^* c_{2'_0} \right] \\
&= \sum_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}'} \left[ \frac{\theta_1^+ \theta_1 (E+i\eta-E_{1,2'})}{(E+i\eta-E_1) (E+i\eta-E_1)} \right] \langle 1, 2_0 | 1', 2'_0 \rangle c_{2_0}^* c_{2'_0} \\
&= \Phi^P g^P(E) \delta\Phi^P + \Phi^P g^P(E) \delta V^P g^P(E) \Phi^P \tag{35}
\end{aligned}$$

$$\delta\Phi_1^P = \sum_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}'} \langle 1, 2_0 | 1', 2'_0 \rangle c_{2_0}^* c_{2'_0} \theta_1 \tag{36}$$

$$\delta V_{11}^P = - \sum_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}'} \langle 1, 2_0 | 1', 2'_0 \rangle c_{2_0}^* c_{2'_0} E_{2_0}$$

Como podemos ver de la (35) a segundo orden en la interacción residual, la introducción de  $3p3h$  sólo afecta la distribución de intensidad en la región de  $1p1h$  sin llevar intensidad a la región de  $3p3h$ , pues no aparecen polos en dicho sector.

Si ahora introducimos  $V^P$  y calculamos la contribución de tercer orden para  $R^{13}(E)$  obtendremos a partir de la (20) :

$$R^{13}(E) \cong \Phi^P g^P(E) \delta\Phi^P + \tag{37}$$

$$+ \Phi^P g^P(E) \left[ \delta V^P + \delta V^P g^P(E) V^P + V^P g^P(E) \delta V^P \right] g^P(E) \Phi^P \cong$$

$$\cong \Phi^P g^P(E) \delta\Phi^P +$$

$$+ [\Phi^P + \Phi^2 g^2(E) U^2] g^P(E) \left[ \delta V^P + V^P g^P(E) \cdot \delta V^P + \tag{38}$$

$$+ \delta V^P g^P(E) \cdot V^P \right] g^P(E) [\Phi^P + U^2 g^2(E) \Phi^2],$$



donde  $\cong$  indica que las expresiones son válidas a tercer orden, y  $\mathbb{U}^{P^2}g^2(E)\mathbb{O}^2$  es la parte de  $\mathbb{U}^{P^Q}g^Q(E)\mathbb{O}^Q$  que corresponde al subespacio en  $\mathbb{Q}$  de  $2p2h$ . Aquí también vemos que al tercer orden tampoco existen polos en el sector de  $3p3h$ . Finalmente agregando todo el sector de  $2p2h$  obtendremos hasta un tercer orden:

$$R(E) \cong$$

$$\begin{aligned} & \mathbb{O}^{P^+}g^P(E) \delta\mathbb{O}^P + \left[ \mathbb{O}^{P^+} + \mathbb{O}^{2^+}g^2(E)\mathbb{U}^{2P} \right] g^P(E) \left[ \mathbb{O}^P + \mathbb{U}^{P^2}g^2(E)\mathbb{O}^2 \right] + \mathbb{O}^{2^+}g^2(E)\mathbb{O}^2 \\ & \mathbb{G}^P(E) = g^P(E) \left[ \mathbb{V}^P + \mathbb{K}^2(E) + \delta\mathbb{V}^P \right] \mathbb{G}^P(E), \end{aligned} \quad (39)$$

donde  $\mathbb{K}^2(E)$  se obtiene de  $\mathbb{K}(E)$  restringiendo  $\mathbb{Q}$  a  $2p2h$ .

Si pensamos ahora en un desarrollo de cuarto orden nos encontraríamos con dos nuevos elementos. Primeramente a este orden se presentan interferencias entre los sectores de  $2p2h$  y  $3p3h$ , este hecho no afecta la validez de la (39). Sigue existiendo cancelación de polos en el sector de  $3p3h$  pues se cumple la importante propiedad :

$$\begin{aligned} & \mathbb{K}^3(E)g^P(E)\mathbb{O}^P + \mathbb{U}^{P^3}g^3(E)\mathbb{O}^3 = \delta\mathbb{V}^P g^P(E)\mathbb{O}^P \\ & \mathbb{O}^{P^+}g^P(E)\mathbb{K}^3(E) + \mathbb{O}^{3^+}g^3(E)\mathbb{U}^{3P} = \mathbb{O}^{P^+}g^P(E)\delta\mathbb{V}^P, \end{aligned} \quad (40)$$

de manera que cualquier contribución que contenga los términos (40) en los extremos y no contenga ningún término adicional con  $\mathbb{K}^3(E)$  no presentará polos en el sector de  $3p3h$  y podrá incorporarse a la función respuesta a través de  $\delta\mathbb{V}^P$ .

Sin embargo ya al cuarto orden existen contribuciones con polos en el sector de  $3p3h$  que no pueden reducirse. Este es el caso de por ejemplo del término:

$$\mathbb{O}^{P^+}g^P(E) \mathbb{V}^P g^P(E) \mathbb{K}^3(E) g^P(E) \mathbb{V}^P g^P(E) \mathbb{O}^P, \quad (41)$$

que contribuye al sector de  $3p3h$  pues  $\mathbb{K}^3(E)$  presenta un polo que no puede cancelarse y por lo tanto no podrá ponerse en función de  $\delta\mathbb{V}^P$ . Notemos sin embargo que  $\text{Re}[\mathbb{K}^3(E)_{11}] = \delta\mathbb{V}^P_{11}$ , así que

despreciando la contribución de la parte imaginaria de  $\tilde{K}^3(E)$  y evaluando la parte real en  $E=E_1$ , encontraremos a la ec.(39) válida para el cuarto orden y donde sólo se desprecian contribuciones en el sector de 3p3h que se estima sean muy pequeñas en comparación con las contribuciones del sector 2p2h. Bajo estas prescripciones no habrá problema en aceptar la (39) a todo orden y escribir a la aproximación del ETRPA como:

$$R(E) = [\Phi^P + \Phi^2 g^2(E) \mathcal{U}^{2P}] \left[ g^P(E)^{-1} - \tilde{K}(E) \right]^{-1} [\Phi^P + \mathcal{U}^{P2} g^2(E) \Phi^2] + \Phi^2 g^2(E) \Phi^2 + \Phi^P g^P(E) \delta\Phi^P \quad (42)$$

$$\tilde{K}(E) = \mathcal{U}^{P2} g^2(E) \mathcal{U}^{2P} + \tilde{V}^P, \quad \tilde{V}_{ph,ph'}^P = \mathcal{V}_{ph,ph'} + \delta\mathcal{V}_{ph,ph'} \quad (43)$$

$$\delta\Phi_{ph}^P = \sum_{zpz h_o^h, zpz h_o'} \langle ph, 2p2h_o | ph', 2p2h_o' \rangle c_{zpz h_o^h}^* c_{zpz h_o'} \mathcal{O}_{ph'} \quad (44)$$

$$\delta\Phi_{hp}^P = \sum_{zpz h_o^h, zpz h_o'} \langle ph, 2p2h_o | ph', 2p2h_o' \rangle^* c_{zpz h_o^h} c_{zpz h_o'}^* \mathcal{O}_{hp'}$$

$$\delta\mathcal{V}_{ph,ph'} = \sum \langle ph, 2p2h_o | ph', 2p2h_o' \rangle c_{zpz h_o^h}^* c_{zpz h_o'} E_{zpz h_o'} \quad (45)$$

$$\delta\mathcal{V}_{hp, hp'} = \delta\mathcal{W}_{ph, ph'}^*$$

Como conclusión de este tedioso pero necesario desarrollo arrivamos a la importante propiedad de que las excitaciones de 3p3h no pueden contribuir sobre la capa de energía, al menos hasta el cuarto orden, en la función respuesta. Esto queda manifestado en la ec.(42), donde el rol de 3p3h parece renormalizar el operador de excitación y la interacción residual en el subespacio de 1ph. La razón fundamental de esta cancelación parece ser, a luz de las ecs.(40), una propiedad topológica de los diagramas de 3p3h.

Finalmente mencionemos que con respecto a la regla de suma, de acuerdo con las discusiones previas realizadas se cumplirá que :

$$\begin{aligned}
\int S(E)dE &= -1/\pi \int dE \operatorname{Im} ( \Phi^P g^P(E) \Phi^P + \Phi^Z g^Z(E) \Phi^Z + \Phi^{P+} g^P(E) \delta\Phi^P ) \\
&= -1/\pi \int dE \operatorname{Im} ( \Phi^{P+} g^P(E) \Phi^P + \Phi^{Q+} g^Q(E) \Phi^Q ). \quad (46)
\end{aligned}$$

### III.7 Conclusiones

A continuación resumimos nuestro punto de vista acerca del efecto de disminución de intensidad, inducido por correlaciones nucleares en la GTR. Las estimaciones numéricas se darán para el caso de la interacción con parte tensorial más realista que poseemos, la MY3, y para los espacios de configuración que van entre  $0-6\hbar\omega$  dependiendo del núcleo en cuestión.

Cuando se incluyen correlaciones de estado fundamental y el acoplamiento con 2p2h a través del GSCSTDA, tenemos dos efectos importantes. Primeramente las GSC incrementan simultáneamente las intensidades  $S_-$  y  $S_+$ . Debido al exceso de neutrones el crecimiento de  $S_-$  es, sin embargo, mayor que el de  $S_+$ . Esta diferencia depende del tamaño del espacio de configuración adoptado y es igual a la desviación de  $S_- - S_+$  del valor correcto  $3(N-Z)$ . Los valores obtenidos para el incremento de  $S_-$  son del orden de un 20-30% respecto a  $3(N-Z)$  dependiendo del núcleo, mientras que los apartamientos en la regla de suma van desde un 10-15%.

Segundo, al considerar la interacción con 2p2h, cierta intensidad es removida de la región de la resonancia, del orden del 30-40% de  $3(N-Z)$  dependiendo del núcleo.

Finalmente la interferencia entre ambas contribuciones anteriores redistribuye la intensidad cancelando en parte el efecto de disminución. La intensidad neta que queda en la región de la resonancia es del orden 80-90%.

Cuando las GSC entran en juego, la única forma de satisfacer la regla de suma es tomando en cuenta excitaciones de 3p3h en el estado final. Dichas configuraciones generan contribuciones conexas y disconexas que cancelan la diferencia entre los

incrementos de  $S_-$  y  $S_+$ , como también las correcciones de norma del estado fundamental respectivamente. La disminución en la intensidad total  $S_-$  producida por las contribuciones conexas de  $3p3h$  se produce esencialmente en la región de la resonancia, pudiéndose inferirse directamente del valor  $3(N-Z) - (S_-^{GSCSTDA} - S_+^{GSCSTDA})$ , sin necesidad de cálculos adicionales.

Finalmente el efecto combinado de GSC Y  $2p2h+3p3h$  introduce una disminución neta de intensidad en la región de la resonancia que va desde un 25-40% de  $3(N-Z)$ , según el núcleo. Esto sumado al efecto de corrimiento de intensidad de un 20% generado por el isóbaro- $\Delta$ , reduciría la intensidad en un 45-60%. De esta manera se explicaría la intensidad encontrada experimentalmente debajo del pico resonante para las GTR.

#### Referencias capítulo III

- 1) K. Takayanagi, Phys. Lett. B 233 (1989)271.
- 2) K. Bohr and B.R. Mottelson, *Nuclear Structure*, (W.A. Benjamin, Inc, New York, 1969) Vol I.
- 3) S. Drozdz, V. Klemt, J. Speth and J. Wambach, Phys. Lett. B166, (1986) 18.
- 4) S. Drozdz, S. Nishizaki, J. Speth and J. Wambach, Phys. Rep. 197 n°1 (1990) 1.
- 5) K. Takayanagi, Nuc. Phys. A 510 (1990) 173.
- 6) B. Schwesinger and J. Wambach, Nucl. Phys. A426 (1984) 253
- 7) K. Takayanagi, K. Shimizu and A. Arima, Nuc. Phys. A444 (1985) 436.

### Captación de tablas y figuras del capítulo III

Tab.1 :Corrimientos introducidos en las energías de  $1p_{1h}$  para cancelar el efecto de  $ReK(E)$ , ya tenido en cuenta de alguna manera, cuando usamos energías de partícula independiente experimentales. Los resultados en  $^{48}\text{Ca}$  para la interacción MY3 y diferentes aproximaciones y espacios, se dan para los estados de  $1p_{1h}$  que a través de la interacción residual describen el comportamiento colectivo de la GTR. Estos corresponden a destruir un neutrón en el orbital  $J^{\uparrow}$  y crear un protón en el  $J^{\uparrow} = 1+1/2$  o en el  $J^{\downarrow} = 1-1/2$ , siendo  $l$  el momento angular orbital.

Tab.2 :Tiene la misma estructura que la tab.I2 del capítulo 1 salvo que ahora los términos de tipo  $A$  son introducidos a todo orden. La aproximación usada corresponde al GSCSTDA y se implementa para el  $^{48}\text{Ca}$  en el espacio  $0-3\hbar\omega$  con las interacciones antes discutidas.

Tab.3: Aquí valen los mismos comentarios pero con respecto a la tab.I3 y el  $^{90}\text{Zr}$  en el espacio de  $0-6\hbar\omega$ .

Tab. 3 : Se comparan tres aproximaciones: la STDA, que sólo incorporará correlaciones de  $2p_{2h}$  del estado final; el GSCSTDA que introduce las correlaciones de estado fundamental, y una correspondiente redistribución de intensidad. Aquí debemos hacer  $c_0 \equiv 1$  con el fin de evitar las correcciones desconexas de norma. Es importante mencionar que ésta aproximación falló en reproducir el valor correcto de la regla de suma (última fila). Finalmente se introduce la ETDA que permite clausurar la regla de suma, cancelar diagramas desconexos de norma y produce una reducción adicional de intensidad debajo del pico. Aquí trabajamos en  $^{48}\text{Ca}$  en el espacio  $1f-1p$  y con la MY3.

Fig.1 :Diagramas incluidos en el cálculo de la autoenergía  $K(E)$ .

Fig.2 :Operadores efectivos de excitación en el espacio  $P$  con estados de  $2p_{2h}$  y  $3p_{3h}$  intermedios y operadores de excitación directa de  $2p_{2h}$  y  $3p_{3h}$ . Los círculos conteniendo una cruz indican los vértices de un cuerpo y los puntos indican los elementos de matriz para la interacción residual.

Fig.3 :Diagramas de menor orden que contribuyen a la función intensidad  $S(E)$ .

Fig.4 :Contribuciones desconexas y conexas de menor orden inducidas por la excitaciones de  $3p_{3h}$ , y que están contenidas en los

diagramas  $A_b$ ,  $B_b$  y  $C_b$ . Los disconexos se cancelan con la corrección de norma  $a_b$ , mientras que los conexos son los responsables (como veremos) de una reducción de intensidad en el sector de  $1p1h$  contribuyendo a su vez a la regla de suma.

Fig.5 : Comparación entre el cálculo perturbativo y el GSCSTDA a todo orden para la MY3. a)  $^{48}\text{Ca}$  en  $0-3\hbar\omega$ . b)  $^{90}\text{Zr}$  en  $0-6\hbar\omega$ . c) Comparación entre la aproximación perturbativa y el cálculo a todo orden para el estado fundamental.

Fig.6 : Comparación entre las aproximaciones del STDA y GSCSTDA para la MY3 y a)  $^{48}\text{Ca}$  en  $0-3\hbar\omega$ . b)  $^{90}\text{Zr}$  en  $0-6\hbar\omega$ . Se agrega además el cálculo en el espacio de  $1p1h$  escaléado en un factor  $1/6$  y  $1/4$  (para que puedan entrar en los gráficos) en a) y b) respectivamente. Como puede verse el corrimiento ficticio introducido a las energías de  $1p1h$  resulta efectivo en mantener la posición de los picos.

Fig.7 : Se presenta la comparación entre la STDA, GSCSTDA y la ETTDA y la diferencia entre ellas, en a) y b) respectivamente. Esto lo hacemos para el  $^{48}\text{Ca}$ , en el espacio  $1f-1p$  y con la MY3.

Tabla. I

1f-1p(0-3A $\omega$ )	$\Delta E_1^<$ (MeV)	$\Delta E_1^>$ (MeV)
GSCSTDA	2.67 (7.97)	2.57 (7.43)
ETTDA	5.12	5.09

Tabla. II

CONTRIBUCION		S-		S <sup>&lt;</sup>		S <sup>&gt;</sup>		S+	
MY3	DELTA								
A(STDA)		100.	100.	68.	60.	32.	40.	0.	0.
B		22.	31.	6.	10.	16.	21.	9.	11.
C		0.	0.	14.	30.	-14.	-30.	0.	0.
TOTAL		122.	131.	88.	100.	34.	31.	9.	11.
S <sup>-</sup> - S <sup>+</sup>		111.				120.			

Tabla. III

CONTRIBUCION		S-		S <sup>&lt;</sup>		S <sup>&gt;</sup>		S+	
MY3	DELTA								
A(STDA)		100.	100.	56.	32.	44.	68.	0.	0.
B		29.	73.	9.	34.	20.	39.	13.	25.
C		0.	0.	14.	46.	-14.	-46.	0.	0.
TOTAL		129.	173.	78.	112.	51.	61.	13.	25.
S <sup>-</sup> - S <sup>+</sup>		116.				148.			

Tabla. IV

Aproximación	S <sub>-</sub>	S <sub>-</sub> <sup>&lt;</sup>	S <sub>-</sub> <sup>&gt;</sup>	S <sub>+</sub>	S <sub>-</sub> - S <sub>+</sub>
STDA	100.	87.3	12.7	0.	100.
GSCSTDA	102.7	91.8	10.9	1.3	101.4
ETTDA	A 89.(-11) B 12.3(11) r 101.3	90.4	10.9	1.3	100.
B <sub>α</sub>	2.7	1.6	1.1	1.3	1.4



**K(CE)**

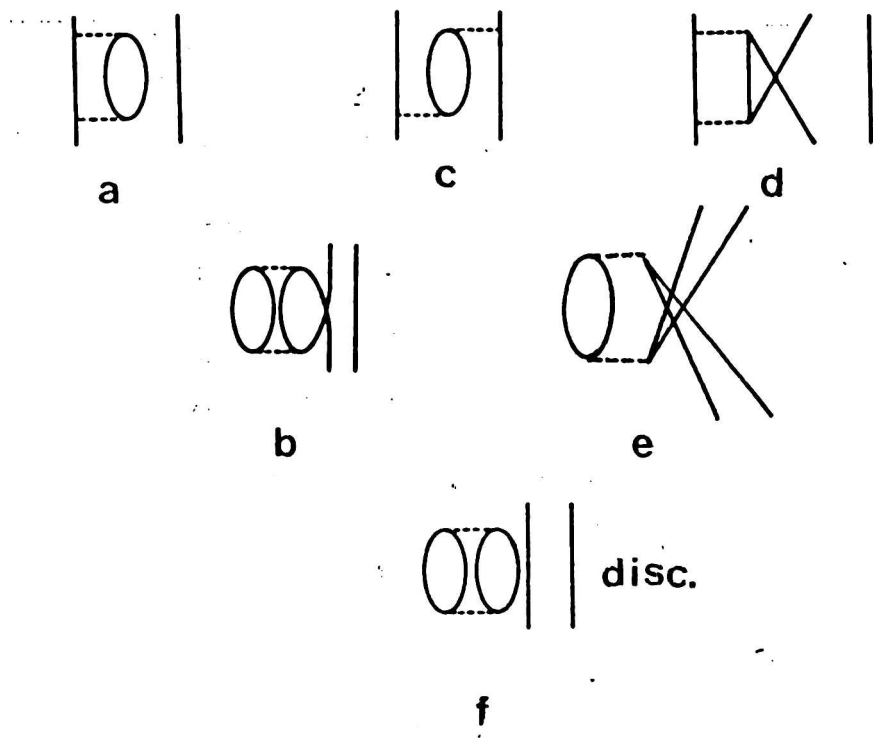
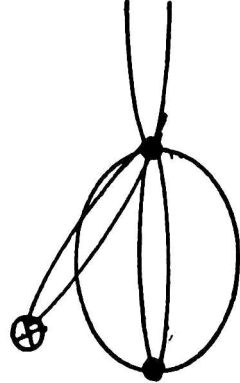
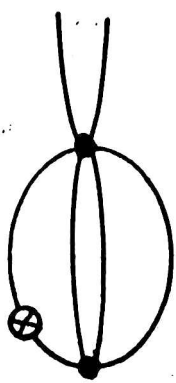


FIG. 1

$\tilde{O}_P$



$O_Q$

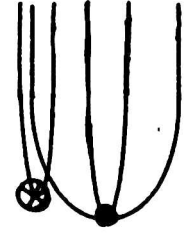
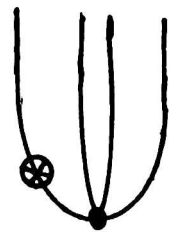


Fig.2

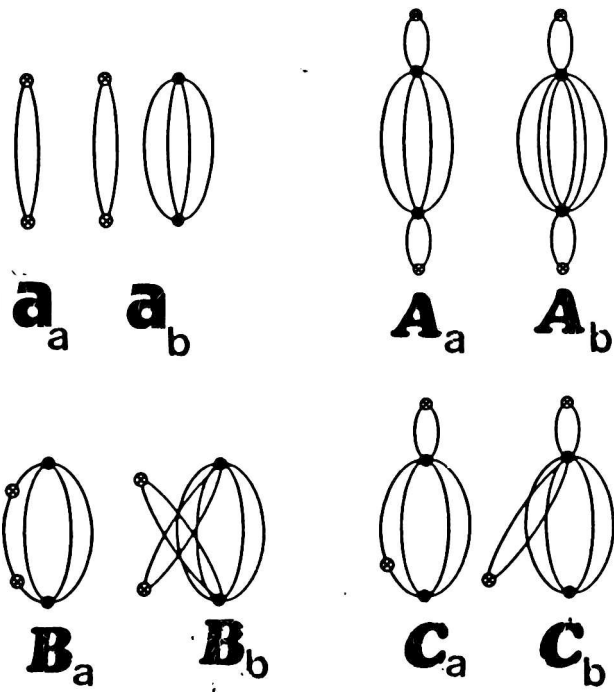


FIG. 3

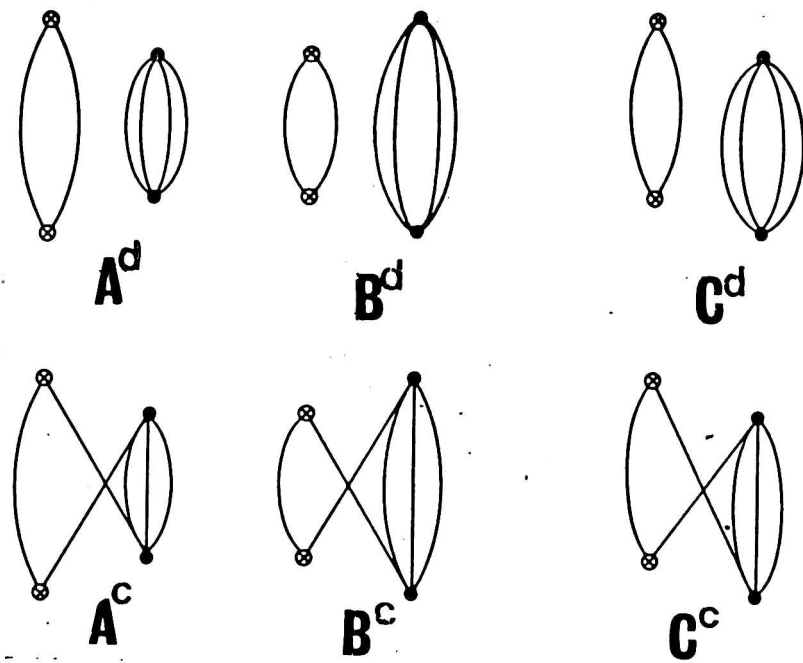


Fig. 4

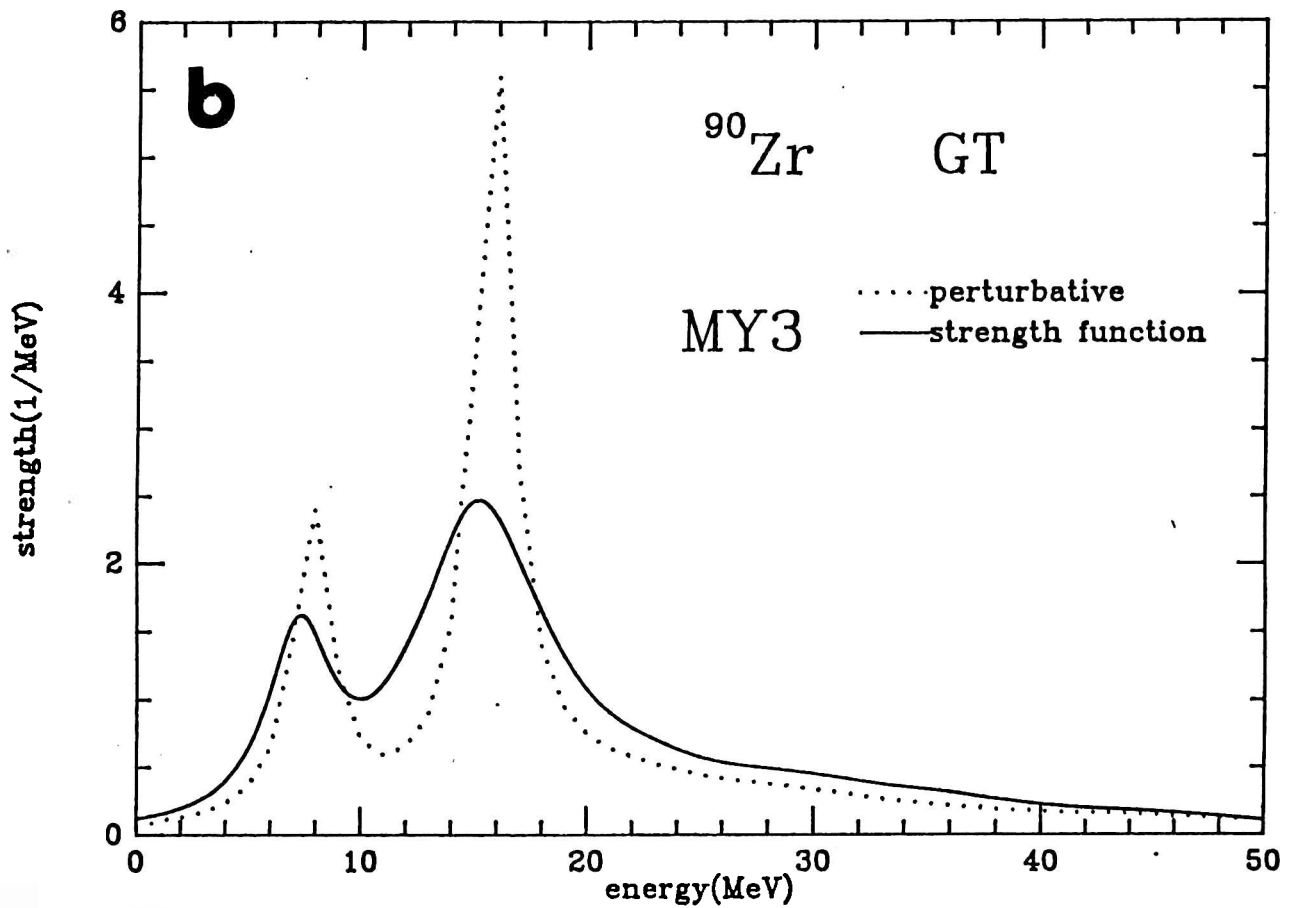
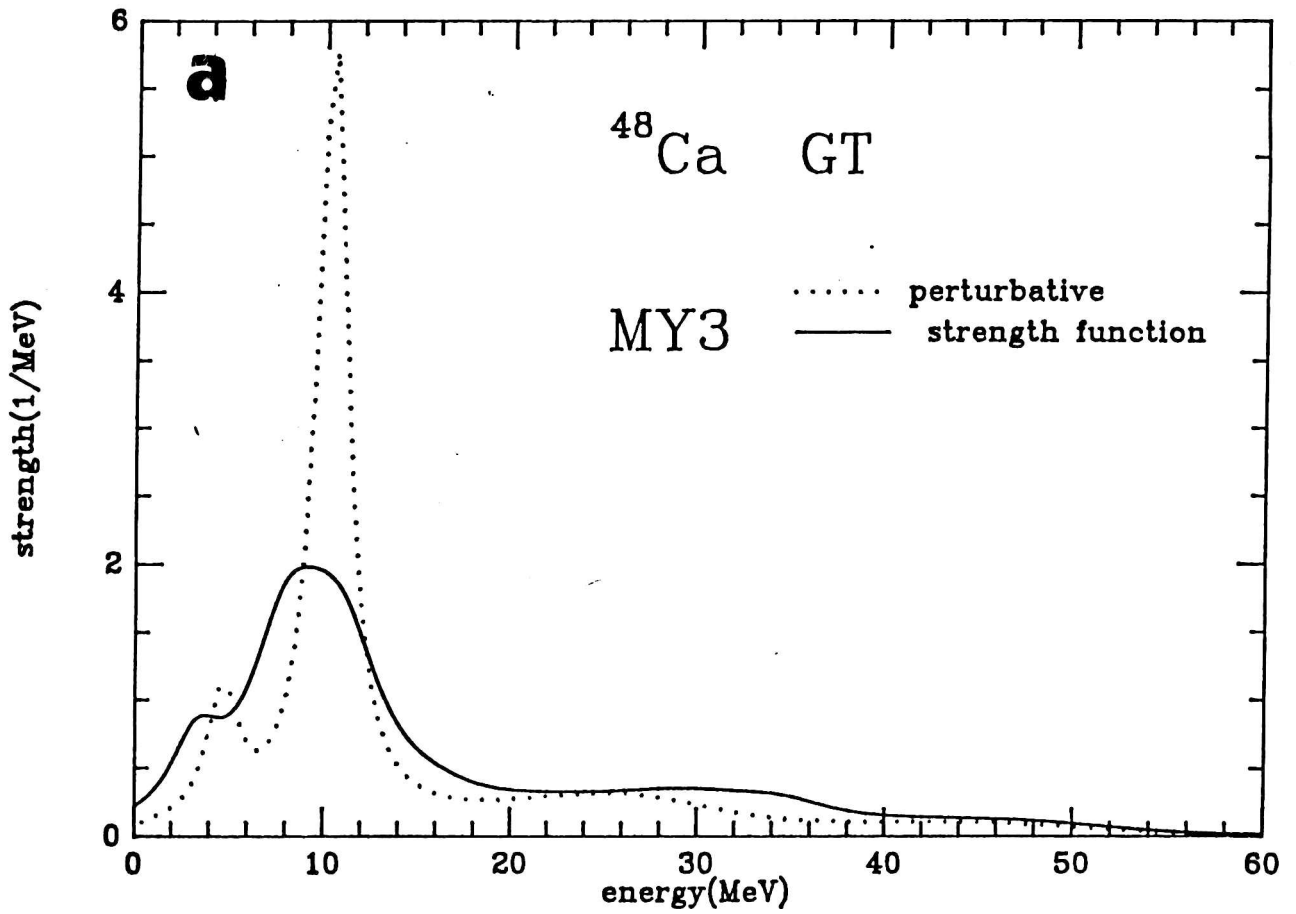


Fig. 5

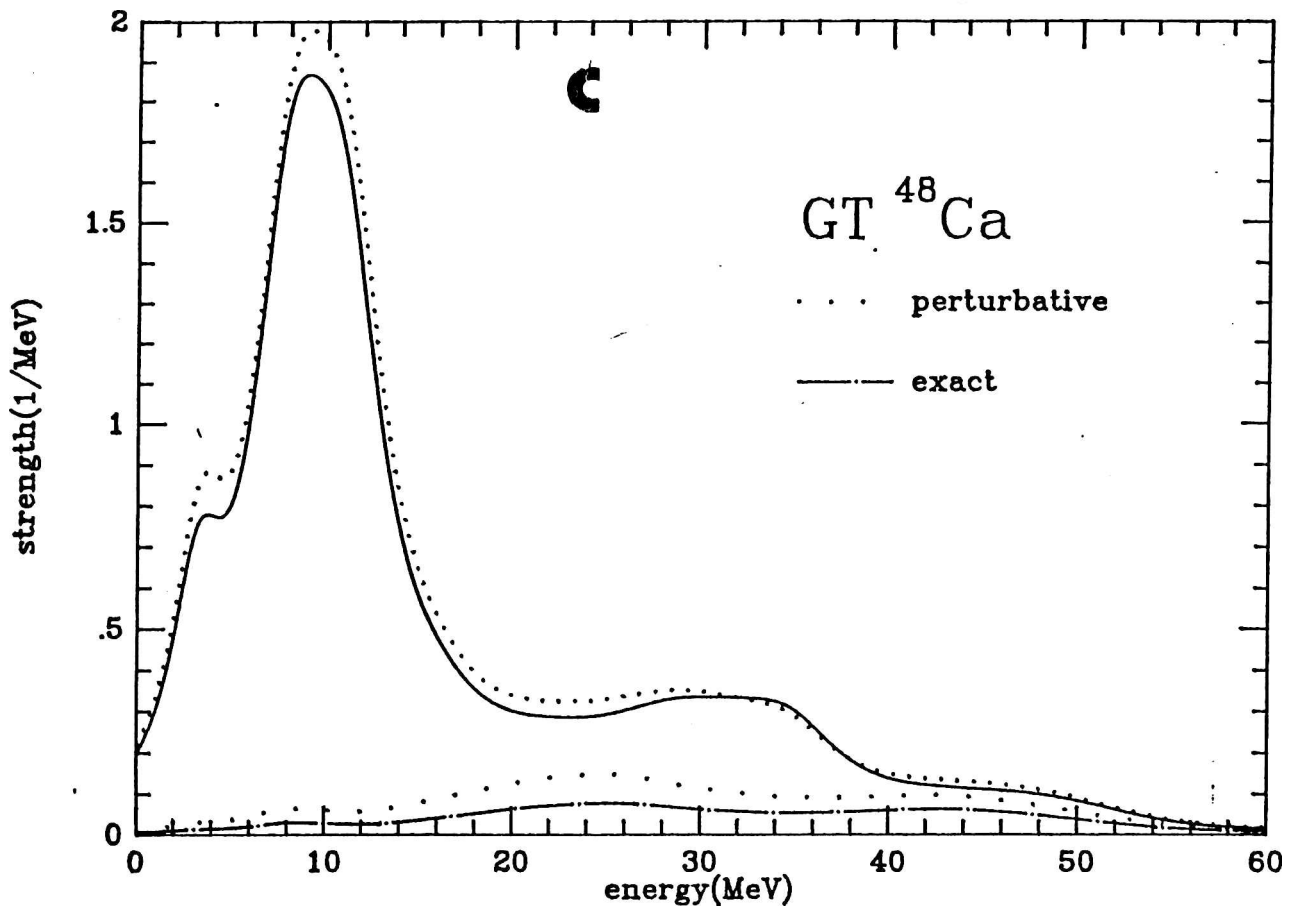


Fig.5

## CAPITULO IV

### DESARROLLO DEL ETRPA EN LA MATERIA NUCLEAR PARA LA DISCUSION DE DISPERSION DE ELECTRONES

#### IV.1 *Introduccion*

Como se ha discutido en la introducción de la tesis, con el objeto de describir la función de estructura longitudinal y transversal por separado en dispersión ( $e, e'$ ), al haber fallado la aproximación de gas de Fermi, se han introducido correlaciones nucleares en diferentes aproximaciones. Estas van desde tratamientos convencionales no relativistas como el RPA, el SRPA que introdujimos en el capítulo anterior [1,2], formalismos del tipo GCSRPA también discutido anteriormente para la BTR [3], el ESRPA [4] que introduce explícitamente correlaciones de estado fundamental en forma perturbativa y resuelve las ecuaciones de movimiento antes mencionadas (II.11) a segundo orden, hasta tratamientos relativistas de campo medio. Modificaciones de las propiedades del nucleón dentro del medio nuclear, como también la inclusión de grados de libertad subnucleares, generalmente llamados corrientes de intercambio de mesones (MEC) (como ser excitaciones de tipo  $\Delta$  y producción de piones), han sido considerados.

Las correlaciones de RPA son importantes en la función de estructura longitudinal a transferencia de bajos momentos, pero no resuelven la discrepancia entre la aproximación de campo medio y los experimentos en la región cuasielástica para  $q=300-500$  MeV/c [5,6]. Considerando la función estructura transversal, ellas producen la disminución necesaria y conducen a ajustar los datos bastante bien en la región de baja energía, mientras que a energías mayores (en particular en la región del DIP entre el pico cuasielástico y el de la  $\Delta$ ) el resultado predicho resulta demasiado bajo comparado con el experimento. Estas dificultades muestran la relevancia de procesos más complicados.

La aproximación del SRPA es en gran extensión un híbrido

entre el RPA y el modelo óptico, tomando en cuenta los efectos de acoplamiento entre las configuraciones de  $1p1h$  y  $2p2h$  en el estado final. Este acoplamiento adicional redistribuye la intensidad cuasielástica sobre el plano  $q-\omega$ ; reduciendo la altura del pico cuasielástico ensanchando las distribuciones, corriendo la posición de los picos, y aumentando las colas de alta y baja energía de las distribuciones de intensidad. Recordemos que efectos similares se han presentado para esta aproximación en el caso de la GTR.

El efecto combinado de las de las GSC junto con el acoplamiento a todo orden de  $2p2h$  en el núcleo final ha sido considerado ya antes para el caso de la materia nuclear [7] en una aproximación del tipo GSCSRPA presentada en el capítulo anterior. Obteniéndose como efecto neto un corrimiento de intensidad hacia la región del DIP.

El ESRPA incorpora también las correlaciones de  $2p2h$  del estado fundamental (GSC) en forma perturbativa, en forma similar a lo que hicimos en los capítulos precedentes, y desarrolla los estados finales en un espacio de  $1p1h+2p2h$  sin incorporar configuraciones de  $3p3h$ . Además resuelve las ecuaciones de movimiento haciendo aproximaciones de diferentes órdenes según las matrices  $A$  y  $B$  se encuentren evaluadas en distintos subespacios lo cual hace poco transparente el análisis de las diferentes contribuciones a la función estructura. Además esta aproximación ha sido implementada en el marco del núcleo finito no aprovechándose las ventajas introducidas por la invariancia traslacional de la materia nuclear.

Las MEC de dos cuerpos [8], pueden conducir directamente a excitaciones de  $2p$  en el continuo y  $2h$  en el núcleo residual. También un operador de corriente de un cuerpo puede excitar en forma directa el mismo estado final actuando sobre las GSC. Procesos de este tipo fueron analizados antes ( diagramas  $B_{\alpha}$  de la fig.III.3). Ambas contribuciones como también su interferencia han sido analizados [9] viéndose que aumentan, y en especial la última, la intensidad en la región del DIP mejorando así la concordancia con los datos experimentales.

Como hemos visto en el capítulo anterior la inclusión GSC

se ve íntimamente ligada con la presencia de 3p3h. Dichos estados cumplen un rol renormalizador compensando parte de la intensidad total inflada por la presencia de las GSC, reduciendo la intensidad debajo de la GTR y permitiendo que se satisfaga la regla de suma del operador de excitación. En el presente capítulo nos proponemos analizar efectos similares en el caso de la función estructura para la dispersión de electrones. A tal fin implementaremos la aproximación del ETRPA para el caso de la materia nuclear, en un formalismo que nos permitirá tratar en forma conjunta tanto la respuesta longitudinal como transversal. Finalmente evaluaremos las contribuciones inducidas por las configuraciones de 3p3h tanto a la función estructura como a la intensidad total para el  $^{56}\text{Fe}$  en el caso transversal. El capítulo se encuentra organizado de la siguiente manera.

En la sección IV.2 resumimos las expresiones definidas en la ec. (III10-16) para el caso de la materia nuclear y los operadores de excitación involucrados en  $(e, e')$ .

En la sección IV.3 presentamos las contribuciones de 2p2h y 3p3h a la función estructura que pueden contribuir a la intensidad total o función estructura estática.

Los efectos inducidos por las excitaciones de 3p3h a la distribución de intensidad son analizados en la sec. IV.4.

Finalmente en la sección IV.5 presentamos los resultados numéricos para el  $^{56}\text{Fe}$  en el caso de la respuesta transversal y las conclusiones.

#### IV.2 El ETRPA en la materia nuclear y la dispersión de electrones.

Partimos de la expresión básica que define la aproximación del ETRPA (ec. III10) :

$$R(E) = \Phi^P(E) \left[ g^P(E)^{-1} - \tilde{K}(E) \right]^{-1} \Phi^P(E) \quad (1a)$$

$$+ \Phi^2 \dagger g^{22}(E) \Phi^2 + \Phi^3 \dagger g^{33}(E) \Phi^3,$$

y donde las diferentes matrices presentes ya han sido definidas en

las ecs. (III12-16) las que repetimos a continuación por comodidad:

$$\begin{aligned} \tilde{\Phi}^P(E)_{ph} &= c_0 O_{ph} + \sum_{\substack{iph \\ 2pzh_0}} \gamma_{ph,iph} g(E)_{iph,iph} O_{iph,2pzh_0} c_{2pzh_0}, \\ \tilde{\Phi}^P(E)_{hp} &= c_0 O_{hp} + \sum_{\substack{iph \\ 2pzh_0}} c_{2pzh_0}^* O_{2pzh_0,iph} g(-E)_{iph,iph} \gamma_{iph,ph}, \end{aligned} \quad (1b)$$

$$O_{iph} = \sum_{2pzh_0} c_{2pzh_0} \langle ipih | O | 2pzh_0 \rangle$$

$$O_{jhjp} = \sum_{2pzh_0} c_{2pzh_0}^* \langle 2pzh_0 | O | jpjh \rangle$$

$$K(E)_{ph,p'h'} = \sum_{iph} \gamma_{iph} g(E)_{iph,iph} \gamma_{iph,p'h'},$$

$$K(E)_{hp,h'p'} = K(-E)_{ph,p'h'} \quad (1c)$$

$$V_{ph,p'h'}^P = \gamma_{ph,p'h'}, \quad V_{ph,h'p'}^P = \gamma_{ph,h'p'}, \quad V_{hp,h'p'}^P = \gamma_{p'h',ph} \text{ con,}$$

$$g(E)_{iph,jpjh} = \delta_{iph,jpjh} \frac{1}{(E + i\eta - E_{iph})}, \quad (1d)$$

$$g(E)_{ihjp,jhjp} = g(-E)_{iph,jpjh}, \quad g(E)_{iph,jhjp} = 0$$

$$i, j = 2, 3$$

$$O_{ph} \equiv \langle ph | O | HF \rangle, \quad O_{hp} \equiv \langle HF | O | ph \rangle, \quad (1e)$$

$$O_{iph,2pzh_0} \equiv \langle ipih | O | 2pzh_0 \rangle, \quad O_{2pzh_0,iph} \equiv \langle 2pzh_0 | O | ipih \rangle$$

$$\gamma_{ph,iph} \equiv \langle ph | \mathcal{V} | ipih \rangle, \quad i=1 \text{ a } 3, \quad \gamma_{ph,h'p'} \equiv -\langle ph, p'h' | \mathcal{V} | HF \rangle \quad (1f)$$

$$c_{2pzh_0} = \langle 2pzh_0 | \mathcal{V} | HF \rangle.$$

Recordemos que P indicaba el subespacio de 1ph.

Con el objeto de obtener la función respuesta en una representación para el espacio de los impulsos, podemos escribir a los operadores



las ecs. (III12-16) las que repetimos a continuación por comodidad:

$$\begin{aligned} \tilde{\Phi}^P(E)_{ph} &= c_0 a_{ph} + \sum_{\substack{ipih \\ 2p2h_0}} \gamma_{ph,ipih} g(E)_{ipih,ipih} a_{ipih,2p2h_0} c_{2p2h_0}, \\ \tilde{\Phi}^P(E)_{hp} &= c_0 a_{hp} + \sum_{\substack{ipih \\ 2p2h_0}} c_{2p2h_0}^* a_{2p2h_0,ipih} g(-E)_{ipih,ipih} \gamma_{ipih,ph}, \end{aligned} \quad (1b)$$

$$\Phi_{ipih} = \sum_{2p2h_0} c_{2p2h_0} \langle ipih | O | 2p2h_0 \rangle$$

$$\Phi_{jhjp} = \sum_{2p2h_0} c_{2p2h_0}^* \langle 2p2h_0 | O | jpjh \rangle$$

$$K(E)_{ph,p'h'} = \sum_{ipih} \gamma_{ipih} g(E)_{ipih,ipih} \gamma_{ipih,p'h'}$$

$$K(E)_{hp,h'p'} = K(-E)_{ph,p'h'} \quad (1c)$$

$$V_{ph,p'h'}^P = \gamma_{ph,p'h'}, \quad V_{ph,h'p'}^P = \gamma_{ph,h'p'}, \quad V_{hp,h'p'}^P = \gamma_{p'h',ph}$$

con,

$$g(E)_{ipih,jpjh} = \delta_{ipih,jpjh} \frac{1}{(E + i\eta - E_{ipih})}, \quad (1d)$$

$$g(E)_{ihjp,jhjp} = g(-E)_{ipih,jpjh}, \quad g(E)_{ipih,jhjp} = 0$$

$$i, j = 2, 3$$

$$a_{ph} \equiv \langle ph | O | HF \rangle, \quad a_{hp} \equiv \langle HF | O | ph \rangle, \quad (1e)$$

$$a_{ipih,2p2h_0} \equiv \langle ipih | O | 2p2h_0 \rangle, \quad a_{2p2h_0,ipih} \equiv \langle 2p2h_0 | O | ipih \rangle$$

$$\gamma_{ph,ipih} \equiv \langle ph | \mathcal{V} | ipih \rangle, \quad i=1 \text{ a } 3, \quad \gamma_{ph,h'p'} \equiv -\langle ph, p'h' | \mathcal{V} | HF \rangle \quad (1f)$$

$$c_{2p2h_0} = \langle 2p2h_0 | \mathcal{V} | HF \rangle.$$

Recordemos que P indicaba el subespacio de 1ph.

Con el objeto de obtener la función respuesta en una representación para el espacio de los impulsos, podemos escribir a los operadores

de excitación como:

$$O(\vec{x}) = \frac{g}{2} \sum_{i=1}^{\Lambda} O(\vec{x}_i) \delta(\vec{x} - \vec{x}_i), \quad (3)$$

donde  $g$  es una constante que luego definiremos, y con lo que tendremos matrices  $\Phi(\vec{x}, E), R(\vec{x}, \vec{x}', E)$ . Luego al aplicar la transformada de Fourier obtendremos,

$$R(\vec{q}, \vec{q}'; E) = \int d\vec{x} e^{-i\vec{q} \cdot \vec{x}} \int d\vec{x}' e^{i\vec{q}' \cdot \vec{x}'} R(\vec{x}, \vec{x}', E). \quad (4)$$

$$R(\vec{q}, \vec{q}'; E) = \tilde{\Phi}^P(\vec{q}, E) \left[ g^P(E)^{-1} - \tilde{K}(E) \right]^{-1} \tilde{\Phi}^P(\vec{q}', E) \quad (5)$$

$$+ \Phi^{2+}(\vec{q}) g^2(E) \Phi^{22}(\vec{q}') + \Phi^{3+}(\vec{q}) g^{33}(E) \Phi^3(\vec{q}'),$$

y donde ahora el operador de excitación necesario para construir las matrices  $\Phi$  queda definido como,

$$O(\vec{q}) \equiv O^{\dagger}(-\vec{q}) = \int d\vec{x} e^{-i\vec{q} \cdot \vec{x}} O(\vec{x}) = \frac{g}{2} \sum_{i=1}^{\Lambda} O(\vec{q}) e^{-i\vec{q} \cdot \vec{x}_i} = \frac{g}{2} \sum_{\alpha\beta} (\alpha | O(\vec{q}) | \beta) a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta}. \quad (6)$$

En la ecuación (6) hemos agregado la representación en segunda cuantificación para el operador de un cuerpo, definiendo operadores de creación y destrucción en alguna base de partícula independiente, siendo  $O(\vec{q}) \equiv \int d\vec{x} O(\vec{x}) \delta(\vec{x} - \vec{x}_i) e^{-i\vec{q} \cdot \vec{x}}$ .

Para un sistema homogéneo infinito la invariancia translacional implica:

$$R(\vec{x}, \vec{x}'; E) = R(\vec{x} - \vec{x}'; E), \quad (7)$$

y como consecuencia tendremos,

$$R(\vec{q}, \vec{q}'; \omega) = \Omega \delta_{\vec{q}, \vec{q}'} R(\vec{q}, \omega), \quad (8)$$

$$R(\vec{q}; \omega) = \frac{1}{\Omega} \tilde{\Phi}^P(\vec{q}, \omega) \left[ g^P(\omega)^{-1} - \tilde{K}(\omega) \right]^{-1} \tilde{\Phi}^P(-\vec{q}, \omega) \quad (9)$$

$$+ \Phi^2(\vec{q}) g^{22}(\omega) \Phi^2(-\vec{q}) + \Phi^3(\vec{q}) g^{33}(\omega) \Phi^3(-\vec{q}),$$

siendo  $\Omega$  el volumen de cuantización adoptado y donde hemos definido  $\omega \equiv E/\hbar$  para estar de acuerdo con la notación usualmente empleada.

En un sistema infinito, la elección más natural para la funciones de ondas de partícula independiente son las ondas planas

$$\phi_{\alpha}(i) \equiv (i|\alpha) = (\vec{x}_i | \vec{k}_{\alpha}) (s_i t_i | m_{\alpha} m_{l_{\alpha}}); (\vec{x}_i | \vec{k}) = \frac{e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}_i}}{\sqrt{\Omega}}, \quad (10)$$

$$\varepsilon_{k_{\alpha}} \equiv k_{\alpha}^2 \hbar^2 / 2M$$

siendo en este caso  $\Omega = 3\pi A/2K_F$ , ocupándose para el estado fundamental de un gas de partículas sin interacción todos los impulsos  $|\vec{q}| \leq K_F$  (impulso de Fermi) de acuerdo con el principio de exclusión de Pauli.

Para el caso de los operadores involucrados en los procesos de dispersión de electrones el operador  $O(\vec{q})$  y la constante de acoplamiento  $g$  llevan los números cuánticos  $I \equiv \{TSM\}$  de isospin, spin y proyección de spin respecto a un eje de cuantización elegido generalmente paralelo a la transferencia de momento  $\vec{q}$ . Estamos interesados en los operadores electromagnéticos del tipo :

$$O^I(\vec{q}) \equiv O^{I+}(-\vec{q}) = F_D(q) \frac{g^I}{2} \sum_{i=1}^A O_i^I(\vec{q}) e^{-i\vec{q} \cdot \vec{x}_i}; \quad F_D(q) = \left[ 1 + \left( \frac{q\hbar c}{855 \text{ MeV}} \right)^2 \right]^{-2}, \quad (11)$$

donde  $F_D(q)$  es el factor de forma electromagnético  $\gamma NN$  usual [10]. Cuando la corriente de convección es despreciada uno tiene  $O^{000} = 1$ ,  $O_i^{100} = \tau_3(i)$  para los operadores eléctricos y  $O_i^{011} = i(\vec{q} \times \vec{\sigma}(i))$ ,  $O_i^{111} = i(\vec{q} \times \vec{\sigma}(i)) \tau_3(i)$  y  $g^{011} = \mu_S \mu_0$ ,  $g^{111} = \mu_V \mu_0$  (con  $\mu_0 = \hbar/2Mc$ ,  $\mu_S = 0.880$ ,  $\mu_V = 4.708$ ) para los magnéticos. De acuerdo a la clasificación

adoptada para el operador de excitación podremos definir respuestas  $R^I(\vec{q};\omega)$  correspondientes.

Habiendo ya definido el conjunto de operadores de excitación con los que trataremos, a continuación mostramos la forma de la interacción residual en el espacio de los impulsos:

$$\gamma(q,\omega) = \sum_I v^I(q,\omega) \vec{O}^I(\hat{q}) \cdot \vec{O}^I(\hat{q}), \quad (12)$$

donde los operadores  $\vec{O}^I(\hat{q})$  son obtenidos a partir de los  $O^I(\vec{q})$  mediante la sustitución  $\tau_3 \rightarrow \vec{\tau}$  y  $\vec{q} \rightarrow \hat{q}$  y donde el punto representa el producto escalar en los espacios de impulso-spin e isospin. Aquí adicionalmente hemos agregado los operadores  $O^{010} = i(\hat{q} \cdot \vec{\sigma}(i))$  y  $O^{110} = i(\hat{q} \cdot \vec{\sigma}(i))\tau_3(i)$  los cuales no pueden ser inducidos por pruebas electromagnéticas. La ec.(12) puede obtenerse haciendo la transformada de Fourier de la ec.(136) que representa a la interacción residual más general en concordancia con los principios de invariancia. La dependencia en energía proviene de los factores de forma en los vértices nucleón-mesón-nucleón como lo veremos enseguida. En general para los cálculos como los que realizaremos la interacción residual consiste en una parametrización de tipo Migdal, para dar cuentas de las componentes de corto alcance, más intercambios de los mesones  $\pi$  y  $\rho$  con el objeto de dar cuenta de las componentes de largo alcance así según la ec.(12) adoptaremos una interacción donde las funciones  $v^I(q,\omega)$  adoptarán la forma:

$$\begin{aligned} v^{000} &= C_\pi f ; v^{100} = C_\pi f' ; v^{010} = v^{011} = C_\pi g ; \\ v^{110} &= C_\pi g' - C_\pi \frac{q^2}{q^2 + \mu_\pi^2} ; v^{111} = C_\rho g' - C_\rho \frac{q^2}{q^2 + \mu_\rho^2}, \end{aligned} \quad (13)$$

donde  $f, f', g$  y  $g'$  son las constantes de acoplamiento de

Landau-Midgal y  $C_{\pi}(q, \omega) = \Gamma_{\pi}^2(q, \omega) f_{\pi}^2 / \mu_{\pi}^2$  y  $C_{\rho}(q, \omega) = \Gamma_{\rho}^2(q, \omega) f_{\rho}^2 / \mu_{\rho}^2$ , siendo  $\Gamma$  los factores de forma antes mencionados.

Ahora con el objeto de realizar cualquier tipo de cálculo con el ETRPA debemos evaluar las cantidades definidas en las ecs.(1b-1d) para la materia nuclear. Como es bien sabido los elementos de matriz entre estados de muchas partículas pueden ponerse en función de los elementos de matriz entre estados de 1 partícula y 2 partículas (ap.B). Si usamos la base de partícula independiente definida en la (10) y los desarrollos (11) y (12) obtendremos por ejemplo para el subespacio de ph (ap.D):

$$g(\omega)_{rr's's'} = \delta_{rr'} \delta_{ss'} \\ \times \frac{1}{\Omega} \left[ \frac{\vartheta(|\vec{k}_r| - k_F) \vartheta(k_F - |\vec{k}_s|)}{\hbar\omega - (\epsilon_{\vec{k}_r} - \epsilon_{\vec{k}_s}) + i\eta} - \frac{\vartheta(|\vec{k}_s| - k_F) \vartheta(k_F - |\vec{k}_r|)}{\hbar\omega + (\epsilon_{\vec{k}_s} - \epsilon_{\vec{k}_r}) - i\eta} \right], \quad (14)$$

$$\langle rs | \hat{O}(\vec{q}) | 0 \rangle = \langle r | \hat{O}(\vec{q}) | s \rangle = (m_r | \hat{O}(\vec{q}) | m_s) \delta_{\vec{k}_r, \vec{k}_s + \vec{q}}, \quad (15)$$

$$\langle 0 | \hat{O}^+(\vec{q}) | rs \rangle = \langle s | \hat{O}^+(\vec{q}) | r \rangle = (m_s | \hat{O}(\vec{q})^+ | m_r) \delta_{\vec{k}_s, \vec{k}_r + \vec{q}}.$$

$$\begin{aligned} \langle r s | \mathcal{V} | r' s' \rangle &= \langle r s' | \mathcal{V} | s r' \rangle \\ &= \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\vec{q} \sum_I v^I(q, \omega) \langle r | \hat{O}(\vec{q}) | s \rangle \cdot \langle s' | \hat{O}(\vec{q}) | r' \rangle \\ &= \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\vec{q} \delta_{\vec{k}_s, \vec{k}_r + \vec{q}} \delta_{\vec{k}_s', \vec{k}_r' + \vec{q}} \\ &\quad \times \sum_I v^I(q, \omega) (m_r | \hat{O}(\vec{q}) | m_s) \cdot (m_s | \hat{O}(\vec{q}) | m_r), \end{aligned} \quad (16)$$

donde  $m$  indica los números cuánticos  $\{m_s, m_l\}$ ,  $|0\rangle$  y  $|0\rangle$  son los vacíos de ph y partícula independiente, y  $rs, r's'$  son pares ph o hp. Es importante notar que hemos adoptado la aproximación de Ring despreciando el término de intercambio para obtener el elemento de matriz de la interacción residual. Los demás elementos de matriz

para el operador de excitación y la interacción residual en las 1b-1e pueden determinarse en forma similar.

#### IV.3 Efecto de las correlaciones de estado fundamental sobre la función estructura estática.

Los efectos de estructura nuclear para procesos  $(e, e')$  están contenidos en la distribuciones de intensidad longitudinal (L) y transversal (L) estando estas definidas como:

$$S(\vec{q}, \omega) = -\frac{\Omega}{\pi} \text{Im} R(\vec{q}, \omega), \quad (17)$$

$$S_L = R^{000} + R^{100} ; S_T = R^{011} + R^{111} .$$

De ahora en mas convendremos en usar las cantidades adimensionales  $Q=q/k_F$  y  $\nu = \hbar\omega/2\varepsilon_F$ , así la intensidad total o función estructura estática quedará definida como :

$$S(Q) = 2\varepsilon_F \int S(Q, \nu) d\nu. \quad (18)$$

Si recordamos ahora lo discutido en la sección I.3 y las ec.(I20) y (III26) acerca de las reglas de suma, estaremos de acuerdo en que la (18) puede escribirse como :

$$S(Q) = 2\varepsilon_F \int \left[ S^{RPA}(Q, \nu) + S^{QSC}(Q, \nu) \right] d\nu \quad (19)$$

$$S^{RPA}(Q, \nu) \equiv -\frac{1}{\pi} \text{Im} \Phi^P(\vec{Q}) \left[ g^P(\nu)^{-1} - V^P \right]^{-1} \Phi^P(-\vec{Q}) \quad (20a)$$

$$S^{QSC}(Q, \nu) \equiv -\frac{1}{\pi} \text{Im} \left[ \Phi^Z(\vec{Q}) g^{ZZ}(\nu) \Phi^Z(-\vec{Q}) + \Phi^S(\vec{Q}) g^{SS}(\nu) \Phi^S(-\vec{Q}) \right], \quad (20b)$$

donde hemos separado las contribuciones provenientes del sector de  $1p1h$  y las contribuciones que surgen de incluir correlaciones de

estado fundamental en forma explícita. Además hemos hecho  $c_0=1$  pues excluiríamos todos los diagramas disconexos, ya que como comprobamos en el capítulo anterior todos se cancelan entre sí.

A partir de la (20), usando las (14-16), transformando las sumas de los productos matriciales en integrales a través de ,

$$\sum_{\vec{k}} \rightarrow \Omega \int \frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3}$$

y usando las propiedades de las sumas sobre spin e isospin (ap. D), obtendremos para el caso de la RPA:

$$S_L^{RPA}(\vec{Q}, \nu) = S_L^0(\vec{Q}, \nu) \left\{ \left[ \left( 1 - v^{000}(\vec{Q}, \nu) R(\vec{Q}, \nu) \right)^2 + \left( v^{000}(\vec{Q}, \nu) I(\vec{Q}, \nu) \right)^2 \right]^{-1} \right. \\ \left. + \left[ \left( 1 - v^{100}(\vec{Q}, \nu) R(\vec{Q}, \nu) \right)^2 + \left( v^{100}(\vec{Q}, \nu) I(\vec{Q}, \nu) \right)^2 \right]^{-1} \right\}, \quad (21a)$$

y

$$S_T^{RPA}(\vec{Q}, \nu) = S_T^0(\vec{Q}, \nu) \left\{ \mu_S^2 \left[ \left( 1 - v^{011}(\vec{Q}, \nu) R(\vec{Q}, \nu) \right)^2 + \left( v^{011}(\vec{Q}, \nu) I(\vec{Q}, \nu) \right)^2 \right]^{-1} \right. \\ \left. + \mu_V^2 \left[ \left( 1 - v^{111}(\vec{Q}, \nu) R(\vec{Q}, \nu) \right)^2 + \left( v^{111}(\vec{Q}, \nu) I(\vec{Q}, \nu) \right)^2 \right]^{-1} \right\} \left( \mu_S^2 + \mu_V^2 \right)^{-1}, \quad (21b)$$

donde

$$v^I(\vec{Q}, \nu) = \frac{2}{\varepsilon_F} \left( \frac{k_F}{2\pi} \right)^3 v^I(\vec{Q}, \nu), \quad (22)$$

y

$$R(\vec{Q}, \nu) = - \frac{1}{\pi^2} \int d\vec{x} \theta(1-|\vec{x}|) \theta(|\vec{x}+\vec{Q}|-1) \left[ \frac{2\vec{x} \cdot \vec{Q} + Q^2}{\nu^2 - (\vec{x} \cdot \vec{Q} + Q^2/2)^2} \right]. \quad (23a)$$

En las ecs. (21)  $S^0(\vec{Q}, \nu)$  representa la función estructura no

perturbada correspondiente al gas de Fermi la cual se obtiene de la

(20a) haciendo  $V^P \equiv 0$ , y está definida como:

$$S^0(Q, \nu) = \mathcal{E}(Q) \frac{\Omega}{\varepsilon_F} \left( \frac{k_F}{2\pi} \right)^3 I(Q, \nu), \quad (24)$$

con

$$\mathcal{E}_L(Q) = F_D(Q); \quad \mathcal{E}_T(Q) = \left( \mu_S^2 + \mu_V^2 \right) \mu_O^2(Q k_F)^2 F_D(Q), \quad (25)$$

y

$$I(Q, \nu) = \int d\vec{\lambda} \vartheta(|\vec{\lambda} + \vec{Q}| - 1) \vartheta(1 - |\vec{\lambda}|) \delta(\nu - \vec{\lambda} \cdot \vec{Q} - Q^2/2). \quad (23b)$$

El primer término de la ec. (20b) (con excitaciones de 2p2h sobre la capa de energía) da lugar a seis diagramas topológicamente distintos [9]. Dos de ellos, los que denominaremos 2P y 2H son los dominantes, (a los propósitos prácticos los demás son despreciables [7,9]), son mostrados en la parte superior de la fig. IV.1; sus expresiones analíticas son:



$$S_i^{osc}(\Omega, \nu) = \frac{1}{4} \sum_{TSM} (2T+1) 2^M \int d\vec{k} d\vec{l} \left[ v^{TSM}(\mathbf{k}, 0) \right]^2 \mathcal{J}_i(\vec{k}, \vec{l}, \vec{d}, \nu), \quad (24)$$

con

$$\mathcal{J}_{2P}(\vec{k}, \vec{l}, \vec{d}, \nu) = \frac{\theta(|\vec{l}|-1)\theta(1-|\vec{k}+\vec{l}-\vec{d}|)\theta(|\vec{l}-\vec{d}|-1)}{[2\nu-2\vec{l}\cdot\vec{d}+Q^2]^2} \quad (25a)$$

$$\times S^0[\mathbf{k}, \nu-\vec{l}\cdot(\vec{d}-\vec{k})+(\vec{d}-\vec{k})^2/2] ,$$

y

$$\mathcal{J}_{2H}(\vec{k}, \vec{l}, \vec{d}, \nu) = \frac{\theta(1-|\vec{l}|)\theta(|\vec{k}-\vec{l}-\vec{d}|-1)\theta(1-|\vec{l}+\vec{d}|)}{[2\nu-2\vec{l}\cdot\vec{d}-Q^2]^2} \quad (25b)$$

$$\times S^0[\mathbf{k}, \nu-\vec{l}\cdot(\vec{d}-\vec{k})-(\vec{d}-\vec{k})^2/2] .$$

El segundo término de la ec.(20b)(con 3p3h sobre la capa de energía) contiene tres diagramas conexos llamados 3P, 3H y 3PH que son mostrados al medio de la fig.IV.1 .Los primeros dos tienen una estructura topológica similar con los 2P y 2H con las ec.(25a y b) reemplazadas por

$$\mathcal{J}_{3P}(\vec{k}, \vec{l}, \vec{d}, \nu) = - \frac{\theta(|\vec{l}|-1)\theta(|\vec{k}-\vec{l}-\vec{d}|-1)\theta(1-|\vec{l}+\vec{d}|)}{[2\nu+2\vec{l}\cdot\vec{d}-Q^2]^2} \quad (25c)$$

$$\times S^0[\mathbf{k}, \nu+\vec{l}\cdot(\vec{d}+\vec{k})+(\vec{d}+\vec{k})^2/2-K^2] ,$$

y

$$\mathcal{J}_{3H}(\vec{k}, \vec{l}, \vec{d}, \nu) = - \frac{\theta(1-|\vec{l}|)\theta(1-|\vec{k}+\vec{l}-\vec{d}|)\theta(|\vec{l}-\vec{d}|-1)}{[2\nu+2\vec{l}\cdot\vec{d}+Q^2]^2}$$

$$\times S^0[\mathbf{k}, \nu+\vec{l}\cdot(\vec{d}+\vec{k})-(\vec{d}+\vec{k})^2/2+K^2] . \quad (25d)$$

Podría pensarse que el principio de exclusión de Pauli prohíbe

la inclusión de los diagrams 3P y 3H. Esto no es correcto, y dicho principio debe ser ignorado en la construcción de los gráficos de 3p3h. Este hecho está conectado con la cancelación de diagramas disconexos como se explica en la parte inferior de la fig.IV.1 y que similarmente ha sido aplicada al caso de configuraciones 3p2h [11]. El término 3P se desprende del 3P' el cual involucra los siguientes eventos: i) dos partículas en los niveles  $h_1$  y  $h_2$  debajo de la superficie de Fermi son excitadas en los  $p_1$  y  $p_2$  por encima (la creación espontánea de  $2p2h_0$  a partir del estado fundamental no perturbado); ii) La interacción con el electrón ahora crea un par ph con  $h_1 \neq h_2$  y luego vuelve a destruir el mismo par. iii) Finalmente las partículas son dispersadas nuevamente a los orbitales  $h_1$  y  $h_2$  dejando que el electrón se propague libremente. Ahora, el diagrama 3P' puede ser reescrito como la suma de los 3P'' y 3P. El primero es disconexo y debe ser como lo mencionamos antes excluido, dejando así el 3P. El proceso descrito es sin embargo virtual ya que la contribución del gráfico es, como lo veremos en los resultados numéricos, negativa no pudiendo considerarse una contribución real a la función intensidad ya que debido a su magnitud habría sectores con intensidad neta negativa. Si incluyéramos todas las contribuciones de la ec.(9) que contienen estados intermedios de 3p3h encontraríamos la cancelación, ya discutida en la sec. III.6 para el sector de 3p3h. Sin embargo puede legítimamente obtenerse a partir del gráfico 3P la contribución neta que se produce al agregar 3p3h sobre la función estructura estática, ya que como vimos en la (III46) se obtendría un resultado similar a partir de la reducción  $\Phi^{P+g^P}(E)\delta\Phi^P$  en el sector de 1p1h. Esta reducción como vimos es un proceso real que afecta la distribución de intensidad, ya que actúa en la región de mayor intensidad no obteniéndose nunca intensidades negativas. Aquí queremos aprovechar la similitud topológica entre los gráficos 2P,2H y los 3P,3H la cual nos permitirá encontrar relaciones importantes en la sección de resultados numéricos.

Finalmente mencionemos que los términos 2P, 2H, 3P y 3H reciben contribución de todos los  $\nu^I$ , mientras que solamente la interacción residual que lleva los mismos números cuánticos TSM que

el vértice electromagnético  $O^I$  contribuirán a los 3PH.

#### IV.4 Contribución de 3p3h a la distribución de intensidad.

Como mencionamos en la introducción del capítulo ya se han realizado algunas estimaciones del efecto conjunto, que tiene sobre la distribución de intensidad el introducir las correlaciones de 2p2h tanto en el núcleo final como inicial. Hemos visto a través del desarrollo del capítulo anterior que también deben ser incluidas las correlaciones de 3p3h con el fin de dar cuenta de todos los efectos posibles y que esto llevaba aparejada una reducción adicional en el sector de 1p1h. Finalmente pudimos encontrar una expresión que pone de manifiesto en forma explícita la reducción mencionada. En la presente sección nos proponemos de alguna manera evaluar los efectos introducidos por las excitaciones de 3p3h sobre la función intensidad en procesos  $(e, e')$ .

Partiremos de la ec. (146) donde por simplicidad sólo consideraremos el término  $\Delta S(E) \equiv \Phi^{P+} g^P(E) \delta \Phi^P$  despreciando los términos  $\delta V^P$ , creemos sin embargo estar tomando en cuenta el principal efecto. Así siguiendo las mismas prescripciones usadas para obtener los diagramas 3P y 3H obtendremos los términos:

$$\Delta S_i(Q, \nu) = \frac{1}{4} \sum_{TSM} (2T+1) 2^M \int d\vec{K} d\vec{L} \left[ v^{TSM}(K, 0) \right]^2 \mathcal{J}_i(\vec{K}, \vec{L}, \vec{Q}, \nu), \quad (26)$$

con

$$\begin{aligned} \mathcal{J}_p(\vec{K}, \vec{L}, \vec{Q}, \nu) = & -\theta(|\vec{L}|-1) \theta(|\vec{K}-\vec{L}-\vec{Q}|-1) \theta(1-|\vec{L}+\vec{Q}|) \Delta[\nu+(\vec{L}+\vec{Q}/2) \cdot \vec{Q}] \\ & \times F[(\vec{K}-\vec{L}-\vec{Q}), \vec{K}, \vec{K}] \end{aligned} \quad (27a)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{J}_H(\vec{k}, \vec{L}, \vec{Q}, \nu) = & \theta(1-|\vec{L}|) \theta(1-|\vec{k}+\vec{L}-\vec{Q}|) \theta(|\vec{L}-\vec{Q}|-1) \Delta[\nu-(\vec{L}-\vec{Q}/2) \cdot \vec{Q}] \\ & \times F[(\vec{k}+\vec{L}-\vec{Q}) \cdot \vec{k}, \vec{k}], \end{aligned} \quad (27b)$$

y donde

$$F(\alpha, \vec{k}) = \int d\vec{x} \theta(|\vec{x}+\vec{Q}|-1) \theta(1-|\vec{x}|) \frac{1}{(\alpha + \vec{k} \cdot \vec{x})^2}. \quad (28)$$

$$\Delta[\nu+(\vec{L}+\vec{Q}/2) \cdot \vec{Q}] = \theta(Q) \frac{\Omega}{\epsilon_F} \left( \frac{k_F}{2\pi} \right)^3 \delta[\nu+(\vec{L}+\vec{Q}/2) \cdot \vec{Q}]. \quad (29)$$

Estos ahora tienen los estados de 1p1h sobre la capa de energía y están representados en la fig.IV.2. No es difícil comprobar que

$$\int S_{3P}^{OSC}(Q, \nu) d\nu = \int \Delta S_P(Q, \nu) d\nu; \quad \int S_{3H}^{OSC}(Q, \nu) d\nu = \int \Delta S_H(Q, \nu) d\nu, \quad (30)$$

hecho que ya mencionamos anteriormente. Finalmente observemos que las contribuciones  $\Delta S_P(Q, \nu)$  y  $\Delta S_H(Q, \nu)$  contribuyen en la región del pico cuasielástico como puede inferirse de las funciones  $\Delta$  presentes ya que las mismas están picadas a una energía  $\nu = (\pm|\vec{L}|^2 \pm |\vec{L} + \vec{Q}|^2)/2 = (E_P - E_H)/2E_F$ .

#### IV.5 Resultados numéricos y discusión

Los cálculos numéricos serán realizados con la siguiente parametrización dentro de los canales de spin e isospin:

$$\nu^{110}(q, \omega) = C_{\pi}(q, \omega)g' - C_{\pi}(q, \omega) \frac{q^2}{q^2 + \mu_{\pi}^2}; \nu^{111}(q, \omega) = C_{\pi}(q, \omega)g' - C_{\rho}(q, \omega) \frac{q^2}{q^2 + \mu_{\rho}^2}, \quad (31)$$

donde  $g' = 0.7$ ,  $C_{\pi, \rho}(q, \omega) = \Gamma_{\pi, \rho}^2(q, \omega) f_{\pi, \rho}^2 / \mu_{\pi, \rho}^2$ , y

$$\Gamma_{\pi, \rho}^2(q, \omega) = \frac{\Lambda_{\pi, \rho}^2 - (\mu_{\pi, \rho} c^2)^2}{\Lambda_{\pi, \rho}^2 - (\hbar\omega)^2 + (\hbar c q)^2}, \quad (32)$$

con  $\Lambda_{\pi} = 1.3 \text{ GeV}$  y  $\Lambda_{\rho} = 2 \text{ GeV}$  [12]. Dependencias en momento confiables para las restantes constantes de acoplamiento  $\nu^i(q, \omega)$ , no son disponibles y por lo tanto no serán consideradas aquí. Las contribuciones de cada uno de los de los cuatro diagramas 2p, 2H, 3P y 3H a la función respuesta transversal para  $q = 410 \text{ MeV}/c$  en  $^{56}\text{Fe}$  son mostradas en la fig. IV.3. Las contribuciones de los términos  $\Delta S_P$  y  $\Delta S_H$  son graficadas junto con la respuesta para el RPA en la fig. 4, mostrándose también la reducción ocasionada a la función intensidad.

Discutamos ahora la función estructura estática

$$S^{GSC}(Q) = 2\varepsilon_F \int S^{GSC}(Q, \nu) d\nu, \quad (33)$$

con el objeto de evaluar en que medida inflan la intensidad total las correlaciones de estado fundamental mas allá del RPA. A tal efecto notemos que se satisfacen las relaciones:

$$S_{2P}^{GSC}(Q) - S_{3H}^{GSC}(Q) = S_{2H}^{GSC}(Q) - S_{3P}^{GSC}(Q) = \mathcal{I}(Q) N_{\gamma} / 2, \quad (34)$$

donde

$$N_{\gamma} = \frac{\Omega}{2} \frac{k_F^3}{(2\pi)^3} \sum_{TSM} (2T+1) 2^M \int d\vec{k} d\vec{p}_1 d\vec{p}_2 \left[ v^{TSM}(k, 0) \right]^2 \times \frac{\theta(|\vec{p}_1| - 1) \theta(1 - |\vec{p}_1 + \vec{k}|) \theta(|\vec{p}_2| - 1) \theta(1 - |\vec{p}_2 - \vec{k}|)}{[k^2 + \vec{k} \cdot (\vec{p}_1 - \vec{p}_2)]^2}, \quad (35)$$

y  $N_{\gamma}$  es el número de partículas encima del nivel de Fermi [13].

Nuestro cálculo condujo a  $N_{\gamma} = 16.2$ , lo que significa que cerca del 29% partículas entre las 56 son excitadas desde el carozo del  $^{56}\text{Fe}$ . Además obtuvimos que  $S_{2P}^{GSC}(Q)/\mathcal{I}(Q) \approx 7.7, 0.3, -8.0, -0.6$  y  $0.1$ , para los diagramas 2P, 2H, 3P, 3H y 3PH, respectivamente. Así la intensidad total proveniente de las GSC a la que arribamos en nuestro cálculo resulta ser

$$S^{GSC}(Q) \approx S_{2P}^{GSC}(Q) + S_{2H}^{GSC}(Q) + S_{3P}^{GSC}(Q) + S_{3H}^{GSC}(Q) \quad (36)$$

$$= 2[S_{2P}^{GSC}(Q) + S_{3P}^{GSC}(Q)] = 2[S_{2H}^{GSC}(Q) + S_{3H}^{GSC}(Q)] \approx 0.$$

Finalmente y con respecto a la reducción en la región del pico cuasielástico, notemos que  $\Delta S_P(Q) + \Delta S_H(Q) = S_{3P}^{GSC}(Q) + S_{3H}^{GSC}(Q)$  y por lo tanto  $\Delta S(Q)/S^{RPA}(Q) \approx -0.33$ , lo que implica una reducción del 33% respecto a la intensidad total del RPA en la región del pico. En la fig. IV.3 se muestra la intensidad resultante del RPA más los términos 2P, 2H,  $\Delta S_P$  y  $\Delta S_H$ .

Las principales conclusiones al considerar conjuntamente las GSC y las excitaciones de 3p3h son las siguientes:

Los procesos de dispersión 2P y 2H, introducidos ya antes por Alberico, Ericson y Molinari [9] inflan la intensidad del RPA en

un 22%(33%) cuando estados de 2p2h hasta 200(500 MeV) son incluidos. La intensidad adicional se sitúa principalmente en la región del DIP entre el pico cuasielástico y el pico correspondiente al isóbaro- $\Delta$ .

Al entrar en juego los estados intermedios de 3p3h la intensidad total es balanceada al valor que tendría en la aproximación del RPA. Cuando todos los efectos de 3p3h son incluidos (excitación directa desde el fundamental, efectos de autoenergía e interferencia) se produce una disminución de intensidad debajo del pico cuasielástico del orden del 33% respecto al RPA. Esta disminución debe sumarse a la que produce el efecto neto de incluir los términos de autoenergía e interferencia de 2p2h al llevar intensidad adicional a la región del DIP [3]. De esta manera las excitaciones de 3p3h dan cuenta de la reducción en la probabilidad de excitar al núcleo a través del canal ph ya que ahora el estado fundamental en adición a la componente de partícula independiente  $|0\rangle$  contiene mezclas de 2p2h, y a su vez debe estar normalizado.

Es importante mencionar que los resultados obtenidos resultan algo insensibles a la interacción a usar.

#### Referencias capítulo IV

- 1) G. Co', K.F. Quader, R.D. Smith and J. Wambach, Nucl. Phys.A 485 (1988) 61.
- 2) S. Drozd, M. Buballa, S. Krewald and J. Speth, Nucl. Phys. A501 (1989) 487.
- 3) E. Bauer, Phys. Rev. C 43 (1991) 2438.
- 4) K. Takayanagi, Phys. Lett. Phys. Lett. B 233 (1989) 271
- 5) F.A. Brieva and Dellafiore, Phys. Rev. C 36 (1987) 899.
- 6) T. Shigehara, K. Shimizu and A. Arima, Nuc. Phys. A 492 (1989)388.
- 7) E. Bauer, Ph. Thesis, Universidad Nacional de La Plata (1990), unpublished.
- 8) J.W. Van Orden and T.W. Donnelly, Ann. Phys. (N.Y.) 131 (1981) 451.
- 9) W.M. Alberico, M. Ericson and A. Molinari, Ann. Phys. (N.Y.) 154

(1984) 356.

10) S. Fantoni and V.R. Padharipande, Nucl. Phys. A473 (1987) 234.

11) D.J. Thouless, Rep. Prog. Phys. 27 (1964) 53.

12) A. Hotta et al., Phys. Rev. C 30 (1984) 87; W.M. Alberico et al., Phys. Rev. C 34 (1986) 977; W.M. Alberico, R. Cenni and A. Molinari, Part. Nucl. Phys. 23 (1989) 171.

13) K. Takayanagi, Phys. Lett. B 230 (1989) 11



### Captación de figuras del capítulo IV

Fig.1 :Representación diagramática de las excitaciones espontáneas de segundo orden a partir de un estado fundamental perturbado. La parte superior muestra los procesos más relevantes con 2p2h sobre la capa de energía. En el centro se muestran contribuciones a la función estructura provenientes de la mezcla con 3p3h en el estado final. En la parte inferior se explica el origen de los diagramas conexos que violan Pauli. Las cruces dentro del círculo representan al operador de un cuerpo y los puntos a la interacción residual.

Fig.2 :Resultados numéricos para la función respuesta transversal montada sobre GSC en  $^{56}\text{Fe}$  para  $q=410$  Mev/c. En impulso de Fermi es  $K_F=1.2 \text{ fm}^{-1}$ . Las contribuciones individuales se dan en líneas de puntos. La línea raya-punto da la contribución total de los términos 2P y 2H, mientras que la llena la intensidad total. Como vemos las contribuciones positivas y negativas haran la intensidad total integrada sea practicamente nula.

Fig.3 :Ahora graficamos las contribuciones 2P, 2H,  $\Delta S_p$  y  $\Delta S_H$  que corresponde a incluir todos los efectos de 3p3h a la distribución de intensidad ( autoenergía + 3P,3H + interferencia). Adicionalmente agregamos la respuesta en el RPA. Aqui hemos multiplicadp a la función intensidad por el factor  $A m c^2 / 4\pi$ .

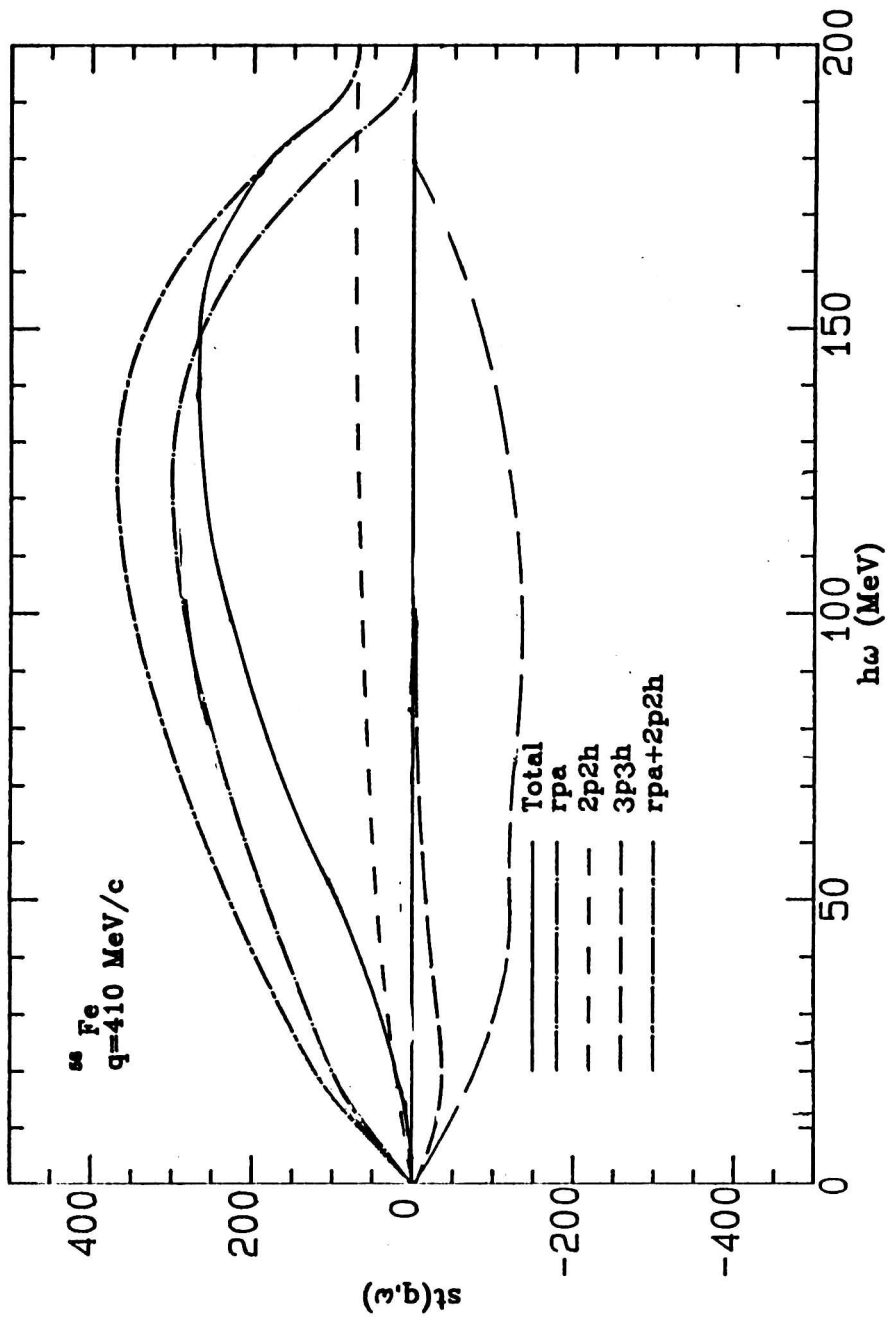


Fig 3

## Apendice A

### *1. Repasa sobre teoria de perturbaciones.*

Dado un Hamiltoniano  $H = H_0 + \lambda \mathcal{V}$  donde  $\lambda$  ha sido introducido auxiliariamente para realizar un desarrollo de potencias en la interacción residual  $\mathcal{V}$ , podemos expresar a los autovalores y autovectores de  $H$  como:

$$E(\lambda) = E_n + \lambda E_n^1 + \lambda^2 E_n^2 + \dots \tag{A1}$$

$$|\Psi(\lambda)\rangle = |n\rangle + \lambda |n\rangle^1 + \lambda^2 |n\rangle^2 + \dots ,$$

$$H_0 |n\rangle = E_n |n\rangle \tag{A2}$$

donde  $E_n^i$  y  $|n\rangle^i$  son correcciones de orden  $i$  a las cantidades no perturbadas  $E_n$  y  $|n\rangle$  que representan alguno de los autovalores y autovectores de  $H_0$  respectivamente. Consideramos que no hay estados degenerados en el espectro de  $H_0$ .

Introduciendo ahora las A1 en la ecuación de Schrödinger,

$$H|\Psi(\lambda)\rangle = E(\lambda)|\Psi(\lambda)\rangle \tag{A3}$$

obtenemos igualando términos al mismo orden en  $\lambda$ :

$$\begin{aligned} \lambda^0, & \quad H_0 |n\rangle = E_n |n\rangle \\ \lambda^1, & \quad (H_0 - E_n) |n\rangle^1 + (\mathcal{V} - E_n^1) |n\rangle = 0 \\ \lambda^2, & \quad (H_0 - E_n) |n\rangle^2 + (\mathcal{V} - E_n^1) |n\rangle^1 - E_n^2 |n\rangle = 0 \\ & \quad \vdots \\ & \quad \text{etc.} \end{aligned} \tag{A4}$$

Dado que  $\rho e^{i\phi} |\Psi(\lambda)\rangle$  es también autoestado de  $H$  podemos fijar  $\rho$  y  $\phi$  de manera que  $\langle \Psi(\lambda) | \Psi(\lambda) \rangle = 1$  y  $\langle n | \Psi(\lambda) \rangle \in \mathbb{R}$  respectivamente, conduciendonos ésta elección a que  $\langle n | \Psi(0) \rangle = \langle n | n \rangle = 1$ .

Utilizando ahora dichas prescripciones tendremos que:

$$\langle n|n\rangle^1 = \langle n|n\rangle = 0, \quad \langle n|n\rangle^2 = \langle n|n\rangle = -1/2 \langle n|n\rangle^1, \dots \text{etc.} \quad (\text{A5})$$

Si ahora introducimos estas condiciones en A4 obtendremos:

$$|n\rangle^1 = \sum_{k \neq n} \frac{\langle n|\Psi|k\rangle}{E_n - E_k} |k\rangle$$

$$|n\rangle^2 = -1/2 |n\rangle \sum_{k \neq n} \left( \frac{\langle n|\Psi|k\rangle}{E_n - E_k} \right)^2 +$$

$$+ \sum_{k \neq n} \left( \sum_{j \neq n} \frac{\langle n|\Psi|j\rangle}{E_n - E_j} \frac{\langle j|\Psi|k\rangle}{E_n - E_k} - \frac{\langle n|\Psi|n\rangle \langle n|\Psi|k\rangle}{(E_n - E_k)^2} \right) |k\rangle$$

...

etc.

$$E_n^1 = \langle n|\Psi|n\rangle \quad (\text{A7})$$

$$E_n^2 = \sum_{k \neq n} \frac{(\langle n|\Psi|k\rangle)^2}{E_n - E_k}$$

...

etc.,

donde quedan expresadas las correcciones de distintos ordenes tanto a la energía como a los estados no perturbados en función de cantidades no perturbadas y por lo tanto conocidas. Introduciendo ahora las formas explícitas para las distintas correcciones en (A1) obtendremos las autoenergías y autofunciones de  $H$  al orden deseado. Haciendo  $\lambda=1$  obtenemos justamente el Hamiltoniano real del sistema.

## II. Ortogonalidad de los estados perturbados.

Supongamos que nos quedamos con la aproximación de primer orden, en la función de onda para dos autoestados de  $H$  que provienen de perturbar los autoestados  $|n\rangle$  y  $|k\rangle$  de  $H_0$ , tendremos:

$$|N\rangle \equiv |n\rangle + |n\rangle^1, \quad |K\rangle \equiv |k\rangle + |k\rangle^1, \quad (\text{A8})$$

si calculamos ahora el producto escalar entre ambos estados obtendremos utilizando las (A6):

$$\langle N|K\rangle = \delta_{n,k} + \sum_{j \neq n,k} \frac{\langle n|\mathcal{V}|j\rangle}{E_n - E_j} \frac{\langle j|\mathcal{V}|k\rangle}{E_k - E_j}, \quad (\text{A9})$$

lo cual nos indica que los estados perturbados son ortogonales a 1<sup>o</sup> orden apareciendo diferencias al segundo orden. Si ahora en (A8) agregamos las correcciones de 2<sup>o</sup> orden tendremos:

$$\langle N|K\rangle = \delta_{n,k} + \mathcal{O}(\mathcal{V}^3), \quad (\text{A10})$$

indicando ésto que las componentes de segundo orden de la función de onda perturbada cancelan los términos sobrantes en (A9) permitiendo que los autoestado perturbados sean ortonormales a segundo orden. El primer término en el lado derecho de (A6) se conoce como corrección de norma, mientras que el segundo es la corrección por no ortogonalidad cuando hacemos el desarrollo a 1<sup>o</sup> orden en las funciones de onda (A9).

## APENDICE B

### I. Representación de número de ocupación.

Una vez que hemos solucionado el problema de autovalores y autovectores para  $H_0 = T + U$  en  $H = H_0 + V$  obtenemos una base de partícula independiente  $\{ |\lambda = n l j m_j m_l \rangle \}$ , donde para  $U$  adoptamos algún potencial fenomenológico con simetría esférica.

Definimos ahora operadores de creación  $a_\lambda^+$  y  $b_\lambda^+ \equiv (-1)^{j+m} a_{\bar{\lambda}}^-$  donde  $\bar{\lambda} \equiv n l j -m_j m_l$  (así elegidos los operadores  $b_\lambda^+$  se comportan como un tensor de rango  $j$ ). Estos operadores al actuar sobre el vacío de  $|HF\rangle$  ( $A$  fermiones ocupando  $A$  niveles sucesivos hasta el de energía  $E_F$ ) crean o destruyen una partícula por encima o por debajo del nivel de Fermi, lo cual indicamos como:

$$|\lambda\rangle \equiv a_\lambda^+ |HF\rangle \quad E_\lambda < E_F, \quad |\lambda^{-1}\rangle \text{ ó } |h_\lambda\rangle = b_\lambda^+ |HF\rangle \quad E_\lambda > E_F. \quad (B1)$$

Estos operadores fermiónicos presentan las siguientes propiedades :

$$b_\alpha |HF\rangle = 0; \quad a_\beta |HF\rangle = 0, \quad (B2)$$

lo cual indica que  $|HF\rangle$  es el vacío de partículas y agujeros y,

$$\{a_\nu^+, a_\gamma\} = \delta_{\nu\gamma}; \quad \{b_\nu^+, b_\gamma\} = \delta_{\nu\gamma}; \quad \{a_\nu, a_\gamma\} = \{b_\nu, b_\gamma\} = 0, \quad (B3)$$

donde el carácter fermionico de los operadores queda reflejado através de sus propiedades de anticonmutación. Así una configuración de  $nph$  puede construirse aplicando sucesivamente operadores de creación y aniquilación como:

$$|\lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_n \lambda_{n+1}^{-1} \lambda_{n+2}^{-1} \dots \lambda_{2n}^{-1}\rangle \equiv a_{\lambda_1}^+ a_{\lambda_2}^+ \dots a_{\lambda_n}^+ b_{\lambda_{n+1}}^+ b_{\lambda_{n+2}}^+ \dots b_{\lambda_{2n}}^+ |HF\rangle. \quad (B4)$$

También es posible representar los operadores de un cuerpo (operador de excitación) y dos cuerpos (interacción residual) en un formalismo de segunda cuantificación,

$$O \equiv O_0 + O_1 + O_2$$

$$O_1 = \sum_{\substack{1 \rangle F \\ 2 \rangle F}} \langle 2 | O | 1 \rangle a_2^+ a_1 \quad (B5)$$

$$O_2 = \sum_{\substack{1 \leq F \\ 2 \rangle F}} \langle 2 | O | \bar{1} \rangle a_2^+ b_1 + \sum_{\substack{1 \leq F \\ 2 \rangle F}} \langle \bar{1} | O | 2 \rangle b_1 a_2 \quad (B6)$$

$$O_3 = \sum_{\substack{1 \leq F \\ 2 \langle F}} \langle \bar{1} | O | \bar{2} \rangle b_2^+ b_1, \quad (B7)$$

donde  $1 \equiv \lambda_1$ ,  $2 \equiv \lambda_2$ , ....etc y  $F \equiv \lambda_F$ .

Para la interacción residual es posible adoptar una representación similar obteniendose :

$$\gamma \equiv \gamma_0 + \gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3 + \gamma_4 \quad (B8)$$

$$\gamma_0 = 1/4 \sum_{1,2,3,4 \rangle F} \langle 34 | \gamma | 12 \rangle a_4^+ a_3 a_1^+ a_2 \quad (B9)$$

$$\gamma_1 = 1/2 \sum_{\substack{2,3,4 \rangle F \\ 1 \langle F}} \langle 34 | \gamma | \bar{1} 2 \rangle a_4^+ a_3^+ b_1^+ a_2 + Hc \quad (B10)$$

$$\gamma_2 = 1/2 \sum_{\substack{3,4 \rangle F \\ 1,2 \langle F}} \langle 34 | \gamma | \bar{1} \bar{2} \rangle a_4^+ a_3^+ b_1^+ b_2^+ + Hc \quad (B11)$$

$$- \sum_{\substack{2,4 \rangle F \\ 1,3 \langle F}} \langle \bar{1} 4 | \gamma | \bar{3} 2 \rangle a_4^+ b_3^+ b_1 a_2 \quad (B12)$$

$$+ \sum_{\substack{1,2 \rangle F \\ 3 \langle F}} \langle \bar{3} 2 | \gamma | \bar{3} 1 \rangle a_2^+ a_1 \quad (B13)$$

$$\gamma_3 = 1/2 \sum_{\substack{1 \in F \\ 2,3,4 \in F}} \langle \bar{32} | \gamma | 1\bar{4} \rangle b_4^+ b_3 b_2 a_1 + Hc \quad (B14)$$

$$+ \sum_{\substack{1 \in F \\ 2,3 \in F}} \langle \bar{32} | \gamma | \bar{3}1 \rangle b_2 a_1 \quad (B15)$$

$$\gamma_4 = 1/4 \sum_{1,2,3,4 \in F} \langle \bar{34} | \gamma | \bar{1}\bar{2} \rangle b_4^+ b_3^+ b_1 b_2 \quad (B16)$$

$$- \sum_{1,2,3 \in F} \langle \bar{32} | \gamma | \bar{3}1 \rangle b_2^+ b_1 \quad (B17)$$

$$+ 1/2 \sum_{1,2 \in F} \langle \bar{1}\bar{2} | \gamma | \bar{1}\bar{2} \rangle, \quad (B18)$$

donde  $\langle ij | \gamma | kl \rangle$  son elementos de matriz antisimétricos para la interacción residual entre estados de dos nucleones. El último término (B18) es igual  $\langle HF | \gamma | HF \rangle$  y representa la energía de interacción en el estado normal  $|HF\rangle$  la cual consideramos igual a cero.

## II. Acoplamiento a buen momento angular

Así mismo estos operadores de creación y aniquilación permiten construir, mediante acoplamiento angular, estados con momento angular total definido que a su vez satisfacen el principio de exclusión de Pauli. Por ejemplo tendremos para el caso de  $1p_{1/2}$ :

$$|(p_{\beta}, h_{\alpha}) J, M\rangle = \sum_{m_{\alpha}, m_{\beta}} \langle j_{\beta} m_{\beta} j_{\alpha} m_{\alpha} | JM \rangle a_{\alpha}^+ b_{\beta}^+ |HF\rangle \equiv (a_{\alpha}^+ b_{\beta}^+)^{JM} |HF\rangle \quad (B19)$$

donde  $\langle j_{\beta} m_{\beta} j_{\alpha} m_{\alpha} | JM \rangle$  son los coeficientes de Clebsh-Gordon.

Algunas veces resulta necesario realizar reacoplamiento de momentos angulares un ejemplo de esto se presenta en los estados de  $3p_{3/2}$ . A continuación por simplicidad mostramos un reacoplamiento en el caso de  $3p$  :



$$\left[ (a_{\alpha}^{+} \times a_{\beta}^{+})^J_{\alpha\beta} \times a_{\gamma}^{+} \right]^J = (2J_{\alpha\beta} + 1)^{1/2} (2J_{\beta\gamma} + 1)^{1/2} W(j_{\alpha} j_{\beta} j_{\gamma} J, J_{\alpha\beta} J_{\beta\gamma}) \times \\ \times \left[ a_{\alpha}^{+} \times (a_{\beta}^{+} \times a_{\gamma}^{+})^J_{\beta\gamma} \right]^J, \quad (B20)$$

donde los W son los coeficientes de reacoplamiento de Racah los cuales se encuentran tabulados para diferentes momentos angulares.

## APENDICE C

### I. Determinación de la dependencia radial de la interacción nuclear.

Sabemos que a distancias  $r > 2\text{fm}$  la interacción va como el potencial de intercambio de un pión (OPEP) deducido por Yukawa de la teoría de campos para mesones y está dado por:

$$V_{\text{OPEP}}(1,2) = \frac{f^2}{3\hbar c} m_\pi c^2 \left[ (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) + \left(1 + \frac{3}{\mu r} + \frac{3}{(\mu r)^2}\right) \mathcal{Y}_{12} \right] \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \frac{e^{-\mu r}}{\mu r} \quad (\text{C1})$$

donde  $\mu^{-1} \equiv \hbar/m_\pi c = 1.43\text{fm}$  es la longitud de onda Compton del pión y  $f/3\hbar c = .081$ .

Para distancias  $r < 2\text{fm}$  generalmente se usan potenciales fenomenológicos con funciones radiales arbitrarias y parámetros que son ajustados para describir corrimientos de fase experimentales en dispersión de nucleones y datos provenientes del deuterón. Tenemos potenciales de carozo "blando" ( $V(r) \rightarrow \infty$ ) y de carozo duro ( $V(r) = \infty$ ,  $r < r_c \cong 1.4\text{ fm}$ ). Nosotros usaremos para nuestros cálculos de la GTR una de las primeras, el potencial de Reid, el cual tiene una estructura genérica:

$$V(1,2) = V_C(\mu r) + V_T(\mu r) \mathcal{Y}_{12} \quad (\text{C2})$$

$$V_C(\mu r) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n e^{-n\mu r} \quad (\text{C3})$$

$$V_T(\mu r) = \frac{b}{x} \left\{ \left(1 + \frac{3}{x} + \frac{3}{x^2}\right) e^{-x} \left(\frac{k}{x} + \frac{1}{x^2}\right) e^{-x} + \sum_{n=2}^{\infty} b_n e^{-n\mu r} \right\}, \quad (\text{C4})$$

donde las constantes  $a$  y  $b$  son diferentes para los distintos canales de spin e isospin.

Es importante notar que el carácter fuertemente repulsivo del Potencial nuclear puede conducir a elementos de matriz infinitos. Por otro lado es de pensar que la interacción entre dos nucleones "desnudos" no ha de ser la misma que en el medio nuclear. La forma de evitar estos problemas es la de usar una interacción efectiva la

cual es una suma de infinitos procesos de dispersión entre los nucleones dentro del medio nuclear. Esto se lleva a cabo mediante el uso de la llamada matriz "g" la cual es solución de la ecuación de Bethe-Goldston:

$$\mathcal{G}(E)_{ab,cd} \equiv \langle ab | \mathcal{G}(E) | cd \rangle = \langle ab | \mathcal{V}(1,2) | cd \rangle + 1/2 \sum_{mn \in \mathcal{F}} \langle ab | \mathcal{V}(1,2) | mn \rangle \cdot \frac{1}{(E - E_m - E_n)} \langle mn | \mathcal{G}(E) | cd \rangle, \quad (C5)$$

donde a,b,... representan los índices del modelo de capas en algún potencial de partícula independiente. La ec.(C5) puede reescribirse operacionalmente como:

$$\mathcal{G}(E) = \mathcal{V} + \mathcal{V} \frac{1}{(E - H_0)} \mathcal{G}(E), \quad (C6)$$

la cual puede reacomodarse quedándonos finalmente,

$$\mathcal{G}(E) = \frac{\mathcal{V}}{1 - \frac{\mathcal{V}}{(E - H_0)}} \quad (C7)$$

donde cualitativamente vemos que si  $\mathcal{V} \rightarrow \infty$  no así  $\mathcal{G}$ . Finalmente mencionemos que E se toma de acuerdo al caso concreto donde se desea utilizar la matriz  $\mathcal{G}(E)$ .

Otra forma de definir los parámetros presentes en la función radial  $\mathcal{V}(r)$  es realizar un ajuste con el objeto de reproducir la sistemática de una cierta experiencia. Nosotros usaremos éste criterio en el caso de la interacción de tipo Delta :

$$V(1,2) = -\pi/16 \left[ -3(V_T + V_S) - (V_T - 3V_S)(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) + (3V_T - V_S)(\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) + (V_T + V_S)(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)(\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) \right] \delta(\vec{r}). \quad (CB)$$

$$= -2\pi \left[ V_T \mathcal{P}_T^{\sigma\tau} + V_S \mathcal{P}_S^{\sigma\tau} \right], \quad \mathcal{P}_i^{\sigma\tau} = 1/4 (1 \pm P_{12}^{\sigma}) (1 \pm P_{12}^{\tau}) \quad i=T/S,$$

donde  $\mathcal{P}^{\sigma\tau}$  es el proyector en el espacio de spin-isospin sobre los estados tripletes o singuletes y  $P_{12}$  es el permutador de dos partículas en dicho espacio.

Esta interacción es mucho más fácil de utilizar que las de rango finito y ha resultado satisfactoria en muchos casos. Las constantes a ajustar son  $V_T$  y  $V_S$ . Para el caso de la GTR y F excitadas por operadores  $O = \vec{\sigma} t_+$  y  $O = t_+$  respectivamente, estos se encuentran incluidos en último y tercer término de (CB) con constantes de acoplamiento  $K_{GT} = (V_T + V_S)/16A$  y  $K_F = (3V_T - V_S)/16A$ .

Ahora estas constantes pueden relacionarse con la diferencia de energía entre los picos de los estados colectivos de GT y F a través de  $E_{GT} - E_F = [20 A^{-1/3} \text{ Mev} + 4T_0 (K_{GT} - K_F)]$  con  $T_0 = (N-Z)/2$  y  $E_F = \Delta_{\text{coul.}} - T_0 (V_1/4 - 4K_F)$ , siendo  $\Delta_{\text{coul.}}$  el desplazamiento coulombiano entre protones y neutrones. Como además dicha diferencia de energía puede conocerse en forma empírica a través de la experiencia,  $E_{GT} - E_F = 26 A^{-1/3} - 37T_0 A^{-1}$ , comparando con la anterior arriamos a,  $K_{GT} - K_F = 9.25/A \text{ Mev}$ . Esto nos fija finalmente la diferencia  $V_T - V_S = 74 \text{ Mev}$ . Tomando ahora la energía experimental para  $E_{GT}$  buscamos las constantes de manera de reproducir el pico, obteniendo así una segunda condición.

## APENDICE D

### I. Elementos de matriz en la base de ondas planas.

Daremos ahora algunas expresiones útiles en la obtención de elementos de matriz para los operadores de excitación electromagnéticos y la interacción residual en el espacio de los impulsos. Así los elementos de matriz en el espacio  $ph$  pueden obtenerse teniendo en cuenta que:

$$\langle ph | O(\vec{q}) | 0 \rangle = \langle HF | [a_h^\dagger a_p, O(\vec{q})] | HF \rangle = \langle p | O(\vec{q}) | h \rangle \quad (D1)$$

con

$$\begin{aligned} \langle \vec{k}_p | e^{-i\vec{q} \cdot \vec{x}} | \vec{k}_h \rangle &= \frac{1}{\Omega} \int e^{-i\vec{x}(\vec{k}_h + \vec{q} - \vec{k}_p)} d\vec{x} = \delta_{\vec{k}_p, \vec{k}_h + \vec{q}} , \\ \langle \vec{k}_p | (\vec{\nabla} \times \vec{\sigma}) e^{-i\vec{q} \cdot \vec{x}} | \vec{k}_h \rangle &= -i(\vec{q} \times \vec{\sigma}) \delta_{\vec{k}_p, \vec{k}_h + \vec{q}} , \\ \langle m_l | 1 | m_{l'} \rangle &= \delta_{ll'} ; \quad \langle m_l | \tau_3 | m_{l'} \rangle = 2m_l \delta_{ll'} , \text{ etc.} \end{aligned} \quad (D2)$$

Para el caso de la interacción residual desarrollada en la forma

$$\mathcal{V}(q, \omega) = \sum_I \nu^I(q, \omega) \vec{O}^I(\hat{q}) \cdot \vec{O}^I(\hat{q}) , \quad (D3)$$

obtendremos el elemento de matriz directo como

$$\begin{aligned} \langle r_1 s_2 | \mathcal{V} | s_1 r_2 \rangle &= \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\vec{q} \sum_I \nu^I(q^2) \langle r_1 | \vec{O}^I(\hat{q}) | s_1 \rangle \cdot \langle s_2 | O(\hat{q}) | r_2 \rangle \\ &= \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\vec{q} \delta_{\vec{k}_{s_1}, \vec{k}_{r_1} + \vec{q}} \delta_{\vec{k}_{s_2}, \vec{k}_{r_2} + \vec{q}} \\ &\quad \times \sum_I \nu^I(q^2) \langle m_{r_1} | \vec{O}^I(\hat{q}) | m_{s_1} \rangle \cdot \langle m_{s_2} | \vec{O}^I(\hat{q}) | m_{r_2} \rangle . \end{aligned} \quad (D4)$$

### II. Sumas sobre spin e isospin.

Usualmente en la evaluación de diversos diagramas de Goldston,

que involucran a los operadores de excitación y la interacción residual, se presentan diversas contracciones sobre spin e isospin. Aquí presentamos algunas que se utilizan en la determinación de la aproximación de RPA y el cálculo de los diagrams 2P, 2H, 3P y 3H en el capítulo IV:

$$T^I(q^2) = \frac{1}{4} \sum_{m_p m_h} (m_h | O^I(\vec{q}) | m_p) \cdot (m_p | O^I(\vec{q}) | m_h) = \frac{1}{4} \text{Tr}_m [O^I(\vec{q}) \cdot O^I(\vec{q})], \quad (D5)$$

y

$$\begin{aligned} & \sum_{m_s m_r} (m_s | O^I(\vec{q}) | m_r) \cdot (m_r | O^I(\vec{q}) | m_s) \cdot (m_r | \hat{O}^J(\vec{q}) | m_s) \cdot (m_s | \hat{O}^J(\vec{q}) | m_r) \\ & = 4 \delta_{IJ} (m_r | O^I(\vec{q}) | m_s) \cdot (m_s | O^I(\vec{q}) | m_r), \end{aligned} \quad (D6)$$

con  $T^I(q^2)$  siendo igual a 1 y a  $2q^2$  para la función respuesta eléctrica (longitudinal) y magnética (transversal) y donde  $m \equiv m_t, m_s$ .