

Tesis de Posgrado

Decaimiento electromagnético de resonancias gigantes en reacciones entre iones pesados

Curutchet, Patricia

1985

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias Físicas de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Curutchet, Patricia. (1985). Decaimiento electromagnético de resonancias gigantes en reacciones entre iones pesados. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1933_Curutchet.pdf

Cita tipo Chicago:

Curutchet, Patricia. "Decaimiento electromagnético de resonancias gigantes en reacciones entre iones pesados". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1985. http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1933_Curutchet.pdf

EXACTAS UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA

Universidad de Buenos Aires

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES

DECAIMIENTO ELECTROMAGNETICO DE RESONANCIAS GIGANTES
EN REACCIONES ENTRE IONES PESADOS

Patricia Curutchet

Tesis presentada para optar al título de
Doctor en Física

Dirigida por

Hugo M. Sofía

- 1985 -

Tesis 1933
y. 2

INDICE

I.	INTRODUCCION.....	4
II.	EL FORMALISMO.....	11
II.1.	Mecanismo de reacción: Función de Green.....	12
II.2.	Probabilidad de emisión electromagnética: Factores de ocupación.....	17
III.	CALCULO DE LOS FACTORES P_m Y DE LAS DISTRIBUCIONES ANGULARES DE RADIACION.....	22
III.1.	Los factores P_m	22
III.2.	Distribuciones angulares de la radiación.....	27
IV.	CALCULO DEL FACTOR ESPECTROSCOPICO.....	32
IV.1.	El tratamiento RPA.....	32
IV.2.	El caso dipolar: eliminación del modo espúreo.....	35
IV.3.	Procesos de excitación y desexcitación dentro del formalismo de la teoría nuclear de campos.....	40
V.	ANALISIS DE LOS RESULTADOS DEL CALCULO DEL FACTOR ESPECTROSCOPICO EN EL CASO DE LA RQG EN ^{208}Pb	45
V.1.	Campos fermiónicos y bosónicos.....	45
V.2.	Cálculo de los anchos de decaimiento y discusión de los resultados.....	46

VI. CONCLUSIONES.....	54
APENDICE A: Método de cálculo de las funciones de onda radiales....	57
APENDICE B: Teoría de campos nucleares.....	59
REFERENCIAS.....	62
LISTA DE TABLAS.....	63
LISTA DE FIGURAS.....	74

I. INTRODUCCION

Un aspecto interesante de la física nuclear actual es el estudio de diversas excitaciones colectivas del núcleo en la región continua del espectro de energías. Estos modos de excitación denominados resonancias gigantes (RG) son comunes a casi todos los núcleos en un amplio rango de masas y el análisis de su estructura nos provee de una herramienta importante para el estudio de las propiedades dinámicas de la materia nuclear finita.

Estas resonancias aparecen en el núcleo como respuesta a un campo externo y sus energías de excitación que varían suavemente con la masa del núcleo se encuentran comprendidas entre 10 y 30 Mev. En esa región del espectro la densidad de niveles es muy alta, luego la mezcla con estados más complicados hace que las resonancias presenten un ancho que varía típicamente entre 3 y 10 Mev.

El tipo de vibración gigante queda determinado por la dependencia espacial, de spin y de isospin del campo externo involucrado. Podemos caracterizar una dada RG por su spin S , su isospin T , su multipolaridad L y su paridad π .

Si bien para describir con precisión el movimiento asociado a estas vibraciones es necesario recurrir a una teoría cuántica de muchos cuerpos, sus principales características pueden entenderse mediante conceptos de la física clásica, interpretándolas simplemente como vibraciones colectivas de un fluido de nucleones, ya que se trata de una excitación en la cual una fracción importante de los nucleones del núcleo se mueven juntos en forma coherente. Cuando los protones y los neutrones oscilan en fase la resonancia se denomina isoescalar ($T=0$) y cuando lo hacen en contrafase, isovectorial ($T=1$). Similarmente cuando los

nucleones con proyecciones de espín positiva y negativa se mueven en fase ($S=0$) los modos resultantes se llaman eléctricos mientras que los modos magnéticos se producen cuando lo hacen en contrafase ($S=1$).

La fig. 1 muestra en forma esquemática los campos de velocidades correspondientes a varios de estos modos de excitación. El modo monopolar isoescalar ($L=0, T=0$) es una compresión esféricamente simétrica del núcleo; el dipolar isovectorial ($L=1, T=1$) puede describirse como un movimiento en el cual los neutrones y protones oscilan en contrafase mientras que el cuadrupolar es un movimiento en el cual el núcleo esférico oscila entre una forma prolada y una oblada.

Las oscilaciones pueden ser descritas microscópicamente en base al modelo de capas¹⁾. Si las transiciones básicas de partícula independiente tienen lugar entre distintos estados del modelo de capas y se pueden clasificar de acuerdo al número de cuantos involucrados en las transiciones tendremos excitaciones de $0\hbar\omega, 1\hbar\omega, 2\hbar\omega, \dots, N\hbar\omega, \dots$ cuya paridad está dada por $(-)^N$ (fig. 2). Las capas principales designadas con la letra N están separadas por $1\hbar\omega \sim 41A^{-1/3}$ MeV. Las RG pueden considerarse como el resultado de la superposición de transiciones de nucleones de una capa a otra bajo la influencia de una interacción que ordena estas transiciones en forma coherente. Vía dispersión inelástica $(r^L Y_{\mu}^L)$ se puede excitar un nucleón en a lo sumo $L\hbar\omega$ o sea que puede ser promovido a lo sumo L capas, donde además el número de capas será par o impar para conservar la paridad de la transición.

La colectividad de los modos se deduce de la comparación de la intensidad de su transición electromagnética $(B(\frac{6}{\lambda}))$ con la correspondiente a estados de partícula independiente, y del estudio de las llamadas reglas de suma²⁾ que predicen qué fracción de la intensidad total de la transición puede esperarse que colecte un modo con valores dados de L, T y S .

Un criterio normalmente utilizado para considerar colectivo a un estado es que su probabilidad de transición sea por lo menos 10 veces mayor que la correspondiente para un estado de partícula independiente y que colecte una fracción apreciable de la regla de suma para el modo en cuestión. En general las RG llevan entre el 20% y el 90% de sus reglas de suma.

De los argumentos anteriores puede inferirse que la resonancia dipolar isovectorial gigante (RDG, E1) puede pensarse como construída por transiciones $\Delta N=1$ por lo que debe esperarse que esté localizada a una energía de excitación de $41A^{-1/3}$ MeV; sin embargo se encuentra a $77A^{-1/3}$ MeV. Esta diferencia de energía proviene del hecho de que la interacción entre protones y neutrones en el núcleo es repulsiva para modos isovectoriales por lo que la energía de excitación sube respecto del valor esperado. Por el contrario, la interacción es atractiva para modos isoescalares, y por lo tanto la energía en estos casos baja.

La resonancia cuadrupolar eléctrica (RQG) puede involucrar transiciones de $0h\nu$ y $2h\nu$ que dan origen a dos concentraciones de intensidad bien separadas que confirman la naturaleza de la estructura de capas de los núcleos. Las transiciones $\Delta N=0$ de menor energía corresponden a transiciones dentro de una misma capa y se las identifica con los bien conocidos niveles 2^+ más bajos del espectro. Numerosos experimentos han demostrado que cualquiera sea el multipolo en cuestión, menos de la mitad de la intensidad de la regla de suma posible es encontrada en los estados ligados, luego como sólo existen dos modos de excitación permitidos ($0h\nu$ y $2h\nu$) para las transiciones E2, es razonable suponer que exista una concentración de intensidad importante alrededor de $88A^{-1/3}$ MeV. De hecho, dependiendo de su carácter isoescalar o isovectorial estas transiciones se observan experimentalmente a energías de $66A^{-1/3}$ y $130A^{-1/3}$ MeV respectivamente.

Pueden hacerse predicciones similares para estados octupolares ($L=3$), hexadecapolares ($L=4$), etc. Para cada multipolaridad habrá cuatro modos independientes y para cada uno de estos modos existe más de una clase de transiciones, por ej. para $L=4$, $S=0$, $T=0$ podemos encontrar una resonancia a $2hw$ y otra a $4hw$. La selectividad de las reacciones nucleares que se usan para la búsqueda de dichas resonancias permite aclarar esta complicada descripción. En la fig. 3 se observa el espectro de una reacción de fotoabsorción (γ, n) sobre ^{208}Pb que presenta esencialmente un único pico que se identifica con la RDG, ya que las energías de los fotones involucrados tienen una longitud de onda asociada que es grande comparada con las dimensiones nucleares por lo cual el campo de fuerzas resulta uniforme en ese rango y sólo puede excitarse el desplazamiento relativo entre protones y neutrones.

Para el estudio de resonancias de otra multipolaridad es necesario recurrir a reacciones directas, por ejemplo, dispersión inelástica de proyectiles de energía media. El uso de hadrones como proyectiles provee una gran variedad de posibilidades y por lo tanto una mayor selectividad si se considera que la interacción efectiva entre un nucleón del núcleo y uno del proyectil depende del espín e isoespín de cada uno de ellos. La fig. 4 muestra un ejemplo de resonancias isoescalares excitadas en distintos blancos por dispersión inelástica de partículas α de 152 MeV. En cada espectro se observa un ancho pico a una energía de excitación que varía suavemente con la masa del blanco sobre un fondo plano continuo que hace menos limpia la evaluación de los parámetros de la resonancia que en el caso dipolar. El continuo corresponde a procesos incoherentes de preequilibrio previos a la emisión de partículas. Además, si bien la reacción (α, α') selecciona los modos $T=S=0$, todas las multipolaridades pueden ser excitadas. En la fig.4 se ve una descomposición del espectro en resonancias cuadrupolar y monopolar. Debe notarse que la forma y la

magnitud que se suponen para el continuo subyacente afecta la intensidad y a veces la existencia misma de los picos propuestos. La determinación de la multipolaridad se hace por comparación entre la distribución angular medida y la calculada en la aproximación de Born de ondas distorsionadas³⁾ que depende de los parámetros ópticos utilizados y del modelo con que se evalúa la probabilidad de transición. La sección eficaz calculada se normaliza respecto de la medida y de este modo se obtiene la intensidad de la resonancia.

Recientemente Bertrand y sus colaboradores⁴⁾ han desarrollado un programa de mediciones del decaimiento γ de las RC en ^{208}Pb y ^{90}Zr . Estas resonancias son excitadas por dispersión inelástica de ^{17}O a 380 MeV. El experimento provee información sobre los cocientes entre las intensidades de decaimiento electromagnético de las resonancias a diferentes estados. Dicha información es particularmente importante para relacionar la función de onda de la misma con las de los estados más bajos en el ^{208}Pb . Cuando se estudian reacciones directas en los que el decaimiento γ ocurre entre estados ligados, la vida media asociada al decaimiento γ es muy larga comparada con el tiempo de duración de la reacción. De este modo el decaimiento γ ocurre bastante después de que los núcleos interactuantes se hayan separado, y la reacción nuclear lo afecta sólo a través de la forma en que se pueblan los diferentes subestados m del nivel que decae. Sin embargo, la situación es diferente cuando el estado intermedio es la resonancia. Como esta es inestable con respecto a la formación de núcleo compuesto y a la emisión de neutrones, cualquier rayo que desexcite a la resonancia debe ser emitido en un tiempo del orden de 10^{-22} seg. Este es comparable al tiempo durante el cual la reacción transcurre. Luego, una fracción apreciable de los rayos γ son emitidos mientras el ^{208}Pb y el ^{17}O están todavía interactuando.

El presente trabajo tiene dos objetivos: 1) aplicar el formalismo de

la teoría de campos nucleares (NFT)⁶⁾ para reproducir las observaciones experimentales con respecto al decaimiento γ de la resonancia cuadrupolar gigante en el ^{208}Pb , 2) obtener las distribuciones angulares teóricas para decaimientos de distinta multipolaridad en ^{208}Pb y ^{92}Zr .

En el Capítulo II se discute el formalismo que tiene en cuenta simultáneamente el mecanismo de la reacción, el decaimiento electromagnético en vuelo y la estructura nuclear y se obtiene una expresión para la distribución angular de radiación γ proveniente del decaimiento de la resonancia en la que estos diferentes aspectos aparecen aproximadamente factorizados. Dicha expresión contiene sumas incoherentes sobre las energías de excitación en el rango del ancho de la resonancia y sobre las proyecciones del espín de los estados de la resonancia.

Los cálculos que conciernen al mecanismo de reacción y su comportamiento característico aparecen en la sección III.1, así como los valores de los factores de ocupación de los subestados que determinan la forma y magnitud de las distribuciones angulares de la radiación emitida.

En la sección III.2 se presentan los resultados finales utilizando una expresión aproximada para las distribuciones angulares de la radiación basada en la dependencia suave de los factores de ocupación con la energía de excitación en el rango del ancho de las RG.

En una descripción microscópica, el centroide de la distribución de la intensidad de la resonancia puede calcularse mediante la aproximación de fases al azar⁵⁾ (RPA) con interacciones esquemáticas o efectivas. Sin embargo, la distribución de los fragmentos de esta intensidad juega un papel importante en el amortiguamiento de la RG y sólo puede ser explicado a través de la mezcla con configuraciones más complejas que aparecen alrededor de dicha energía de excitación. Este acoplamiento excede el tratamiento RPA porque involucra excitaciones de 2p-2h, 3p-3h, etc.

En el Capítulo IV se obtiene el factor espectroscópico teniendo en cuenta los procesos de excitación y desexcitación que trascienden la aproximación RPA, dentro del formalismo de la teoría nuclear de campos (NFT)⁶⁾, con especial énfasis en el cálculo de la desexcitación dipolar.

El análisis de los resultados teóricos del factor espectroscópico para el caso de RQG en ^{208}Pb se efectúa en el Capítulo V.

Finalmente en el Capítulo VI se presentan las conclusiones.

II. EL FORMALISMO

En el proceso que nos ocupa un núcleo proyectil (^{17}O) colisiona elásticamente con un núcleo blanco (^{208}Pb , ^{92}Zr) en su estado fundamental, excitando un modo gigante del espectro de este último. Después de la colisión la RG decae directamente por emisión γ a uno de los estados discretos más bajos, o se thermaliza formando núcleo compuesto o evapora neutrones.

Se pueden distinguir entonces tres situaciones bien diferenciadas: una inicial con ambos núcleos en su estado fundamental aproximándose, una intermedia en que el estado excitado del blanco es la RG, y un decaimiento posterior vía emisión γ , formación de núcleo compuesto y evaporación de neutrones.

Pretendemos estudiar el decaimiento electromagnético de la RG que es cuatro órdenes de magnitud menos probable que los otros procesos. Por este motivo si bien la vida media de un emisor γ es larga comparada con el tiempo durante el cuál transcurre la reacción, la cantidad de emisores disminuye drásticamente en ese tiempo ($\sim 3.10^{-22}$ seg) que es aproximadamente el de vida media asociado a los otros decaimientos obtenido a partir del ancho Γ de la RG ($t = \hbar/\Gamma$). Entonces mientras el proyectil y el blanco están muy próximos se emite una cantidad importante de rayos γ . En nuestro modelo de este proceso tenemos en cuenta la disminución del número de emisores a expensas de los otros decaimientos mediante un potencial imaginario constante extendido a todo el espacio cuya magnitud se relaciona con el ancho Γ .

II.1. Mecanismo de la reacción: Función de Green.

Si una onda plana que viaja a lo largo del eje z es dispersada por un blanco que resulta excitado a un estado de momento angular J_1 con proyección m en la dirección de incidencia, el sistema puede ser descrito por la función de onda

$$\Psi = \Psi_{gs} \chi_0(\vec{r}) + \sum_m \Psi_{-m} \Psi_m(\vec{r}) \quad (\text{II.1})$$

La función de onda Ψ es una solución de la ecuación de Schrödinger

$$(H_0 + V)\Psi = E\Psi \quad (\text{II.2})$$

donde

$$H_0 = H_{int} + H_{rel} \quad (\text{II.3})$$

es el Hamiltoniano no perturbado, V la perturbación que lleva a los estados excitados y E la energía total del sistema.

Las funciones de onda intrínsecas Ψ_i son soluciones de la ecuación

$$H_{int} \Psi_i = E_i \Psi_i \quad (\text{II.4})$$

El Hamiltoniano del movimiento relativo no perturbado es

$$H_{rel} = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + [U(r) + iW(r) - i\delta\pi/2] \quad (\text{II.5})$$

donde $\delta = 0$ para χ_0 , $\delta = 1$ para Ψ_m y $U(r)$, $(W(r))$ es la parte real (imaginaria) del potencial óptico.

La pérdida de flujo debida a la formación de núcleo compuesto es representada mediante un término constante y negativo $\Gamma/2$ que se agrega a la parte imaginaria del potencial óptico del sistema y cuya magnitud puede ser evaluada de la siguiente forma. Si

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\left(\frac{\hbar^2}{2\mu}\right) \nabla^2 \Psi - iC\Psi \quad (\text{II.6})$$

es la ecuación de Schrödinger que incluye un término imaginario constante, $iC\Psi$, multiplicando a la izquierda por Ψ^* , tomando la ecuación compleja conjugada y substrayendo se obtiene

$$\begin{aligned} i\hbar \left(\Psi^* \frac{\partial \Psi}{\partial t} + \Psi \frac{\partial \Psi^*}{\partial t} \right) &= -\frac{\hbar^2}{2\mu} \left(\Psi^* \nabla^2 \Psi - \Psi \nabla^2 \Psi^* \right) - 2iC\Psi^* \Psi = \\ &= -\frac{\hbar^2}{2\mu} \text{div} \left[\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^* \right] - 2iC\Psi^* \Psi \end{aligned} \quad (\text{II.7})$$

Este resultado puede ser interpretado como una ecuación de continuidad en términos de la densidad $\rho = \Psi^* \Psi$, una corriente $\vec{j} = \Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*$ y una rata de decaimiento λ .

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \vec{j} = -\frac{2C\rho}{\hbar} = -\lambda\rho \quad (\text{II.8})$$

Como la formación de núcleo compuesto y su posterior decaimiento por emisión de neutrones es el proceso dominante en el decaimiento se toma a $\lambda = \Gamma/\hbar$ donde Γ es el ancho observado de la RG. Se ha considerado además que el proyectil es esféricamente simétrico y que no tiene posibilidad de excitarse.

Proyectando la ec. (II.2) sobre los estados intrínsecos Ψ_{gs} y Ψ_{-m} y despreciando las transiciones inducidas por el acoplamiento entre canales inelásticos y la realimentación del canal elástico por los inelásticos

obtenemos las siguientes ecuaciones

$$\left\{ E + \frac{\hbar^2 \nabla^2}{2\mu} - [U(r) + iW(r)] \right\} \chi_0(r) = 0 \quad (\text{II.9a})$$

$$\left\{ E - \epsilon_m + \frac{\hbar^2 \nabla^2}{2\mu} - [U(r) + iW(r) - i\Gamma/2] \right\} \psi_m = \langle \psi_m | V | \psi_{gs} \chi_0 \rangle \quad (\text{II.9b})$$

Si Ψ simboliza el estado total del sistema $^{17}_0\text{-}^{208}\text{Pb}$, el movimiento relativo en los canales elástico e inelástico estará dado por el desarrollo en ondas parciales:

$$\chi_0(\vec{r}) = \langle ^{208}\text{Pb } ^{17}\text{O} | \Psi \rangle = \frac{1}{r} \sum_l f_l(r) Y_0^l(\hat{r}) \quad (\text{II.10a})$$

$$\psi_m(\vec{r}) = \langle ^{208}\text{Pb } \epsilon, \lambda, -m | \Psi \rangle = \frac{1}{r} \sum_l g_{\lambda m}^\epsilon(r) Y_m^\lambda(\hat{r}) \quad (\text{II.10b})$$

En todos los casos $Y_m^\lambda = i^\lambda Y_m^\lambda$ donde los Y_m^λ son los armónicos esféricos usuales.

Las integraciones implícitas en los elementos de matriz del miembro izquierdo de las ecuaciones (II.10) se efectúan sobre las coordenadas intrínsecas de los núcleos $^{17}_0$ y ^{208}Pb para un valor dado de la coordenada relativa r . Los subíndices ϵ, λ y $-m$ se refieren, respectivamente a la energía de excitación, momento angular y proyección del momento angular de la RG en el ^{208}Pb .

Se ha supuesto que el acoplamiento entre el operador nuclear de deformación β_m^λ y el movimiento relativo⁷⁾, se basa en la expansión de la parte real del potencial óptico deformado $U(r, R)$ que tiene la forma de un pozo de Wood-Saxon (fig.5). El radio R del potencial es $R = R_0 + R_t \sum_m \beta_m^\lambda Y_m^\lambda(\hat{r})$ donde $R_0 = r_0 (\Lambda_t^{1/3} + A_p^{1/3})$ y $R_t = r_0 A_t^{1/3}$. A_t y A_p son las masas del blanco y el proyectil respectivamente y r_0 es el parámetro radial del modelo óptico. La expresión para la expansión del potencial deformado

alrededor de R_0 es

$$U(\vec{r}, R) = U(r) - \left(\frac{dU}{dr} \right)_{R=R_0} R_t \sum_m \beta_m^\lambda Y_m^\lambda(\hat{r}) \quad (\text{II.11})$$

En las ecuaciones (II.9) y (II.11) $U(r) = U(r, R=R_0)$ es la componente real del potencial óptico central mientras que el segundo término de la derecha de (II.11) es el potencial de acoplamiento, V , entre el canal elástico y el inelástico. Luego la inhomogeneidad de la ec. (II.9b) queda expresada como

$$\begin{aligned} \langle \Psi_{-m} | V | \Psi_{q_s} \rangle \chi_c(r) &= -R_t \left(\frac{dU}{dr} \right)_{R=R_0} \cdot \sum_\mu \langle \Psi_{-m} | \beta_\mu^\lambda | \Psi_{q_s} \rangle Y_\mu^\lambda(\hat{r}) \chi_0(r) = \\ &= -R_t \left(\frac{dU}{dr} \right)_{R=R_0} \cdot \frac{\beta_\lambda^\epsilon Y_m^\lambda}{(2\lambda+1)^{1/2}} \chi_0(r) \end{aligned} \quad (\text{II.12})$$

donde β_λ^ϵ es el elemento de matriz reducido del operador deformación

$$\beta_\lambda^\epsilon = \langle {}^{203}P_{h_{E,\lambda}} || \beta_\lambda || {}^{203}P_{h_{q_s}} \rangle \quad (\text{II.13})$$

Reemplazando (II.12) en (II.9b) se obtienen para las funciones de onda radiales las siguientes ecuaciones

$$\left\{ \frac{d^2}{dn^2} - \frac{l(l+1)}{n^2} + k_0^2 - \left(\frac{2\mu}{\hbar^2} \right) [U(n) + iW(n)] \right\} f_\lambda(n) = 0 \quad (\text{II.14a})$$

$$\left\{ \frac{d^2}{dn^2} - \frac{l(l+1)}{n^2} + k_\epsilon^2 - \left(\frac{2\mu}{\hbar^2} \right) [U(n) + iW(n) - iV/2] \right\} g_{lm}^\epsilon = g_{lm}^\epsilon(n) \quad (\text{II.14b})$$

En estas ecuaciones k_0 y k_ϵ son, respectivamente los números de onda de los canales elástico e inelásticos. El término fuente en la ec.

(II.14b) está dado por

$$G_{lm}^E(r) = \frac{(-)^{m+1}}{\sqrt{4\pi}} \left(\frac{2\mu}{\hbar^2} \right) R_t \left(\frac{dU}{dr} \right)_{R=R_0} \beta_\lambda^E \sum_{l'} i^{l'-l+\lambda} \frac{\hat{l}}{\hat{l}'} \times$$

$$\times \langle l_0 \lambda_0 | l' 0 \rangle \langle l-m \lambda m | l' 0 \rangle f_{l'}(r) \quad (\text{II.15})$$

Las ondas parciales $f_l(r)$ están adecuadamente normalizadas para describir asintóticamente una onda plana entrante de módulo unitario distorsionada sólo por el campo coulombiano que viaja a lo largo del eje z más una onda esférica saliente

$$f_l(r) = \left(\frac{\sqrt{4\pi}}{k} \right) \hat{l} e^{i\delta_l} \left\{ \tilde{F}_l(r) - \frac{e^{2i\delta_l} - 1}{2i} \left(G_l(r) + i F_l(r) \right) \right\} \quad (\text{II.16})$$

donde $F_l(r)$ y $G_l(r)$ son las funciones de onda de Coulomb regular e irregular, δ_l son los corrimientos de fase Coulombianos y δ_l son los corrimientos de fase debidos a las interacciones nucleares y a efectos Coulombianos diferentes de los de una carga eléctrica puntual.

La solución de la ecuación (II.14b) para valores grandes de r debe ser una onda saliente cuya amplitud decae debido a los procesos de formación de núcleo compuesto y emisión de neutrones. Esta solución puede ser obtenida construyendo una función de Green⁸⁾ a partir de las soluciones apropiadas $a_l(r)$ y $b_l(r)$ de la versión homogénea de las ecuaciones (II.14b): $a_l(r)$ tiende a cero cuando r tiende a cero y $b_l(r)$ para valores de r grandes es una función puramente saliente cuya amplitud decae y están normalizadas de modo tal que el Wronskiano sea igual a la unidad.

$$a_l(r) b_l'(r) - b_l(r) a_l'(r) = 1 \quad (\text{II.17})$$

Puede verificarse entonces que

$$g_{\ell m}(n) = b_{\ell}(n) \int_0^n a_{\ell}(n') g_{\ell m}(n') dn' + a_{\ell}(n) \int_n^{\infty} b_{\ell}(n') g_{\ell m}(n') dn' \quad (\text{II.18})$$

es solución de (II.14b).

II.2. Probabilidad de emisión electromagnética: Factores de ocupación.

Al considerar el decaimiento γ de la RG a medida que ambos núcleos se alejan surge la cuestión de hasta qué punto el movimiento del ^{208}Pb afecta la rata (o velocidad) de emisión de fotones en el sistema centro de masa.

Nos ubicamos ahora en la situación intermedia mencionada en la que el núcleo de ^{208}Pb excitado que se mueve con momento \vec{P}_i emite un fotón.

Como el núcleo de ^{208}Pb en retroceso no es detectado, la probabilidad $S(\vec{P}_{\gamma})$ de detectar un fotón de momento \vec{P}_{γ} está dada por una integral incoherente sobre todos los valores del momento de retroceso \vec{P}_f del ^{208}Pb después de la emisión del fotón, o sea, sobre todos los momentos iniciales $\vec{P}_i = \vec{P}_{\gamma} + \vec{P}_f$ de los núcleos de ^{208}Pb excitados, medidos en el sistema centro de masa.

$$S(\vec{P}_{\gamma}) = \int \left| \sum_m T_{-m}(\vec{P}_{\gamma}) \langle \vec{p}_{\text{rel}} | Y_{-m} | \Psi \rangle \right|^2 d^3 p_{\text{rel}} \quad (\text{II.19})$$

donde $T_{-m}(\vec{P}_{\gamma})$ es la probabilidad de emisión medida desde el centro de

masa y se ha usado que

$$\bar{P}_{rel} = -\bar{P}_{cm}^{fb} = \bar{P}_{cm}^0 \quad (II.20)$$

La función de onda relativa del sistema $^{17}_0-^{208}\text{Pb}$ en el espacio de los momentos está dominada por valores de $\vec{P}_{rel} = \vec{P}$ en el rango

$$(2\mu E_r)^{1/2} \lesssim P \lesssim (2\mu(E_r + U_0))^{1/2} \approx (2\mu E_r)^{1/2} + \left(\frac{\mu}{2E_r}\right)^{1/2} U_0 \quad (II.21)$$

donde μ es la masa reducida del sistema $^{17}_0-^{208}\text{Pb}$, E_r es la energía cinética asintótica en el sistema centro de masa, y U_0 es la profundidad de la parte real del potencial óptico.

La energía del fotón E_γ , medida en el sistema centro de masa, está relacionada con la energía del fotón E'_γ , en el sistema del ^{208}Pb en reposo, mediante un factor de corrimiento Doppler del orden de

$$1 \pm \frac{v}{c} = 1 \pm \frac{P}{M(^{208}\text{Pb})c} \quad (II.22)$$

De acuerdo al rango de variación (II.21) y tomando los casos extremos del emisor alejándose del detector con el P máximo y acercándose con el P mínimo el rango de E'_γ para una dada E_γ será

$$\Delta E'_\gamma \approx E_\gamma \frac{(P_{max} + P_{min})}{M(^{208}\text{Pb})c} \approx E_\gamma \frac{2(2\mu E_r)^{1/2} + (\mu/2E_r)^{1/2} U_0}{M(^{208}\text{Pb})c} \quad (II.23)$$

Este rango de E'_γ es pequeño comparado con el ancho Γ del nivel

$$\frac{\Delta E'_\gamma}{\Gamma} \approx 0.15 \quad (II.24)$$

para $E = 351$ MeV y $U_0 = 50$ MeV en el caso de la RQG ($E_\gamma = 10.5$ MeV, $\Gamma = 2.4$ MeV). Como Γ determina el rango en el cual la probabilidad de emisión γ varía apreciablemente, el hecho de que la razón (II.24) sea

pequeña implica que la probabilidad de emisión γ , $T_{-m}(\bar{p}_\gamma)$ es aproximadamente constante sobre el rango E que se barre cuando se efectúa la integral incoherente sobre P alrededor de un valor promedio de su módulo P_0 . De esta forma la siguiente factorización es posible

$$S(\bar{p}_\gamma) = \sum_m |T_{-m}(P_0)|^2 \sum_\ell \int |g_{\ell m}(r)|^2 dr \quad (\text{II.25})$$

El núcleo emisor está parcialmente polarizado con factores de ocupación para cada valor de m dados por

$$\sum_\ell \int |g_{\ell m}(r)|^2 dr = (\beta_\lambda^\epsilon)^2 \cdot P_m^\epsilon \quad (\text{II.26})$$

donde hemos separado explícitamente el elemento de matriz reducido β_λ^ϵ que tiene que ver exclusivamente con los aspectos de la estructura nuclear del problema. Como los términos fuente $g_{\ell m}$ son directamente proporcionales a β_λ^ϵ esta separación es trivial.

Las integrales radiales de (II.26) convergen, debido al decaimiento exponencial de las funciones $|g_{\ell m}(r)|^2$ para r grandes. El resultado final es que la probabilidad por unidad de tiempo de detectar un fotón con momento \bar{p}_γ en el sistema centro de masa es la misma que si el fotón fuera emitido por núcleos excitados de ^{208}Pb en su sistema propio, polarizados tal que la probabilidad de ocupación del estado -m es el factor P_m^ϵ .

La rata o velocidad de emisión de radiación electromagnética 2-polar en la dirección θ está dada por⁹⁾

$$S_\lambda^\epsilon(\theta) = T_\lambda^\epsilon (\beta_{J_i}^\epsilon)^2 \sum_m P_m^\epsilon W_{\lambda m}(\theta) \quad (\text{II.27})$$

donde T_λ^ϵ es la probabilidad de transición electromagnética usual para una

radiación electromagnética de multipolaridad λ y frecuencia $\omega = (E_i - E_f)/\hbar$ emitida en una transición desde un estado inicial con espín J_i y con energía E_i a un estado final con espín J_f y energía E_f :

$$T_{\lambda}^{\epsilon} = \sum_{\mu} T_{i \rightarrow f}^{\lambda \mu} = \frac{8\pi(\lambda+1)}{\lambda[(2\lambda+1)!!]^2} \cdot \frac{1}{\hbar} \cdot \left(\frac{\omega^{\epsilon}}{c}\right)^{2\lambda+1} \frac{|\langle E_f, J_f || \mathcal{M}_{\lambda} || E_i, J_i \rangle|^2}{2J_i+1} \quad (\text{II.28})$$

$\langle E_f, J_f || \mathcal{M}_{\lambda} || E_i, J_i \rangle$ es el elemento de matriz reducido del operador electromagnético multipolar \mathcal{M}_{λ} y

$$W_{\lambda m}^{\text{NORM}}(\theta) = - \frac{(2J_i+1)(2\lambda+1)}{4\pi} (-)^{J_f-m} \sum_{K_{\text{par}}} \langle \lambda 1 \lambda -1 | K 0 \rangle \langle J_i m J_i -m | K 0 \rangle \times \left\{ \begin{matrix} \lambda & \lambda & K \\ J_i & J_i & J_f \end{matrix} \right\} P_K(\cos \theta) \quad (\text{II.29})$$

es la distribución angular normalizada de la radiación. $\left(\int W_{\lambda m}(\theta) d\Omega = 1\right)$

La rata total de decaimiento por unidad de ángulo sólido en la dirección θ inducida por un haz incidente de flujo $(2E_r/\mu)^{1/2}$ [$\text{fm}^{-2} \text{seg}^{-1}$], está dada por una suma incoherente de términos (II.27) sobre las energías intermedias de excitación en el rango del ancho de la resonancia gigante

$$S_{\lambda}(\theta) = \sum_{\epsilon} T_{\lambda}^{\epsilon} \left(\frac{\omega^{\epsilon}}{\hbar J_i}\right)^2 \sum_m P_m^{\epsilon} W_{\lambda m}(\theta) \quad (\text{II.30})$$

Si este ancho es suficientemente pequeño comparado con el rango de energías en el cual la variación de los factores P_m^{ϵ} es apreciable, se pueden reemplazar estas cantidades por un valor promedio P_m^{ϵ} . Si, además también se usa un valor promedio ω para la frecuencia del fotón la rata total de decaimiento resulta factorizada en tres términos que

corresponden al mecanismo de la reacción, al campo electromagnético y a la estructura nuclear,

$$S_{\lambda}(\theta) = \frac{8\pi(\lambda+1)}{\lambda[(2\lambda+1)!!]^2} \cdot \frac{1}{\hbar} \cdot \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2\lambda+1} \frac{1}{2J_i+1} \sum_m P_m^{\epsilon_0} W_{\lambda m}(\theta) \times$$

$$\times \sum_{\epsilon} \left(\beta_{J_i}^{\epsilon}\right)^2 \left| \langle E_f, J_f \| \mathcal{M}_{\lambda} \| E_i, J_i \rangle \right|^2 \quad (\text{II.31})$$

donde la última línea de la expresión que corresponde a la parte espectroscópica del cálculo será analizada en el Capítulo IV.

III. CÁLCULO DE LOS FACTORES P_m Y DE LAS DISTRIBUCIONES ANGULARES DE LA RADIACION

Como fue discutido en el Capítulo II la expresión (II.31) obtenida para la distribución angular de radiación proveniente del decaimiento de la resonancia contiene un factor

$$\sum_m P_m^{\epsilon_0} W_{\lambda m}(\theta) \quad (\text{III.1})$$

que depende exclusivamente del mecanismo de la reacción y donde la suma se efectúa sobre las proyecciones del espín de los estados de la resonancia.

En este capítulo se analiza cómo se construyen los factores de ocupación $P_m^{\epsilon_0}$ que definen el estado de polarización del núcleo residual y se presentan los resultados finales para las distribuciones angulares de radiación γ en los casos de RG de multipolaridad $J^\pi = 1^-$ y 2^+ . Los cálculos se efectúan utilizando como blancos los núcleos ^{208}Pb y ^{92}Zr sobre los cuales Bertrand et al.⁴⁾ realizaron mediciones. La información obtenida en estos experimentos en lo que se refiere a distribuciones angulares no ha sido aún analizada.

V.1 Los factores de ocupación P_m .

El cálculo fue realizado con los parámetros ópticos sugeridos por la referencia ¹⁰⁾ (ver tabla 1, conjunto 1) con energía de excitación ϵ_0 que corresponde al centroide de la RG. Los detalles referentes a la metodología del cálculo que es necesario desarrollar para integrar las ecuaciones diferenciales acopladas (II.14) que incluyen un término de potencial imaginario constante extendido a todo el espacio se discuten en el apéndice A.

Las ondas parciales $g_{\ell m}(r)$ ($=g_{\ell m}^{\epsilon_0}(r)$) en la ec.(II.14b) describen el movimiento relativo del sistema formado por el núcleo residual en el estado excitado polarizado Ψ_{-m} y el proyectil dispersado en su estado fundamental. Cada onda parcial ℓ está alimentada por un término fuente $g_{\ell m}(r)$ que incluye a su vez ondas parciales del canal incidente, cada una con momento angular orbital ℓ' (ver ec.(II.15)).

Los factores P_m ($=P_m^{\epsilon_0}$) definidos por la ec.(II.26) pueden ser considerados como una suma de contribuciones parciales $P_{\ell m}$

$$P_{\ell m} = \int_0^{\infty} |g_{\ell m}(r)|^2 dr / \left(\beta_{J_i}^{\epsilon_0} \right)^2 \quad (\text{III.2})$$

La fig.6 muestra los factores parciales de ocupación $P_{\ell m}$ para la RQG y la fig.7 para la RDG, ambas en el ^{208}Pb . Estudiaremos con detalle el primer caso ($J_i=2$). Pueden obtenerse conclusiones similares para otros casos mediante análisis análogos.

En la fig.6 se observa un pico pronunciado en las distribuciones de los factores $P_{\ell m}$ para valores de ℓ algo más grandes que el momento angular de contacto $l_g = [2/\lambda(E_r - V_c(R_0))]^{1/2} \cdot R_0 \approx 135$, donde V_c es el potencial de Rutherford. Estos máximos son más importantes para las proyecciones $m=0$ y $m=2$. Un pico menor y más extendido está presente alrededor de $\ell=60$ en la distribución para $m=0$.

Definimos las cantidades $p_i = P_i / \sum_i P_i$ que miden el efecto de polarización y que calcularemos después para distintos casos.

Para interpretar estos resultados se analiza el comportamiento de cada una de las cantidades que contribuyen a la construcción de los factores $P_{\ell m}$.

Las fig. 8 y 9 muestran los términos fuente $g_{\ell m}(r)$ para $\ell=155$ y $\ell=50$. Estos valores de ℓ son representativos de las dos regiones características de la fig.6.

Como puede verse en la ec.(II.15) la polarización relativa para un dado valor de λ queda determinada por los factores geométricos $\langle l_0 \lambda_0 | l' \rangle \langle l-m \lambda | m | l' \rangle$ que mezclan las tres contribuciones l' del canal incidente de acuerdo a las reglas de composición del momento angular. Este comportamiento es aproximadamente independiente de λ como se ve en la tabla 2.

Las amplitudes de los factores parciales $P_{\lambda m}$ están directamente relacionadas con el comportamiento de los correspondientes términos fuente como puede verse en las fig. 8 y 9 para $\lambda=155$ y $\lambda=50$ respectivamente.

Para valores de λ próximos a $\lambda=155$, los términos fuente están formados principalmente por los primeros picos de las soluciones regulares típicas de las funciones de onda radiales. En este rango de valores de λ las amplitudes de los términos fuente aumentan y se hacen más oscilatorias a medida que la barrera centrífuga permite la penetración de las funciones de onda parciales en el potencial de acoplamiento (dU/dr) que tiene forma de campana. La región de influencia de este potencial se extiende hasta los 13 fm. Para los valores de λ más grandes en este rango los términos fuente están dominados por un único pico.

Para los λ menores que 155 los términos fuente resultan funciones altamente oscilantes moduladas por el potencial (dU/dr) (ver fig. 9).

Si se estudian ahora las características de las funciones $g_m(r)$ puede comprobarse que para λ mayores que 155, las contribuciones del segundo término en la ec.(II.18) se hacen despreciables. Por otro lado, el primer término puede pensarse como una suma de contribuciones diferenciales $[a_l(n') y_{em}^{(n')} \Delta n'] b_l(n)$. La expresión entre corchetes es una función suave de r' localizada en la región exterior a la superficie nuclear, y presenta un único pico dominante seguido eventualmente de

picos de menor amplitud. En consecuencia, una onda saliente neta fluye del núcleo y los ^{208}Pb excitados pueden encontrarse a distancias de separación r grandes, como puede verse en la fig. 10.

Para $l < 155$ tanto el primero como el segundo término en la ec.(II.18) contribuyen a $g_{lm}(r)$. Debido a su naturaleza el segundo término no contribuye a la región externa. El primer término, en esta región está también construido por una suma de contribuciones diferenciales $\left[a_l(n') g_{lm}(n') \right] \Delta n'$ pero la amplitud entre corchetes es ahora una función altamente oscilante que se desvanece progresivamente a medida que r' se aleja de la superficie nuclear. Para $r \gg R_0$ resultan cancelaciones que restringen la presencia de los núcleos de ^{208}Pb excitados a la región de la superficie nuclear. Para $l < 155$, ambas contribuciones a $g_{lm}(r)$ en la ec. (II.18) resultan ondas entrantes confinadas en la superficie nuclear (ver Fig.11)). Esto es una consecuencia del hecho de que para colisiones frontales, tanto $f_l(r)$ como $a_l(r)$ son esencialmente ondas entrantes, mientras que $b_l(r)$ es una onda saliente.

La razón por la que los principales picos de la fig. 6 están ubicados en $l \approx 155$ y no en $l \approx 135$ debe hallarse en el hecho de que para $l < 155$ los términos fuente están contruidos con contribuciones $f_l(r)$ que se superponen al potencial de acoplamiento en un rango que incluye un importante número de oscilaciones. De este modo la forma de los términos fuente resulta similar a los mostrados en la fig.7 para $l=50$, y lleva a las cancelaciones que se discutieron antes, relacionadas con su comportamiento altamente oscilatorio aún para valores de l próximos al de contacto .

Las principales contribuciones a los P_m se originan en la región exterior al rango de influencia del potencial de acoplamiento ($r > R_0 + 2.3a$).

Como se ve en las fig.6, 10 y 11, la fuente de radiación γ está

localizada o en la región de contacto, donde el proyectil y el blanco están en una posición rasante, o en una región de post-contacto, donde ambos núcleos se encuentran bien diferenciados. Las contribuciones de post-contacto se muestran sombreadas en las fig.6 y 7. Se toma como límite entre las dos regiones anteriormente mencionadas, la coordenada radial para la que el potencial de acoplamiento disminuye al 1% de su valor máximo. La influencia de ambas contribuciones sobre las distribuciones angulares de fotones se discutirá en la sección III.2.

El mecanismo de reacción directa en una etapa utilizado en el presente análisis supone que el estado excitado del ^{208}Pb es el de la resonancia gigante tanto en la situación de contacto, como en la que las dos partículas se encuentran bien diferenciadas.

Las tablas 3 y 4 resumen las principales observaciones efectuadas para la RQG ($J^\pi=2^+$, $\mathcal{E}_0=10.5$ MeV) y la RDG ($J^\pi=1^-$, $\mathcal{E}_0=13.9$ MeV) respectivamente al analizar la dependencia de la polarización con respecto a variaciones del potencial imaginario $\Gamma/2$. Se efectuaron cálculos para valores cinco veces menor y diez veces mayor que el ancho experimental para la resonancia gigante considerada. Se muestran la contribución total y de post-contacto a las polarizaciones p_m para los diferentes valores de Γ así como los cocientes entre los factores P_m de post-contacto y total.

Para evaluar la dependencia con la energía de los factores P_m en el rango del ancho de la resonancia gigante se efectuaron cálculos para la RQG para energías de excitación $\mathcal{E}_1=9.5$ MeV y $\mathcal{E}_2=11.5$ MeV. Resultó relevante solamente para las contribuciones parciales $P_{\lambda m}$ correspondientes a momentos angulares orbitales alrededor del máximo. Las razones entre los factores P_m para las energías \mathcal{E}_1 , respecto de la

energía promedio $\bar{\epsilon}_0$ son

$$P_0^{\epsilon_1}/P_0^{\epsilon_0} = 1.073 \quad ; \quad P_1^{\epsilon_1}/P_1^{\epsilon_0} = 1.015 \quad ; \quad P_2^{\epsilon_1}/P_2^{\epsilon_0} = 1.088 \quad (\text{III.3})$$

Se obtienen valores similares para el caso de la energía $\bar{\epsilon}_2 (P_m^{\epsilon_0}/P_m^{\epsilon_2})$.

Se efectuaron cálculos utilizando también los parámetros del conjunto 2 de la tabla 1 para evaluar la dependencia de los efectos de polarización con respecto a los parámetros del modelo óptico. Este conjunto es solamente una suposición heurística. En particular el valor de la difusividad fue tomado próximo a los valores habituales. El correspondiente valor en el conjunto 1 es considerablemente grande, lo que se traduce en una superficie nuclear de extensión inusual.

Las polarizaciones para el conjunto 2 en el caso de la RQG son

$$p_0 = 0.314 \quad ; \quad p_1 = 0.224 \quad ; \quad p_2 = 0.462 \quad (\text{III.4})$$

que resultan similares a las obtenidas para el conjunto 1. (Tabla 3)

III.2. Distribuciones angulares de la radiación

En la sección III.1 se muestra que los factores P_m dependen lineal y suavemente de la energía de excitación en el rango del ancho de la RG. Considerando estos resultados, es razonable ignorar la dependencia con la energía de excitación de los factores P_m y factorizar la expresión (II.27) para la distribución angular en dos factores. Uno de ellos, $\sum_{\epsilon} (\beta_{J_i}^{\epsilon})^2 T_{\lambda}^{\epsilon}$, depende del campo electromagnético y de los aspectos concernientes a la estructura nuclear en el ancho de la RG pero es independiente de la polarización de la fuente γ . El otro, que de ahora

en adelante llamaremos distribución angular reducida

$$\gamma_{\lambda, J_F}(\theta) = \sum_m P_m^{\epsilon_0} W_{\lambda m}(\theta) \quad (\text{III.5})$$

contiene detalles del proceso de la reacción a una energía promedio, ϵ_0 , que corresponde al centroide de la RG, y contiene la información sobre el estado de polarización de la fuente. Es también responsable de la forma de la distribución angular total y, parcialmente, determina su magnitud absoluta.

La fig.12 muestra la distribución angular reducida para el decaimiento fotónico desde la RQG ($J^\pi = 2^+$) a los estados finales de multipolaridad 0^+ , 1^- y 3^- en ^{208}Pb . Debido al hecho de que $\gamma_{\lambda, J_F}(\theta)$ es independiente de la frecuencia ω , estas distribuciones reducidas corresponden a cualesquiera estados finales 0^+ , 1^- y 3^- independientemente de su energía de excitación. Las distribuciones angulares reducidas son simétricas respecto de $\theta = \frac{\pi}{2}$ debido a que la ec.(II.29) sólo contiene polinomios de Legendre pares.

Las líneas llenas de la fig.12 fueron calculadas usando los factores P_m evaluados para los parámetros ópticos del conjunto 1 de la tabla 1, mientras que las líneas punteadas corresponden a los parámetros del conjunto 2. Considerando que las intensidades de los potenciales del conjunto 2 son bastante arbitrarias, los dos tipos de curvas han sido normalizados a $\theta = 0^\circ$. Para el estado 0^+ se producen algunas modificaciones (alrededor del 12% en el máximo a 60°) cuando se pasa de un conjunto a otro de parámetros ópticos. Para el decaimiento a los estados 1^- y 3^- , la influencia de los parámetros ópticos elegidos es aún menos importante. Se puede explicar este comportamiento observando la fig.13 que muestra la distribución angular para cada componente m de

$\gamma_{\lambda, J_F}(\theta)$ para los estados 0^+ , 1^- y 3^- . Para el caso del decaimiento al

estado 0^+ , la distribución para cada componente m tiene una forma muy diferente. Luego, en la suma final sobre m , cada una de ellas juega un papel importante en todo el rango de ángulos θ . Pequeños cambios en las relaciones entre los factores P_m pueden producir cambios en la distribución angular para este estado final. La fig.13 muestra también la distribución angular de las componentes m para el decaimiento a los estados 1^- y 3^- . En ambos casos, la componente $m=2$ tiene una predominancia neta sobre la $m=1$ y la $m=0$ en esencialmente todo el rango angular. Entonces, la suma total sobre m está en general dominada por la componente $m=2$ y en consecuencia cualquier cambio en los cocientes entre los P_m sólo implica pequeñas modificaciones de las distribuciones angulares.

Es importante remarcar las diferencias entre las formas de las distribuciones angulares correspondientes a los diversos decaimientos que pueden servir como herramienta para caracterizar las transiciones observadas experimentalmente. Mientras las distribuciones para los estados 1^- y 3^- son principalmente isotrópicas, aquellas correspondientes al 0^+ muestran una considerable anisotropía. Estas observaciones pueden ser resumidas de una forma simple si definimos la relación de anisotropía

$$A^{J_F} = \gamma_{\lambda, J_F}(\theta=90^\circ) / \gamma_{\lambda, J_F}(\theta=0^\circ) \quad (\text{III.6})$$

Usando los parámetros del conjunto 1 la anisotropía resulta

$$A^{0^+} = 1.40 \quad ; \quad A^{1^-} = 0.87 \quad ; \quad A^{3^-} = 0.96 \quad (\text{III.7})$$

y para los del conjunto 2

$$A^{0^+} = 1.54 \quad ; \quad A^{1^-} = 0.84 \quad ; \quad A^{3^-} = 0.95 \quad (\text{III.8})$$

De la comparación entre las razones (III.7) y (III.8) resulta que en el caso que estamos analizando el uso de dos conjuntos de parámetros ópticos muy diferentes conduce, a comportamientos similares del grado de anisotropía que corresponde a las distintas transiciones.

En la fig.12 las líneas mixtas corresponden a las distribuciones angulares reducidas que resultan de utilizar los valores de los P_m calculados con los parámetros del conjunto 1 y tomando en cuenta solamente las contribuciones de la región de post-contacto.

Desde el punto de vista del mecanismo de la reacción, es interesante analizar la RQG excitada vía dispersión inelástica en diferentes blancos y a diferentes energías de incidencia.

Se han calculado las distribuciones para la misma reacción ($^{17}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$) con una energía incidente de 220 MeV y las correspondientes al núcleo blanco ^{92}Zr que presenta una RQG a 14.4 MeV con un ancho $\Gamma = 3.6$ MeV. En ambos casos la dependencia funcional de los factores de ocupación P_m con respecto a λ es similar a la observada para el caso ya analizado y, en consecuencia, las distribuciones angulares también son similares.

La tabla 5 resume los cálculos realizados para ambos blancos. Se ve que ocurren cambios drásticos en la anisotropía de la distribución angular para el decaimiento al estado 0^+ cuando se tiene en cuenta sólo la contribución de post-contacto. Esta contribución también enfatiza la anisotropía de la distribución 1^- y deja prácticamente igual a la correspondiente al estado 3^- . O sea que en caso de tenerse en cuenta solamente las contribuciones de post-contacto para la evaluación de los factores P_m , las distribuciones angulares reducidas están principalmente construídas a partir de la componente $m=2$ (ver fig.13) que determina su forma. Solamente la comparación de los resultados teóricos con las distribuciones angulares experimentales puede dar evidencia para dilucidar cuál es la región relevante para la desexcitación de la RG.

En la fig.14 se observa la distribución angular para el caso del decaimiento γ al estado fundamental desde la RDG en el ^{208}Pb de la resonancia dipolar gigante localizada a 13.9 MeV de energía con un ancho $\Gamma = 4$ MeV. La tabla 6 muestra el valor de la anisotropía para este caso.

IV. CALCULO DEL FACTOR ESPECTROSCOPICO

La parte espectroscópica del cálculo que ha sido separada según (II.31) se reduce a una suma sobre los dos factores

$$\sum_{\lambda} \left(\beta_{\lambda}^E \right)^2 \frac{|\langle J_F || \mathcal{M}_{\lambda} || E J_i \rangle|^2}{2J_i + 1} = \left(\frac{4\pi}{3R_0^2 A} \right)^2 \sum_{\lambda} B(Q_{\lambda}) B(E_{\lambda'}) \quad (\text{IV.1})$$

donde R_0 es el radio del núcleo blanco y β_{λ}^E es el elemento de matriz reducido de la variable de deformación β_{μ}^{λ} en la parametrización del radio nuclear $R = R_0 \left(1 + \sum_{\mu} \beta_{\mu}^{\lambda} Y_{\mu}^{\lambda}(\hat{r}) \right)$. Luego la excitación de los estados intermedios se efectúa a través del operador de masa cuadrupolar Q_2 , mientras que el operador electromagnético multipolar \mathcal{M}_{λ} es el que participa en la desexcitación del mismo.

Existen varias posibles descripciones de los estados intermedios de energía E . La más simple los identifica con estados de uno o dos bosones relacionados con vibraciones de superficie. Sus propiedades pueden describirse mediante la RPA, que también nos proporciona, a orden cero, los elementos de matriz de transición entre estados que difieren en un fonón. Si se pretende reproducir el ancho de la resonancia que está vinculado directamente con su amortiguación es necesario admitir que dichos estados de uno y dos bosones se mezclan dando lugar a configuraciones intermedias más complicadas. En el presente trabajo estas mezclas se tienen en cuenta a través de métodos perturbativos dentro del esquema de la teoría de campos nucleares (NFT-Apéndice B).

IV.1. El tratamiento RPA

El tratamiento RPA de la interacción residual aplicado a situaciones

en las que el isoespín no es un buen número cuántico ha sido presentada varias veces en la literatura⁵⁾. Sin embargo, es necesario tener en cuenta especialmente las propiedades de los fonones con $J^T=1^-$ porque en el caso que nos interesa la mayoría de los elementos de matriz dipolares ocurren entre modos casi puramente isoescalares. Por lo tanto, si la componente isoescalar asociada a la traslación no queda totalmente desacoplada por el formalismo, el elemento de matriz dipolar de transición obtenido incluirá efectos espúreos. En primer lugar resumiremos las expresiones fundamentales para el caso general y luego formularemos las reglas especiales para el caso dipolar.

El Hamiltoniano de partícula independiente es de la forma

$$H_{sp} = \sum_{k_i, l} \epsilon_{k_i, l} \gamma_{JM}^+(k_i, l) \gamma_{JM}(k_i, l) \quad (IV.2)$$

donde $\epsilon_{k_i, l}$ es la energía de excitación del estado de partícula-agujero $\gamma_{J, M}^+(k_i, l)$ y $|0\rangle$ es el estado fundamental del sistema de capa cerrada. Se considera que la interacción residual es una suma de interacciones separables de la forma

$$V_{res} = \sum_J H'_J$$

$$H'_J = -\frac{1}{2} \chi(J, 0) \sum_M Q_{JM0} Q_{JM0}^+ - \frac{1}{2} \chi(J, 1) \sum_M Q_{JM1} Q_{JM1}^+ - \chi'(J) \sum_M Q_{JM0} Q_{JM1}^+ \quad (IV.3)$$

donde

$$Q_{JM0} = Q_{JMV} + Q_{JMT}$$

$$Q_{JM1} = Q_{JMV} - Q_{JMT}$$

$$Q_{JM2} = -\hat{J}^{-1} \sum_{J'} \langle J || T_J || J' \rangle \left[\gamma_{JM}^+(JJ'; 2) + (-)^{J-M} \gamma_{JM}(JJ'; 2) \right] \quad (IV.4)$$

$$T_{JM} = \int r(r) Y_M^J(r) \quad \gamma_{JM}^+(JJ'; 2) = \left[c_{J2}^+ c_{J'2} \right]_M^J$$

ν, π indican neutrones y protones respectivamente ($\zeta = \nu, \pi$). Los cálculos se efectúan para fuerzas multipolares o sea fuerzas cuya dependencia radial es de la forma $f_J(r) = r^J$.

En el contexto de la RPA los operadores creación de los modos normales $\rho_{n,J,M}^+$ son combinaciones lineales de operadores creación y destrucción de pares partícula-agujero $\gamma_{J,M}^+$; $\gamma_{J,M}$, donde $j=k$ denota un estado de partícula y $j=i$ un estado de agujero.

$$\rho_{n,J,M}^+ = \sum_{k,i,\zeta} \lambda(J,n,k,i,\zeta) \gamma_{J\pi}^+(k,i,\zeta) - (-)^{J-M} \sum_{k,i,\zeta} \mu(J,n,k,i,\zeta) \gamma_{J-\pi}(k,i,\zeta) \quad (\text{IV.5})$$

Aquí n es el número de la correspondiente raíz RPA y J es el espín. Se consideran sólo fonones con paridad normal π ($\pi = (-1)^J$).

La RPA es una aproximación lineal en la energía dada por:

$$[H_{sp} + H_{J^1}, \rho_{m,J,M}^+] = \omega_{m,J} \rho_{m,J,M}^+ \quad (\text{IV.6})$$

$$[\rho_{m,J,M}, \rho_{m',J',M'}^+] = \delta_{mm'} \delta_{JJ'} \delta_{MM'}$$

que nos lleva a las siguientes expresiones para las amplitudes

$$\begin{aligned} \lambda(J,n,k,i,\zeta) &= \Lambda(J,n,\zeta) \langle k || T_J || i \rangle / (\epsilon_{k,i,\zeta} - \omega_{n,J}) \\ \mu(J,n,k,i,\zeta) &= \Lambda(J,n,\zeta) \langle k || T_J || i \rangle / (\epsilon_{k,i,\zeta} + \omega_{n,J}) \end{aligned} \quad (\text{IV.7})$$

que cumplen la condición de normalización

$$\sum_{k,i,\zeta} \left\{ |\lambda(J,n,k,i,\zeta)|^2 - |\mu(J,n,k,i,\zeta)|^2 \right\} = 1 \quad (\text{IV.8})$$

Las frecuencias $\omega_{n,J}$ y la razón entre los parámetros de acoplamiento

$\Lambda(J, n, \zeta)$ quedan determinadas mediante las siguientes ecuaciones

$$\frac{\Lambda(J, n, \Pi)}{\Lambda(J, n, \nu)} = \frac{1 - [\chi(J, 0) + \chi(J, 1) + 2\chi'(J)] S(J, n, \nu)}{[\chi(J, 0) - \chi(J, 1)] S(J, n, \Pi)} \quad (\text{IV.9})$$

$$= \frac{[\chi(J, 0) - \chi(J, 1)] S(J, n, \nu)}{1 - [\chi(J, 0) + \chi(J, 1) - 2\chi'(J)] S(J, n, \Pi)}$$

donde

$$S(J, n, \zeta) = \sum_{k_i} [\lambda(J, n, k_i, \zeta) + \mu(J, n, k_i, \zeta)] \langle k_i \| T_J \| i \rangle / ((2J+1) \Lambda(J, n, \zeta))$$

$$= \frac{2}{2J+1} \sum_{k_i} |\langle k_i \| T_J \| i \rangle|^2 \epsilon_{k_i, 2} / (\epsilon_{k_i, 2}^2 - \omega_{n, J}^2) \quad (\text{III.10})$$

La versión colectiva del operador multipolar se escribe

$$Q_{J, 2}^{\text{coll}} = \sum_n \langle n \| Q_{J, 2} \| 0 \rangle (\Pi_{n, J, 2}^+ + (-)^{J-n} \Pi_{n, J, 2}^-) \quad (\text{III.11})$$

$$\langle n \| Q_{J, 2} \| 0 \rangle = (2J+1) \Lambda(J, n, \zeta) S(J, n, \zeta)$$

Al exigir que el determinante del sistema (IV.9) sea nulo resulta la relación de dispersión que vincula las intensidades $\chi(J, 0)$, $\chi(J, 1)$ y χ'

$$\frac{1}{(S(J, n, \Pi) + S(J, n, \nu))^2} - \frac{\chi(J, 0) + \chi(J, 1)}{S(J, n, \Pi) + S(J, n, \nu)} + \chi(J, 0) \chi(J, 1) = \quad (\text{IV.12})$$

$$= [\chi(J, 0) \chi(J, 1) - \chi'(J)^2] \frac{(S(J, n, \nu) - S(J, n, \Pi))^2}{(S(J, n, \nu) + S(J, n, \Pi))^2} + \chi'(J)^2 + 2\chi'(J) \frac{(S(J, n, \nu) - S(J, n, \Pi))}{S(J, n, \nu) + S(J, n, \Pi)}$$

IV.2. El caso dipolar: eliminación del modo espúreo.

Como el movimiento dipolar colectivo isoescalar corresponde a una traslación del núcleo en su conjunto existe para este caso un modo de

frecuencia nula $\omega_{1,1}=0$ y la ec. (IV.9) resulta simplemente una relación entre las constantes de acoplamiento $\Lambda(J,n,l)$ y la estructura de partícula independiente determinada por el valor de $S(1,1,\ell)$.

Este modo debe representar una oscilación del centro de masa R de frecuencia nula

$$h(n=1) = \frac{\bar{P}^2}{2\mathcal{M}} + \frac{1}{2} \mathcal{M} \omega_{11}^2 \bar{R}^2 \quad (\text{IV.13})$$

donde \vec{P} es el momento lineal total y \mathcal{M} es la masa total. Si introducimos las coordenadas \vec{R}_ν y \vec{R}_π del centro de masa de neutrones y protones respectivamente y sus correspondientes momentos \vec{P}_ν y \vec{P}_π la condición anterior puede expresarse como

$$\begin{aligned} \bar{R}_M &= \frac{N}{A} \bar{R}_M^\nu + \frac{Z}{A} \bar{R}_M^\pi = (2\mathcal{M}\omega_{11})^{-1/2} (\Pi_{11M}^+ - (-)^M \Pi_{11-M}) \\ \bar{P}_M &= \bar{P}_{M\nu} + \bar{P}_{M\pi} = i \left(\frac{\mathcal{M}}{2} \omega_{11} \right)^{-1/2} (\Pi_{11M}^+ + (-)^M \Pi_{11-M}) \end{aligned} \quad (\text{IV.14})$$

Además de acuerdo a la representación de partícula-agujero (IV.5) estos operadores se escriben

$$\begin{aligned} R_M^\nu &= \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \frac{1}{N} \sum_{k_i} \langle k || r Y_{11} || i \rangle \left[\delta_{1M}^+(k_i\nu) - (-)^M \delta_{1-M}(k_i\nu) \right] \\ P_M^\nu &= \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \sum_{k_i} \langle k || p Y_{11} || i \rangle \left[\delta_{1M}^+(k_i\nu) + (-)^M \delta_{1-M}(k_i\nu) \right] \end{aligned} \quad (\text{IV.15})$$

y satisfacen las relaciones de conmutación

$$i = [R_{M\nu}, P_{M-\nu}] (-)^M = \frac{8\pi}{9} \sum_{k_i} \langle k || p Y_{11} || i \rangle \frac{\langle k || r Y_{11} || i \rangle}{N} \quad (\text{IV.16})$$

Utilizando (IV.9), (IV.14) y (IV.15) se obtiene una expresión alternativa para las amplitudes correspondientes al fonón de frecuencia

nula

$$\lambda(1,1,k,i,z) = \left[-i \langle k \| p Y_i \| i \rangle (\mathcal{M}_{\omega_{11}})^{-1/2} + \frac{\langle k \| r Y_i \| i \rangle (\mathcal{M}_{\omega_{11}})^{1/2}}{A} \right] \frac{\sqrt{2\pi}}{3}$$

$$\mu(1,1,k,i,z) = \left[-i \langle k \| p Y_i \| i \rangle (\mathcal{M}_{\omega_{11}})^{-1/2} - \frac{\langle k \| r Y_i \| i \rangle (\mathcal{M}_{\omega_{11}})^{1/2}}{A} \right] \frac{\sqrt{2\pi}}{3} \quad (\text{IV.17})$$

De (IV.11) y (IV.17) resulta

$$\begin{aligned} \sum_{k_i} \left[\lambda(1,1,k_i,i,v) + \mu(1,1,k_i,i,v) \right] \langle k \| r Y_i \| i \rangle &= \left(\frac{q}{8\pi \mathcal{M}_{\omega_{11}}} \right)^{1/2} N = \\ &= 3 \Lambda(1,1,v) S(1,1,v) \end{aligned} \quad (\text{IV.18})$$

Se obtienen expresiones similares para protones donde en lugar de N aparece Z.

Como consecuencia, las ec. (IV.9) se complementan con una nueva condición

$$\frac{\Lambda(1,1,\pi)}{\Lambda(1,1,v)} = \frac{Z S(1,1,v)}{N S(1,1,\pi)} \quad (\text{IV.19})$$

La relación (IV.18) es estrictamente válida solamente en el caso de una fuerza multipolar dipolar ($f_1(r)=r$), pero puede ser fácilmente generalizada para una dependencia radial arbitraria.

Finalmente la combinación de (IV.9) y (IV.19) lleva a

$$\chi(1,0) = \left\{ \frac{1 - [(N-Z)/A]^2}{1 - b_i [(N-Z)/A]^2} [S(1,1,v) + S(1,1,\pi)] \right\} / (4 S(1,1,v) S(1,1,\pi))$$

$$\begin{aligned} \alpha'(1) &= \left\{ S(1,1,\pi) - S(1,1,v) + [S(1,1,v) + S(1,1,\pi)] \left[\frac{(1-b_i)(N-Z)/A}{1 - b_i [(N-Z)/A]^2} \right] \right\} / \\ &\quad / 4 S(1,1,v) S(1,1,\pi) \end{aligned} \quad (\text{IV.20})$$

donde

$$b_J = \chi(J,1) / \chi(J,0) \quad (\text{IV.21})$$

Existen prescripciones para el valor de $b_J^{(5)}$ de modo tal que las intensidades $\chi(1,0)$, $\chi(1,1)$ y $\chi'(1)$ quedan totalmente definidas.

Esta determinación de los valores de las intensidades suplementa la discusión de las referencias^{5),11)}. En particular (IV.20) se aplica a cualquier estructura de capas siempre que haya sido obtenida autoconsistentemente como una solución de Hartree-Fock a partir del Hamiltoniano original traslacionalmente invariante. En el caso particular del oscilador armónico puro resulta

$$S(1,1,\nu) = N \nu^3 / 4 \mathcal{M} m \omega_\nu^2 = \frac{3}{4\pi} \frac{N}{m \omega_\nu^2} \quad (\text{IV.22})$$

y una expresión similar se obtiene para protones. Además, si tanto los protones como los neutrones se mueven en capas con la misma frecuencia del oscilador armónico ($\omega_\nu = \omega_\pi = \omega$) se obtiene

$$\begin{aligned} \chi(1,0) &= (4\pi m \omega^2 / 3A) \left\{ 1 - b_1 \left[(N-Z)/A \right]^2 \right. \\ \chi'(1) &= -\chi(1,1) \frac{N-Z}{A} \end{aligned} \quad (\text{IV.23})$$

Los valores (IV.20) se introducen en las ecuaciones (IV.9) para obtener los fonones dipolares con $n > 1$. El valor de b utilizado es $b_J = -J-3/2$.

Es necesario ahora replantear la definición del operador dipolar que produce las transiciones. La definición tradicional de $\bar{R}_1 = (N/A)\bar{R}_\nu - (Z/A)\bar{R}_\pi$ resulta inadecuada pues en el caso de que exista exceso neutrónico no conmuta con el impulso lineal total \bar{P} ($[\bar{R}_1, \bar{P}] \neq 0$). El operador centro de masa \bar{R} no puede inducir transiciones en el sistema nuclear intrínseco

centrado en \bar{R} luego el operador dipolar efectivo que debe utilizarse es

$$\bar{R}'_1 = \bar{R}_V - \bar{R}_\pi \quad (\text{IV.22})$$

que conmuta con \bar{P} o sea que sólo induce transiciones a estados que conservan la simetría traslacional y cuya versión colectiva no contiene componentes en P_1^+ y P_1^-

$$\bar{R}'_1 = 2\sqrt{3}\pi \sum_{n \neq 1} (P_n^+ + P_n^-) \left(\frac{\Lambda(1,n,\nu)S(1,n,\nu)}{N} - \frac{\Lambda(1,n,\pi)S(1,n,\pi)}{Z} \right) \quad (\text{IV.23})$$

\bar{R}'_1 tiene amplitud nula para el modo de frecuencia nula, mientras que la amplitud del operador \bar{R} se anula sólo para $n > 1$. Esto no se verifica exactamente en este cálculo porque el Hamiltoniano total no es traslacionalmente invariante. Si bien el potencial armónico más la interacción dipolar residual pueden obtenerse a partir de un Hamiltoniano traslacionalmente invariante de dos cuerpos con fuerzas armónicas, hay otras componentes del potencial central y de la interacción residual donde esto no ocurre. En consecuencia, aparecen transiciones no físicas debidas al operador \bar{R} que deben ser ignoradas, y en el cálculo solamente se emplean las amplitudes $\langle n || \bar{R}'_1 || 0 \rangle$ para $n > 1$

$$\langle n || \bar{R}'_1 || 0 \rangle = 2\sqrt{3}\pi \left(\frac{\Lambda(1,n,\nu)S(1,n,\nu)}{N} - \frac{\Lambda(1,n,\pi)S(1,n,\pi)}{Z} \right) \quad (\text{IV.24})$$

Se pueden obtener también las cargas efectivas para las transiciones dipolares

$$eZ\bar{R}_\pi = eZ \left(\bar{R} - \bar{R}'_1 \frac{N}{A} \right) \quad (\text{IV.25})$$

pero como de acuerdo al argumento anterior \bar{R} no induce transiciones el

operador electromagnético es

$$-e z \frac{N}{A} \bar{R}'_1 = e_V N \bar{R}'_V + e_\pi z \bar{R}'_\pi \quad \text{con} \quad e_V = -e z/A \quad (IV.26)$$

$$e_\pi = e N/A$$

Para el caso de un J arbitrario, los valores de las intensidades han sido predichas en las ref. 5), 11) y son

$$\chi(J,0) = \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{4!}{(1.2)^{2J-2}} \cdot \frac{1}{A^{J/3+1}} \left(\frac{m\omega}{\hbar}\right)^J \text{ MeV} \quad (IV.27)$$

$$b_J = -J - 3/2 \quad (IV.28)$$

$$\chi'_c(J) = -c \chi(J,1) \frac{N-z}{A} \quad 0 \leq c \leq 1 \quad (IV.29)$$

De acuerdo a la argumentación previa de (IV.23) la incerteza en la constante c que aparece en (IV.29) desaparece en el caso dipolar en el cual vale c=1.

IV.3. Procesos de excitación y desexcitación dentro del formalismo de la NFT.

Los posibles procesos de excitación y posterior desexcitación, en el orden más bajo se representan esquemáticamente en la fig.15. Las fig.15.a y 15.b corresponden a los casos en que el estado final es el de un bosón y en la 15.c el estado final es el fundamental. En este último caso no es necesario ir más allá del tratamiento RPA mientras que en el primero la RPA sólo proporciona los elementos de matriz correspondientes a la excitación de un estado de un único fonón o a la desexcitación de un estado que consiste en un fonón intermedio y el fonón final acoplados al momento angular que corresponda a la RG si corresponde a un estado de un

único bosón, o el segundo factor si corresponde a un estado de dos bosones.) Entonces para el cálculo de los productos en (IV.1) se recurre a la aplicación de la teoría nuclear de campos (NFT) (Ver Apéndice B).

Dentro de este formalismo, la interacción partícula-vibrador es

$$H_{pv} = - \int \sum_{\lambda n} \Lambda(J, n, \lambda) \sum_M Q_{JM\lambda} [\rho_{nJM}^+ + (-)^{J-M} \rho_{nJ-M}] \quad (IV.30)$$

donde los parámetros de acoplamiento $\Lambda(J, n, \lambda)$ se obtienen de las ec. (IV.9) y de la condición de normalización de los fonones. Los operadores multipolares $Q_{J,M}$, son los de (IV.5) excepto para el caso $J=1^-$ que ha sido analizado especialmente.

El conjunto de diagramas involucrados en el presente cálculo están representados en la fig.16 para la transición entre estados de un único bosón y en la fig.17 para la excitación de estados de dos fonones. En ambos casos, estos diagramas toman el valor

$$\langle J \| Q_{\lambda,2} \| J' \rangle = (-)^{n_h} \hat{J} \hat{J}' \Lambda(J, n, \lambda) \Lambda(J', n', \lambda) \times$$

$$\times \sum_{1,2,3} \left\{ \begin{array}{ccc} \lambda & J & J' \\ 1 & 2 & 3 \end{array} \right\} \frac{\langle 1 \| T_J \| 3 \rangle \langle 2 \| T_{J'} \| 1 \rangle \langle 3 \| Q_{\lambda,2} \| 2 \rangle}{\text{DEN}} \quad (IV.31)$$

donde n_h es el número de líneas de agujero y los estados 1, 2, 3 son o partículas o agujeros de acuerdo a la ordenación temporal de los vértices.

Los denominadores de energía se calculan siguiendo las reglas dadas por la teoría de perturbaciones de Rayleigh-Schrödinger. Para los diagramas de la Fig. 16 se obtienen los factores:

$$2 \left[\omega_{m,J} \omega_{m',J'} + \epsilon_{21} \epsilon_{31} \right] / (\omega_{m',J'}^2 - \epsilon_{21}^2) (\omega_{m,J}^2 - \epsilon_{31}^2) \quad (IV.32)$$

(gráf. 7a. y 7b.)

$$2 \left[\omega_{m',J'} (\omega_{m',J'} - \omega_{m,J}) + \epsilon_{21} \epsilon_{32} \right] / (\omega_{m',J'}^2 - \epsilon_{21}^2) ((\omega_{m,J} - \omega_{m',J'})^2 - \epsilon_{32}^2)$$

(gráf. 7c. y 7d.)

$$2 \left[\omega_{nJ} (\omega_{mJ} - \omega_{m'J'}) + \epsilon_{13} \epsilon_{23} \right] / (\omega_{nJ}^2 - \epsilon_{13}^2) \left[(\omega_{nJ} - \omega_{m'J'})^2 - \epsilon_{23}^2 \right] \quad (\text{gráf. 7e. y 7f.})$$

mientras que los correspondientes para la fig.17 son:

(IV.33)

$$2 \left[\omega_{m'J'} (\omega_{m'J'} + \omega_{mJ}) + \epsilon_{12} \epsilon_{32} \right] / (\omega_{m'J'}^2 - \epsilon_{12}^2) \times \left[(\omega_{mJ} + \omega_{m'J'})^2 - \epsilon_{23}^2 \right] \quad (\text{gráf. 8a. y 8b.})$$

(gráf. 8b. y 8d.)

$$2 \left[\omega_{mJ} (\omega_{mJ} + \omega_{m'J'}) + \epsilon_{31} \epsilon_{32} \right] / (\omega_{mJ}^2 - \epsilon_{31}^2) \left[(\omega_{mJ} + \omega_{m'J'})^2 - \epsilon_{31}^2 \right] \quad (\text{gráf. 8e. y 8f.})$$

$$-2 \left[\omega_{mJ} \omega_{m'J'} - \epsilon_{21} \epsilon_{31} \right] / (\omega_{m'J'}^2 - \epsilon_{21}^2) (\omega_{mJ}^2 - \epsilon_{31}^2)$$

Deben tenerse en cuenta también aquellos diagramas de normalización que se obtienen a través del reemplazo del vértice fermiónico correspondiente al operador multipolar $Q_{J,M}$, por el vértice bosónico (IV.11) en cada uno de los diagramas de las fig. 16 y 17 como se ha dibujado explícitamente en las fig. 16.a' y 17.a'. En el caso de las fuerzas multipolares, el teorema de factorización¹²⁾ prueba que es completamente equivalente a reemplazar las cargas (IV.26) por las cargas efectivas

$$e'_2 = e_2 \left[1 - \sum_m \Lambda(\lambda, m, 2) \langle n \| Q_{\lambda 2} \| 0 \rangle \frac{2\omega_{n\lambda}}{[(E_f - E_i)^2 - \omega_{n\lambda}^2]} \right] \quad (\text{IV.34})$$

donde E_i y E_f son las energías de los estados inicial y final, respectivamente.

Analizaremos ahora el caso de las transiciones dipolares. En un cálculo en el que el campo central es generado autoconsistentemente a partir de un hamiltoniano traslacionalmente invariante, no hay

transiciones inducidas por el operador centro de masa \bar{R} . Esto se verifica dentro de nuestro formalismo a través de una cancelación entre diagramas que involucran un vértice fermiónico del operador \bar{R} y los correspondientes diagramas de renormalización que involucran el fonón $n=1$ ($\lambda^{\pi}=1^{-}$) (fig.18). Se supone que esta cancelación ocurre también para diagramas más complicados. De este modo, dado un operador tal como el operador para protones $Z\bar{R}_{\pi}$, lo escribimos en términos de \bar{R} y \bar{R}'_1 , aislamos la componente \bar{R}'_1 para calcular el vértice fermiónico e incluimos solamente los fonones con $n > 1$ en los correspondientes diagramas de renormalización.

Para obtener la interacción partícula-vibración para el caso dipolar se reescribe la interacción residual en términos de los operadores \bar{R} y \bar{R}'_1 .

$$H_1 = \frac{3}{4\pi} \left[-\frac{1}{2} \chi'(1,0) A^2 \bar{R}^2 - \frac{1}{8} \chi'(1,1) A^2 \bar{R}'_1{}^2 - \frac{1}{2} \chi''(1) A^2 \bar{R} \bar{R}'_1 \right] \quad (\text{IV.35})$$

donde

$$\begin{aligned} \chi'(1,0) &= \chi(1,0) + \chi(1,1) (N-z)^2 / A^2 + 2 \chi'(1) (N-z) / A \\ \chi'(1,1) &= \chi(1,1) \left(\frac{4Nz}{A^2} \right)^2 \\ \chi''(1) &= \chi(1,1) \frac{4Nz(N-z)}{A^3} + \chi'(1) \frac{4Nz}{A^2} \end{aligned} \quad (\text{IV.36})$$

La interacción partícula-vibración que involucra fonones con $n > 1$ está dada por

$$H_{pv} = - \left(\frac{3}{4\pi} \right) \left[\frac{1}{4} \chi'(1,1) \bar{R}'_1 + \frac{1}{2} \chi''(1) \bar{R} \right] A^2 \bar{R}'_1{}^{\text{coll}} \quad (\text{IV.37})$$

que puede ser puesta en la forma (IV.30) con un parámetro efectivo de

acoplamiento

$$\Lambda(1, n, 2) = \begin{cases} \frac{\sqrt{3}}{4\pi} \left(\frac{1}{4} \chi'(1,1) + \frac{1}{2} \chi''(1) \frac{N}{A} \right) A^2 \langle n \| \bar{R}'_1 \| 0 \rangle & Z = \nu \\ \frac{\sqrt{3}}{4\pi} \left(\frac{1}{2} \chi'(1,1) + \frac{1}{2} \chi''(1) \frac{Z}{A} \right) A^2 \langle n \| \bar{R}'_1 \| 0 \rangle & Z = \pi \end{cases} \quad (\text{IV.38})$$

donde los elementos de matriz $\langle n \| \bar{R}'_1 \| 0 \rangle$ están dados por (IV.24).

V. ANALISIS DE LOS RESULTADOS DEL CALCULO DEL FACTOR ESPECTROSCOPICO EN EL CASO DE LA RQG EN ^{208}Pb .

En este capítulo se calculan los factores espectroscópicos asociados al decaimiento electromagnético de la resonancia cuadrupolar gigante en el ^{208}Pb de acuerdo a lo desarrollado en el Cap.IV. En particular se estudia el decaimiento al estado fundamental y a los estados $J^{\pi}=1^{-}, 3^{-}$ del espectro de baja energía y se comparan los resultados con los obtenidos experimentalmente por Bertrand et al⁴⁾.

IV.1 Campos fermiónicos y bosónicos.

En el cálculo se utilizaron para las energías de partícula independiente los valores experimentales que se obtienen de los núcleos impares vecinos al núcleo doblemente mágico ^{208}Pb en el caso de los niveles pertenecientes a las capas que se encuentran inmediatamente por arriba y por debajo del nivel de Fermi. Las correspondientes al resto de los niveles se obtienen a partir del potencial de partícula independiente

$$V(n) = \frac{1}{2} m \omega^2 n^2 - \lambda \bar{l} \cdot \bar{s} - \mu \left[\bar{l}^2 - \frac{1}{2} \mathcal{N} (\mathcal{N} + 3) \right] \quad (\text{V.1})$$

donde \mathcal{N} es el número cuántico principal del oscilador, $\hbar\omega=41 \text{ MeV/A}^{1/3}$; $\lambda=0.0636 \hbar\omega$, $\mu=0.0233 \hbar\omega$, y \bar{l} y \bar{s} son los momentos angulares orbitales y de espín respectivamente. En todos los casos se utilizan funciones de onda radiales del oscilador armónico incluyéndose las capas con \mathcal{N} entre 3 y 9.

Las propiedades que caracterizan completamente los campos bosónicos, o sea las energías $w_{n,J}$, las constantes de acoplamiento $\Lambda(J,n,2)$ y los elementos de matriz del operador multipolar se muestran en las tablas 7, 8 y 9, para los fonones con $J^\pi = 1^-, 2^+$ y 3^- respectivamente. Estos fueron obtenidas mediante la RPA como se discutió en el Cap.IV calculando la intensidad de la fuerza según (IV.27), (IV.28) y (IV.29) con $c=1$, e incluyendo para las tres multipolaridades la corrección $[1-b_J(N-Z)^2/A^2]$ que tiene en cuenta el exceso neutrónico. El valor de $\chi(3,0)$ predicho de este modo coincide con el que se obtiene ajustando la intensidad de la fuerza para reproducir el valor de la energía experimental del estado colectivo más bajo de esa multipolaridad (2.62 MeV).

V.2 Cálculo de los anchos de decaimiento y discusión de los resultados.

Los estados intermedios que consideraremos son de tres tipos: 1) un bosón cuadrupolar muy colectivo ($n=5$), 2) un bosón cuadrupolar menos colectivo cuya energía esté dentro del ancho de la RG ($n=6,7,8$), 3) un bosón octupolar y uno dipolar acoplados a momento angular dos cuya energía ($w_{n,3} + w_{n,1}$) también se encuentre comprendida en el ancho de la RG.

Teniendo en cuenta solamente los resultados de la RPA para el caso $J^\pi = 2^+$ es posible calcular el decaimiento al estado fundamental (fig.15.c). Como en la región entre 8 y 12 MeV que corresponde a la localización de RQG hay solamente un fonón cuadrupolar con características colectivas ($n=5$), este ha sido tomado como estado intermedio. Se consideró para el factor en (II.31) que contiene la energía del fotón w que el centroide de la resonancia está a una energía de 10.5 MeV.

La primera fila de la tabla 10 muestra el valor de $B(E2)$, el ancho electromagnético $\Gamma = \hbar T(E\lambda)$ con $T(E\lambda)$ dado por (II.28) y el producto

$B(Q_2).B(E_2)$ para la transición al estado fundamental. Las columnas 4-6 corresponden a la raíz $n=5$, mientras que la suma en la columna 7 se extiende sobre los fonones menos colectivos $n=6, 7$ y 8 que también se encuentran en el mencionado intervalo de energías. Las restantes filas de la tabla muestran los resultados correspondientes al caso del decaimiento dipolar a los estados 3^- (fig.15.a).

En el cálculo aparecen cancelaciones importantes entre números grandes sobretodo en las transiciones entre estados muy colectivos. En primer lugar, hay una cancelación entre los diagramas que involucran la dispersión de una línea de partícula y los que incluyen la dispersión de una línea de agujero, o sea entre aquellos diagramas explícitamente representados en la fig.16 y aquellos en los que dos líneas de agujeros están presentes. En segundo lugar hay una cancelación entre las contribuciones de neutrones y las de protones, porque estamos tratando transiciones dipolares isovectoriales entre modos que son casi puramente isoescalares. Finalmente, el cálculo de las cargas dipolares efectivas (IV.34) para los estados de energía más bajos también presenta una cancelación entre las cargas desnudas y las de polarización, debido al hecho de que la interacción residual nuclear tiende a desplazar toda la intensidad isovectorial a la región de las resonancias isovectoriales gigantes¹³⁾.

Para que el cálculo sea consistente deben utilizarse las mismas amplitudes RPA (IV.7) en el cálculo de los elementos de matriz de los operadores multipolares (columnas 3 y 4 de las tablas 7, 8 y 9) y en el cálculo NFT de los diagramas de las fig. 16 y 17. Estas amplitudes intervienen en un dado diagrama cuando el fonón se abre en sus componentes de partícula-agujero. Aunque los denominadores correspondientes pueden ser pequeños en dichos vértices, ellos no dan lugar nunca a divergencias espúreas porque las amplitudes RPA son siempre

finitas. Sin embargo, en los diagramas 17.c y 17.d aparecen en los denominadores factores de la forma $w_{n,2}^{-1} w_{n,3}^{-1} \epsilon_{ki}$ que pueden dar lugar a singularidades accidentales. En el conjunto de energías de partícula independiente que se ha considerado y con los parámetros de acoplamiento utilizados hay solamente un factor con valor absoluto menor que 100 keV que involucra los fonones colectivos cuadrupolar y octupolar adiabáticos y el estado neutrónico de partícula-agujero [$s_{1/2} p_{3/2}^{-1}$]. Se han calculado los diagramas sin esta contribución, ya que la exclusión solamente es significativa para el decaimiento al estado 3^- más bajo.

En el caso de las fuerzas multipolo-multipolo, la evaluación de aquellos diagramas en los que el vértice fermiónico multipolar se reemplaza por un vértice bosónico (o sea, fig.16.a' y 17.a') implican un cálculo de cargas efectivas (IV.34) que involucra una suma sobre todos los fonones isovectoriales con $n > 1$. En el límite de las transiciones de energía nula ($E_i \approx E_f$) la suma sobre todos los fonones $n > 1$ exceptuando el más colectivo ($n=35$) representa el 30% del valor correspondiente a dicha raíz. La contribución total es similar a la que se obtiene considerando niveles degenerados y en consecuencia un único modo isovectorial. Sin embargo se puede esperar que esta equivalencia sea menos practicable a medida que la energía de la transición crece. Desafortunadamente pueden aparecer también degeneraciones accidentales en el denominador de la ec.(IV.34). No es sorprendente que en el caso de la transición de la resonancia cuadrupolar gigante al estado octupolar más bajo, esta degeneración esté asociada con el modo dipolar $n=7$ en el que la principal componente es el mismo estado neutrónico mencionado anteriormente. Se han efectuado tres cálculos diferentes: i) incluyendo todos los fonones dipolares con $n > 1$; ii) excluyendo el fonón $n=7$ y iii) incluyendo solamente la raíz colectiva $n=35$ o sea considerando el modelo degenerado que se mencionó previamente y renormalizando esta contribución con el

valor empírico 1.3 o sea teniendo en cuenta el 30% que aportan el resto de los fonones. Todas estas prescripciones llevan a resultados similares si el estado final es un fonón no colectivo ($n', 3$) porque no hay estado de partícula-agujero acoplado a $\lambda=1$ próximo a una diferencia de energía $w_{n,1} - w_{n',3}$.

Las primeras dos columnas de la tabla 10 muestran la energía y el momento angular del estado nuclear final. La multipolaridad de la radiación emitida y el correspondiente $B(E1; n=5 \rightarrow 3^-)$, el ancho parcial y el producto $B(Q2) \cdot B(E\lambda)$ se indican en las siguientes cuatro columnas, en las que se supone que el estado intermedio es la raíz cuadrupolar colectiva.

Bertrand et al.⁴⁾ han medido el siguiente esquema de decaimiento de la RQG

estado fundamental	0^+	20%
2.614	3^-	menos de 2%
4.085	2^+	3-4%
4.845	1^-	2-3%
4.974	3^-	50%
aprox.5.5 (grupo)		6%
6.315	1^-	5%

Con nuestro modelo el ancho Γ predicho para la transición cuadrupolar al estado fundamental es aproximadamente 20 veces mayor que para la transición dipolar al estado colectivo 3^- de 2.62 MeV, y por lo menos 3000 veces mayor que el ancho calculado para la transición a cualquier estado no colectivo 3^- debajo de 6 MeV. El primer cociente concuerda con el límite experimental superior para el decaimiento al estado 3^- más bajo y con los cálculos teóricos de la ref.¹³⁾.

Sin embargo, el cálculo no es capaz de reproducir el ancho experimental relativamente grande para el estado 3^- de 4.97 MeV⁴⁾

(aproximadamente el doble del ancho correspondiente al decaimiento al estado fundamental). Este estado se puebla también a través de excitación inelástica¹⁴⁾, lo que sugiere una descripción de un carácter predominantemente de partícula-agujero. La RPA incluye explícitamente todos los estados de partícula-agujero y, aunque ni la RPA ni las fuerzas esquemáticas utilizadas aquí aseguran la exactitud de las funciones de onda no colectivas, pareciera que ninguna combinación de los estados de un fonón 3^- que se predicen debajo de 6 MeV llevaría a un ancho de decaimiento parcial mayor que el correspondiente para el estado fundamental.

El cálculo previo sólo incluye el fonón cuadrupolar más colectivo $n=5$ en la suma (IV.1). Aunque el factor de excitación en la ec. (IV.1) puede sugerir que esta contribución domina la suma, el hecho de que se den grandes cancelaciones entre los correspondientes factores de decaimiento no permite excluir a priori las contribuciones de los otros estados intermedios a la suma (IV.1). Luego, se han hecho cálculos en los que el estado intermedio es una raíz menos colectiva. Se han considerado las raíces $w_{6,2}=10.72$ MeV, $w_{7,2}=10.93$ MeV y $w_{8,2}=11.75$ MeV que están en las proximidades de la resonancia cuadrupolar gigante. La columna 7 de la tabla 10 muestra la suma (IV.1) de los productos $B(Q2).B(E1)$ sobre estos tres fonones. La renormalización de la carga se efectúa como se indicó en iii).

En el mismo orden de perturbación que los diagramas de la fig.16, hay un camino alternativo para la población de los estados finales de un fonón, o sea la excitación cuadrupolar directa de un estado de dos fonones dipolar-octupolar (fig.17) y el subsecuente decaimiento al estado octupolar vía el elemento de matriz RPA $E1$. Este cálculo está favorecido dentro del formalismo de la NFT, porque en los diagramas correspondientes al proceso de excitación hay muchas degeneraciones entre los fonones

intermedios cuadrupolares y los fonones finales dipolar y octupolar (fig. 17.a'). Como consecuencia, las cargas efectivas (IV.34) resultan una función altamente oscilante de las energías de dos fonones. Puede obtenerse una estimación teórica cruda puede obtenerse utilizando una carga de renormalización cuadrupolar de $\frac{1}{3}e$, de acuerdo a si el estado de dos fonones está por debajo o por encima del fonón cuadrupolar más colectivo $n=5$ a 8.95 MeV. Existen también algunas degeneraciones entre los estados relevantes de dos fonones y los estados de partícula-agujero que transportan momento angular dos. Luego, pueden desprejarse aquellas contribuciones para las cuales el valor de excitación B resulta mayor que un quinto del valor correspondiente a la raíz cuadrupolar más colectiva. La columna 8 de la tabla 10 incluye la suma (IV.1) de los productos para los diferentes estados finales 3^- , para los casos en los que el estado intermedio de dos fonones está por debajo de 12 MeV.

En primer lugar, la comparación entre las últimas tres columnas confirma el hecho de que los tres grupos de estados intermedios contribuyen con el mismo orden de magnitud a la suma (IV.1), aunque la contribución del primero (o sea de la raíz más colectiva) es un poco mayor que la de los otros grupos. Esta fue la única contribución incluida en la ref.¹³⁾. En segundo lugar, el acuerdo con los resultados experimentales concernientes al decaimiento al estado 3^- más bajo se mantiene. Finalmente se confirmó la conclusión previa concerniente al hecho de que no se puede reproducir el intenso decaimiento al estado de 4.97 MeV.

Del valor experimental del cociente entre las intensidades electromagnéticas que pueblan el estado de 4.97 MeV y el estado fundamental, y del valor teórico de $B(E2)$ para la transición al

fundamental, se obtiene para esta transición dipolar el valor $B(E1; 4.97 \text{ MeV}) \sim 1.2 e^2 \text{ fm}^2$

$$B(E1) = 0.767 \times 10^{-6} \times \frac{E(E_2)^5}{E(E_1)^3} \left(\frac{I(E_1)}{I(E_2)} \right)_{\text{exp}} \cdot B(E_2)_{\text{teo}} \quad (V.3)$$

con $E(E_2) = 10.5 \text{ MeV}$; $E(E_1) = (10.5 - 4.97) \text{ MeV}$.

Esta es una probabilidad de transición considerablemente grande, del orden de la unidad de Weisskopf y es aproximadamente 100 veces mayor que las transiciones más rápidas dipolares no gigantes hasta ahora observadas¹⁵⁾. La confirmación de este resultado experimental nos llevaría a un replanteo de los modelos tradicionales para la estructura nuclear.

Aunque la existencia en la región de 8-12 MeV de un estado con un elemento de matriz de protones E1 intenso al estado de 4.97 MeV es una condición necesaria (que no se satisface en nuestro modelo), no es suficiente para explicar los resultados experimentales. De acuerdo a (IV.1) este estado particular debería presentar también un elemento de matriz isoescalar cuadrupolar intenso que lo conectara con el estado fundamental. Según la ref.¹³⁾, la información experimental concerniente al decaimiento al estado 3^- de 4.97 MeV es cualitativamente diferente de la concerniente al decaimiento al estado 3^- más bajo, porque la existencia de cascadas γ sólo se puede ignorar en este último caso. En el presente cálculo se ha obtenido la probabilidad para la excitación y decaimiento vía un único fotón a partir de un estado en la región de la RQG. De este modo, el desacuerdo entre la teoría y el experimento puede indicar que el estado de 4.97 MeV no se puebla a través del decaimiento por un único fotón.

Mediante un cálculo similar se obtienen los resultados para el decaimiento a los estados de un único fonón 1^- que aparecen en la tabla

11. El significado de las columnas es el mismo que el de las columnas 3-5 de la tabla 10. El ancho predicho para el decaimiento a todos los estados debajo de 6.6 MeV es .02 eV, que es también más pequeño que el ancho experimental de decaimiento al estado de 4.84 MeV (8.8-13.2 eV) y 6.31 MeV(22 eV) calculados con el B(E2) teórico y mucho más pequeño que el ancho hallado a partir del nuevo cociente gamma relativo a los estados 1^- en el intervalo 5-7 MeV(120 eV). Como en el caso del estado de 4.97 MeV, este cálculo del ancho electromagnético no puede aplicarse al cálculo de cascadas δ que pueden poblar niveles en esta región de excitación. Luego se podría concluir que los estados 1^- no se pueblan a través de una única emisión fotónica.

VI. CONCLUSIONES

En la presente tesis se ha propuesto un formalismo que permite estudiar el decaimiento electromagnético de una resonancia gigante (RG) excitada en una dispersión inelástica. El hecho de que existan otros modos de decaimiento (formación de núcleo compuesto y emisión de neutrones) de vida media mucho menor que la correspondiente a la emisión γ se ha tenido en cuenta mediante la inclusión de un potencial imaginario constante extendido a todo el espacio. Ha resultado posible factorizar la expresión para la velocidad(rata) de decaimiento γ por unidad de ángulo sólido en una dirección dada en un factor espectroscópico que depende sólo de la estructura nuclear y un segundo factor que corresponde al mecanismo de la reacción y que permite calcular las distribuciones angulares de la radiación γ producida en transiciones a algunos de los estados más bajos del espectro de núcleo residual.

El análisis del mecanismo de la reacción ha presentado aspectos interesantes porque tiene en cuenta el decaimiento electromagnético de la fuente γ en todo el rango de valores de la distancia de separación relativa proyectil-núcleo residual.

Las funciones de onda radiales del canal inelástico, $g_{\lambda m}$, describen al proyectil dispersado inelásticamente y al emisor γ (núcleo residual). Tienen en cuenta además la existencia de un sumidero que representa la desexcitación por canales distintos del de emisión electromagnética. Si bien no existe flujo saliente para ondas parciales correspondientes a impulsos angulares menores que el de contacto ($l < l_g$) la población de emisores confinados a distancias de separación del orden del tamaño del núcleo blanco no es despreciable frente a la correspondiente a $l > l_g$. Esta última incluye tanto situaciones en las cuales los núcleos

interactuantes están próximos como aquéllas en que están separados por distancias considerablemente mayores que los radios nucleares. La posibilidad de que el núcleo blanco excitado no pueda ser considerado en nuestro cálculo como emisor γ cuando está en estrecho contacto con el proyectil conduce a la separación entre emisiones en contacto y posteriores al contacto. Al considerar sólo estas últimas se excluyen las contribuciones de bajo impulso angular ($l < l_g$).

El estudio de las variaciones en la magnitud de la anisotropía (III.5) en cada uno de los casos analizados indica que ésta es más pronunciada cuando sólo se incluyen las emisiones de post-contacto, sobretodo en el caso del decaimiento a estados 0^+ . Por lo tanto, se concluye que es posible utilizar las distribuciones angulares experimentales para obtener una descripción más detallada de la geometría de la reacción.

Resulta interesante destacar que la forma de las distribuciones no se ve afectada por variaciones del valor de la energía del proyectil o de la energía de excitación si esta se encuentra dentro del ancho de la RG. Además, las polarizaciones resultan poco sensibles a modificaciones drásticas en el conjunto de parámetros ópticos utilizados. Lo mismo ocurre cuando se estudian las distribuciones angulares correspondientes al decaimiento de la RQG y la RDG en dos núcleos blancos diferentes ^{208}Pb y ^{92}Zr . Luego puede considerarse que la predominancia de la componente de mayor proyección del impulso angular es una propiedad del mecanismo utilizado para excitar la RG y no una característica casual de la reacción particular que estamos estudiando.

El conocimiento del presente modelo puede facilitar el análisis de los datos experimentales que poseen Bertrand et al. La magnitud absoluta de las distribuciones angulares depende del valor del factor espectroscópico.

Para el cálculo de dicho factor se ha utilizado la teoría de campos nucleares (NFT) en el orden más bajo de teoría de perturbaciones que contribuye en cada caso y se ha comparado los resultados con los de la ref.⁴⁾.

Los estados cuadrupolares relevantes que aparecen como estados intermedios en la ec.(IV.1) son raíces cuadrupolares de la RPA que se encuentran en el intervalo de energía correspondiente al ancho de la RQG, o estados de dos bosones (uno octupolar y uno dipolar) acoplados a momento angular dos. En todos los casos, aunque de forma diferente, el cálculo de la NFT se ve favorecido por la presencia de singularidades accidentales en los denominadores de energía.

Los resultados indican que aunque la contribución del fonón más colectivo cuadrupolar es la mayor en el decaimiento a los estados 3^- , los correspondientes a los fonones cuadrupolares intermedios y a un estado intermedio de dos bosones son también significativos.

Se concluye que independientemente de que se incluyan o no estos otros estados intermedios, el ancho predicho para los estados 3^- más bajos es consistente con el límite experimental superior y que la intensidad de la transición dipolar al estado 3^- de 4.97 MeV y a los estados 1^- en el intervalo entre 5 y 7 MeV no pueden reproducirse mediante un cálculo que involucre un decaimiento directo desde la zona de la RQG.

APENDICE A

Método de cálculo de las funciones de onda radiales

Debido a la existencia de un potencial imaginario extendido a todo el espacio las funciones de onda $a_l(r)$ y $b_l(r)$ presentan un comportamiento peculiar. La amplitud de la solución regular en el origen, $a_l(r)$, diverge a medida que el radio aumenta y asintóticamente se comporta como una onda esférica entrante. La componente saliente de $a_l(r)$, presente en la región central se desvanece a medida que viaja hacia afuera.

El cálculo de la onda esférica saliente $b_l(r)$ presenta algunos problemas prácticos. Es necesario integrar hacia adentro, partiendo de valores asintóticos característicos de ondas puramente salientes cuya amplitud decae. Un camino de integración hacia adentro en un potencial imaginario negativo extendido puede generar una componente espúrea explosiva entrante. El origen de esta componente es la inevitable falta de precisión en la elección de los valores iniciales en el cálculo numérico.

Por otro lado, como en el presente caso el potencial absorbitivo constante es moderado (la longitud de onda es pequeña comparada con la longitud de decaimiento), es necesario tomar ciertas precauciones para evitar los efectos espúreos que se manifiestan como un ripple en la función $b_l(r)$. Con este propósito, se integra la función de onda saliente hacia adentro a través de un potencial imaginario negativo convenientemente intenso localizado en la región asintótica. Este potencial actúa como un filtro sobre un rango de unas pocas longitudes de onda.

En los casos típicos ($^{17}_0\text{Pb}$ a 380 MeV), la integración para las funciones $f_l(r)$ se lleva a cabo desde el origen hasta 40 fm, donde se efectúa la normalización (II.17). Para los parámetros ópticos del

conjunto 1 y $\Gamma = 2.4$ MeV la integración para $b_l(r)$ se efectúa desde 80 fm hasta 5.5fm y la de $a_l(r)$ desde el origen hasta 25 fm donde se normaliza a Wronskiano unitario. El paso de integración elegido es .022 fm, que corresponde a la descripción de una onda típica de longitud .4fm mediante no menos de 18 puntos. La longitud de decaimiento de las funciones de onda es aproximadamente 31fm.

En la integración para $b_l(r)$, el potencial imaginario de filtro se fijó en -50 MeV entre 73 y 77 fm con difusividad .5 fm. Al disminuir este valor de la difusividad aparecen efectos oscilatorios indeseables.

Las funciones $g_{lm}(r)$ son calculadas mediante la ec.(II.18). Las integraciones se llevan a cabo utilizando la ecuación completa en la región alrededor de la superficie nuclear(desde 5.5-8.5 fm hasta 14.8-14.5fm y dependiendo del conjunto de parámetros ópticos utilizados). Desde el límite superior de esta región de superficie hasta una distancia que incluye un número conveniente de longitudes asintóticas de decaimiento asociadas a la función $b_l(r)$, se utiliza la aproximación

$$g_{lm}(r) = b_l(r) \left[\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} a_l(r') e^{i\delta_{lm}(r')} dr' \right] = \text{const} \cdot b_l(r) \quad (\text{A.1})$$

Desde este punto se considera que la función $g_{lm}(r)$ se comporta exactamente como una función exponencial decreciente y se integra analíticamente hasta infinito.

APENDICE B

Teoría de campos nucleares(NFT)

El formalismo de la teoría de campos nucleares propone un método para resolver un sistema de muchos fermiones mediante una expansión diagramática perturbativa. Utilizando grados de libertad fermiónicos y bosónicos en un completo pie de igualdad se reproducen los resultados exactos a cualquier orden de teoría de perturbaciones. El uso de técnicas diagramáticas permite evitar los problemas de doble conteo y las violaciones al principio de Pauli vinculadas al hecho de tratar con una base sobrecompleta.

Se reemplaza el Hamiltoniano fermiónico general

$$H_F = H_{sp} + V = \sum_i \epsilon_i a_i^\dagger a_i + \sum_{jklm} V_{jklm} a_j^\dagger a_k^\dagger a_m a_l \quad (B.1)$$

por el Hamiltoniano de la NFT

$$H_{NFT} = H_F + H_B + H_{FB} = H_F + \sum_m \omega_m \Pi_m^\dagger \Pi_m + \sum_{n, j_1 j_2} [\Lambda^*(j_1 j_2 n) \Pi_m^\dagger a_{j_1}^\dagger a_{j_2} + \Lambda(j_1 j_2 n) \Pi_m a_{j_2}^\dagger a_{j_1}] \quad (B.2)$$

donde se considera que todas las contribuciones de tipo Hartree-Fock del potencial han sido incluidas en las energías de partícula independiente ϵ_i . Las excitaciones bosónicas colectivas Π_m^\dagger son independientes de las variables fermiónicas

$$[\Pi_m, a_j^\dagger] = [\Pi_m^\dagger, a_j^\dagger] = 0 \quad (B.3)$$

y se obtienen por ejemplo mediante un tratamiento RPA. $|0\rangle$ es el estado de

vacío para fermiones y bosones.

$$\prod_n |0\rangle = a_i^\dagger |0\rangle = a_k |0\rangle \quad (\text{B.4})$$

Los vértices $\Lambda(j_1, j_2, n)$ que acoplan linealmente las variables fermiónicas (j_1, j_2) con el bosón n -ésimo se definen en términos de las amplitudes λ y μ de la RPA.

$$\Lambda(j_1, j_2, n) = \sum_{k_i} (V_{j_1 k_i, j_2 i} \lambda_{k_i}^n + V_{j_1 k_i, j_2 i} \mu_{k_i}^n) \quad (\text{B.5})$$

Los operadores fermiónicos externos de un cuerpo en la NFT tienen un término colectivo

$$Q_{\text{NFT}} = Q_F + Q_{\text{coll}} = Q_F + \sum_{n, k_i} (q_{k_i} \lambda_{k_i}^n + q_{i k} \mu_{k_i}^n) |n\rangle + \text{h.c.} \quad (\text{B.6})$$

Cada término de la expansión perturbativa de cualquier operador físico está ligado a un subconjunto de diagramas de Feynman y el parámetro que define el orden de la expansión es $1/\Omega$ donde Ω es la degeneración efectiva de los orbitales de valencia.

El Hamiltoniano (B.2) actuando sobre el espacio producto fermiónico-bosónico es completamente equivalente¹⁶⁾ a (B.1) si se trata con las siguientes reglas diagramáticas:

- 1) Los estados inicial y final pueden estar compuestos por modos colectivos y fermiónicos pero no por alguna configuración de partícula que pueda ser reemplazada por una combinación de modos colectivos.
- 2) No están permitidos aquellos diagramas en los que un par partícula-agujero se crea y luego se aniquila sin haber participado en interacciones con otras líneas (burbujas).

3) Los acoplamientos deben actuar a todos los órdenes para generar los diferentes diagramas de la teoría de perturbaciones. Todos los vértices de la interacción fermiónica entre dos cuerpos y de la interacción partícula-vibración deben ser incluidos y deben tenerse en cuenta todas las posibles permutaciones temporales.

A handwritten signature in black ink, appearing to be 'R. P. Ch...'.A handwritten signature in black ink, appearing to be 'Hugo M. Sep...'.

REFERENCIAS

- 1) J.P.Elliot y B.H.Flowers, Proc.Roy.Soc. (London)A247(1957)57.
- 2) A.M.Lane, Nuclear Theory, Benjamin, New York(1964).
O.Nathan, S.G.Nilsson en Alpha-, Beta-, and Gamma-Ray Spectroscopy, ed.K.Siegbahn, vol.1, North Holland, Amsterdam(1966)601.
- 3) G.R.Satchler, Proc. Int. School of Physics E.Fermi, Course LXIX, eds. A.Bohr y R.A.Broglia, (1977)271.
- 4) F.E.Bertrand, J.R.Beene y T.P. Sjoreen, J. de Physique C4, Sup. N°3, 45(1984)99.
F.E.Bertrand, J.R.Beene y M.L.Halbert, International Symposium on Nuclear Spectroscopy and Nuclear Interactions, Osaka, Japan, March 21-24, (1984).
J.R.Beene, F.E.Bertrand y M.L.Halbert, Fifth International Symposium on Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics, Knoxville, Tennessee, September 10-14, (1984).
- 5) D.R.Bes, R.A.Broglia y B.S.Nilsson, Phys.Rep.16C(1975).
- 6) P.F.Bortignon, R.A.Broglia, D.R.Bes y R.Liotta, Phys.Rep.30C(1977)4.
- 7) T.Tamura, Rev. of Mod. Phys.37(1965)4.
- 8) N.Austern en Direct Nuclear Reactions, Wiley, New York, (1970).
- 9) K.Siegbahn, Alpha-, Beta- and Gamma Ray Spectroscopy, Vol. 2, Chap.XV, Theory of Multiple Radiation por S.A.Moszkowski, p.863
Chap.XIX, Angular Distribution of Nuclear Radiation por H.Frauenfelder y R.M.Steffen; S.R. de Groot, H.A.Tolhoek y W.J. Huiskamp; p.997, North Holland, Amsterdam, (1966).
- 10) S.C.Pieper, M.H.Macfarlane, D.H.Gloeckner, D.G.Kovar, F.D.Becchetti, B.G.Harvey, D.L.Hendrie, H.Homeyer, J.Mahoney, F.Pühlhofer, W.von Oertzen, M.S.Zisman, Phys. Rev.C 18(1978)180.
- 11) A.Bohr y B.R.Mottelson, Nucl.Struct., W.A.Benjamin Inc., Reading, Massachusetts(1975).
- 12) M.A.J.Mariscotti, D.R.Bes, S.L.Reich, H.M.Sofia, P.Hungerford, S.A.Kerr, K.Schreckenbach, D.R.Wagner, W.F.Davidson y W.Gelletly, Nucl.Phys.A407(1983)98.
- 13) P.F.Bortignon, R.A.Broglia y G.F.Bertsch, Phys.Lett.148B(1984)20.
- 14) C.M. Lederer y V.S. Shirley, Table of Isotopes, Wiley, New York, (1978).
- 15) C. Mittag, J. Fernández-Niello, F. Reiss y H. Putcha, Workshop on Electromagnetic Properties of High-Spin Nuclear Levels, Rehovot, Israel, (1984).
- 16) D.R.Bes, R.A.Broglia, G.G.Dussel, R.J.Liotta y R.P.J.Perazzo, Nucl.Phys. A260(1976)77.

LISTA DE TABLAS

- TABLA 1 Parámetros del modelo óptico para los dos conjuntos utilizados. Se utilizan potenciales standard de tipo Wood-Saxon con radio nuclear $R_x = r_{ox} (A_t^{1/3} + A_p^{1/3})$ y difusividad a_x . El potencial Coulombiano corresponde al de una esfera uniformemente cargada de radio $R_c = r_{oc} A_t^{1/3}$. Las tres primeras filas corresponden a la parte real del potencial, las tres siguientes a la parte imaginaria y la última al potencial Coulombiano.
- TABLA 2 Coeficientes $\langle 0 \ 2 \ 0 | \ell \ 0 \rangle \langle \ell \ m \ 2 \ -m \ \ell \ 0 \rangle$ para $\ell = 50$ y $\ell = 155$.
- TABLA 3 Se muestran :a) las polarizaciones $p_i = P_i / \sum_i P_i$ totales; b) las que sólo incluyen las contribuciones de la región de post-contacto ($\hat{p}-c$), c) los cocientes entre los factores de ocupación de post-contacto y los totales para las tres proyecciones del espín de la RQG en ^{208}Pb con tres potenciales imaginarios $\Pi/2$ diferentes.
- TABLA 4 Idem TABLA 3 para la RDG.
- TABLA 5 Factor de anisotropía definido según ec.(III.5) para las distribuciones angulares obtenidas para el decaimiento γ de la RQG ($J_i=2$) en el ^{208}Pb y en el ^{92}Zr a estados de multipolaridad 0^+ , 1^- y 3^- . Se muestran las correspondientes a la contribución total y de post-contacto para cada potencial $i \ \Pi/2$.
- TABLA 6 Anisotropía para el decaimiento γ a un estado de multipolaridad 0^+ desde la resonancia dipolar gigante en ^{208}Pb . Ver indicaciones para la TABLA 5.
- TABLA 7 Resultados del cálculo RPA correspondientes a los estados 1^- . Las columnas 1 y 2 indican el número de la raíz y la correspondiente energía. En las columnas 3 y 4 aparecen las constantes de

acoplamiento Λ_ν y Λ_π respectivamente (ec.(IV.9)) y en la columna 5 los elementos de matriz del operador dipolar de transición \bar{R}_1 definido a partir de (IV.22).

TABLA 8 Resultados del cálculo RPA correspondientes a los estados 2^+ . A las columnas 1,2,3 y 4 corresponden las mismas indicaciones que en la TABLA 7. Las columnas 5 y 6 muestran los elementos de matriz de los operadores $Q_{2,0}$ y $Q_{2,1}$ definidos como en la ec.(IV.4) y de su comparación puede deducirse cuán isoescalar es el modo en cuestión.

TABLA 9 Resultados del cálculo RPA para los estados 3^- . Ver indicaciones para la TABLA 8.

TABLA 10 Resultados del decaimiento gamma de la RQG al estado fundamental y a los estados 3^- más bajos del espectro. Las columnas 1, 2 y 3 indican respectivamente la energía y multipolaridad de los estados finales, y la multipolaridad del fotón emitido. Las columnas 4, 5 y 6 muestran los resultados de $B(E\lambda)$, el ancho Γ del estado y el producto $B(Q2)B(E\lambda)$ cuando se incluye como estado intermedio solamente el fonón isoescalar colectivo 2^+ correspondiente a $n=5$ en la TABLA 8. La columna 7 indica cuál es la contribución de los restantes fonones 2^+ con energías entre 8 y 12 MeV, mientras que la columna 8 muestra la contribución de los estados de dos fonones cuyas energías están en la misma región.

TABLA 11 Resultados del decaimiento gamma de la RQG a los estados 1^- . La columna 1 indica la energía del estado final. La columna 2 muestra el $B(E1)$ correspondiente al decaimiento gamma y la columna 3 el correspondiente ancho Γ del estado que decae.

TABLA 1

	Conjunto 1	Conjunto 2
U_o (MeV)	-50.00	-20.00
r_{or} (fm)	1.10	1.34
a_r (fm)	0.80	0.57
W_o (MeV)	-50.00	-34.
r_{oi} (fm)	1.10	1.34
a_i (fm)	0.80	0.57
r_{oc} (fm)	1.864	1.25

TABLA 2

l	l'	m=0	m=1	m=2
50	48	0.367	-0.303	0.156
50	50	0.250	-0.0061	-0.306
50	52	0.382	0.309	0.150
155	153	0.373	-0.305	0.154
155	155	0.250	-0.0019	-0.306
155	157	0.377	0.307	0.152

TABLA 3

Γ	p_m^{total}			$p_m^{\text{p-c}}$			$p_m^{\text{p-c}}/p_m^{\text{t}}$		
	m=0	m=1	m=2	m=0	m=1	m=2	m=0	m=1	m=2
0.48	0.314	0.178	0.508	0.319	0.128	0.553	0.767	0.543	0.824
2.40	0.313	0.247	0.440	0.325	0.118	0.557	0.423	0.193	0.516
24.0	0.336	0.354	0.310	0.335	0.086	0.578	0.024	0.006	0.044

TABLA 4

Γ	p_m^{total}		$p_m^{\text{p-c}}$		$p_m^{\text{p-c}}/p_m^{\text{t}}$	
	m=0	m=1	m=0	m=1	m=0	m=1
0.8	0.323	0.677	0.175	0.825	0.289	0.651
4.0	0.455	0.545	0.161	0.839	0.059	0.256
40.0	0.570	0.430	0.182	0.818	0.002	0.011

TABLA 5

Γ	0^+		1^-		3^-	
	total	post.cont.	total	post.cont.	total	post.cont.
0.48	1.92	2.67	0.80	0.75	0.94	0.92
2.4	1.4	2.83	0.87	0.74	0.96	0.92
24.0	0.95	-	1.03	-	1.01	-
3.6	1.36	2.90	0.87	0.76	0.96	0.92

TABLA 6

Γ	0^+	
	total	post.cont.
0.8	0.74	0.61
4.0	0.93	0.60
40.0	1.16	-

TABLA 7

n	w_n [MeV]	Λ_V [(MW/h) ^{1/2} MeV]	Λ_π [(MW/h) ^{1/2} MeV]	(n \bar{R}_1 0) [fm]
1	.18(-3)	.88(2)	.76(2)	-.39
2	5.45	.16(-1)	.58(-2)	.50(-1)
3	5.54	.55(-2)	.20(-2)	.18(-1)
4	5.81	.24(-1)	.73(-2)	.88(-1)
5	5.91	.17(-1)	.49(-2)	.66(-1)
6	6.06	.57(-1)	.15(-1)	.23
7	6.35	.83(-2)	.15(-2)	.37(-1)
8	6.47	.13(-2)	.20(-3)	.61(-2)
9	6.51	.31(-2)	.45(-3)	.15(-1)
10	6.83	.96(-2)	-.38(-2)	.80(-1)
11	6.83	.11(-1)	-.65(-2)	.11
12	6.85	.30(-2)	-.36(-1)	.25
13	7.18	.76(-1)	-.31(-2)	.46
14	7.26	.64(-2)	.25(-1)	.13
15	7.33	.12(-2)	-.13(-1)	.91(-1)
16	7.41	.53(-1)	-.39(-2)	.33
17	7.53	.45(-2)	.43(-1)	.26
18	7.66	.46(-4)	-.12(-2)	.80(-2)
19	7.81	.13(-2)	-.11(-1)	.81(-1)
20	8.15	.71(-2)	-.30(-1)	.24
21	8.23	.15(-1)	-.26(-2)	.10
22	8.57	.48(-2)	-.15(-1)	.13
23	8.67	.14(-1)	-.39(-1)	.33
24	8.88	.35(-1)	-.82(-1)	.74
25	9.25	.79(-1)	-.32(-1)	.66

TABLA 7(cont.)

n	w_n [Mev]	Λ_ν [(MW/h) ^{1/2} MeV]	Λ_π [(MW/h) ^{1/2} MeV]	$(n\ \bar{R}_i\ 0)$ [fm]
26	10.04	.14	- .11(1)	.18(1)
27	10.30	.41(-1)	- .15	.12(1)
28	10.75	.63(-1)	- .97(-1)	.10(1)
29	10.81	.44(-3)	- .60(-3)	.65(-2)
30	10.93	.12	- .89(-1)	.13(1)
31	11.32	.94(-1)	- .23	.20(1)
32	11.73	.27(-1)	- .35(-2)	.18
33	11.84	.43(-1)	- .39(-1)	.50
34	11.88	.28(-1)	- .76(-1)	.66
35	13.95	.57	- .77	.83(1)

Los números entre parentésis indican potencias de 10.

TABLA 8

n	w_n [Mev]	Λ_ν [(MW/h) MeV]	Λ_π [(MW/h) MeV]	$(n Q_{2,0} 0)$ [fm ²]	$(n Q_{2,1} 0)$ [fm ²]
1	4.75	.46(-1)	.63(-1)	43.33	11.40
2	5.55	.11(-1)	- .47(-2)	4.01	- 1.29
3	5.79	.11(-1)	.11(-1)	9.21	1.96
4	6.43	.54(-1)	.32(-3)	26.82	- 1.77
5	8.95	.92(-1)	.84(-1)	72.89	14.35
6	10.72	.17(-1)	- .22(-1)	1.26	- 5.04
7	10.93	.26(-3)	- .44(-1)	- 14.27	- 9.05
8	11.75	.49(-1)	.27(-1)	33.21	4.00
9	12.02	.42(-2)	.13(-2)	2.50	0.14

Los números entre parentésis indican potencia de 10.

TABLA 9

n	w_n [Mev]	Λ_ν [(MW/h) MeV]	$\Lambda_{\bar{\pi}}$ [(MW/h) MeV]	$(n Q_{3,0} 0)$ [fm ²]	$(n Q_{3,1} 0)$ [fm ²]
1	2.62	.38(-1)	.44(-1)	865.28	199.75
2	3.99	.29(-2)	.21(-2)	54.50	9.25
3	4.45	.62(-2)	.17(-2)	93.53	7.35
4	4.72	.61(-3)	.84(-2)	78.28	38.53
5	4.90	.41(-2)	.32(-2)	79.65	14.29
6	5.12	.68(-2)	- .14(-2)	75.32	- 7.05
7	5.35	.53(-2)	.81(-2)	136.04	36.83
8	5.54	.56(-5)	- .57(-2)	- 47.91	- 26.29
9	5.60	.36(-2)	.11(-1)	133.52	47.81
10	5.80	.26(-2)	.23(-2)	53.08	10.48
11	5.88	.71(-3)	- .30(-3)	6.65	- 1.44

Los números entre parentésis indican potencias de 10.

TABLA 10

E_f [Mev]	J_f	λ	$B(E\lambda)$ [$e^2 \text{fm}^2$]	[eV]	$B(Q2)B(E\lambda)$ [$e^2 \text{fm}^2 +4$]	$\int_{\epsilon} B(Q2)B(E\lambda)$ [$e^2 \text{fm}^2 +4$]	$\sum_e B(Q2)B(E\lambda)$ [$e^2 \text{fm}^2 +4$]
gs	0	2	8.6(2)	8.8(1)	2.3(7)	1.2(6)	-
2.62	3	1	1.0(-2)	5.1	2.7(2)	-	-
			1.4(-2)	7.1	3.7(2)	-	-
			2.8(-2)	1.4(1)	7.4(2)	4.2(2)	1.7(2)
3.99	3	1	3.0(-6)	8.6(-4)	8.0(-2)	2.0	1.1(1)
4.45	3	1	7.8(-5)	1.8(-2)	2.1	2.1(1)	9.0
4.72	3	1	2.8(-4)	5.6(-2)	7.4	4.6	1.6
4.80	3	1	8.0(-7)	1.5(-4)	2.0(-2)	1.4	1.4
5.12	3	1	3.4(-4)	5.5(-2)	9.0	1.2	2.0(-1)
5.35	3	1	4.2(-5)	6.0(-3)	1.1	4.0	
5.54	3	1	1.9(-4)	2.4(-2)	5.1	2.0(-1)	
5.60	3	1	2.2(-4)	2.7(-2)	5.8	1.2	
5.80	3	1	1.2(-5)	1.3(-3)	3.2(-1)	1.8	
5.88	3	1	3.4(-7)	3.5(-5)	9.0(-3)	1.2	

Los números entre parentésis indican potencias de 10.

TABLA 11

E_f [MeV]	B(E1) [e ² fm ²]	Γ [eV]	B(Q2)B(E1) [e ² fm ⁶]
5.45	1.3(-5)	1.7(-3)	0.3
5.54	2.4(-6)	3.0(-4)	0.1
5.81	1.6(-4)	1.7(-2)	4.3
5.92	1.3(-5)	1.3(-3)	0.3
6.06	1.2(-5)	1.1(-3)	0.3
6.35	6.6(-5)	4.9(-3)	1.7
6.47	4.6(-4)	3.1(-2)	1.2(1)
6.51	8.8(-5)	5.8(-3)	2.3

Los números entre parentésis indican potencias de 10.

LISTA DE FIGURAS

- FIGURA 1: Representación esquemática de los campos de velocidades correspondientes a los modos de excitación indicados (RG).
- FIGURA 2: Representación esquemática de transiciones multipolares eléctricas entre estados del modelo de capas para un núcleo hipotético. Las capas principales se indican con $N, N+1, \dots$ y están separadas por $lhw \sim 4lA^{-1/3}$.
- FIGURA 3: Espectro de fotoabsorción donde se observa la resonancia dipolar gigante en ^{208}Pb . Los datos se ajustan con una lorentziana.
- FIGURA 4: Espectro de dispersión inelástica para partículas α de 152 MeV. Se muestra una posible descomposición del espectro a 13° en resonancias gigantes monopolares, cuadrupolares y octupolares más el fondo continuo.
- FIGURA 5: Potencial de Wood-Saxon.
- FIGURA 6: Factores parciales $P_{l m}$ para cada proyección m del momento angular de los núcleos excitados (RQG) de ^{208}Pb . La zona sombreada indica en cada caso las contribuciones de la región de post-contacto. Los factores $P_{l m}$ para el conjunto l son $P_0=224.8$, $P_1=193.1$ y $P_2=343.4$.
- FIGURA 7: Idem FIGURA 6 para la RDG en ^{208}Pb .
- FIGURA 8: Términos fuente $Y_{l m}(r)$ para $l=155$ para cada proyección m . Las líneas llenas y las líneas punteadas corresponden a las partes real e imaginaria respectivamente.
- FIGURA 9: Parte real de los términos fuente $Y_{l m}$ para $l=50$ para cada proyección m . Las partes imaginarias correspondientes solamente difieren de las partes reales en un corrimiento negativo de un cuarto de longitud de onda del patrón oscilatorio.

FIGURA 10: Densidad de probabilidad correspondiente a encontrar los núcleos excitados ^{208}Pb a una distancia de separación r para $\ell = 155$ y para cada proyección m . Las colas de la distribución de probabilidad son debidas al flujo saliente de núcleos residuales excitados. La longitud de decaimiento es aproximadamente 31 fm.

FIGURA 11: Idem FIGURA 13 para $\ell = 50$ y para las proyecciones $m=0$ y $m=1$. Corresponden a un flujo entrante de núcleos residuales. No hay núcleos excitados ^{208}Pb fuera de la región de contacto. La contribución de la proyección $m=2$ es despreciable.

FIGURA 12: Distribuciones angulares reducidas para el decaimiento γ de la GQR a los estados finales del ^{208}Pb 0^+ , 1^- y 3^- . Las líneas llenas corresponden a los parámetros ópticos del conjunto 1, y las líneas punteadas a los del conjunto 2. Las líneas de puntos incluyen solamente las contribuciones de post-contacto para el conjunto 1.

FIGURA 13: Contribuciones a las distribuciones angulares reducidas de cada una de las componentes m para los parámetros del conjunto 1.

FIGURA 14: Distribuciones angulares reducidas para el decaimiento δ de la GDR.

FIGURA 15: Representación esquemática de los diferentes procesos para la excitación de la RQG desde el estado fundamental (diagramas de la izquierda) y la subsecuente emisión $E\lambda$ (diagramas de la derecha) para los estados finales $J^\pi = 3^-, 1^-$ (a y b) y $J^\pi = 0^+$ (c). Las líneas onduladas corresponden a fonones RPA mientras que las restantes indican estados de fermiones. Las cruces simbolizan vértices de operadores.

FIGURA 16: Conjunto de diagramas involucrados en el cálculo de los elementos de matriz de transición entre estados de un bosón $|J, n\rangle$ y $|J, n'\rangle$,

representados con líneas onduladas. Las flechas hacia arriba (abajo) denotadas con k_i (i_i) representan estados de partícula (agujero). Las líneas punteadas con la cruz son los operadores fermiónicos electromagnéticos. Se omiten los diagramas donde el rol de las líneas de partícula se intercambia con las de agujero. El gráfico a' tiene en cuenta el proceso de renormalización correspondiente a reemplazar un vértice fermiónico del diagrama a por el correspondiente vértice bosónico.

FIGURA 17: Diagramas involucrados en el cálculo del elemento de matriz del operador cuadrupolar entre el estado de dos bosones 3^- y 1^- y el estado fundamental. Las convenciones son las mismas que para la FIGURA 15.

FIGURA 18: Representación de un diagrama que involucra un operador fermiónico (línea de puntos con una cruz) y el correspondiente diagrama de renormalización (línea ondulada).

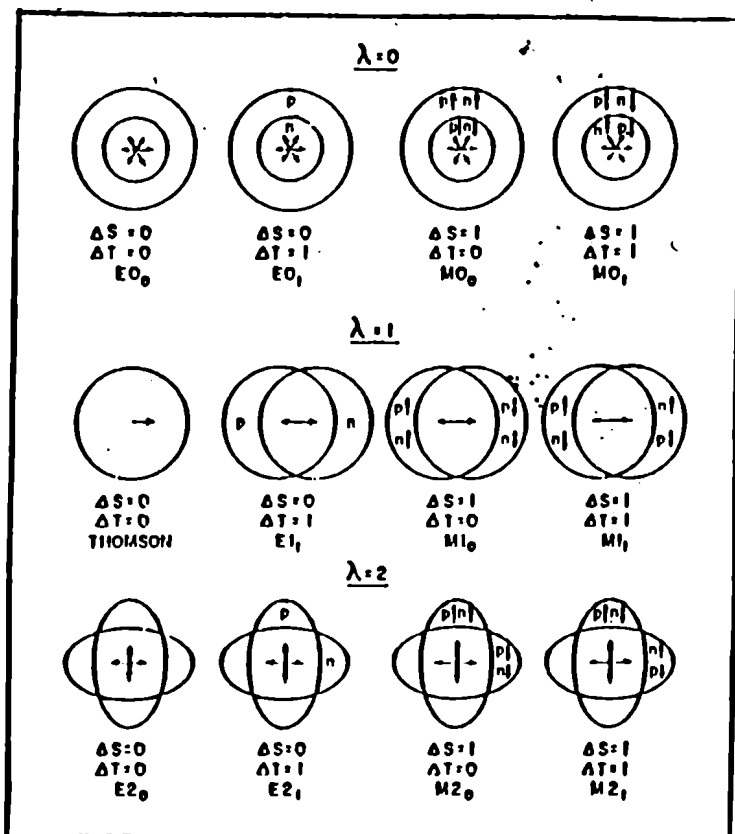


FIG. 1

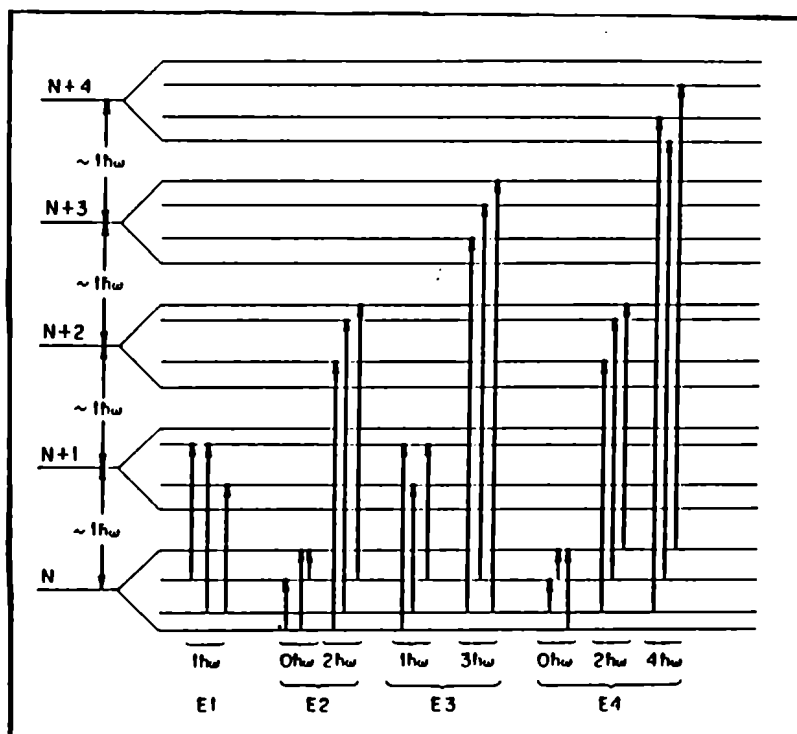


FIG. 2

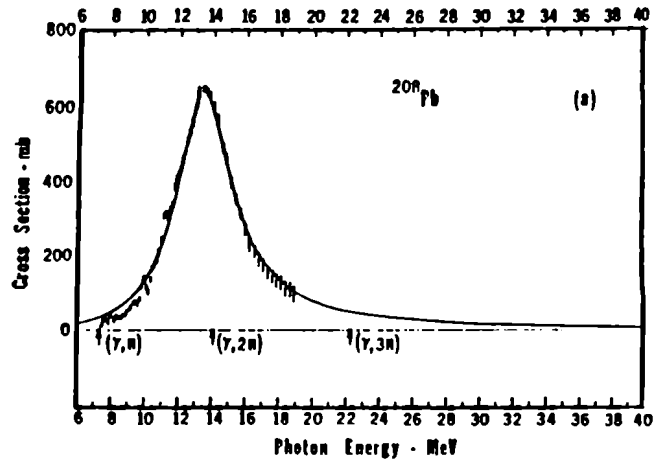


Fig. 3

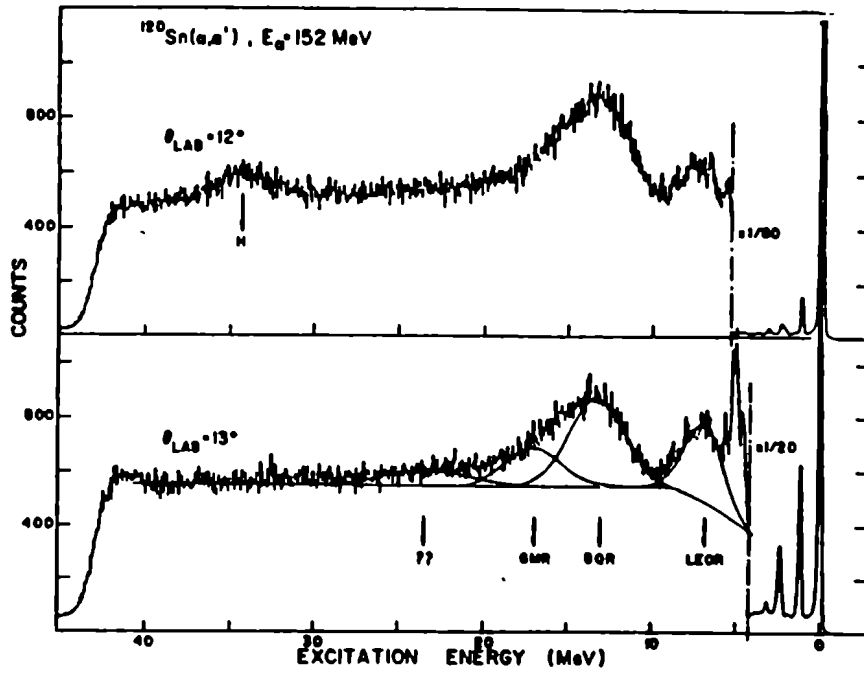


Fig. 4

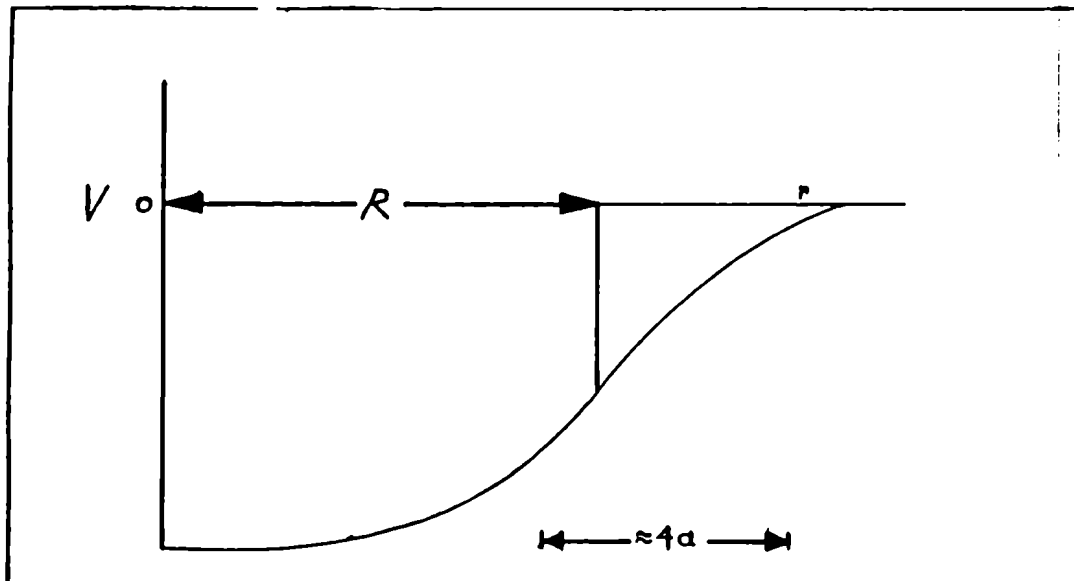


Fig. 5

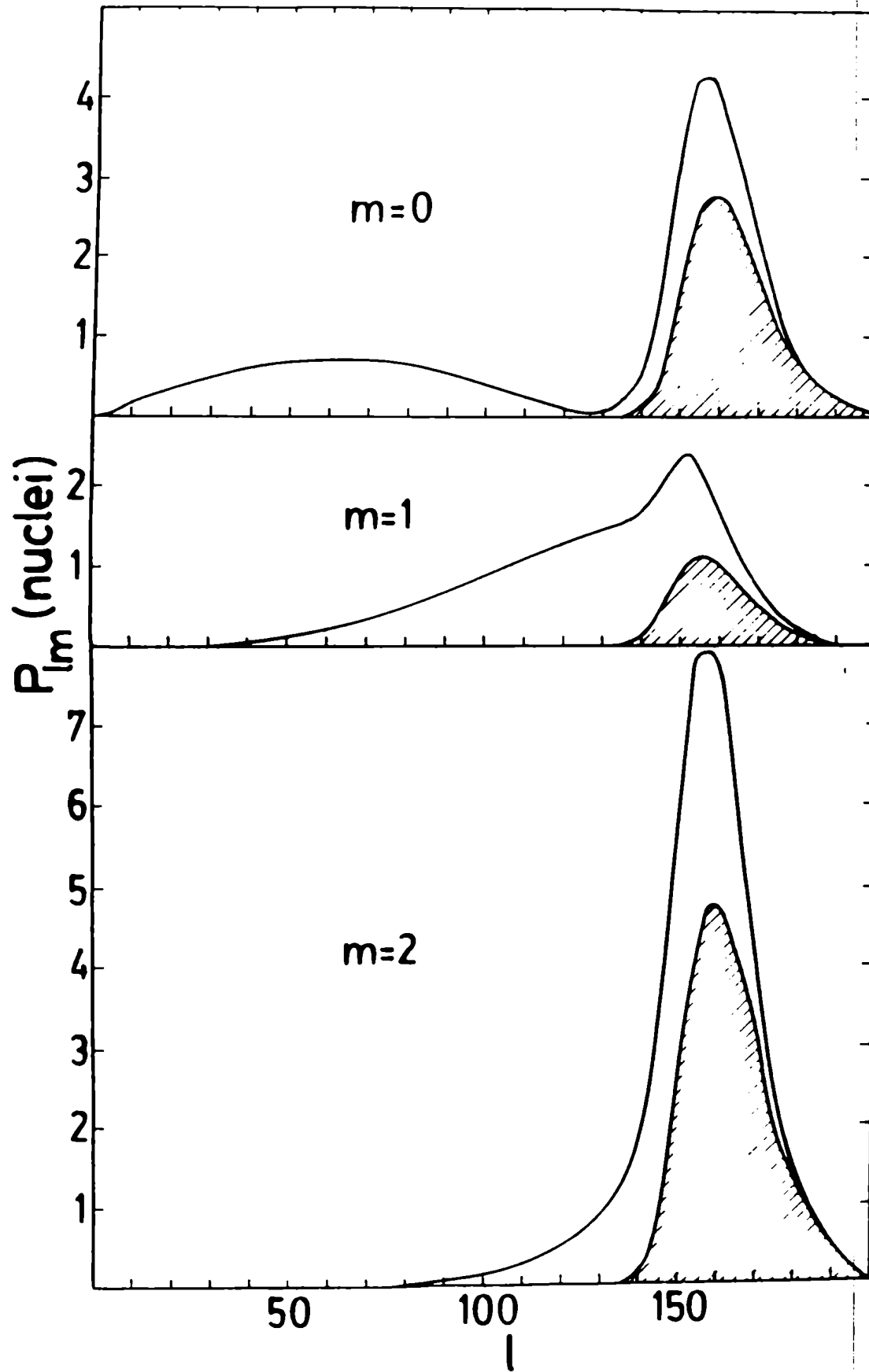


Fig.6

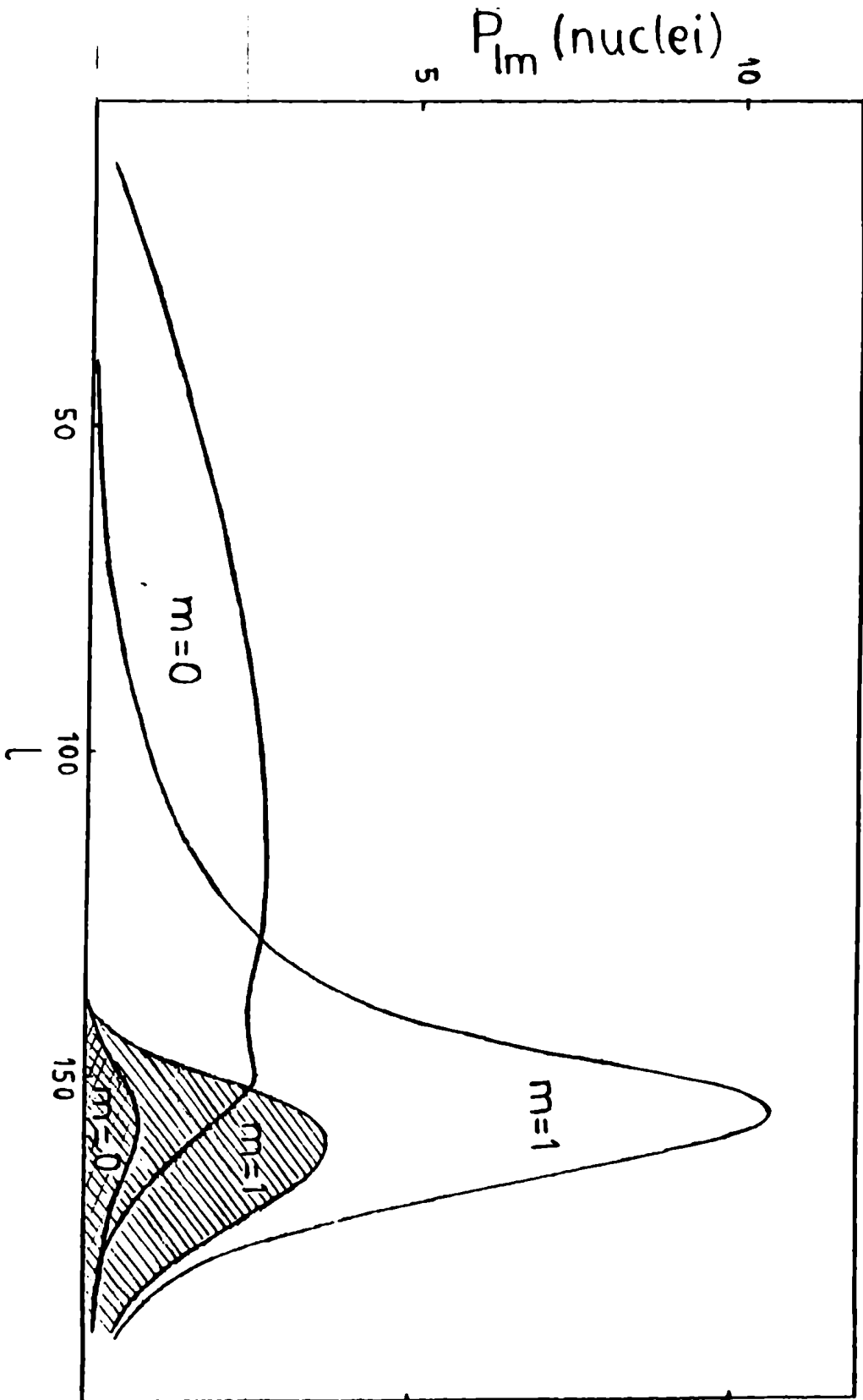
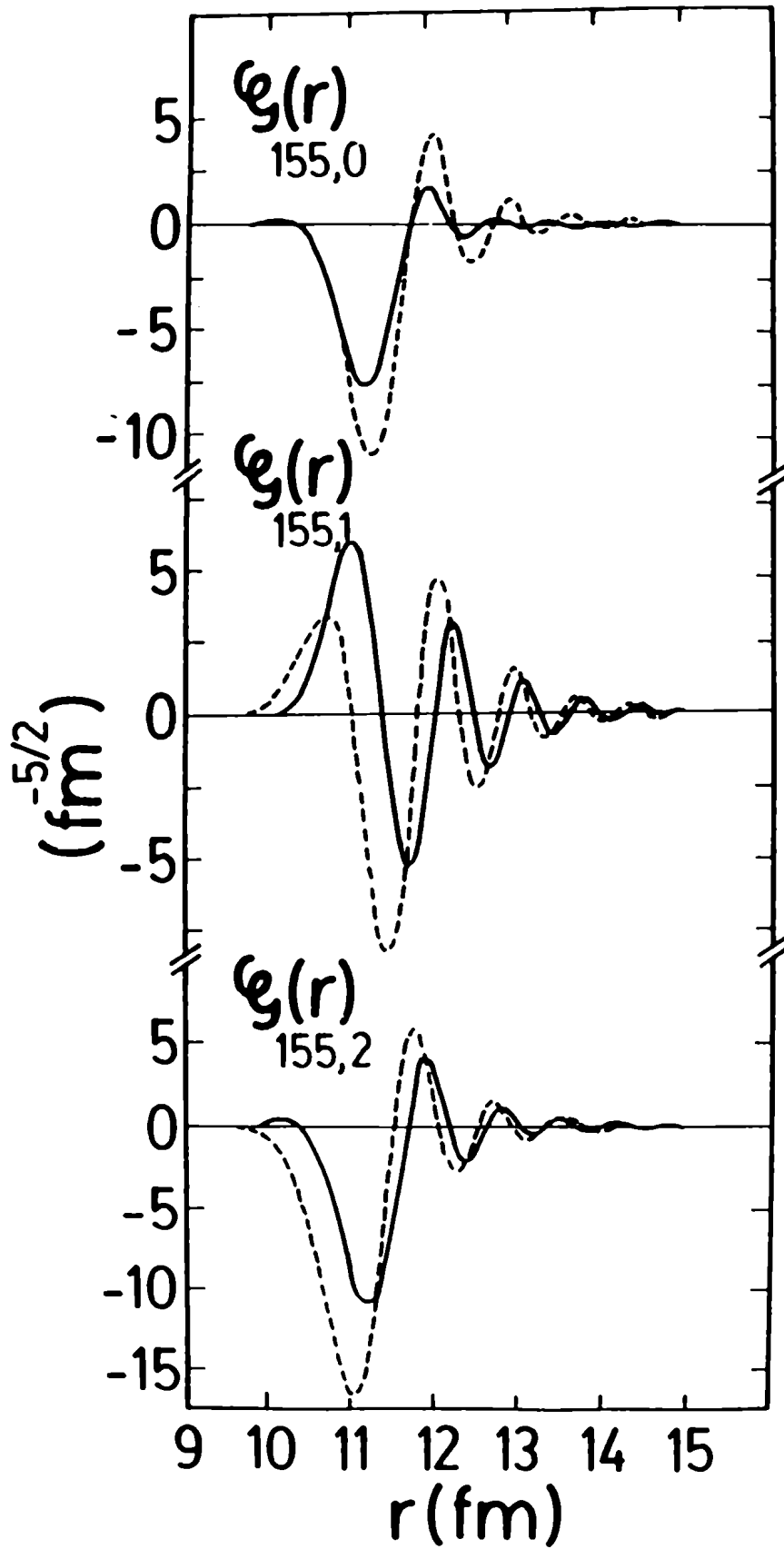


Fig. 7

Fig. 8



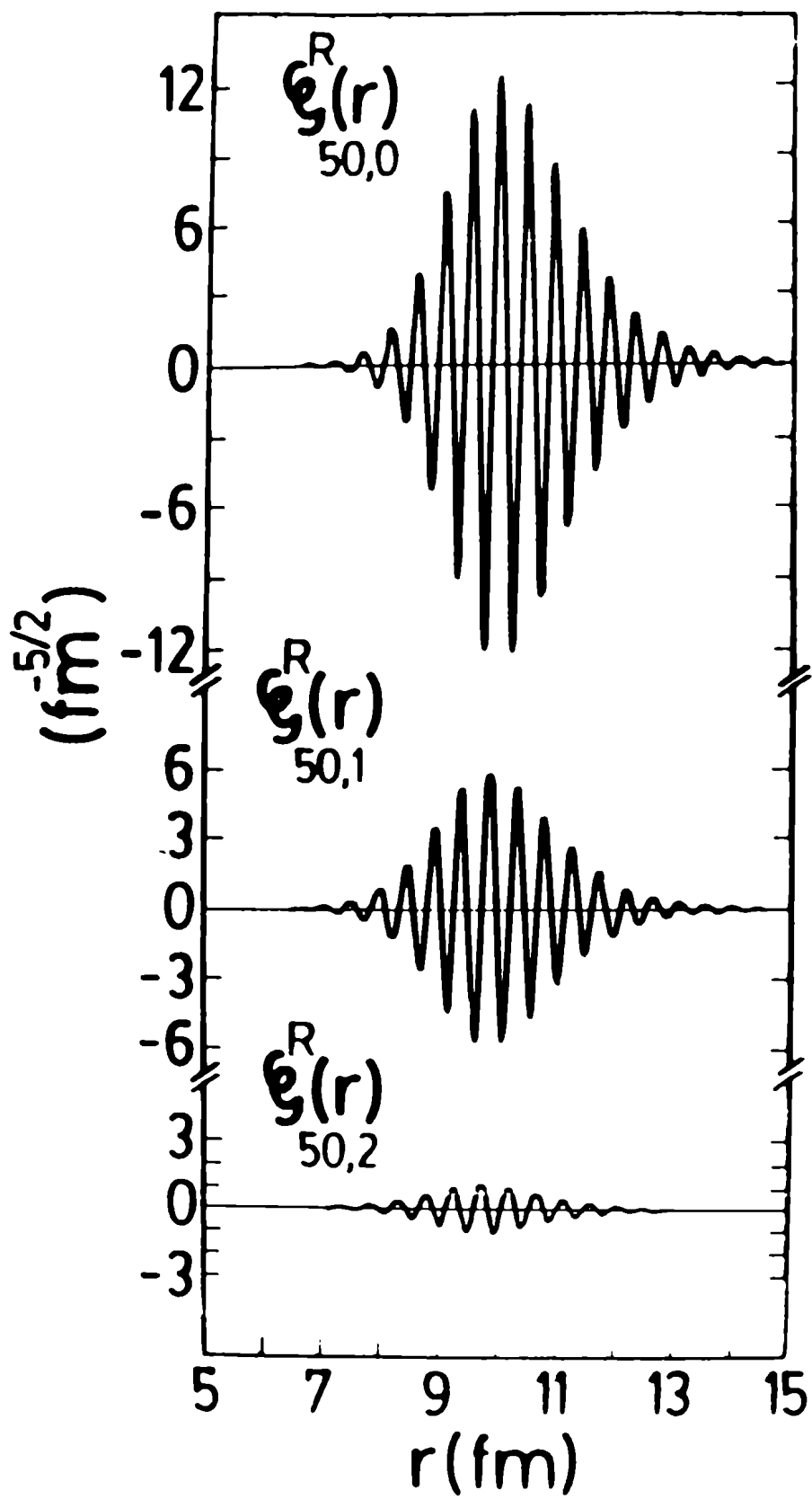


Fig. 9

Fig. 10

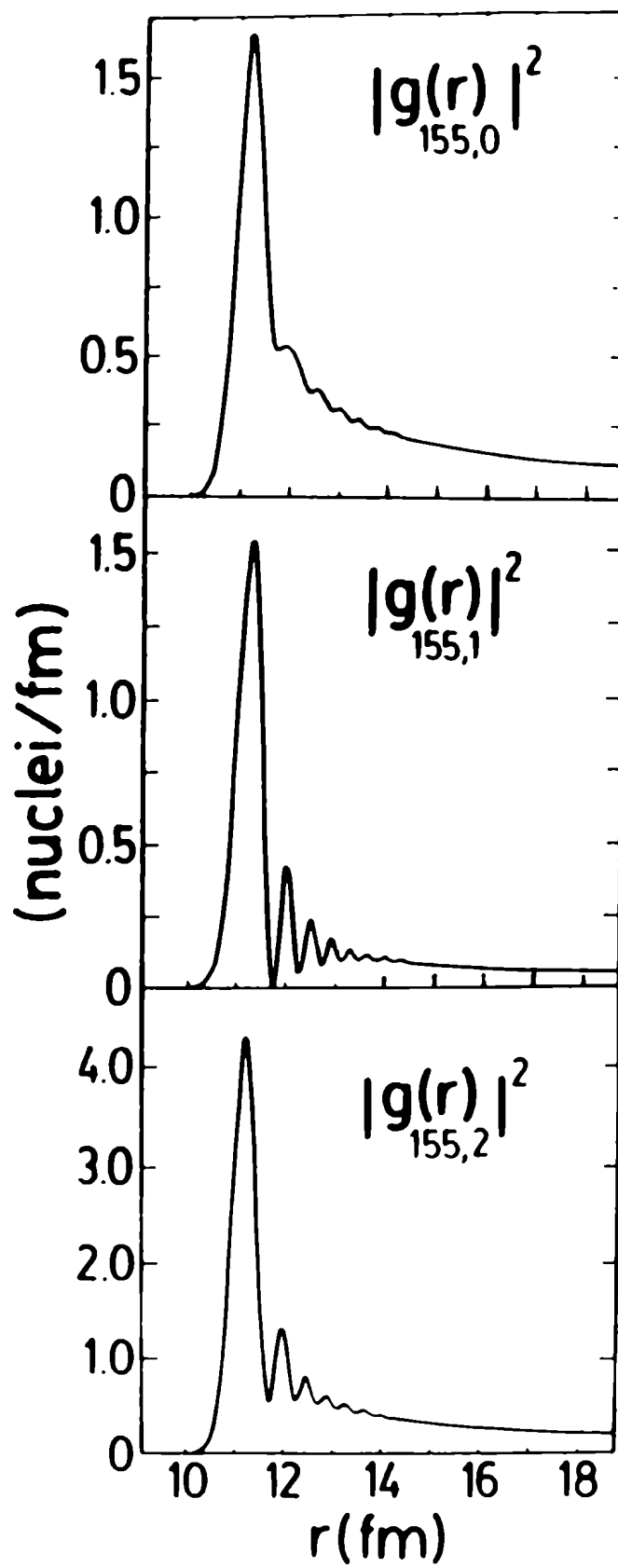


Fig. 11

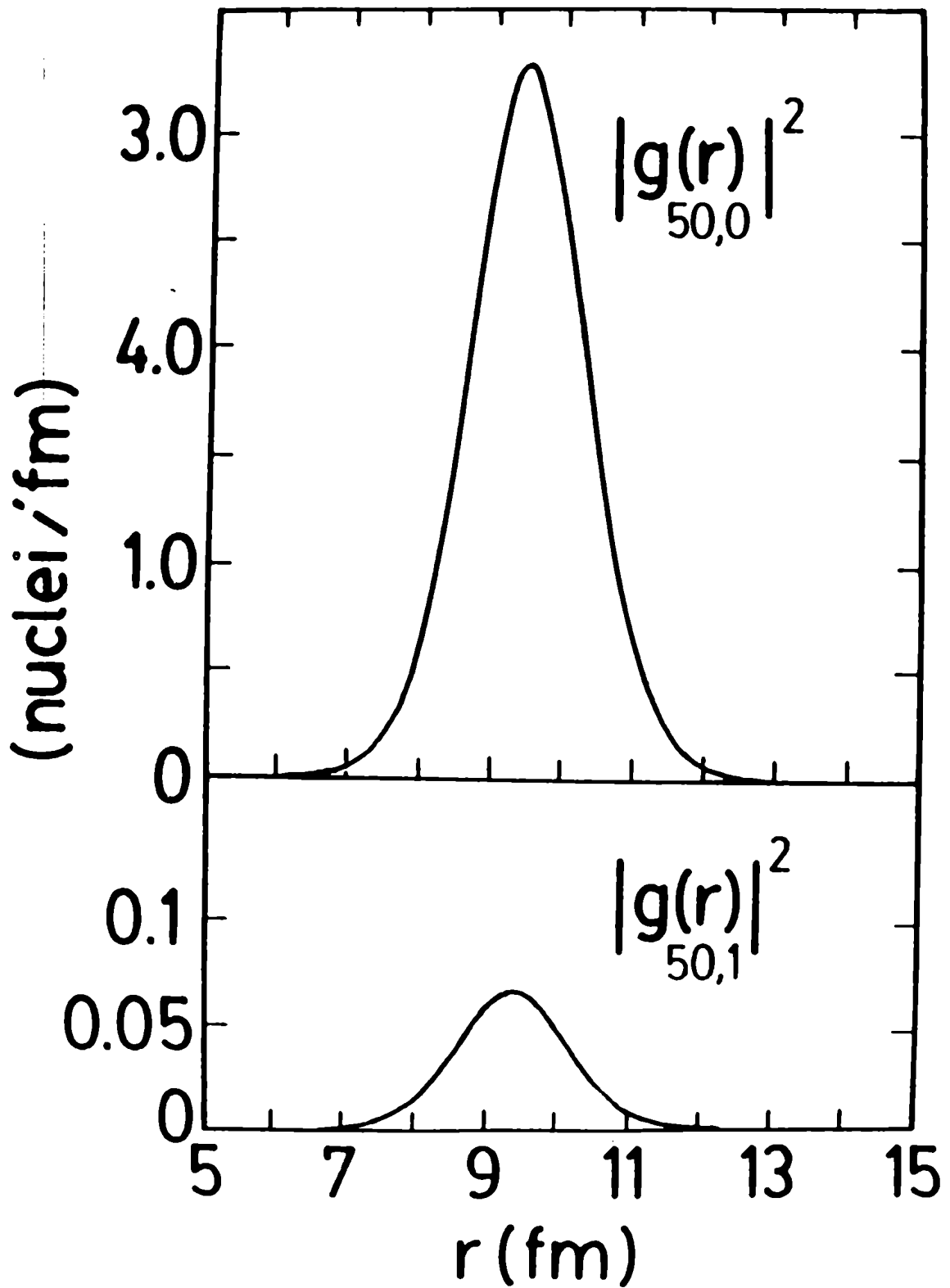
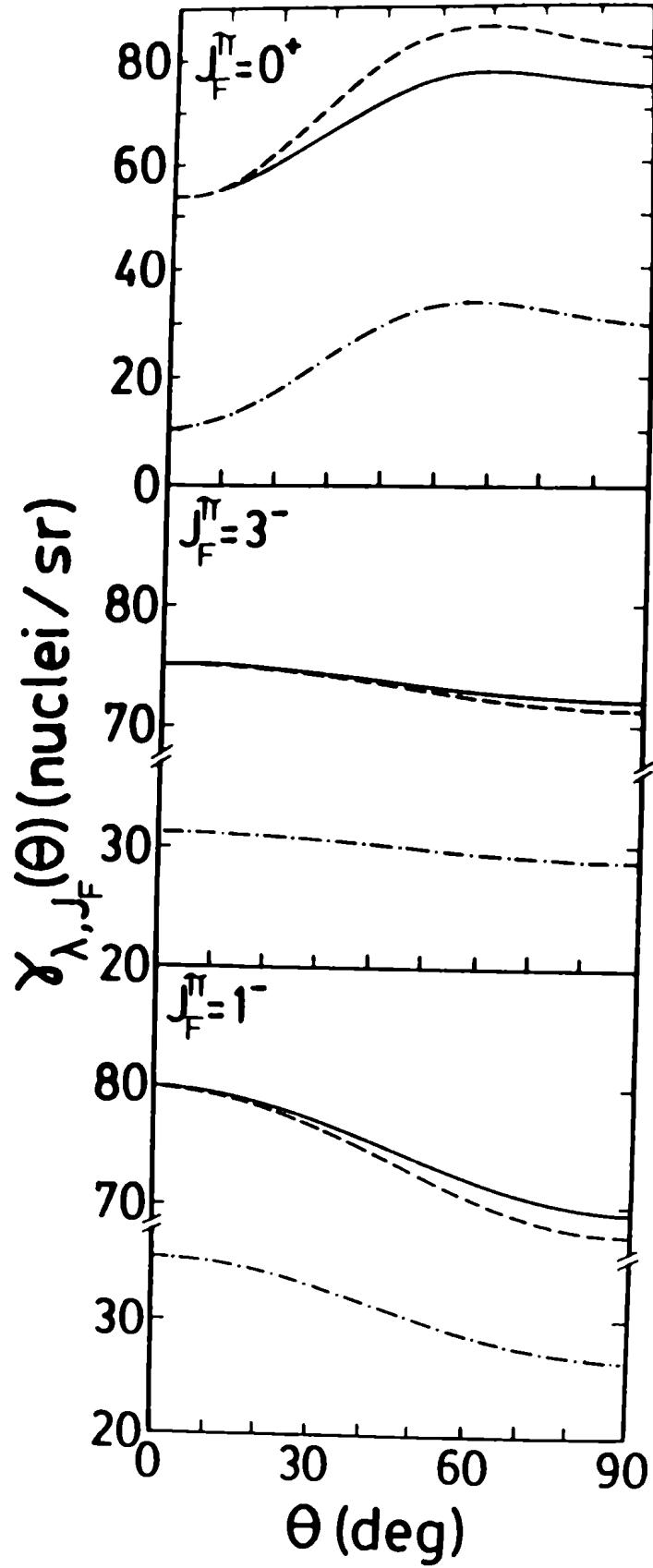


Fig.12



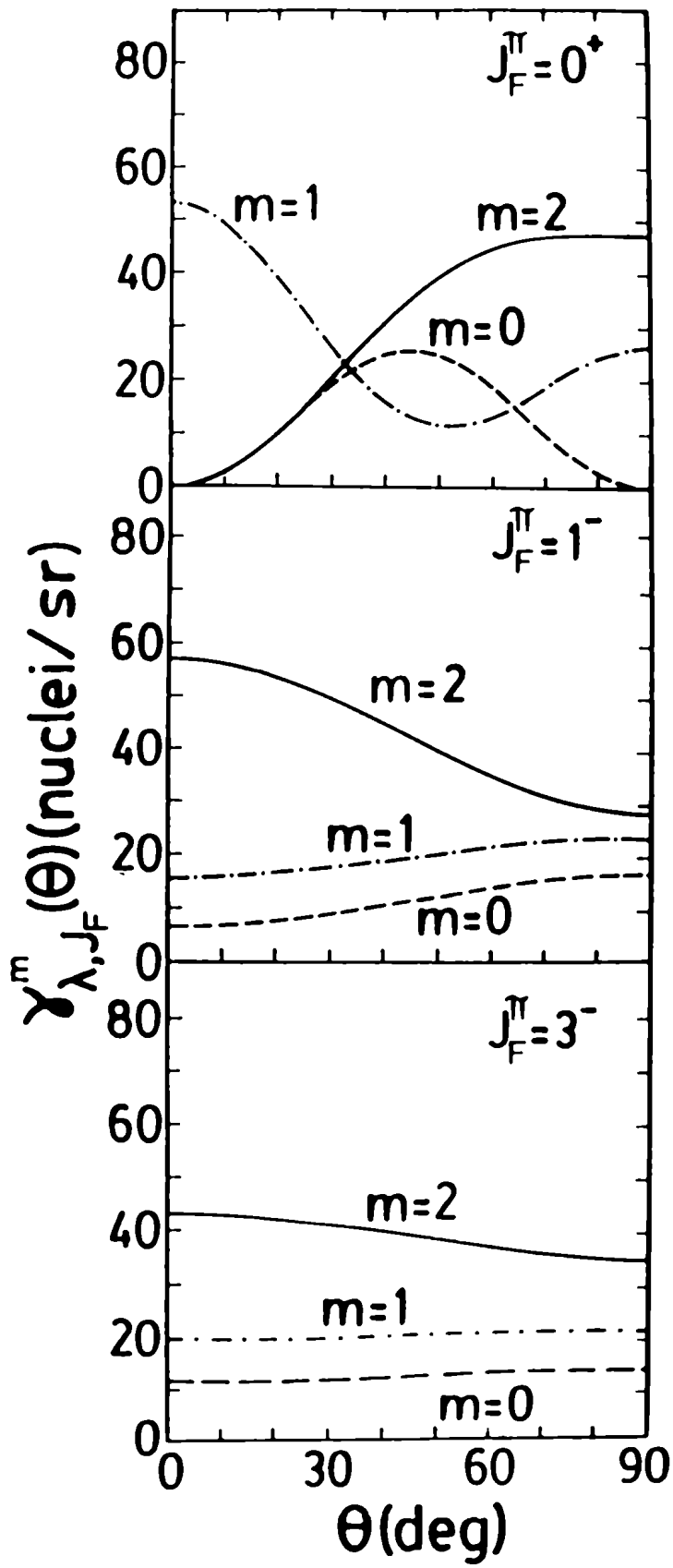


Fig. 13

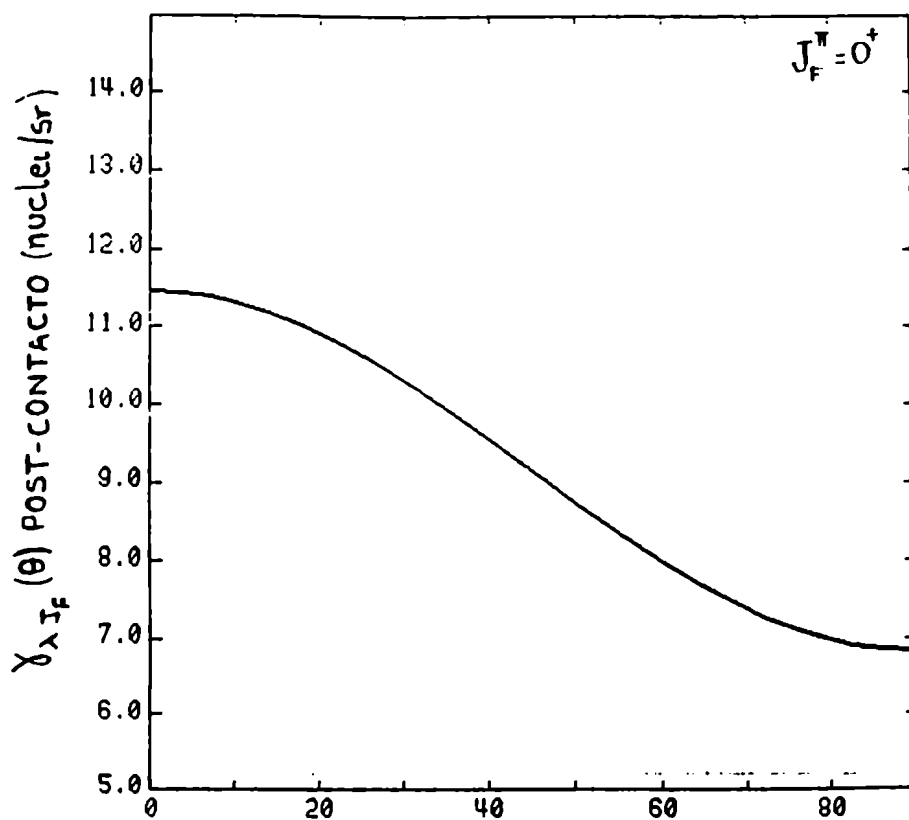
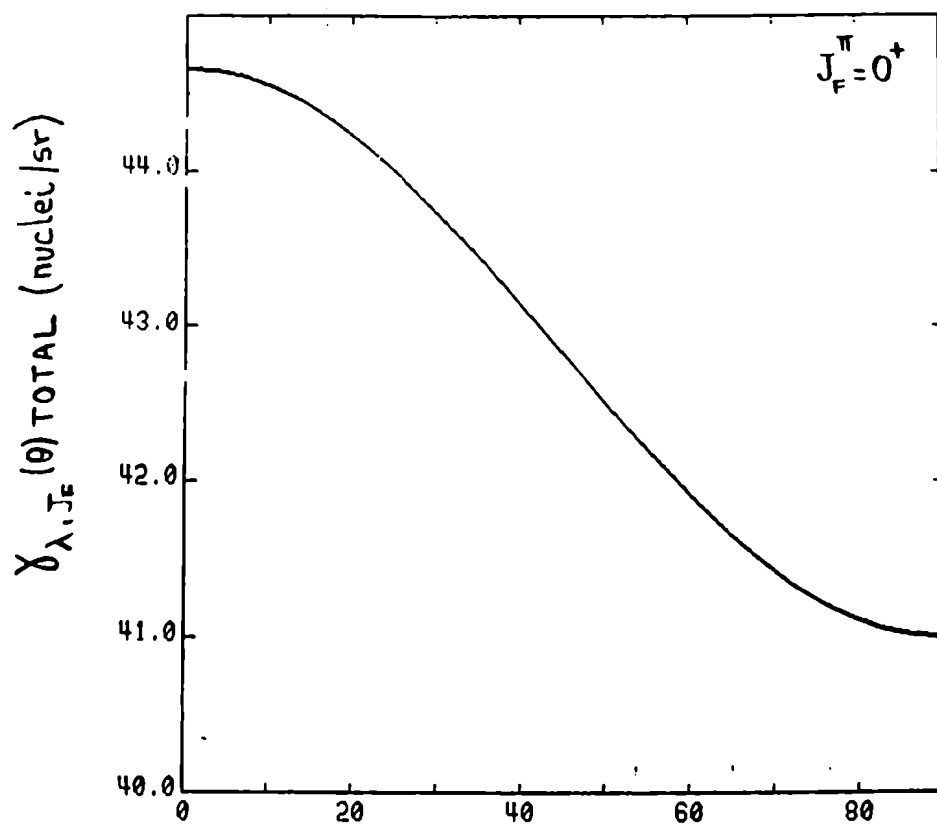


Fig. 14

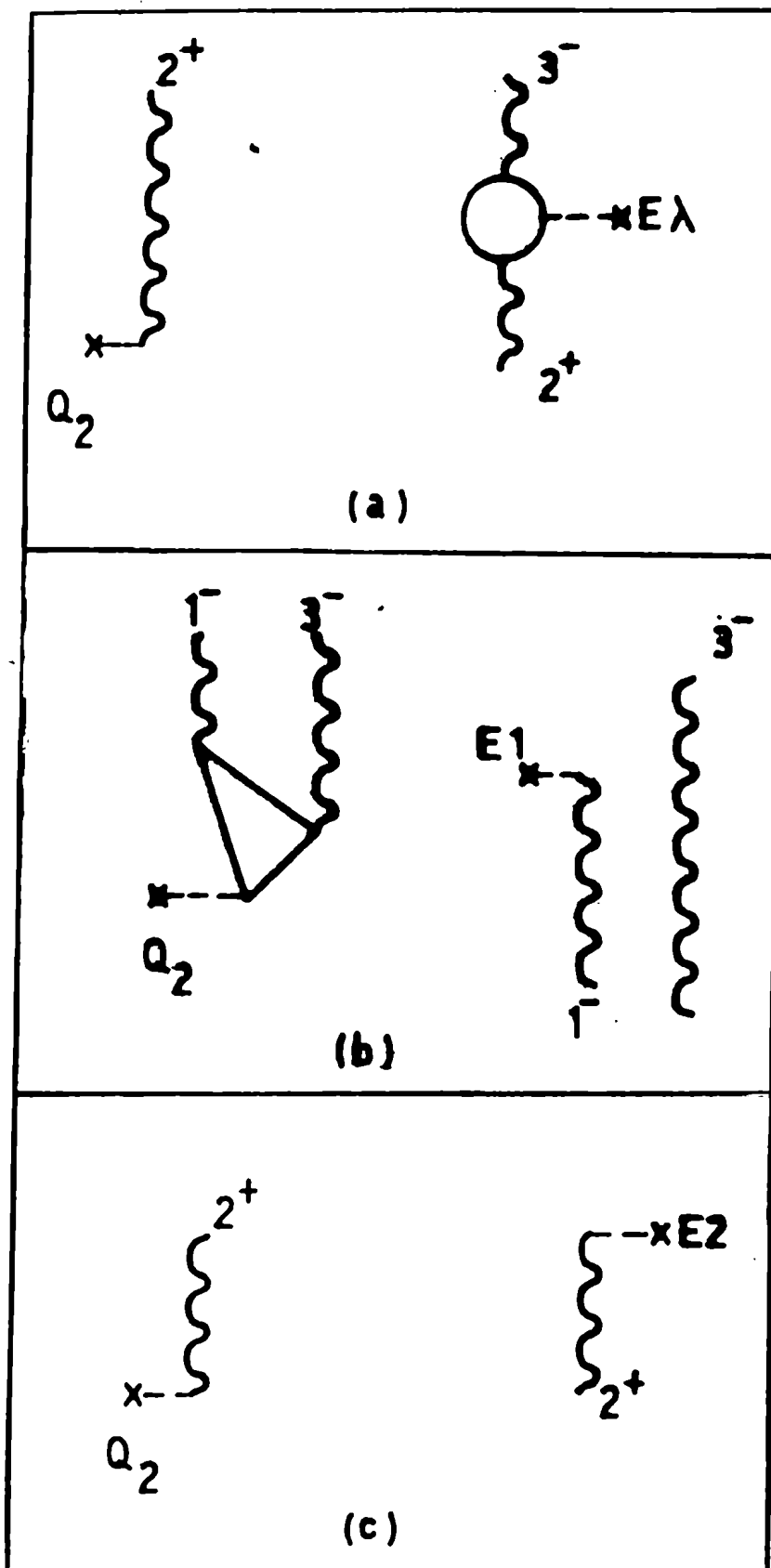


Fig. 15

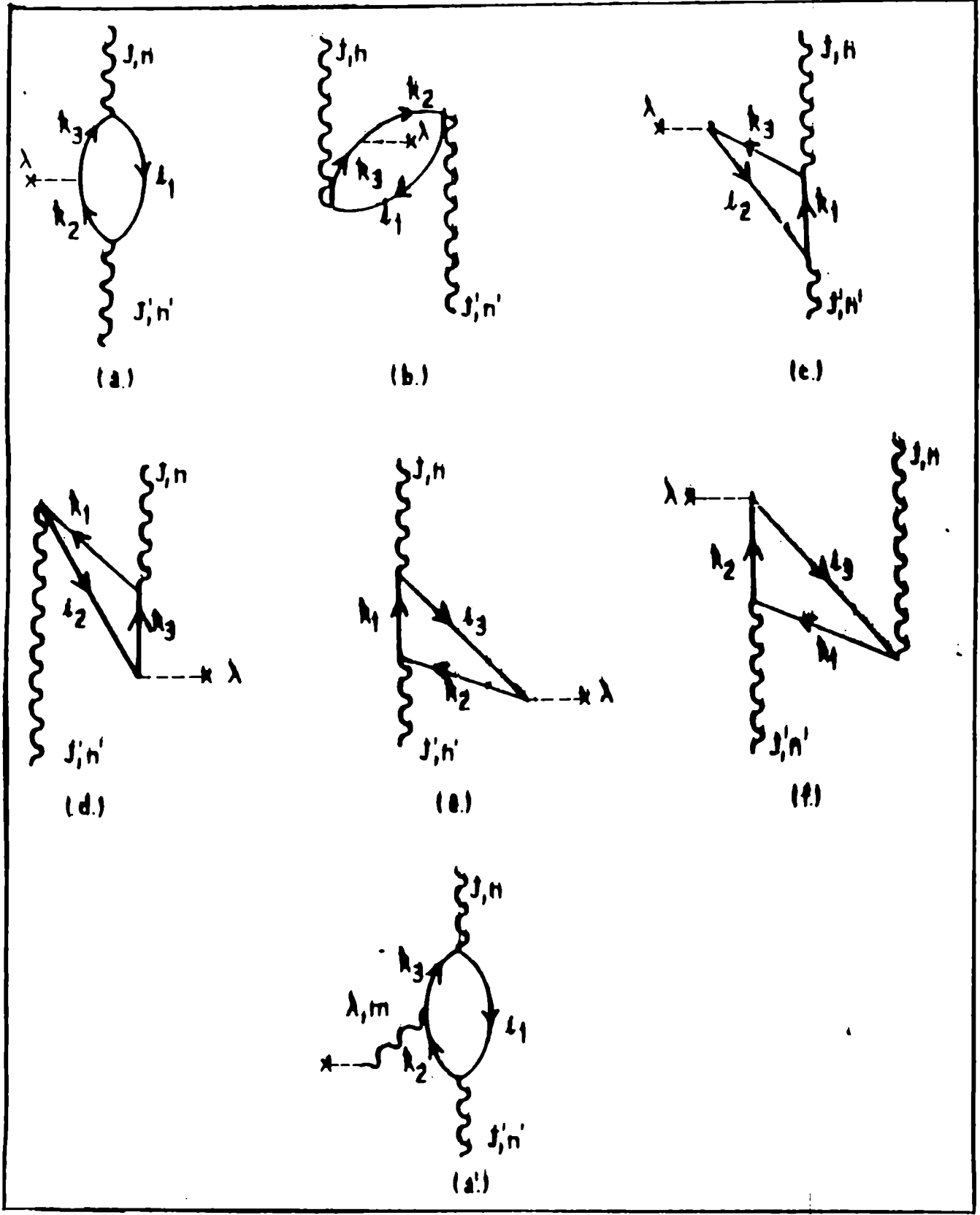
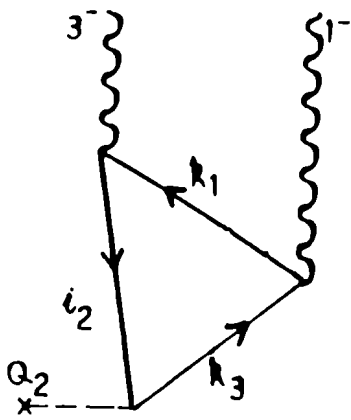
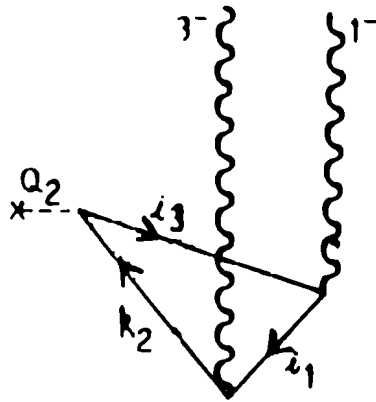


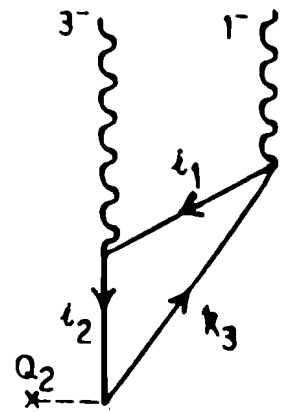
Fig. 16



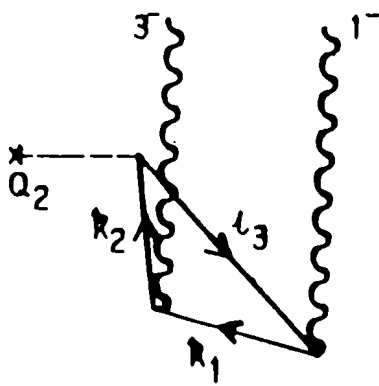
(a)



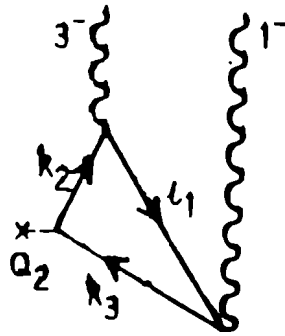
(b)



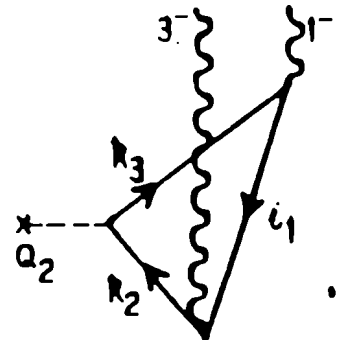
(c)



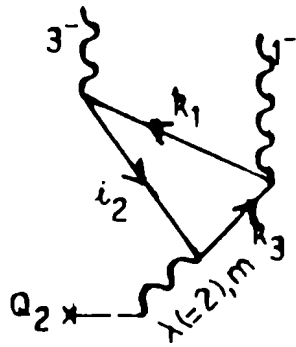
(d)



(e)



(f)



(a')

Fig. 17

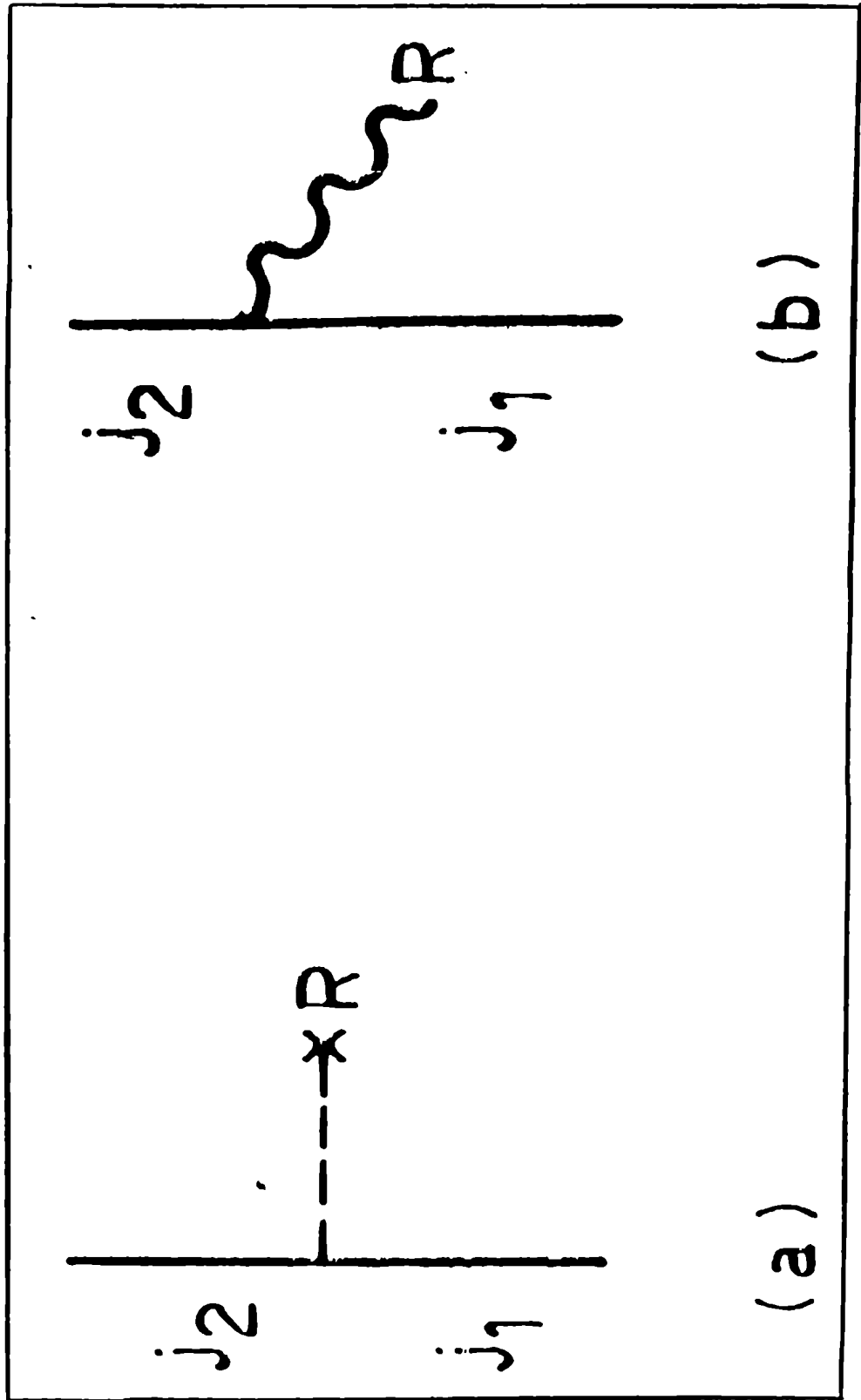


Fig. 18

Agradezco a las autoridades del Dpto de Física de la CNEA el haberme brindado las instalaciones del Laboratorio Tandar para el desarrollo de esta Tesis y a todos los miembros del Dpto que han colaborado en mi formación.

Quiero agradecer al Dr. H.M.Sofia, no sólo su guía en el aspecto científico sino también su calidez y el apoyo personal que me brindó durante estos años.

Deseo tambien mencionar especialmente a los Dr. D.R.Bes, O.Dragún, S.L.Reich, N.N.Scoccola y J.E.Testoni por las esclarecedoras discusiones y las numerosas horas de trabajo compartidas. A Laura Blanco y Dora Torres deseo agradecer su paciencia y colaboración en la presentación final de este trabajo y a Alejandro, Marité y Norberto la amistad, el afecto y muchas otras cosas que compartimos.