

## Tesis de Posgrado

# Triaxialidad en núcleos doblemente impares de las tierras raras pesadas

Santos, Eduardo Daniel

1988

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](http://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](http://digital.bl.fcen.uba.ar). It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

**Cita tipo APA:**

Santos, Eduardo Daniel. (1988). Triaxialidad en núcleos doblemente impares de las tierras raras pesadas. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. [http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_2145\\_Santos.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2145_Santos.pdf)

**Cita tipo Chicago:**

Santos, Eduardo Daniel. "Triaxialidad en núcleos doblemente impares de las tierras raras pesadas". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1988. [http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_2145\\_Santos.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2145_Santos.pdf)

**EXACTAS** UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



**UBA**

Universidad de Buenos Aires

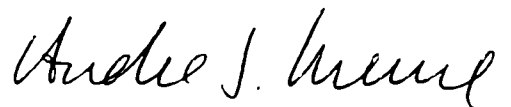
Universidad de Buenos Aires  
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales  
Departamento de Física

# Triaxialidad en núcleos doblemente impares de las tierras raras pesadas

por

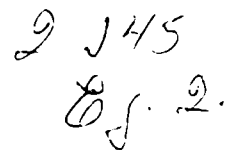
Eduardo Daniel Santos

Director de tesis: Dr. Andrés J. Kreiner



Lugar de Trabajo: Comisión Nacional de Energía Atómica  
Departamento de Física  
Laboratorio TANDAR

Trabajo de tesis presentado para optar al título de  
Doctor en Ciencias Físicas



Octubre 1988

# Indice

I. Introducción	1
II. Experimentos	4
1. Configuración experimental	6
2. Resultados experimentales	8
2.1 Espectros simples	8
2.2 Medición de coincidencias	8
2.3 Electrones de conversión interna	9
3. Esquema de niveles	10
3.1 $^{176}\text{Re}$	10
3.2 $^{178}\text{Re}$	11
III. Discusión teórica	
1. Caracterización de la deformación nuclear cuadrupolar	12
2. Estimación de parámetros	14
3. Estructuras de los núcleos impares	17
3.1. Estructura $1/2^- [541]$	21
3.2. Estructura $9/2^- [514]$	22
3.3. Estructura $5/2^+ [402]$	23
3.4. Estructura $\tilde{\nu}_{13/2}$	24
3.5. Estructura $1/2^- [521]$	26
4. Estructuras en $^{176,178}\text{Re}$	28
4.1 $^{176}\text{Re}$	30
4.1.1 Estructura $\tilde{\pi} h_{9/2} \otimes \tilde{\nu} 1/2^- [521]$	30

4.1.2 Estructura $\bar{\pi}5/2^+[402] \otimes$	36
4.2 $^{178}\text{Re}$	39
4.2.1 Estructura $\bar{\pi}h_{9/2} \otimes \check{\nu}1/2^- [521]$	39
4.2.2 Estructura $\bar{\pi}h_{9/2} \otimes \check{\nu}i_{13/2}$	39
4.2.3 Estructura $\bar{\pi}9/2^- [514] \otimes \check{\nu}i_{13/2}$	42
IV. Conclusiones	44
Apéndices	
A. Triaxialidad y simetrías	47
B. Rotor triaxial	49
C. Una cuasipartícula + rotor triaxial (TRIP1)	54
D. Dos cuasipartículas + rotor triaxial (TRIP2)	57
E. Operadores de partícula	63
F. Interacción residual delta superficial (SDI) protón-neutrón	65
G. Modelo de capas rotante (CSM)	68
Referencias	72
Figuras	78

## Agradecimientos

a Miguel Davidson, Jorge Davidson, Mario Debray y Daniel Hojman por la colaboración que me brindaron durante los diferentes experimentos y en el análisis de datos.

a María Angélica Cardona por todas las cuentas que hicimos juntos.

a Andrés Kreiner por su orientación y consejo.

a Daniel Bes y Guillermo Dussel por estar siempre dispuestos a la consulta.

Dedico este trabajo a todos aquellos que comprendieron mi lucha,  
a mis hijos que aún no la comprenden,  
y a todos aquellos que fueron brutalmente silenciados  
y que ya no están con nosotros.

## I. INTRODUCCION

En la zona de las tierras raras pesadas  $Z \simeq 70$  hace ya varios años que se han explorado las estructuras de altos espines de los núcleos impares, posibilitando el estudio sistemático de los doblemente impares. Este trabajo es una prolongación natural de estudios que se realizaron en isótopos doblemente impares de talio:  $^{186-200}\text{Tl}$ , ref.1; de iridio:  $^{182,184,186}\text{Ir}$ , ref.2; de tantalio:  $^{172,174}\text{Ta}$ , ref.3 y de renio:  $^{180}\text{Re}$ , ref.4.

El estudio de los núcleos doblemente impares presenta un campo propicio para investigar los modos de acoplamiento de los grados de libertad de partícula independiente de los nucleones impares con los grados de libertad colectivos del carozo par-par. La investigación de las estructuras rotacionales encontradas en estos núcleos doblemente impares ha comenzado a dar forma a una clasificación, ref.40, a partir de las estructuras de los núcleos impares, que sistematiza lo hecho hasta el presente y permite caracterizar cualitativamente estas estructuras, algunas profundamente distorsionadas respecto al espectro rotacional puro. Estos trabajos se desarrollaron mas que nada dentro del marco conceptual de un modelo (el de dos cuasipartículas acopladas a un rotor, refs.1,23,24) que supone una deformación nuclear axialmente simétrica. El propósito de esta tesis es abandonar esta última suposición y explorar la influencia de una deformación triaxial en la estructura de núcleos doblemente impares.

Estudiar si las formas no axialmente simétricas participan en la descripción del fenómeno rotacional nuclear, tiene sentido con sólo pensar que el mismo acoplamiento entre la partícula impar y el rotor, representado por la interacción de Coriolis, no

conserva la simetría axial. Además a medida que se incrementa el momento angular, como resultado de la rotación colectiva de un núcleo axialmente simétrico, los alineamientos de nucleones hacia el eje de rotación, rompen la simetría de la distribución de densidad, resultando en general formas no axialmente simétricas,( ver apéndice A).

Sin embargo, la presencia de una deformación triaxial estable en el estado fundamental es viejo tema de discusión, ref.5,6 . Diferentes aproximaciones teóricas al problema han dado resultados muchas veces contradictorios. Por ejemplo, cálculos semi-microscópicos como el de Girod, ref.7 , para núcleos livianos, o un Hartree-Bogoliubov (HB) restringido para la capa f-p, ref.8 , o un HF + BCS ref.9 , predicen deformaciones triaxiales, y para la zona de los pesados el cálculo de Kumar y Baranger,ref.10 en el marco de una fuerza de apareamiento sumada a un campo deformado cuadrupolar (PPQ) con sólo nucleones de valencia y que arroja que sólo 3 de 80 núcleos analizados presentan triaxialidad, llevarían a la conclusión que la triaxialidad es rara, si existe, para la zona de los livianos y las tierras raras pesadas.

Pero en el marco del acoplamiento de cuasipartículas a un rotor triaxial rígido, una aproximación fenomenológica al problema, como el de Meyer-ter-Vehn y Toki, refs.11-14 , se explican con éxito estructuras rotacionales en la zona de los livianos y pesados,ver ref.15.

Hace unos años se encontró justificación microscópica en un cálculo de HFB (Hartree-Fock-Bogoliubov) proyectado, es decir restaurando la simetría rota en el momento angular por la teoría de campo medio, de una deformación triaxial estable en el  $^{188}\text{Os}$ .(Ring et al. ref.16) . Este último trabajo da un soporte microscópico para entender el relativo éxito que el modelo del rotor triaxial ha tenido.

Incluso es difícil decidir entre los modelos del rotor dinámico, (como el del Hamiltoniano de Bohr), y el de cuasipartícula + rotor rígido, puesto que una vibración  $\gamma$  sobre un rotor axialmente simétrico arroja resultados cercanos a aquellos obtenidos con la suposición de deformación triaxial rígida, ref.17.

Desde la perspectiva del modelo de capas rotante (CSM), ref.18,19, se puede introducir el grado de libertad  $\gamma$ , y se está utilizando para concluir que existe triaxialidad en las zonas de núcleos transicionales. Comentaremos algunas características de esta descripción y discutiremos sus limitaciones.

Estos dos puntos de vista para enfocar el problema de la triaxialidad, fueron discutidos por Hamamoto, ver ref. 20,21, relacionando las transiciones electromagnéticas con el parámetro de asimetría.

Para poder estudiar la posible influencia del grado de libertad de asimetría, se propone encontrar experimentalmente algunas estructuras rotacionales de dos núcleos doblemente impares de la zona, como son los  $^{176,178}\text{Re}$  y describir dichas estructuras en el marco de un modelo que incluya el grado de libertad triaxial para ver su influencia. El modelo que se desarrollará, ref.22, será el de 2 cuasipartículas acopladas a un rotor triaxial (TRIP2), apéndice D, que generaliza el de dos cuasipartículas acopladas a un rotor axialmente simétrico, ref.23,24.



## II. EXPERIMENTOS

La única información previa conocida sobre estos núcleos es para el  $^{176}\text{Re}$  un estado isomérico de  $13.2\text{m}, I=(3)$  y para el  $^{176}\text{Re}$  uno de  $5.7\text{m}$  y algunos otros estados poblados por decaimiento. La información sobre decaimiento existente para ambos isótopos coincide con la que hemos medido, de modo que estos estados isoméricos se pueden tomar como estados fundamentales.

Describiremos las reacciones y los diferentes experimentos realizados para estudiar los núcleos  $^{176,178}\text{Re}$ . El primer proceso estudiado fue el  $^{169}\text{Tm}(^{12}\text{C}, xn)$ , una reacción de fusión-evaporación. Este tipo de reacciones no sólo nos permite acceder a esta zona, sino que está estrechamente relacionado con la posibilidad de lograr altos momentos angulares. La posibilidad de transferir grandes impulsos angulares desde el movimiento del proyectil al producto final, es una de sus características. Se produce la fusión, inyectando el proyectil por encima de la barrera coulombiana, y formando de este modo un núcleo compuesto altamente excitado e inestable que se "enfía" emitiendo partículas y radiación electromagnética.

Se utilizaron blancos autoportantes de thulium metálico. La función de excitación fue medida de 57 a 87 MeV en pasos de 5 MeV. El canal  $5n$  se encontró que maximizaba a 84 MeV, y el canal  $3n$  en 62 MeV, dejando como productos al  $^{176}\text{Re}$  y  $^{178}\text{Re}$  respectivamente. Un blanco de  $\simeq 4\text{mg}/\text{cm}^2$  fue usado para la función de excitación y medición de coincidencias, y uno más delgado de  $\simeq 1\text{mg}/\text{cm}^2$  para los electrones de conversión interna, a fin de minimizar la pérdida de energía del electrón en el blanco, y por consiguiente la pérdida de definición en su energía. El  $^{176}\text{Re}$  también

fue producido a través de la reacción  $^{169}\text{Tm}(^{13}\text{C},4n)$ , la cual maximiza a  $\simeq 70\text{MeV}$ , que presenta una mayor sección eficaz y por lo tanto una mejor relación pico-fondo.

Se realizaron mediciones de espectros simples, coincidencias  $\gamma - X$  y  $\gamma - \gamma$ , y de electrones de conversión interna.

Los haces de  $^{12}\text{C}$  y  $^{13}\text{C}$  fueron provistos por el acelerador TANDAR de la Comisión Nacional de Energía Atómica.

## 1. Configuración experimental

Se utilizó para realizar la medición de coincidencias una cámara plana, que permite un mejor acercamiento al blanco, optimizando la eficiencia geométrica de los detectores. Delante de los detectores se colocaron láminas de Cu, de espesor adecuado para absorber más del 95 % de los rayos L del blanco ( $Tm$ ), dado que el canto de absorción fotoeléctrica en la capa K del Cu es un poco menor que las energías de los rayos L del  $Tm$ .

El circuito construido a efectos de realizar la medición de coincidencias  $\gamma - X$  y  $\gamma - \gamma$ , fue el convencional que se muestra en la fig.1. La abertura de la ventana temporal del TAC (ver fig.1) fue de 400ns.

Se acumularon en modo lista datos correspondientes a los parámetros ( $E_{\gamma_1}, E_{\gamma_2}$ ), en 35 cintas de 1200 ft. con una densidad de 800 bpi, para el  $^{176}Re$  y en 17 cintas para el  $^{176}Re$ .

El dibujo de la fig.2 muestra un esquema de la configuración utilizada para la medición de electrones de conversión interna. El dispositivo experimental usado para la medición de electrones de conversión interna comprende un detector de Si(Li) de 200  $mm^2$  de area activa y 2.5 mm de espesor con un FET preamplificador refrigerado, ambos montados en un dedo frío móvil (sistema telescópico), y un espectrómetro magnético tipo mininaranja, ref.25,26.

Se debe mencionar además la importancia de mantener un buen vacío ( $\approx 10^{-6}$  torr.) dentro de todo el sistema (cámara, telescopio y línea de guiado del haz), por la presencia del detector desnudo refrigerado a temperatura de nitrógeno líquido. Este vacío

se alcanza y mantiene por el juego interrelacionado de diferentes bombas (mecánica, turbomolecular, getter e iónica) adecuadas para cada rango de vacío.

### 2.3. Electrones de conversión interna.

La resolución obtenida durante la medición ("in-beam") fue de  $\simeq 2.3$  keV a 230 keV. La curva de transmisión del espectrómetro magnético, es decir la curva de eficiencia, como función de la energía del electron fue determinada usando la actividad residual del blanco, la cual provee energías de electrón en el rango de aproximadamente 80-370 keV, garantizando una geometría idéntica a la utilizada durante la medición.

Este rango de energías se seleccionó mediante un estudio en función de las dos distancias que el espectrómetro mininaranja permite variar a tal efecto, que son la distancia del blanco al espectrómetro y la del espectrómetro al detector, ref.26.

La fig. 7 muestra el espectro simple de electrones de conversión interna para la reacción  $^{169}\text{Tm}(^{12}\text{C},xn)$  produciendo el  $^{176}\text{Re}$ . La presencia de actividad y de las líneas del  $^{177}\text{Re}$  dificultan la extracción de información de dicho espectro simple. La tabla 5 muestra los coeficientes de conversión para aquellas transiciones en  $^{176}\text{Re}$  para las cuales se pudo extraer un valor con un error de hasta el 50 %, utilizando las líneas conocidas del  $^{177}\text{Re}$  como control.

Del espectro simple obtenido para la reacción  $^{169}\text{Tm}(^{13}\text{C},xn)$  no se pudo, debido a su complejidad extraer información confiable sobre las multipolaridades en  $^{176}\text{Re}$ .

### 3. Esquema de niveles.

#### 3.1. $^{176}\text{Re}$

Las dos bandas mostradas en la fig.8 resultan de la consideración conjunta de la información de espectros simples ( $\gamma$  y  $e^-$ ), y de coincidencias.

No se encontró la transición que vincula estas dos estructuras. La primera transición de la banda cuadrupolar ( $5^+ \rightarrow 3^+$ ) ha sido postulada sobre la base de los argumentos que se discuten abajo, y en las refs.31.32. Su energía es estimada en 30-40 keV (ver cálculo más abajo), y por ser una transición E2, está extremadamente convertida lo que la hace de muy difícil detección. Esta transición fue observada por primera vez en la banda doblemente desacoplada del  $^{174}\text{Ta}$ , ref.3.

La tabla 4 detalla las intensidades en coincidencia para las bandas dipolar y cuadrupolar. La asignación de multipolaridades proviene de la consideración de los coeficientes de conversión y de las intensidades en coincidencia.

Cuando un rayo esta contaminado en una proporción desconocida, como el de 441.0 keV, para el cual la intensidad del espectro simple es incompatible con cualquier multipolaridad, o el caso del 510.0 keV el cual cae debajo del 511 keV ( $\beta^+$ ), la intensidad simple se toma del espectro de coincidencia.

Existen algunos rayos, como el 148.8 y 158.9 keV, que se ven en el espectro simple, con alguna contaminación del 149.1 y 159.1 keV del  $^{177}\text{Ta}$ , para los cuales la función de excitación indica que pertenecerían al  $^{176}\text{Re}$  pero no se pudo ubicarlos en el esquema.

## 2. Resultados experimentales

### 2.1. Espectros Simples.

Los espectros  $\gamma$  para transiciones de hasta 250 keV fueron medidos con un detector X, de Ge(Li) de alta resolución y baja eficiencia, y para la región de más alta energía con un detector de Ge hiperpuro con una eficiencia del  $\simeq 30\%$ . La fig.3 muestra el espectro de bajas energías para  $E(^{12}\text{C})=82\text{ MeV}$  y a  $90^\circ$  de la dirección del haz, mientras que en la fig.4 se muestra el espectro obtenido para  $E(^{13}\text{C})=70\text{ MeV}$ .

La asignación isotópica de las líneas en los  $^{176,178}\text{Re}$  en cada reacción, fue hecha en base a las funciones de excitación, previo conocimiento de los núcleos vecinos  $^{177,179}\text{Re}$ , ref.27,28, y los correspondientes esquemas de decaimiento radiactivo, ref.29,30. Las tablas 1 y 2 dan las energías de los rayos gama, sus intensidades, y la intensidad total de la transición acorde con la multipolaridad asignada para los  $^{176,178}\text{Re}$  respectivamente.

### 2.2. Medición de coincidencias.

Se midieron coincidencias  $\gamma - X$  y  $\gamma - \gamma$  en ambos núcleos. Los datos de la coincidencia  $\gamma - \gamma$  fueron tomados con un detector de Ge hiperpuro y un Ge(Li) de  $\simeq 15\%$  de eficiencia. La figura 5 muestra el espectro en coincidencia con el rayo de 70.5 keV perteneciente al  $^{176}\text{Re}$ , y en la fig. 6 se muestra la suma de varios gates (123.3 + 165.9 + 202.1 keV) de la banda dipolar que alimenta la transición de 38.8 keV en el  $^{178}\text{Re}$ . En las tablas 3 y 4 se detallan las intensidades totales en coincidencia para varias ventanas de coincidencia en  $^{176}\text{Re}$  y  $^{178}\text{Re}$  respectivamente.

### 3.2. $^{176}\text{Re}$

El análisis de los datos de coincidencia y de espectros simples, dio como resultado las bandas mostradas en la fig.9. La tabla 2 muestra las intensidades simples y las tablas 3 y 4 muestran intensidades totales en coincidencia para un gate en cada banda.

Es esta información la que da soporte a la asignación de multipolaridades. En particular se encuentra que la transición de 38.8 keV, la cual es directamente alimentada por la cascada dipolar puede únicamente ser E1, ver tabla 4. Hay varios rayos, como el 243.0 y 253.7 keV en el espectro simple, contaminados con el 242.9 y 252.9 keV (provenientes del decaimiento del  $^{179}\text{W}$ ) para los cuales la función de excitación indicaría que pertenecen al  $^{176}\text{Re}$ , pero que sin embargo no pudieron ser ubicados en el esquema de niveles.

Observación: Este núcleo fue estudiado, posteriormente al experimento que origina el presente trabajo, en Estrasburgo (Francia), (A.J.Kreiner et al., enviado al Phys.Lett.) , confirmando lo medido y analizado en Buenos Aires, alcanzando mayores espines en las bandas rotacionales por nosotros analizadas. Utilizaremos ésta información cuando la discusión así lo requiera.



### III. DISCUSION TEORICA

#### 1. Caracterización de la deformación nuclear cuadrupolar

Una característica común a los sistemas que exhiben un espectro rotacional es la presencia en ellos de una "deformación", es decir la existencia de alguna asimetría (ruptura de la simetría esférica) que hace posible especificar una orientación del sistema como un todo, ref.36.

Los núcleos par-par en su estado fundamental en el sistema de laboratorio "son" "esféricos", es decir el momento cuadrupolar medido en el laboratorio es nulo. Es sólo cuando describimos al núcleo desde el sistema intrínseco, fijo al cuerpo, que apreciamos una deformación nuclear.

En el sistema de referencia del laboratorio, la superficie nuclear, en general, se parametriza por, ref.37:

$$R(\theta, \phi) = R_0(1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}^*) \quad (1)$$

donde  $\lambda$  es el orden multipolar,  $\alpha_{\lambda\mu}$  son las coordenadas colectivas de deformación e  $Y_{\lambda\mu}$  los esféricos armónicos de orden  $\lambda$  y  $\mu$ .

Si nos restringimos a las deformaciones cuadrupolares ( $\lambda = 2$ ), pues en la zona de nuestro estudio son las que predominan, la expresión queda:

$$R(\theta, \phi) = R_0(1 + \sum_{\mu} \alpha_{2\mu} Y_{2\mu}^*) \quad (2)$$

con lo que resulta que con las cinco coordenadas  $\alpha_{2\mu}$  ( $\mu = -2, -1, 0, 1, 2$ ) queda caracterizada la superficie nuclear en el laboratorio.

Las  $\alpha_{2\mu}$  se transforman al sistema intrínseco como:

$$a_{2\mu} = \sum_{\nu} \mathcal{D}_{\mu\nu}^{20} \alpha_{2\nu} \quad (3)$$

Estos  $a_{2\mu}$  se pueden describir por dos parámetros  $(\beta, \gamma)$ , según Hill-Wheeler, refs.36,66:

$$\begin{aligned} a_{20} &= \beta \cos \gamma \\ a_{22} &= a_{2-2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin \gamma \\ a_{21} &= a_{2-1} = 0 \end{aligned} \quad (4)$$

Resulta de esto que con un punto en el diagrama  $(\beta, \gamma)$  ( $\beta > 0, 0^\circ \leq \gamma \leq 360^\circ$ ), se puede describir la deformación cuadrupolar nuclear.

Las transformaciones que resultan de cambiar los rótulos a los ejes intrínsecos, conducen a que baste sólo con considerar un sextante de dicho plano para caracterizar una deformación de este tipo. Consideraremos el sextante ( $\beta > 0, 0^\circ \leq \gamma \leq 60^\circ$ ).

Formas axialmente simétricas se obtienen con  $\gamma = 0^\circ$  (forma prolada) y  $\gamma = 60^\circ$  (forma oblada).

## 2. Estimación de parámetros

Los parámetros independientes son los dos que caracterizan la deformación cuadrupolar ( $\beta, \gamma$ ) (ver discusión abajo), y el parámetro de inercia  $\frac{\hbar^2}{2J_0}$  que interviene en las expresiones de los momentos de inercia irrotacionales que se utilizan, y que fija la escala de las energías rotacionales respecto a las energías de partícula. Todos estos parámetros se estiman a partir de información disponible en núcleos par-par e impares vecinos, no son parámetros libres. Luego están los parámetros relacionados con las correlaciones de apareamiento: el nivel de Fermi y el gap superconductor ( $\lambda, \Delta$ ), que se pueden determinar autoconsistentemente a partir de la intensidad de apareamiento  $G$ , o se pueden fijar según criterios que se discutirán oportunamente.

El valor del parámetro axial de deformación cuadrupolar  $\beta$ , lo estimaremos a partir de la posición del primer  $2^+$  en los par-par vecinos. Para ello mostramos la tabla 6 donde utilizando la fórmula de Grodzins, ref.33.

$$\beta^2 = \frac{1224.}{A^{7/3} E_{2^+}^{exp} [MeV]} \quad (5)$$

extraemos para nuestros núcleos un promedio entre los wolframios y los osmios, que nos da un valor de  $\beta = 0.24$ . En la fig.10 se muestra la variación de la energía de la transición  $2^+ \rightarrow 0^+$  en la zona, donde se puede ver que nuestros núcleos ( $N = 101-103$ ) están en la parte "estable", dando para el valor de  $\beta$  un margen de seguridad en la estimación.

No hay información sobre las probabilidades de transición cuadrupolar reducida ( $B(E2)$ ), entre el primer  $2^+$  y el estado fundamental  $0^+$ , de los par-par vecinos para tener otra fuente de información alternativa.

Sin embargo, de la información de los B(E2) en los núcleos más próximos, el  $^{172}\text{W}$  y  $^{180}\text{W}$ , ref.34, podemos ver la interrelación entre los dos parámetros de deformación ( $\beta, \gamma$ ). Para el primer y segundo  $2^+$  vale, ref.11:

$$B(E2; 2^+_{1,2} \rightarrow 0^+) = \frac{5}{16\pi} Q_0^2 \frac{1}{10} \left[ 1 \pm \frac{3 - 2 \sin^2 3\gamma}{\sqrt{9 - 8 \sin^2 3\gamma}} \right] [e^2 b^2] \quad (6)$$

donde el signo + vale para el primer  $2^+$  y el - para el segundo, siendo  $Q_0$  el momento cuadrupolar intrínseco axial:

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} R_0^2 Z \beta \quad [eb] \quad (7)$$

En la fig.11 se grafica esta expresión para el primer  $2^+$  en función de  $\gamma$ , para diferentes valores de  $\beta$ , entre ellos el que ajusta el valor experimental (exp), suponiendo simetría axial. Se observa que al suponer  $\gamma \neq 0$ , por la forma funcional de B(E2), se necesita incrementar el  $\beta$  para encontrar el valor experimental. Se infiere además que esa variación es a lo sumo de 0.01, por lo que en nuestros cálculos mantendremos el  $\beta$  constante al variar  $\gamma$ .

El parámetro de inercia  $\frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}_0}$ , se determinó haciéndolo variar alrededor de su parametrización con  $\beta$  (Grodzins), tratando de ajustar para simetría axial las primeras transiciones de la banda. En la figs.12a,12b se muestra este cálculo para diferentes estructuras, donde también se aprecian las limitaciones de este parámetro.

Se verifica que el  $\mathcal{J}_0(\text{impar} - \text{impar})$  es mayor que cualquiera de los impares ( $\mathcal{J}_0(\text{par} - \text{impar}), \mathcal{J}_0(\text{impar} - \text{par})$ ), siendo los valores utilizados:

$$\frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}_{0,\text{imp-imp}}} = 0.016 [MeV]$$

$$\frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}_{0,par-imp}} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}_{0,imp-par}} = 0.018[MeV] \quad (8)$$

Acerca de la desviación de la axialidad se puede tener una estimación para la zona , a partir de la posición del segundo estado  $2^+$ , refs.5,6. Las relaciones entre los primeros  $2^+, 4^+, 6^+$  respecto al  $2_2^+$ , extraídos del rotor triaxial rígido con momentos de inercia irrotacionales ver tabla en ref.12 ,nos permite decir,que para los wolframios 178 y 180 el valor del parámetro triaxial es aproximadamente de  $12^\circ$ , mientras que para los osmios 178 y 182 el valor es de aproximadamente  $15^\circ$ , ver tabla 7.No se tiene información de la posición del  $2_2^+$  en los carozos reales de nuestros dos núcleos, aunque la tendencia en esta zona de masas es a disminuir  $\gamma$  lentamente hasta  $\gamma = 10^\circ$  cuando decrece la masa hasta  $A \simeq 170$  y luego volver a crecer para masas menores, ref.35.Es razonable concluir que si razonamos en el marco de un modelo triaxial rígido, el valor de  $\gamma$  para esta zona es alrededor de  $12^\circ$ .

### 3. Estructuras de los núcleos impares

Las diferentes estructuras que aparecen como bandas rotacionales, las clasificaremos a partir del acoplamiento del nucleón impar con el carozo par-par.

El modelo de cuasipartícula + rotor (PRM), en nuestro caso generalizado a deformaciones triaxiales (TRIP1), es una herramienta adecuada para describir la competencia entre la influencia del campo deformado tendiente a acoplar el momento angular de las partículas al eje de simetría de la deformación, y la interacción de Coriolis que tiende a alinearlo con el eje de rotación colectiva. Una forma de expresar simbólicamente estas dos tendencias, que nos da idea de las cantidades que juegan en cada una es:

$$\beta \langle Q_{2\mu} \rangle \leftrightarrow \langle \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}_0} I_j \rangle \quad (9)$$

como así también con respecto a la velocidad de rotación (apéndice G):

$$\beta \langle Q_{2\mu} \rangle \leftrightarrow \omega \langle j \rangle \quad (10)$$

De esta competencia surgen los diferentes tipos de acoplamiento entre la partícula y el carozo. El tipo de acoplamiento depende del grado de penetración del nivel de Fermi en la capa  $j$  correspondiente, y del tipo de deformación cuadrupolar (prolado-oblado). Para nuestro caso de deformaciones proladas, el acoplamiento varia de una situación de desacoplamiento (DC), al campo deformado, o alineamiento con el eje de rotación colectiva (RAL), para los estados más bajos de la capa, (de aquí la importancia de los orbitales  $\Omega_i = 1/2$  en las estructuras desacopladas), a la situación

de fuerte acoplamiento a la deformación (SC) o alineamiento con el eje de simetría (DAL), para los estados más altos de la capa.

Lo ejemplificaremos esquemáticamente con las órbitas clásicas de un nucleón en una capa  $j$ , en función de la velocidad de rotación. En una capa  $j$  (puede pensarse en una capa intrusa de alto  $j$ ) que se mezclará poco con el resto de los estados. Ubicaremos una partícula en el campo del carozo, que supondremos con simetría axial alrededor del eje  $z$ , con deformación cuadrupolar  $\beta$ .

Las energías posibles para esa partícula serán:

$$e = \kappa(\beta)j_z^2 + e_0 \quad (11)$$

Si suponemos ahora una rotación alrededor del eje  $x$  y redefiniendo la escala de energía ( $e_0 = 0$ )

$$e'(\omega) = \kappa(\beta)j_z^2 - \omega j_x \quad (12)$$

resulta, junto con la condición de capa única (buen  $j$ ), que el momento angular de la partícula en dicha capa debe verificar las 2 condiciones siguientes simultáneamente:

$$j_x = \frac{\kappa(\beta)}{\omega} j_z^2 - \frac{e'}{\omega} \quad (13)$$

$$j_x^2 + j_y^2 + j_z^2 = j^2 \quad (14)$$

concluyendo que el extremo de  $\vec{j}$  se debe mover a lo largo de la intersección del paraboloide con la esfera en el espacio  $(j_x, j_y, j_z)$ .

Nos detendremos por un momento en este modelo sencillo, pues con él podremos relacionar dos ideas importantes de nuestro análisis como son los esquemas de acoplamiento

y el desdoblamiento en signatura, es decir la "separación" de las trayectorias en el plano  $(e', \omega)$  correspondientes a las bandas rotacionales de las dos signaturas posibles  $(\pm)$ . Recordemos que la signatura  $(r)$  es el número cuántico asociado con la rotación en  $180^\circ$  alrededor del eje de rotación (ver apéndice B y G):

$$r = \exp(-i\pi I_x) = \exp(-i\pi\alpha) \quad (15)$$

donde  $\alpha \equiv I \pmod{2}$ .

Observemos que si  $j_x = j$  (estado completamente alineado), esto implica:

$$e' = -\omega j = e'_{SL} \quad (16)$$

definiendo una recta en el plano  $(e', \omega)$ . Si  $j_x = -j$  (estado antialineado), esto implica:

$$e' = \omega j = e'_{SU} \quad (17)$$

definiendo otra recta en el plano  $(e', \omega)$ , que junto con la anterior encierran la zona donde las órbitas están concentradas alrededor del eje de rotación (RAL). Estas curvas que separan zonas del plano que representan diferentes acoplamientos, se llaman separatrices.

La mayor energía a la cual el paraboloides toca la esfera en esta situación es: (resolviendo el problema de extremos)

$$j_x = -\frac{\omega}{2\kappa} \quad j_x = \pm \sqrt{j^2 - \frac{\omega^2}{4\kappa^2}} \quad (18)$$



este punto sólo tiene sentido para  $\omega < 2\kappa j$  (bajas velocidades de rotación), donde como se vé en fig.13, las órbitas para energías menores y por encima de la separatriz SU, se presentan alrededor del eje de la deformación (DAL). La separatriz que delimita esta zona en el plano  $(e', \omega)$  para este acoplamiento es por lo tanto :

$$e'_{SD} = \kappa j^2 + \frac{\omega^2}{4\kappa^2} \quad (19)$$

Estos dos casos extremos de acoplamiento, definen las respectivas cantidades que se "conservan" en cada uno de ellos , caracterizándolas como buenos números cuánticos. En la fig.13 abajo se hace notar la proyección sobre el eje de la deformación ( $\Omega_i$ ) caso (DAL) y la proyección sobre el eje de rotación, el alineamiento ( $i$ ) en el caso (RAL).

En la fig.13 hemos superpuesto al gráfico de las separatrices, los routhianos (apéndice G) en función de la velocidad de rotación para una capa intrusa  $j=13/2$ , donde se puede observar que el desdoblamiento en signatura se manifiesta principalmente en el acoplamiento al eje de rotación (RAL) y es más notable por lo tanto para los  $\Omega_i$  bajos.

Se puede extender el tratamiento incluyendo correlaciones de apareamiento, ref.38,39, que no detallaremos.

Los estados que se obtienen para  $\omega=0$  y que en la fig.13 se rotulan con  $\Omega_i$  son los diferentes estados intrínsecos en la capa  $j$ , por ejemplo los de Nilsson.

Luego para describir el acoplamiento de la partícula impar necesitamos ubicar cuál es el estado intrínseco que ocupa y cuál es su posición dentro de la capa. En las figs.14 y 15 se muestran los diversos estados intrínsecos de protón y neutrón

ubicados en función de su energía respecto al estado fundamental para cada núcleo (Z,N) especificado.

Las estructuras que nos van a interesar para nuestro análisis de los  $^{176,178}\text{Re}$  serán aquellas construidas sobre los estados de protón (rotulados con los números cuánticos asintóticos de Nilsson):  $1/2^- [541]$ ,  $9/2^- [514]$ ,  $5/2^+ [402]$ , y sobre el neutrón:  $1/2^- [521]$ , y  $13/2^- [7/2^+ [633]$ ,  $9/2^+ [624]$ ).

### 3.1. Estructura $1/2^- [541]$

Esta banda se conoce en el  $^{177}\text{Re}$  y  $^{179}\text{Re}$ , donde es la banda del estado fundamental, ver fig.14, presentando la estructura típica de una banda desacoplada, conociéndose experimentalmente sólo la banda de los estados favorecidos (signatura  $+1/2$ ). Obsérvese que la cabeza de banda ( $5/2^-$ ) puede ser descrito por un estado antialineado entre el  $j$  y el momento angular del carozo, (ver discusión de la estructura doblemente desacoplada en los  $^{176,178}\text{Re}$ ).

El cálculo realizado en el marco del modelo TRIP1 (apéndice C) arroja el resultado que se muestra en la fig.16.

Se aprecia un notable acuerdo para  $\beta = 0.24$  con los valores experimentales. El cálculo muestra además que para  $\gamma \neq 0$  los estados desfavorecidos bajan notablemente, destruyendo la típica estructura desacoplada.

El cálculo fue realizado con los estados de parentesco  $h9/2$  y con el nivel de Fermi próximo al  $1/2^- [541]$  y el gap fijado autoconsistentemente a partir de una intensidad de pairing  $G=23/A$  en el espacio de la capa que se está llenando y la inmediata

inferior.

De este cálculo se puede concluir que esta estructura se explica con un rotor axialmente simétrico y que  $\gamma$  tiene un profundo efecto sobre la estructura, rompiendo rápidamente el desacoplamiento. Se puede observar que a  $\gamma = 60^\circ$  se obtiene una estructura  $\Delta I = 1$  característica de un fuerte acoplamiento al eje de simetría .

En la fig 12. se muestra la variación de las energías de transición en función del parámetro de inercia, de donde se ve que un valor adecuado de  $\frac{\hbar^2}{2J_0}$  para obtener la secuencia experimental es 0.018 MeV, prácticamente el valor de Grodzins, de 0.0177 MeV.

### 3.2. Estructura $9/2^-$ [514].

La banda rotacional que se levanta sobre este estado intrínseco de parentesco  $h11/2$ , está muy próxima al estado fundamental ,en los núcleos  $^{177}\text{Re}$  y  $^{179}\text{Re}$  . Es una banda normal  $\Delta I = 1$ , pues el  $K_1$  (el valor de  $K$  obtenido de las dos primeras transiciones, ver discusión en 4.) que se extrae de ella es 4.54, coincidiendo casi con el  $K = 4.5$  ( $=\Omega$  para  $\gamma = 0^\circ$ ), representando un acoplamiento fuerte al campo deformado.

Esta estructura no presenta desdoblamiento en signatura hasta velocidades de rotación muy altas. Para documentar ésto último se puede recurrir al routhiano experimental (apéndice G) o a los momentos de inercia cinemático y dinámico que se definen por las siguientes expresiones:

$$J_{\text{cin}} = \hbar \frac{I}{\omega} \quad (20)$$

$$J_{din} = \hbar \frac{dI}{d\omega} \quad (21)$$

y representan magnitudes proporcionales ,para un dado momento angular, a la inversa de la pendiente y a la curvatura de la línea "yrast" respectivamente. Estos momentos de inercia se muestran en la fig.17 para ambas signaturas.

Por lo cual se puede pensar que dado que los valores experimentales no presentan desdoblamiento en signatura, la estructura no se apartará mucho de la deformación axialmente simétrica, dado que  $\gamma$  en general, incrementa dicho desdoblamiento, ver fig.20,22 que ilustran ésto para otras estructuras.

El cálculo TRIP1 que se muestra en la fig.18 muestra una débil influencia hasta  $\gamma \simeq 40$  siendo bueno el acuerdo con la banda experimental ya para  $\gamma = 0$  expandiéndose un poco las transiciones para  $\gamma \neq 0$ .

Un cálculo en función del parámetro de inercia se muestra en la fig.12 donde se concluye que para acordar con las primeras transiciones se necesitaría algo de triaxialidad. Pero la característica de esta estructura es su poca dependencia de este grado de libertad.

### 3.3. Estructura $5/2^+[402]$ .

Sobre éste estado que se ubica a sólo 85 keV del estado fundamental en el  $^{177}\text{Re}$  y es el estado fundamental en el  $^{179}\text{Re}$  , ver fig.14, se levanta una banda rotacional de características similares a la estructura  $9/2^- [514]$  vista arriba. Es decir es una banda rotacional  $\Delta I = 1$ , pues el  $K_1$  (ver 4.) que se extrae es igual a 3.32 en el  $^{177}\text{Re}$  y 2.89 en el  $^{179}\text{Re}$  , valores muy próximos al K puro igual a 2.5. Por lo tanto es una

estructura fuertemente acoplada al campo deformado.

Casi no presenta desdoblamiento en signatura como se puede ver con los momentos de inercia cinemáticos y dinámicos en la fig. 19 o a través del  $\alpha(I)$  (ver definición en la estructura  $\tilde{\nu}i13/2$ ) que representa una medida del "staggering", en la fig.20 donde los datos experimentales en el  $^{177}\text{Re}$  se consignan junto con los calculados para diferentes valores de  $\gamma$ .

El cálculo mediante TRIP1 se muestra en la fig.21. Se observa que la expansión en la primera transición que introduce  $\gamma$  favorece el acuerdo con el experimento. En el gráfico de  $\alpha(I)$  se observa que para  $\gamma = 10^\circ$  se reproduce una curva sin "staggering", similar a la de los valores experimentales pero distanciada de ella por la influencia de la rigidez de nuestro rotor que expande demasiado las energías rotacionales. Sin embargo para  $\gamma > 10^\circ$  comienza a manifestarse el "staggering" que los datos experimentales no muestran.

La base utilizada en el cálculo fue la de siete estados alrededor del  $5/2^+[402]$ , seleccionados de los 15 estados de la capa  $N=4$ , incluyendo los 3 estados de parentesco  $d_{5/2}$ .

#### 3.4. Estructura $\tilde{\nu}i13/2$

Esta estructura conocida en particular en  $^{177}\text{W}$  y  $^{179}\text{W}$ , tiene las características de ser un estado intruso en la capa es decir, que no se mezclará con los otros estados de la  $N=5$ , y de estar profundamente distorsionada por la interacción de Coriolis por tener un alto  $j$ . Una de las manifestaciones de esta influencia es la presencia de lo

que se llama "staggering", producido por los términos dependientes de la signatura  $((-1)^I)$ , (ver apéndice B y G), recordar que:

$$r = \exp(-i\pi\alpha) = \exp(-i\pi(I + 2n)) = (-1)^I \quad n \text{ entero} \quad (22)$$

Este efecto está presente en toda la cadena isotópica, siendo más fuerte a medida que el nivel de Fermi está más próximo a  $7/2^+$  [633].

Dentro del cálculo de TRIP1, ya para  $\gamma = 0$  (caso axial) la interacción de Coriolis tiene un término diagonal dependiente de la signatura, ver apéndice C:

$$-\delta_{K', -K-1} (-1)^{I-K'} \sqrt{I(I+1) - K(K+1)} \langle \nu' | j_+^\nu | \nu \rangle \quad (23)$$

que para  $K = 1/2$ , en esta estructura es grande debido al parámetro de desacoplamiento

$$a = \langle -1/2 | j_+ | -1/2 \rangle \quad (24)$$

que en este caso es  $\simeq -6.5$ , siendo aún más fuerte en el caso de una capa  $j=13/2$  pura ( $=-7.$ ).

La magnitud del "staggering" se puede medir con la cantidad definida por

$$\alpha(I) = \frac{E(I+1) - E(I)}{2I} \quad (25)$$

que se grafica para los diferentes valores de  $\gamma$  en la fig.20, junto con los valores experimentales del  $^{177}\text{W}$

Esta cantidad mide el desdoblamiento en signatura, puesto que, por ejemplo, para el caso axial, y  $K = 1/2$ ,  $E(I+1) - E(I) = 2A(I+1)[1 + a(-1)^{I+1/2}]$ , se obtiene una clara dependencia con  $r = (-1)^I$ , favoreciendo los estados  $I=2n + 1/2$  ( $n \in \mathbb{N}$ ).

El cálculo en función de  $\gamma$  para ésta estructura se muestra en la fig.21, ubicándose el nivel de Fermi próximo al  $7/2^+$  [633], y el gap en 0.4 MeV con una intensidad de apareamiento  $G_n = 16/A[\text{MeV}^{-1}]$ . Se eligió esta intensidad de apareamiento puesto que para valores mayores del gap se produce una inversión en las primeras transiciones ya para  $\gamma = 0$ , destruyéndose la secuencia que se encuentra experimentalmente. En la fig. 24 se muestra un cálculo variando la magnitud del gap para esta estructura.

Del análisis de estos resultados se puede concluir que para  $\gamma = 0$ , el "staggering" se encuentra postergado a espines mayores de lo que se encuentra en el experimento. La triaxialidad para esta estructura favorece el "staggering" y se observa que para reproducir la secuencia experimental se necesita de ella en aproximadamente  $\gamma \simeq 20^\circ$ .

Es ésta quizás la estructura donde se ve más claramente el efecto de la triaxialidad, produciendo una intensificación del "staggering", llegando incluso a la inversión, produciendo el efectivo desacoplamiento para  $\gamma \simeq 30^\circ$ .

Es este comportamiento el que hace pensar que en las estructuras doblemente impares que presentan "staggering", la triaxialidad sea la responsable de esa distorsión. Esta discusión se hará con la estructura semidesacoplada del  $^{176}\text{Re}$ .

### 3.5. Estructura $1/2^-$ [521]

Este estado que está muy próximo al estado fundamental en el  $^{179}\text{W}$ , ver fig.15 que es el fundamental en  $^{177}\text{W}$ , que tiene un  $\Omega_i = 1/2$ , da lugar a una estructura desacoplada (RAL).

Esta estructura desacoplada del neutrón tiene la particularidad de conocerse las

dos componentes de signatura en el  $^{179}\text{W}$ , la banda de los estados favorecidos y la de los desfavorecidos (menos alineados).

El cálculo de esta estructura en función del grado de libertad triaxial se muestra en la fig.23. En él se ha ubicado el nivel de Fermi sobre el  $1/2^- [521]$  con la misma magnitud del gap de las otras estructuras de neutrón, y se ha seleccionado la base con los estados vecinos, tres arriba y tres abajo, de los 21 estados de la capa  $N=5$ .

Para  $\gamma = 0$  se obtiene un buen acuerdo cualitativo, alejándose más para valores de  $\gamma \neq 0$  del patrón experimental.



#### 4. Estructuras en $^{176,178}\text{Re}$

Las estructuras en los núcleos doblemente impares surgen como consecuencia de diferentes acoplamientos de los estados intrínsecos de los nucleones de valencia, a su vez acoplados al modo colectivo rotacional. Estas estructuras son especialmente útiles para comprender los mecanismos de interrelación entre grados de libertad intrínsecos o de partícula independiente entre sí y con los grados de libertad rotacional y vibracional.

El trabajo sistemático que se ha venido desarrollando en los núcleos de esta zona de las tierras raras pesadas, que abarca los trabajos sobre los talios  $^{186-200}\text{Tl}$ , los iridios  $^{162,164,186}\text{Ir}$ , los tantalios  $^{172,174}\text{Ta}$ , el renio  $^{180}\text{Re}$ , y los núcleos de este trabajo  $^{176,178}\text{Re}$ , ha permitido esbozar un esquema de clasificación de las diferentes estructuras que se presentan dentro de la gran cantidad de niveles que se observan experimentalmente. Esta clasificación se presenta en la tabla 8, ref.40.

Una forma de guiarse en esta clasificación es a partir de las dos cantidades vinculadas a una banda que caracterizan su estructura, el valor de  $K$  y el momento de inercia  $\frac{\mathcal{J}^{(1)}}{\hbar^2}$  (medido en unidades de  $\text{MeV}^{-1}$ ).

Para una banda de  $\frac{\mathcal{J}^{(1)}}{\hbar^2}$  constante y dado  $K$ , la razón  $x = \frac{\Delta E_2}{\Delta E_1}$ , de las dos primeras transiciones es  $(K+2)/(K+1)$ . Para valores de  $K$  grandes,  $x$  tiende monótonamente a 1 y su valor es 2 par  $K = 0$ . Esta expresión nos permite obtener un valor de  $K$  en función del valor experimental de  $x$ , que llamaremos  $K_1$  ( $K = (2-x)/(x-1)$ ). De otra forma si  $K$  es conocido es posible extraer el momento de inercia a partir de las dos primeras transiciones de la banda:  $\frac{\mathcal{J}^{(1)}}{\hbar^2} = (K+1)/[E(K+1) - E(K)]$ .

Este procedimiento funciona bien para excitaciones intrínsecas ( $K \neq \frac{1}{2}$ ) cuya mezcla por Coriolis sea despreciable. La banda para la cual el  $\bar{K} \simeq K_1$  se llamará normal.  $K_1$  generalmente es un poco mayor que  $\bar{K}$  aún para estas bandas debido a que por la no rigidez del sistema, el momento de inercia aumenta con el momento angular.

Para las estructuras que son influenciadas significativamente por Coriolis, este procedimiento falla, sirviendo ésto como indicio de la distorsión presente en la estructura. Para estas estructuras y para eliminar efectos dependientes de la signatura se pueden utilizar las dos primeras transiciones con  $\Delta I = 2$  para extraer un valor de  $K$ . La expresión que vincula el cociente de estas dos primeras transiciones con  $K$  es:

$$x = \frac{[E(K+4) - E(K+2)]}{[E(K+2) - E(K)]} = \frac{(2K+7)}{(2K+3)} \quad (26)$$

con lo cual:

$$K = \frac{(7-3x)}{2(x-1)} = K_2 \quad (27)$$

El momento de inercia puede ser calculado usando:

$$\frac{\mathcal{J}^{(2)}}{h^2} = \frac{(2K_2+3)}{[E(K+2) - E(K)]} \quad (28)$$

En las tablas 9 y 10 se consignan los valores de  $K_1$  y  $K_2$  junto con los correspondientes valores de  $\mathcal{J}^{(1)}$  y  $\mathcal{J}^{(2)}$ , para las diferentes estructuras de los núcleos impares.

Estos elementos nos ayudarán a clasificar las estructuras de los núcleos doblemente impares.

Una primera aproximación a los espectros de excitación de los núcleos doblemente impares se puede obtener acoplando la cuasipartícula (partícula + correlaciones de

apareamiento) de protón y neutrón de los núcleos impares vecinos. Este acoplamiento es generalmente aditivo tanto para la energía de excitación como para la proyección del momento angular total sobre el eje 3, que para  $\gamma = 0$  es el eje de simetría, siendo en ese caso, un buen número cuántico. Excepciones a esta regla aparecen cuando algunos de los estados de protón o neutrón están desacoplados. Restringiéndonos al caso axial, cada par de estados intrínsecos de protón y neutrón caracterizados por su proyección dan lugar a dos posibles valores de  $K$  :  $K_{\pm} = |\Omega_p \pm \Omega_n|$  desdoblados en energía por la interacción residual protón-neutrón ( $V_{pn}$ ) de acuerdo a la regla de Gallagher-Moszkowski, ref.41, por un elemento de matriz cuyo valor máximo es del orden de 150 keV para esta zona de la tabla periódica.

Las energías de cuasipartícula correspondientes a un dado núcleo impar-impar (Z,N), se obtienen en principio por interpolación lineal a partir de los valores correspondientes a los núcleos impares. Para el protón, de los isótopos vecinos (Z,N -1) y (Z,N + 1), mientras que para el neutrón de los isótonos (Z - 1,N) y (Z + 1,N). Las tablas 11 y 12 muestran los resultados de este procedimiento para los  $^{176,178}\text{Re}$ .

A continuación se discutirán las diferentes estructuras en estos dos núcleos.

#### 4.1. $^{176}\text{Re}$

##### 4.1.1. Estructura $\tilde{\pi}h_{9/2} \otimes \tilde{\nu}1/2^- [521]$

Se conoce muy poco acerca de este núcleo. Sólo el estado fundamental que se sugiere tiene  $I^\pi = (3^+)$ , y una vida media de 5.7 m, y algunos otros estados poblados por decaimiento del  $^{176}\text{Os}$ . Este estado fundamental ha sido interpretado como el

estado más bajo de la estructura doblemente desacoplada  $\pi h_{9/2} \otimes \nu 1/2^- [521]$ , en virtud de los siguientes argumentos que se enuncian a continuación:

- i) El modelo TRIP2 lo da como el estado más bajo para  $\gamma = 0$ , que es el único valor de deformación triaxial, para el cual se reproduce una estructura del tipo de doble desacoplamiento para  $\beta = 0.24$ , que es el valor apropiado para el  $^{176}\text{Re}$ . ver tabla 6. La fig.26 muestra la energía de excitación (medida en unidades de la constante rotacional  $A = \frac{\hbar^2}{2J_0}$  cuya dependencia en  $\beta$  ha sido tomada de la relación de Grodzins) para algunos estados yrast de esta estructura.
- ii) La existencia de la banda doblemente desacoplada como una estructura yrast.
- iii) La sistemática de las energías de cuasipartícula sugiere, como se indica en la tabla 11, que efectivamente el estado  $3^+$  de esta estructura es el más bajo del  $^{176}\text{Re}$ .

Idénticos argumentos se pueden aplicar para el  $^{178}\text{Re}$  y los dos casos se discutirán juntos.

Esta estructura se encontró por primera vez, en el  $^{186}\text{Ir}$ , ref.2, en la cual ambos nucleones de valencia (protón y neutrón) ocupan predominantemente orbitales  $\Omega_i = 1/2$  con parámetros de desacoplamiento iguales o mayores que uno.

Estos orbitales son el  $1/2^- [541]$  de parentesco  $h_{9/2}$  para el protón impar y el  $1/2^- [521]$  para el neutrón impar.

El protón  $1/2^- [541]$  en los núcleos impares da lugar a estructuras desacopladas y en particular en los isótopos del Re ( $A=177,179$ ) estas bandas son o están muy cerca del correspondiente estado fundamental, refs.27,28. Por otra parte el neutrón

$1/2^- [521]$  es el estado intrínseco de la banda del estado fundamental en  $^{175,177}\text{W}$ , refs. 42, 43.

De acuerdo con Goudsmit et al. ref. 44, el estado fundamental  $I=(3)$  del  $^{176}\text{Re}$  tiene la propiedad de tener el  $K < I$ . Este tipo de fenómeno es el mismo que ocurre en los isótopos del Ir, refs. 2, 45 (en particular el estado más bajo de la banda doblemente desacoplada en  $^{186}\text{Ir}$ ,  $5^+$ , tiene predominantemente valores de  $K=0,1$ ), está relacionado con la presencia del orbital  $1/2^- [541]$  el cual siente fuertemente los efectos de la interacción de Coriolis.

En donde se ve la correlación de esta estructura en los Ir y en los Re es en la fig. 28, que muestra que a pequeñas deformaciones el  $5^+$  cruza debajo del  $3^+$ , en acuerdo cualitativo con la situación de Ir-Re, pues en el  $^{186}\text{Ir}$ , la estructura doblemente desacoplada se levanta sobre el  $5^+$ , casi sin contribución colectiva como se vé en la fig. 26 al provenir este estado de  $R=0$  (el estado más bajo) en el límite esférico.

Esta situación se puede entender notando que la "alineabilidad" del protón  $h/2$  es mayor a pequeñas deformaciones donde el sistema prefiere energéticamente construir momento angular  $I$  a partir del momento angular intrínseco del protón ( $\simeq 4.5\hbar$ ) en lugar de involucrar rotación colectiva  $R$ . Por lo tanto el estado  $5^+$  tiene una gran parte de su momento angular total construida en base a los alineamientos del protón y del neutrón, mientras que el  $3^+$  es un estado antialineado. Cuando  $\beta$  crece el  $3^+$  pierde su carácter antialineado de modo que su contenido de  $R$  disminuye más rápidamente que el del  $5^+$  (este estado debe compensar la pérdida de alineamiento con la rotación) evolucionando a una situación de mayor acoplamiento a la deformación. La fig. 27 muestra el promedio de  $R$  como función de  $\beta$  para los primeros estados

de la estructura. El cruce del  $3^+$  con el  $5^-$  está íntimamente ligado con la similar inversión entre el  $5/2^-$  y el  $9/2^-$  de la banda del protón  $h9/2$  desacoplado en los núcleos impares vecinos para estos Ir y Re. Este punto se puede clarificar con la fig.28. En el  $^{187}\text{Ir}$ , el menos deformado en dicha figura, el estado cabeza de banda es el  $9/2^-$  ( $R \rightarrow 0$  para  $\beta \rightarrow 0$ ), mientras el  $5/2^-$  es un estado antialineado ( $R = 2$  para  $\beta \rightarrow 0$ :  $I=5/2=-R+j=-2+9/2$ ) y debido a que involucra rotación esta más arriba en energía. En el caso de los Re impares el  $5/2^-$  es el estado fundamental pero la transición  $9/2^- \rightarrow 5/2^-$  no ha sido observada debido a su muy alta conversión interna por su carácter E2 y su baja energía. Creemos que esta es la misma razón para que tampoco se haya observado la transición  $5^+ \rightarrow 3^+$  en los  $^{176,178}\text{Re}$ .

En la fig.29 se muestran los alineamientos del protón y del neutrón, extraídos de los núcleos impares, comparados con el que se extrae para los núcleos doblemente impares. En la fig.30 se muestran también los routhianos experimentales, calculados con el carozo local, es decir aquél par-par que resulta de considerar la presencia del protón y del neutrón desapareados. En el apéndice G se muestra el procedimiento de extracción de los alineamientos y routhianos a partir de los datos experimentales y se lo compara con el alineamiento dentro del modelo CSM( ver apéndice G). Veamos aquí lo que se desprende de ese análisis.

El procedimiento que se sigue es extraer los tres parámetros ( $\mathcal{J}_0$ ,  $\mathcal{J}_1$  e  $i$ ) de las primeras tres transiciones de cada banda, lo que nos asegura que compararemos valores en el mismo rango de frecuencias. Los parámetros  $\mathcal{J}_0$  e  $\mathcal{J}_1$ , el momento de inercia del estado fundamental y un parámetro que está relacionado con la no rigidez del núcleo respectivamente (para  $\mathcal{J}_1 = 0$  uno tiene el rotor rígido), son los coeficientes

que permiten expresar en forma polinomial la variación del momento de inercia con la frecuencia de rotación, e  $i$  el alineamiento al eje de rotación (ver apéndice G).

La tabla 9 detalla los valores de estos parámetros para núcleos de  $N$  impar,  $Z$  impar y los doblemente impares cuyos carozos son los par-par  $^{174-178}W$ , ref.46. (aquí extraídos de las primeras tres transiciones, suponiendo  $i=0$ ). La propiedad de aditividad de los alineamientos (apéndice G), dice que el  $i_{np}$  extraído para el doblemente impar, es la suma de  $i_p$  y  $i_n$  extraídos de los impares correspondientes. El criterio adoptado es que para un dado núcleo doblemente impar, se debe acoplar el isótopo  $N-1$  y el isótono  $Z-1$ . Dado que el valor para el  $^{175}Re$  es desconocido lo estimaremos a partir de la extrapolación lineal de  $^{177,179}Re$ , lo que resulta en  $i_p = 2.92$ . Con el valor de  $i_n(^{175}W) = 0.44$  ref.42. se obtiene  $i_n + i_p = 3.36$ , a ser comparado con  $i_{np} = 3.07$ . Para el  $^{178}Re$  donde la información es más completa se tiene  $i_n(^{177}W) + i_p(^{177}Re) = 0.45 + 3.11 = 3.55$  vs.  $i_{np}(^{178}Re) = 3.51$  siendo el acuerdo llamativamente bueno, ( $^{177}W$  significa que el valor para el  $^{177}W$  ha sido obtenido por interpolación lineal de  $^{175}W$  y  $^{179}W$ , tabla 9).

Lo que se desprende de la fig.29 es la notable aditividad que presenta el alineamiento desde el punto de vista experimental para estos núcleos. Esto nos está indicando, que en esta estructura donde ambas partículas están desacopladas, la interacción residual protón-neutrón no es relevante. Esta hipótesis se vió confirmada en un cálculo realizado en el marco de nuestro modelo (TRIP2) con la interacción delta superficial, ver apéndice F, ref.62.

En la tabla 9 se dan también las desviaciones de los parámetros de inercia  $\delta\mathcal{J}_0$  y  $\delta\mathcal{J}_1$  (columnas 8 y 9) con respecto al más cercano (liviano) carozo par-par. Las

desviaciones obtenidas para el protón y el neutrón pueden ser sumadas al valor del carozo y comparadas con los valores del sistema doblemente impar. Se obtiene que  $\mathcal{J}_0(^{178}Re) = 36.95$  vs.  $\mathcal{J}_0(^{176}W) + \delta\mathcal{J}_0(^{177}Re) + \delta\mathcal{J}_0(^{177}W) = 36.93 \hbar^2 \text{ MeV}^{-1}$  y  $\mathcal{J}_1(^{178}Re) = 54.28$  vs.  $\mathcal{J}_1(^{176}W) + \delta\mathcal{J}_1(^{177}Re) + \delta\mathcal{J}_1(^{177}W) = 56.38 \hbar^4 \text{ MeV}^{-3}$  dando una aditividad sorprendente. Se debe observar que los valores de  $\mathcal{J}_0$  en los doblemente impares son más altos que los del par-par, mientras los valores de  $\mathcal{J}_1$  son algo más bajos, indicando un comportamiento más rígido. Probablemente el "blocking" de las correlaciones de apareamiento del protón y neutrón sea el responsable de estas propiedades, ya que estos efectos son aditivos teniendo en cuenta el hecho de que las correlaciones de apareamiento están efectivamente desacopladas en estos núcleos pesados.

El desconocer en ambos núcleos la banda desfavorecida (nos referimos a la banda del protón  $1/2^- [541]$  favorecida con el  $1/2^- [521]$  desfavorecida conocida en el  $^{179}W$ ), nos impide extraer una estimación de la triaxialidad del núcleo a través de la inversión en signatura, refs.47,48. Esta inversión consiste en que los estados desfavorecidos, a un dado valor de frecuencia, se tornan favorecidos.

Ahora bien; que se observe sólo la porción favorecida en este caso nos dice que por lo menos permanece siempre debajo de la desfavorecida, indicando que no existiría una inversión del desdoblamiento a  $\omega$  bajos, refs.49,50.

Esto coincide con la predicción de nuestro cálculo que presentaría a  $\gamma = 0^\circ$  los estados favorecidos y desfavorecidos cuasi-degenerados lo que se traduce en situar la banda de los desfavorecidos bastante lejos de la yrast, con lo cual la alimentación se ve muy reducida.



El cálculo con el modelo TRIP2, (ver apéndice D), se llevó a cabo con los cinco estados de protón de parentesco  $h9/2$  y el estado desacoplado de neutrón  $1/2^- [521]$ . Se determinaron autoconsistentemente  $(\lambda, \Delta)$ , a partir de las intensidades de apareamiento  $G_p = 23/A$  y  $G_n = 18/A$ , en la base que considera la capa que se está llenando y la inmediata anterior.

La dependencia de esta estructura en  $\gamma$  que se muestra en la fig.31, confirmaría la preferencia de la estructura por la forma axialmente simétrica. Esto es coherente con el hecho que los orbitales  $1/2^- [541]$  y  $1/2^- [521]$  suben en energía al variar  $\gamma$ , ver fig.32b con lo cual prefieren quedarse en  $\gamma = 0$  que es su posición de menor energía.

#### 4.1.2 Estructura $\bar{\pi} 5/2^+ [402] \otimes \bar{\nu} i_{13/2}$

El momento de inercia (relacionado con la diferencia entre las energías de transición consecutivas) de esta banda dipolar, varía muy rápidamente y si se intenta extraer un valor de  $K$ , de las primeras dos transiciones, como se explicó antes, se obtiene un valor demasiado pequeño ( $K = 1.43$ ), el cual refleja una gran compresión de la primera transición respecto de la segunda. Este comportamiento descarta varios candidatos para el estado intrínseco, dados en la tabla 11. La primera fila está descartada pues las dos opciones que quedan ( $3^+$  y  $5^+$ ) dan lugar a estructuras que son idénticas a las bandas del protón ( $5/2^+ [402]$  o  $9/2^- [514]$ ). En efecto, el acoplamiento de una partícula  $\Omega_i = 1/2$  con parámetro de desacoplamiento  $a=1$  a una excitación con  $\Omega_i \neq 1/2$  produce bandas en el sistema doblemente impar idénticas a la relacionada con la partícula  $\Omega_i \neq 1/2$  en el sistema impar, ref.40, ver además la tabla 8.

La segunda fila tiene sólo un candidato, que es el  $\pi 1/2^- [541] \otimes \nu 5/2^- [512]$ . La presencia del protón  $h9/2$  desacoplado produce una banda algo comprimida con una secuencia yrast de espines  $I^\pi = 3^+, 4^+, 5^+, \dots$ . Esta no es la opción más favorable ya que estos valores de espín son demasiado bajos para recibir tan fuerte alimentación comparada con la banda doblemente desacoplada. Las otras dos opciones ( $5^-$  y  $7^-$ ) son descartadas pues producen una banda con una secuencia rotacional regular (estructuras normales) siguiendo la ley de  $I(I+1)$  como resultado del hecho que ambas partículas participantes ocupan orbitales más bien puros.

La tercera fila tiene dos candidatos, el  $6^+$  y el  $8^-$ . La primera ( $4^-$ ) da lugar a una estructura llamada semidesacoplada ref. 40 la cual muestra el "staggering" vinculado al neutrón  $i13/2$ . Las bandas sobre el  $6^+$  y el  $8^-$  son comprimidas y no presentan "staggering". Una forma de entender porqué estas estructuras no muestran "staggering" es la siguiente. Dado que los estados de protón ( $5/2^+ [402]$  y  $9/2^- [514]$ ) dan lugar a bandas regulares no desdobladas en signatura, (esto se puede ver en la figs.17 y 19 donde se muestran los momentos de inercia cinemáticos y dinámicos), mientras que la banda del neutrón  $i13/2$  muestra un considerable desdoblamiento en signatura, los estados yrast en el núcleo doblemente impar resultarán del acoplamiento de las dos componentes degeneradas en signatura del protón ( $\alpha = \pm 1/2$ ) y sólo la trayectoria del neutrón favorecida ( $\alpha = 1/2$ ), por lo tanto será una banda que llamamos de tipo comprimida por la influencia de Coriolis pero que no presenta la distorsión al grado de mostrar "staggering", ref.40. La sistemática de los núcleos doblemente impares de esta region permiten elegir entre las opciones resultantes. Hay un  $6^+$ , producido por la estructura  $\pi 5/2^+ [402] \otimes \tilde{\nu} i_{13/2}$  en el  $^{160}\text{Re}$  el cual tiene energías de transición

similares (92,149,...keV) mientras la otra del  $8^-, \pi 9/2^- [514] \otimes \nu i_{13/2}$  tiene transiciones significativamente mayores, ver ref.40.

Se realizó el cálculo dentro de nuestro modelo TRIP2, con los parámetros que se determinaron para las estructuras impares. La base de protones se eligió como se hizo para el impar, que consistía del  $5/2^+[402]$  con los dos estados vecinos (uno de cada lado energéticamente hablando) de los quince estados de la capa  $N=4$ . Para la base de neutrones se tomó el conjunto de estados de parentesco  $\nu i_{13/2}$  mezclados con todos los  $j$  de la  $N=6$ .

Los  $(\lambda, \Delta)$  se fijaron en el caso del protón, el nivel de Fermi al estado  $5/2^+[402]$  y el gap al valor que mejor aproximaba la banda del  $^{177}\text{Re}$  para el caso axial. Para el neutrón se los determinó autoconsistentemente con  $G_n = 18/A[\text{MeV}^{-1}]$ , ubicándose el nivel de Fermi próximo al  $7/2^+[633]$ . El cálculo se muestra en la fi.31, junto a la banda experimental encontrada.

La variación en  $\gamma$  en la estructura muestra además de un cambio en el espín de la cabeza de banda la aparición de "staggering" que no se observa en el experimento, pero que confirma el esquema en donde el parámetro triaxial profundiza la influencia de la interacción de Coriolis, llegando a distorsionar la estructura. Elemento que nos afirmaría en la opinión que esta estructura prefiere la forma prolada axialmente simétrica.

Es interesante observar que aquí el efecto del neutrón en la  $i_{13/2}$  respecto a favorecer los espines con  $\alpha = +1/2$ , es más fuerte que cuando el protón se ubica en el  $9/2^- [514]$ .

## 4.2. $^{176}\text{Re}$

### 4.2.1. Estructura $\bar{\pi}h_{9/2} \otimes \bar{\nu}1/2^- [521]$

Esta estructura se ha discutido junto con la encontrada en el  $^{176}\text{Re}$  (ver arriba), que presenta las mismas características.

### 4.2.2. Estructura $\bar{\pi}h_{9/2} \otimes \bar{\nu}i_{13/2}$

Esta estructura conocida en los  $^{186-200}\text{Tl}$  ,ref.1 y también en los iridios  $^{182,184,186}\text{Ir}$  ,ref.2 que se caracteriza por un multiplete de estados cerca de la cabeza de banda y por tener una oscilación entre las diferencias de las energías consecutivas de los estados ("staggering"), es llamada semidesacoplada.

El protón en el estado  $1/2^- [541]$  al estar desacoplado del campo deformado sólo muestra en reacciones inducidas por iones pesados los estados de signatura  $+ 1/2$ , dado que los desfavorecidos están muy altos en energía de excitación. El neutrón se encuentra próximo al  $7/2^+ [633]$  para  $N=101,103$ , (aproximadamente mitad de la capa  $j=13/2$ ). La posición del nivel de Fermi es crucial para definir el tipo de estructura en nuestro esquema de clasificación.

El modelo de partícula + rotor (TRIP2) con estados de parentesco definido que se muestra en la figs.34,35, reproduce las características más importantes detalladas arriba, ya para  $\gamma = 0$ , aunque el "staggering" se manifieste en forma retardada respecto de lo que muestra el experimento, ver fig.38a.

El hecho de que exista una transición (196.1 keV) que vincula esta banda con la

2. (fig.9) reafirma la asignación de espines y si ella es correcta, nos daría dos estados ( $11^-$ ) a sólo algunos keV de distancia. En este caso aún una pequeña interacción será capaz de mezclarlos. El mismo razonamiento implica también que ambas bandas deben tener la misma paridad. Este fenómeno de mezcla entre bandas ha sido observado en el  $^{184}\text{Ir}$ , ref.45. Aparentemente debido a la alta densidad de niveles en los núcleos doblemente impares, esta situación puede presentarse con mayor frecuencia que en otros sistemas.

Esta estructura es especialmente importante para la discusión sobre la influencia de la triaxialidad en esta zona transicional. La existencia de un "staggering" tan pronunciado, hace pensar, que el mecanismo responsable de éste pueda ser el mismo que intensifica el "staggering" en la estructura del  $\nu i_{13/2}$ , dado que como se ve en ella, el parámetro  $\gamma$  profundiza el "staggering" llegando hasta la inversión del orden normal. Además es lo que se vio que ocurría en la estructura  $\bar{\pi} 5/2^+ [402] \otimes \bar{\nu} i_{13/2}$ .

Para ver esto se realizaron varios cálculos, con valores de  $(\lambda, \Delta)$  determinados de diferentes formas: (1) determinados autoconsistentemente a partir de  $G_p, G_n$ , (fig.34); (2) fijando el nivel de Fermi al estado de protón  $1/2^- [541]$  y neutrón  $7/2^+ [633]$  respectivamente con los gaps fijos e iguales a los valores que ajustan los impares, (fig.35); (3) con una sola capa  $j$ , es decir, sin mezclar los estados de otros  $j$  de la misma capa  $N$ , (fig.36).

En todos los casos lo que se aprecia es: i) una inversión en el multiplete de baja energía respecto del orden observado a  $\gamma = 0$ , para los cálculos con un dado parentesco, en éste caso el  $h9/2$  para protones y el  $i_{13/2}$  para neutrones. Efecto que se observa muy atenuado en el cálculo para una sola capa  $j$ . ii) no profundización del "staggering", sino más bien la tendencia a apartarse de la fase de oscilación que

muestra el experimento.

Esto indicaría que la hipótesis arriba mencionada sobre el origen del "staggering" en las estructuras doblemente impares, no se cumple en general. Aparentemente en estas estructuras cuando el nivel de Fermi está a mitad de capa, como es el caso del neutrón, donde está muy mezclado su carácter de partícula y de agujero, la evolución en  $\gamma$  con este modelo se complica, apartándose de lo observado experimentalmente.

Además se observa una marcada dependencia con la estructura de la función de onda de Nilsson, por las diferencias entre el cálculo con estados de mezclados en  $j$  y el de una capa única.

En los trabajos de Toki, se estudió esta estructura para los Tl realizando un cálculo con una sola capa  $j$  y en la base con buen  $R$ , con los niveles de Fermi definiendo claramente el carácter de partícula y de agujero para el neutrón y protón respectivamente, mostrando la poca influencia para esa zona de la triaxialidad sobre el "staggering". Se reproducen estos resultados con nuestro modelo TRIP2, como un control de nuestro cálculo, que se muestra en la fig.37.

En la discusión sobre el origen del "staggering", junto a la triaxialidad ha competido desde hace años la interacción residual protón-neutrón, ref.51,52. Sin pretender hacer un análisis detallado del efecto de esta interacción en las estructuras de los núcleos doblemente impares, mostraremos el efecto de una interacción residual modelística, como la delta superficial (SDI) entre las partículas impares en un campo deformado con simetría axial ( $\gamma=0$ ), incorporada a nuestro modelo de dos cuasipartículas más rotor (TRIP2).

El cálculo se realizó en una sola capa  $j$ , con los mismos parámetros que se comen-

taron para esta estructura ( $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ ), para dos intensidades (ver apéndice F) de la "fuerza" delta superficial ( $V_0$ ), ref.53, cercanos al valor que se extrae para esta configuración de las tablas de True-Schiffer, ref.54.

El cálculo se muestra en la fig.38b. Se aprecia la profundización del "staggering" con la intensidad de la interacción, presentando esta oscilación la fase que muestra el experimento.

#### 4.2.3. Estructura $\pi 9/2^- [514] \otimes \nu i_{13/2}$

Una estructura muy similar a la que presenta la banda 2 se conoce en el  $^{160}\text{Re}$ . Al extraer un valor de K, se vuelve a obtener un valor demasiado bajo ( $K_1 = 1.89$ ) resaltando la naturaleza comprimida de la estructura. Además una estructura similar también es conocida en el  $^{182}\text{Re}$  donde el estado más bajo es un  $9^-$  vinculado al hecho que el estado de neutrón más cercano al nivel de Fermi, para ese N es el  $9/2^+ [624]$ , también de parentesco  $i_{13/2}$ .

El cálculo en  $\gamma$  para esta estructura muestra casi las mismas características que la estructura de la banda impar sobre el  $9/2^- [514]$ , (ver fig.39).

La base de protón se tomó de los estados de parentesco  $h_{11/2}$ , quedándonos con el  $9/2^- [514]$  y sus dos estados vecinos (arriba y abajo) que comprobamos que en la estructura impar reproducía con muy poca diferencia el resultado con los seis estados de la  $h_{11/2}$ . Fue necesario analizar este truncamiento por razones de dimensión de la matriz del hamiltoniano a diagonalizar.

La base de neutrón como en las otras estructuras donde participa la  $\nu i_{13/2}$ .

Los  $(\lambda, \Delta)$  se determinaron autoconsistentemente dentro de cada conjunto de estados de parentesco dado, con las intensidades de apareamiento que encontramos para los impares.

El efecto en  $\gamma$  básicamente se limita a expandir algo las transiciones, pero cambiando la cabeza de banda respecto a la de  $\gamma = 0$ , encontrando un buen acuerdo con el experimento, en cuanto al orden de espines y en la magnitud de las transiciones, para valores muy cercanos a  $\gamma = 0$ .



#### IV. CONCLUSIONES

Se han identificado varias estructuras rotacionales en los núcleos doblemente impares  $^{176,178}\text{Re}$  usando técnicas de espectroscopía  $\gamma$  y de electrones de conversión interna. A cada una de ellas se le ha asignado una configuración basándonos en una clasificación de sus características. Estas estructuras son: la doblemente desacoplada  $\tilde{\pi}h_{9/2} \otimes \tilde{\nu}1/2^- [521]$  en ambos isótopos, una estructura comprimida como la  $\tilde{\pi}5/2^+ [402] \otimes \tilde{\nu}i_{13/2}$  en el  $^{176}\text{Re}$  y la  $\tilde{\pi}9/2^- [514] \otimes \tilde{\nu}i_{13/2}$  del mismo tipo en el  $^{178}\text{Re}$ , y una estructura semidesacoplada  $\tilde{\pi}h_{9/2} \otimes \tilde{\nu}i_{13/2}$  en el  $^{178}\text{Re}$ .

Todas estas estructuras nos permitieron ilustrar la gran variedad de esquemas de acoplamiento que aparecen en los núcleos deformados doblemente impares.

Se ha estudiado la influencia del grado de libertad triaxial en las estructuras impares y doblemente impares de la zona. Para ello desarrollamos un código de cuasipartículas (1 ó 2) más rotor (TRIP(1,2)), que incluye este grado de libertad de deformación.

Observamos, en general, que en las estructuras normales ( $\Delta I = 1$  sin "staggering") impares de protón ( $9/2^- [514]$ ,  $5/2^+ [402]$ ), junto con la fuertemente distorsionada de neutrón  $\tilde{\nu}i_{13/2}$ , la triaxialidad, dentro del modelo de cuasipartícula más rotor (TRIP1), favorece el acuerdo con los datos experimentales. Particularmente la estructura  $\tilde{\nu}i_{13/2}$  es donde la influencia de este parámetro de asimetría es más clara, pues se manifiesta a través de la intensificación de lo que llamamos el "staggering", característica que sin embargo ya está presente en el cálculo a  $\gamma = 0^\circ$  pero con una intensidad menor que la observada. El valor del parámetro de asimetría  $\gamma$  que mejor

ajusta esas estructuras se encuentra alrededor del valor que estimamos para esta zona de masas, a partir de aquellos núcleos par-par en donde se conocía la posición del  $2_2^-$ .

En las estructuras impares desacopladas de protón  $1/2^- [541]$  y de neutrón  $1/2^- [521]$  observamos que la introducción de una deformación triaxial nos aleja de la situación experimental.

En relación a los núcleos doblemente impares, vimos que en las estructuras comprimidas  $\bar{\pi}9/2^- [514] \otimes \bar{\nu}i_{13/2}$  y  $\bar{\pi}5/2^+ [402] \otimes \bar{\nu}i_{13/2}$ , para el valor de  $\gamma$  de la zona ( $\gamma \simeq 12^\circ$ ), se producen inversiones en la cabeza de banda, cosa que haría necesario considerar valores aún menores, cercanos a  $\gamma = 0^\circ$ , es decir deformaciones muy próximas a las axialmente simétricas.

Para las estructuras doblemente desacopladas, se vio claramente que privilegian la deformación axialmente simétrica ( $\gamma = 0^\circ$ ).

En la estructura semidesacoplada  $\bar{\pi}h_{9/2} \otimes \bar{\nu}i_{13/2}$ , que muestra un claro "staggering" en el espectro experimental, observamos que a  $\gamma = 0^\circ$  el "staggering" si bien está presente, su aparición está retardada respecto a la secuencia experimental, dado que aparece recién a altos espines ( $I=13$ ), siendo una clara manifestación de la intensidad de la interacción de Coriolis. Se propuso, por lo tanto, explorar el grado de libertad triaxial como una posible interpretación de la profundidad del "staggering" encontrado en el experimento. Observamos que el efecto de este tipo de deformaciones en esta estructura para la posición de los niveles de Fermi de los núcleos estudiados, no favorece la profundización de la oscilación en las primeras diferencias de las energías de transición. De nuestro estudio se concluye que dicho "staggering" no puede atribuirse a la triaxialidad.

Una posible explicación de que el mecanismo que se observa en la estructura del neutrón  $\nu; 13/2$  no se manifieste en la estructura doblemente impar puede encontrarse en que el protón  $1/2^- [541]$ , en la medida que  $\gamma$  se aparta de la axialidad, pierde su carácter de partícula desacoplada, dejando de ser por lo tanto una estructura típicamente semidesacoplada. Este mecanismo puede ser el responsable también de la "axialidad" de la estructura doblemente desacoplada, donde interviene nuevamente el protón  $1/2^- [541]$ .

Se muestra una posible explicación de la intensidad de este efecto ("staggering") en esta estructura a partir de la interacción residual protón-neutrón.

Nuestro estudio se limitó a relacionar los espectros energéticos de las diferentes estructuras rotacionales con el parámetro de simetría triaxial  $\gamma$ . Vimos la influencia en las diferentes estructuras de diversos "mecanismos" (interacción de Coriolis, deformación triaxial) y observamos su competencia en cuanto a explicar los diferentes esquemas de niveles que encontramos en el experimento. Un estudio complementario sería medir las probabilidades de transición electromagnéticas y estudiar su dependencia en función del momento angular, en particular, estudiar su desdoblamiento en signatura, que se ha sugerido que estaría vinculado específicamente al grado de libertad triaxial, ref.63.

## APENDICE A: Triaxialidad y simetrías

La triaxialidad implica la pérdida de la simetría axial, es decir la pérdida de la invariancia por rotaciones de un ángulo cualquiera alrededor del eje de simetría del núcleo deformado, lo que en el lenguaje algebraico se caracteriza como la ruptura de la simetría  $SU(2)$ .

Esta ruptura espontánea de simetría, aumenta los estados colectivos que pueden acoplarse a los diferentes estados intrínsecos, aumentando la densidad de niveles en las proximidades de la línea yrast (la curva definida por los estados de menor energía de excitación ( $E^*$ ) para cada momento angular  $I$ , en el plano  $(E^*, I)$ ). A altos momentos angulares, estos estados que se encuentran en la proximidad de la línea yrast, pueden ser entendidos como generados por la precesión del eje de rotación alrededor del momento angular total del núcleo ("wobbling"), ref.55.

Este fenómeno, que consiste en que en un determinado punto el sistema evoluciona hacia formas no axiales, es conocido desde el siglo pasado con el modelo de un fluido gravitacional, ref.56, y más recientemente en el modelo nuclear de la gota líquida clásica, ref.57. Incluso dentro de estos modelos clásicos simples se encuentra un fenómeno similar al que se encuentra en el núcleo, en cuanto al comportamiento del momento de inercia respecto de la velocidad de rotación del sistema, conocido como "backbending(BB)", ref.58.

El punto a partir del cual se produce este BB, define un punto de bifurcación  $(\omega_c, I_c)$ , en el comportamiento del fluido en función del momento angular del sistema  $I$ . Para  $I$  por debajo de  $I_c$  el sistema es oblatado alrededor del eje de rotación, por encima

de  $I_c$ , el fluido se aparta de la simetría axial y comienza a distribuirse, estirándose gradualmente alrededor de un eje perpendicular al eje de rotación, aumentando el momento de inercia y disminuyendo la velocidad de rotación del sistema a medida que el momento angular crece, ref.57.

Esto puede enfocarse también desde el punto de vista de una transición de fase a partir de ese punto crítico. La clasificación de las transiciones de fase con respecto a las simetrías que el sistema tiene antes y después del punto crítico (Landau-Ginzburg), ref.59, nos dice que el fenómeno que se presenta en estos modelos de fluidos clásicos es una transición de fase de segunda especie, pues se pasa de un estado de simetría mayor a uno de simetría menor.

El referirse al modelo clásico de una gota líquida rotante, nos provee además de una analogía que nos aproxima al comportamiento del núcleo, siendo una diferencia importante, que el núcleo presenta en general un primer mínimo en la superficie de energía potencial para deformaciones proladas a diferencia de la forma oblada a bajas velocidades de rotación del modelo clásico. Esto nos enfrenta con el carácter cuántico y con la interrelación entre los modos intrínsecos (efectos de capas) y los modos colectivos (rotaciones y vibraciones).

## APENDICE B: Rotor Triaxial

Comencemos viendo como rota un rotor asimétrico clásico. Supongamos que los momentos de inercia clásicos alrededor de los ejes cumplen con:  $\mathcal{J}_3 > \mathcal{J}_2 > \mathcal{J}_1$ . Las dos ecuaciones de conservación, energía y momento angular total, determinan, resolviendo la ecuación de Euler del cuerpo rígido, ref.60, que el extremo del vector momento angular ( $\vec{R}$ ), se mueve sobre curvas cerradas, intersección de la esfera del "momento angular" y el elipsoide de "energía", presentándose las rotaciones alrededor del eje 1 y 3 como estables y alrededor del eje intermedio 2 como inestables.

El extremo del vector velocidad angular ( $\vec{\omega}$ ) describe una curva (polodia), presentando componentes no nulas y periódicas en los 3 ejes, con período función de los 3 momentos de inercia. El vector momento angular al cabo del período vuelve a su posición relativa a los ejes del rotor, pero el rotor no vuelve nunca a su misma posición respecto del laboratorio (ver refs.60.61).

Enfoquemos ahora el problema cuántico. Existe un tratamiento del rotor asimétrico cuántico que lleva a resolver las mismas ecuaciones de Euler que valen clásicamente, para los valores de expectación de los operadores componentes del momento angular en la base de estados coherentes, ref.62, pero que nos aleja de las funciones de onda  $\mathcal{D}_{MK}^I$  del rotor axial que son las que utilizaremos en el modelo TRIP1(2), ver apéndices C y D. Es bien conocido que el rotor axial es una buena aproximación a los espectros rotacionales de los núcleos par-par; su expresión es:

$$E_I = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}_0} [I(I+1)] + \epsilon_K \quad (29)$$

donde  $\epsilon_K$  es la energía del estado intrínseco, cabeza de banda. El hamiltoniano del

rotor asimétrico es :

$$H = \sum_{i=1,2,3} \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}_i} I_i^2 \quad [I_1, I_2] = -i\hbar I_3 \quad (30)$$

Las transformaciones intrínsecas de este sistema son las rotaciones en  $\pi$  alrededor de cualquiera de los ejes, que forman el grupo  $D_2$ , refs.23,36. Los autovalores de estas rotaciones son las correspondientes signaturas (ver apéndice G). Este es por lo tanto el grupo de simetría de H. Las representaciones irreducibles de  $D_2$ , 1-dimensionales por ser conmutativo este grupo, nos darán estados intrínsecos no degenerados, que parten al espacio generado por los autoestados de H en subespacios invariantes disjuntos.

Se lo diagonalizará en la base :

$$|IK\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{8\pi^2}} \mathcal{D}_{MK}^I \quad K, M = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \pm I. \quad (31)$$

Observando que el H se puede expresar en función de los operadores de subida y bajada como:

$$H = AI^2 + (A_3 - A)I_3^2 - \frac{\delta}{2}(I_+^2 + I_-^2) \quad (32)$$

donde  $A = (A_1 + A_2)/2$  y  $\delta = (A_2 - A_1)/2$ , y  $A_i = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}_i}$  es fácil ver que los únicos elementos de matriz no nulos son:

$$\langle IK|H|IK\rangle \text{ y } \langle IK \pm 2|H|IK\rangle \quad (33)$$

con lo cual mezcla los estados con  $\Delta K = 0, \pm 2$

Los autoestados resultan:

$$|I\rangle = \sum_K c_K |IK\rangle \quad (34)$$

donde se pueden separar los estados con  $K$  par o impar.

De las 4 representaciones irreducibles de  $D_2$ , dos corresponden a estados con  $K$  par y dos a estados con  $K$  impar.

Suponer una deformación triaxial es restringirnos a aquella deformación no axial que cumple con la relación (ver anexo):

$$c_{-K} = (-1)^I c_K; \quad K \text{ par} \quad (35)$$

El espectro de energías de este rotor asimétrico particular, puede verse en función del parámetro de deformación cuadrupolar triaxial  $\gamma$  en la fig. 40. Se aprecia que una de las características sobresalientes es el descenso de los "segundos" espines, siendo el  $2_2^-$  el más característico por ser el primero en aparecer en los esquema de niveles, y por ello utilizable para cuantificar el grado de triaxialidad en los núcleos par-par.

Otra característica notable es la no existencia del momento angular  $I=1$  en el espectro posible para este tipo de rotor, cosa que se puede constatar en los esquemas experimentales, afirmando la hipótesis de restringir el tipo de no axialidad a este tipo de simetrías.

#### Anexo: $D_2$ y sus representaciones irreducibles

El grupo de simetría del hamiltoniano del rotor asimétrico es el grupo finito abeliano de orden 4,  $D_2$ .

Los elementos de  $D_2$  pueden pensarse como las rotaciones en  $\pi$  alrededor de cada uno de los ejes del rotor  $R_i(\pi)$ , además de la identidad, o como dos rotaciones:

$$\tau^k = R(2\pi/k), \quad k = 1, 2 \quad (36)$$



y dos simetrías (reflexiones)  $s$ , a través de un plano que contenga a un eje. seguidas de las dos rotaciones:

$$s\tau^k \text{ tales que } s^2 = 1 \quad (37)$$

Las representaciones irreducibles de  $D_2$  se pueden rotular con los autovalores de  $R_i(\pi)$ , las signaturas  $\sigma_i$ , que pueden ser  $\pm 1$ .

Una deformación triaxial será aquella que tiene las signaturas positivas

$$(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3, i_d) = (+ + + +).$$

Observaciones:  $D_2$  y las funciones de onda

A partir del rótulo de la representación triaxial  $(+ + + +)$ , veamos qué condiciones impone sobre la función de onda del rotor asimétrico que en general es:

$$|I\rangle = \sum_{K=-I}^I c_K |IK\rangle \quad (38)$$

con  $|IK\rangle$  función de onda del rotor axial.

Apliquemos para ello cada una de las rotaciones  $R_i(\pi)$ , (ver en las observaciones como se aplican a las  $\mathcal{D}_{MK}^I$ ):

$$R_3(\pi)|I\rangle = \sigma_3|I\rangle = +|I\rangle \quad (39)$$

$$\exp -i\pi I_3|I\rangle = \sum_{K=-I}^I c_K |IK\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{8\pi^2}} \sum_K (-1)^K c_K \mathcal{D}_{MK}^I \quad (40)$$

luego se desprende que  $K$  debe ser par. Lo mismo para las otras rotaciones:

$$R_1(\pi)|I\rangle = \sigma_1|I\rangle = +|I\rangle \quad (41)$$

$$\exp -i\pi I_1 |I\rangle = \sum_{K=-I}^I c_K |IK\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{8\pi^2}} (-1)^I \sum_K (-1)^K c_K \mathcal{D}_{M-K}^I \quad (42)$$

luego implica (k par) que:

$$c_{-K} = (-1)^I c_K \quad (43)$$

y para el eje 2

$$R_2(\pi) |I\rangle = \sigma_2 |I\rangle = +|I\rangle \quad (44)$$

$$\exp -i\pi I_2 |I\rangle = \sum_{K=-I}^I c_K |IK\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{8\pi^2}} \sum_K (-1)^{I-K} c_K \mathcal{D}_{M-K}^I \quad (45)$$

de lo que se desprende que

$$c_{-K} = (-1)^{I-K} c_K = (-1)^I c_K \text{ por ser } K \text{ par} \quad (46)$$

### Observaciones

$$R_1(\pi) \mathcal{D}_{MK}^I = (-1)^{I+K} \mathcal{D}_{M-K}^I \quad (47)$$

$$R_2(\pi) \mathcal{D}_{MK}^I = (-1)^{I-K} \mathcal{D}_{M-K}^I \quad (48)$$

$$R_3(\pi) \mathcal{D}_{MK}^I = (-1)^K \mathcal{D}_{MK}^I \quad (49)$$

## APENDICE C: Una cuasipartícula + rotor triaxial (TRIP1)

Este modelo fue desarrollado anteriormente por Meyer ter Vehn, ref.11, en el caso de una capa  $j$ . Esta versión tiene la posibilidad de seleccionar los estados de parentesco deseado dentro de una capa  $N$  y determinar autoconsistentemente el nivel de Fermi y el gap  $(\lambda, \Delta)$  a partir de una dada interacción de apareamiento  $G$ .

El hamiltoniano del modelo impar es:

$$H = H_{rot} + H_{part} \quad (50)$$

con

$$H_{part} = H_{e,f} + H_{def} + Cl\vec{s} + D\vec{l}^2 + H_{pair} \quad (51)$$

donde este  $H_{part}$  brevemente puede ser descrito como un Nilsson + BCS. (ver apéndice D, del modelo con dos cuasipartículas, para más detalles)

Recordando que el momento angular del rotor cumple con  $\vec{R} = \vec{I} - \vec{j}$ , el hamiltoniano del rotor queda:

$$\begin{aligned} H_{rot} = & A(I^2 + j^2) - A(I_+j_- + I_-j_+) + \\ & +(A_3 - A)(I_3^2 + j_3^2) - 2A_3I_3j_3 - \\ & -\frac{\delta}{2}(I_+^2 + I_-^2 + j_+^2 + j_-^2) + \\ & +\delta(I_+j_+ + I_-j_-) \end{aligned} \quad (52)$$

Supondremos en lo que sigue, momentos de inercia irrotacionales, cuyas expresiones en función de los parámetros de deformación  $(\beta, \gamma)$  son:

$$\mathcal{J}_i = \mathcal{J}_0(\beta) \text{sen}^2\left(\gamma - \frac{2}{3}\pi i\right) \quad (53)$$

donde  $\mathcal{J}_0(\beta)$  se fija de forma que el espectro se ajuste al experimental. La parametrización con la deformación  $\beta$  viene dada por la expresión de Grodzins, ref.33, a partir de la energía del primer estado  $2^+$  del núcleo par-par.

$$\frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}_0} = \frac{204.}{\beta^2 A^{7/3}} [MeV] \quad (54)$$

La base que se utilizará para diagonalizar será la fuertemente acoplada donde se utiliza el momento angular total y la proyección  $K$ , sobre el eje intrínseco ( $\hat{3}$ ):

$$|IMK\alpha_\nu\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} [\mathcal{D}_{MK}^{I\bullet}\alpha_\nu^+ |BCS\rangle + (-1)^{I-K} \mathcal{D}_{M-K}^{I\bullet}\bar{\alpha}_\nu^+ |BCS\rangle] \quad (55)$$

La expresión del elemento de matriz más general es:

$$\begin{aligned} \langle K'\alpha_\nu | H | K\alpha_\nu^+ \rangle = & \delta_{K'K} \delta_{\nu\nu} [AI(I+1) + (A_3 - A)K^2] + \\ & + \delta_{K'K} [A\langle \nu' | j_\nu^2 | \nu \rangle + (A_3 - A)\langle \nu' | j_\nu^2 | \nu \rangle - 2A_3 K \langle \nu' | j_\nu^y | \nu \rangle - \\ & - \frac{\delta}{2} (\langle \bar{\nu}' | j_-^2 | \nu \rangle + \langle \bar{\nu}' | j_+^2 | \nu \rangle)] + \\ & + \delta_{K'-K+1} (-1)^{I-K'} \sqrt{I(I+1) - K(K-1)} [-A\langle \bar{\nu}' | j_-^y | \nu \rangle + \\ & + \delta\langle \bar{\nu}' | j_+^y | \nu \rangle] + \\ & + \delta_{K'-K-1} (-1)^{I-K'} \sqrt{I(I+1) - K(K-1)} [-A\langle \bar{\nu}' | j_+^y | \nu \rangle + \\ & + \delta\langle \bar{\nu}' | j_-^y | \nu \rangle] + \\ & + \delta_{K'K+2} \left[ -\frac{\delta}{2} \sqrt{I(I+1) - K(K+1)} \right. \\ & \left. + \sqrt{I(I+1) - (K+1)(K+2)} \right] + \end{aligned}$$

$$\frac{+\delta_{K'K-2} \left[ -\frac{\delta}{2} \sqrt{I(I+1) - K(K-1)} \right]}{\sqrt{I(I+1) - (K-1)(K-2)}} \quad (56)$$

## APENDICE D: Dos cuasipartículas + rotor triaxial (TRIP'2)

Describiremos brevemente en qué consiste este modelo cuya representación vectorial se muestra en fig.41 extensamente utilizado para  $\gamma = 0^\circ$ , refs.23,24, en su generalización para  $\gamma \neq 0$ .

El hamiltoniano del modelo es:

$$H = H_{rot} + \sum_{i=\pi,\nu} [H_{Nilr}^i(\beta, \gamma) + H_{pair}^i] \quad (57)$$

donde:

$$H_{rot} = \sum_i \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}_i} (\vec{I} - \vec{J})_i^2 \quad (58)$$

con  $\vec{I}$  el momento angular total y

$$\vec{J} = \vec{j}_\pi + \vec{j}_\nu \quad (59)$$

el momento angular de las partículas, que se acoplará al momento angular del carozo par-par  $\vec{R}$ , que tendrá el grado de libertad triaxial.

$$\vec{R} = \vec{I} - \vec{J} \quad (60)$$

Los momentos de inercia  $\mathcal{J}_i$  para cada eje que se utilizarán son los irrotacionales, cuya parametrización en  $(\beta, \gamma)$  es:

$$\mathcal{J}_i = \mathcal{J}_0 \sin^2(\gamma - \frac{2\pi}{3}i) \quad (61)$$

donde para  $\mathcal{J}_0$  existe la opción de parametrizarlo con la fórmula de Grodzins(ver apéndice C y ref.33) o ajustarlo con los valores experimentales, dado que en general  $\mathcal{J}_{irrot} < \mathcal{J}_{exp}$ .

El hamiltoniano de Nilsson ref.23. es:

$$H_{Nil}^i = H_{e,f}^i + H_{def}^i(\beta, \gamma) + Cl \cdot \vec{s} + D\vec{l}^2 \quad (62)$$

$$= \frac{-\hbar^2}{2m} \nabla^2 + \frac{m}{2} \sum_{i=1}^3 \omega_i^2 x_i^2 + Cl \cdot \vec{s} + D\vec{l}^2 \quad (63)$$

donde  $\omega_i$  son las frecuencias de oscilación en cada uno de los ejes intrínsecos del elipsoide, y que son función de la deformación cuadrupolar  $(\beta, \gamma)$ . A primer orden en  $(\beta, \gamma)$ :

$$\omega_i = \omega_0 \left[ 1 - \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta \cos\left(\gamma - \frac{2\pi i}{3}\right) \right] \quad (64)$$

donde  $\hbar\omega_0 = 41./A^{1/3}$  [MeV]

En coordenadas adimensionales, ref.63, el hamiltoniano de Nilsson queda:

$$\begin{aligned} H_{Nil}^i = & \frac{-\hbar\omega_0}{2} (-\Delta' + r'^2) - \\ & \hbar\omega_0 \beta \left[ \cos\gamma Q_{20}(\theta', \phi') + \sqrt{1/2} \sin\gamma (Q_{22}(\theta', \phi') + Q_{2-2}(\theta', \phi')) \right] \\ & - \kappa \hbar\omega_0 (2\vec{l} \cdot \vec{s} + \mu \vec{l}^2) \end{aligned} \quad (65)$$

donde:

$$Q_{2\mu}(\theta', \phi') = r'^2 Y_{2\mu}(\theta', \phi') \quad (66)$$

es la componente  $\mu$  del tensor momento cuadrupolar .

Diagonalizando el  $H_{Nil}$ , en la base esférica  $|j, \Omega\rangle$ , encontramos las energías de partícula en el campo deformado dado por  $(\beta, \gamma)$ , y el desarrollo de las funciones de onda en la base esférica:

$$|i\rangle = \sum_{j,\Omega} c'_{j,\Omega} |j, \Omega\rangle \quad (67)$$

donde en el caso axial, al ser  $\Omega$  un buen número cuántico se suma sólo en el momento angular intrínseco.

La simetría de reversión temporal, nos permite seleccionar los estados, de varias formas diferentes y equivalentes a efectos del cálculo, pudiendo quedarnos con la mitad de ellos. Elegiremos los estados con  $\Omega$  tales que:

$$j + \Omega \equiv 0 \pmod{2} \quad (68)$$

En las figs. 32.a y 32.b se muestra la dependencia de las energías de partícula en el campo deformado para las dos coordenadas de deformación ( $\beta\gamma$ ).

El  $H_{pair}$  considera el efecto de las correlaciones de apareamiento, considerando a los nucleones impares como cuasipartículas.

$$H_{pair} = -G \sum_{i,j} a_i^\dagger a_i^\dagger a_j a_j \quad (69)$$

Aplicando la transformación de BCS a los estados de Nilsson  $|i\rangle = a_i^\dagger |0\rangle$ .

$$\begin{aligned} \alpha_i^\dagger &= u_i a_i^\dagger - v_i a_{\bar{i}} \\ \alpha_{\bar{i}} &= u_i a_{\bar{i}} + v_i a_i^\dagger \end{aligned} \quad (70)$$

siendo  $\alpha_i^\dagger$  y  $\alpha_i$  los operadores de creación y destrucción de la cuasipartícula  $i$ .

Resolviendo las ecuaciones de BCS, se extraen autoconsistentemente el nivel de Fermi y el gap superconductor ( $\lambda, \Delta$ ).



El hamiltoniano del rotor, expresado en función de los operadores del momento angular total, dado que trabajaremos en la base fuertemente acoplada (SC), queda:

$$\begin{aligned}
H_{r\alpha} = & A(I^2 + j_x^2 + j_y^2) - A(j_+^x j_-^y + j_-^x j_+^y) - \\
& -A(I_+ j_-^y + I_- j_+^y) - A(I_+ j_-^x + I_- j_+^x) - \\
& -\delta(I_+ j_+^x + I_- j_-^x) - \delta(I_+ j_+^y + I_- j_-^y) - \\
& -\delta(j_+^x j_+^y + j_-^x j_-^y) - (A_3 - A)(I_3^2 + j_3^{x2} + j_3^{y2}) + \\
& +2A_3 I_3 j_{x3} - 2A_3 I_3 j_{y3} - 2A_3 j_{x3} j_{y3} - \\
& -\frac{\delta}{2}(I_+^2 + I_-^2 + j_+^{x2} + j_-^{x2} + j_+^{y2} + j_-^{y2}) \tag{71}
\end{aligned}$$

Se lo diagonalizará en la base fuertemente acoplada (SC), que con la convención de fase adoptada en la reversión temporal , tiene la siguiente expresión:

$$\begin{aligned}
|IMK\alpha_x\alpha_y\rangle = & \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}}(\mathcal{D}_{MK}^{I*}\alpha_x^+|BCS\rangle_x \alpha_y^+|BCS\rangle_y + \\
& +(-1)^{I-K}\mathcal{D}_{M-K}^{I*}\alpha_x^+|BCS\rangle_x \bar{\alpha}_y^+|BCS\rangle_y) \tag{72}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
|IMK\alpha_x\bar{\alpha}_y\rangle = & \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}}(\mathcal{D}_{MK}^{I*}\alpha_x^+|BCS\rangle_x \alpha_y^+|BCS\rangle_y + \\
& +(-1)^{I-K+1}\mathcal{D}_{M-K}^{I*}\alpha_x^+|BCS\rangle_x \alpha_y^+|BCS\rangle_y) \tag{73}
\end{aligned}$$

Los elementos de matriz en esta base son:

i) para  $K', K$  impares, tal que  $K - \Omega_x - \Omega_y = 2n$  ( $n \in N$ )

$$\langle IMK'\alpha_{x'}\alpha_{y'}|H|IMK\alpha_x\alpha_y\rangle = \delta_{K',K}[\delta_{x',x}\delta_{y',y}[AI(I+1) + (A_3 - A)K^2 +$$

$$\begin{aligned}
& +E_{\nu}^{\pi} + E_{\nu}^{\nu} + \\
& +\delta_{\nu',\pi}[A\langle\nu'|j_{\nu}^2|\nu\rangle + (A_3 - A)\langle\nu'|j_{\nu}^2|\nu\rangle - 2A_3K\langle\nu'|j_{\nu}^2|\nu\rangle - \\
& \frac{\delta}{2}(\langle\bar{\nu}'|j_{+}^2|\nu\rangle + \langle\bar{\nu}'|j_{-}^2|\nu\rangle)] + \\
& +\delta_{\nu',\pi}[A\langle\pi'|j_{\pi}^2|\pi\rangle + (A_3 - A)\langle\pi'|j_{\pi}^2|\pi\rangle - 2A_3K\langle\pi'|j_{\pi}^2|\pi\rangle - \\
& \frac{\delta}{2}(\langle\bar{\pi}'|j_{+}^2|\pi\rangle + \langle\bar{\pi}'|j_{-}^2|\pi\rangle)] + \\
& +2A_3\langle\pi'|j_{\pi}^2|\pi\rangle\langle\nu'|j_{\nu}^2|\nu\rangle + \\
& +\delta_{K',-K}(-1)^{I+K} \\
& A[\langle\bar{\pi}'|j_{+}^2|\pi\rangle\langle\bar{\nu}'|j_{-}^2|\nu\rangle + \langle\bar{\pi}'|j_{-}^2|\pi\rangle\langle\bar{\nu}'|j_{+}^2|\nu\rangle] - \\
& -(-1)^{I+K}\delta[\langle\bar{\pi}'|j_{+}^2|\pi\rangle\langle\bar{\nu}'|j_{+}^2|\nu\rangle + \langle\bar{\pi}'|j_{-}^2|\pi\rangle\langle\bar{\nu}'|j_{-}^2|\nu\rangle] + \\
& +\delta_{K',K-2}\delta_{\pi',\pi}\delta_{\nu',\nu}\left[-\frac{\delta}{2}\right. \\
& \left.\sqrt{I(I+1)-K(K-1)}\sqrt{I(I+1)-(K-1)(K-2)}\right] \\
& +\delta_{-K',-K-2}\delta_{\pi',\pi}\delta_{\nu',\nu}\left[-\frac{\delta}{2}\right. \\
& \left.\sqrt{I(I+1)-K(K+1)}\sqrt{I(I+1)-(K+1)(K+2)}\right] \tag{74}
\end{aligned}$$

ii) para  $K'$  impar,  $K$  par, tales que  $K' - \Omega'_{\pi} - \Omega'_{\nu} = 2n$  ( $n \in N$ ) y  $K - \Omega_{\pi} + \Omega_{\nu} = 2n$  ( $n \in N$ )

$$\begin{aligned}
\langle IMK' \alpha_{\pi'} \bar{\alpha}_{\nu'} | H | IMK \alpha_{\pi} \bar{\alpha}_{\nu} \rangle & = \delta_{K',K-1} \delta_{\pi',\pi} \sqrt{I(I+1)-K(K-1)} \\
& [-A\langle\bar{\nu}'|j_{+}^2|\nu\rangle + \delta\langle\bar{\nu}'|j_{-}^2|\nu\rangle] + \\
& \delta_{K',K+1} \delta_{\pi',\pi} \sqrt{I(I+1)-K(K+1)} \\
& [-A\langle\bar{\nu}'|j_{-}^2|\nu\rangle + \delta\langle\bar{\nu}'|j_{+}^2|\nu\rangle] + \\
& \delta_{K',-K-1} \delta_{\nu',\nu} (-1)^{I-K+1} \sqrt{I(I+1)-K(K-1)}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& [-A\langle \bar{\nu} | j_{\pm}^{\nu} | \nu \rangle + \delta \langle \bar{\nu} | j_{\pm}^{\nu} | \nu \rangle] + \\
& \delta_{K', -K+1} \delta_{\pi', \pi} (-1)^{I-K+1} \sqrt{I(I+1) - K(K-1)} \\
& [-A\langle \bar{\nu} | j_{\pm}^{\nu} | \nu \rangle + \delta \langle \bar{\nu} | j_{\pm}^{\nu} | \nu \rangle] \quad (75)
\end{aligned}$$

iii) para  $K'$ ,  $K$  pares, tal que  $K^{(\prime)} - \Omega_{\pi}^{(\prime)} - \Omega_{\nu}^{(\prime)} = 2n$  ( $n \in \mathbb{N}$ )

$$\langle IMK' \alpha_{\pi'} \alpha_{\nu'} | H | IMK \alpha_{\pi} \alpha_{\nu} \rangle = \delta_{K', K} [\delta_{\pi', \pi} \delta_{\nu', \nu} [AI(I+1) + (A_3 - A)K^2 +$$

$$+ E_{\pi'}^{\pi} + E_{\nu'}^{\nu}] +$$

$$+ \delta_{\pi', \pi} [A\langle \nu' | j_{\nu}^2 | \nu \rangle + (A_3 - A)\langle \nu' | j_{\pm}^2 | \nu \rangle - 2A_3 K \langle \nu' | j_{\pm}^{\nu} | \nu \rangle -$$

$$\frac{\delta}{2} (\langle \bar{\nu} | j_{+}^2 | \nu \rangle + \langle \bar{\nu} | j_{-}^2 | \nu \rangle)] +$$

$$+ \delta_{\nu', \nu} [A\langle \pi' | j_{\pi}^2 | \pi \rangle + (A_3 - A)\langle \pi' | j_{\pm}^2 | \pi \rangle - 2A_3 K \langle \pi' | j_{\pm}^{\pi} | \pi \rangle -$$

$$\frac{\delta}{2} (\langle \bar{\pi} | j_{+}^2 | \pi \rangle + \langle \bar{\pi} | j_{-}^2 | \pi \rangle) +$$

$$+ 2A_3 \langle \pi' | j_{\pm}^{\pi} | \pi \rangle \langle \nu' | j_{\pm}^{\nu} | \nu \rangle] +$$

$$+ \delta_{K', -K} (-1)^{I+K}$$

$$A [\langle \bar{\pi} | j_{+}^{\pi} | \pi \rangle \langle \bar{\nu} | j_{+}^{\nu} | \nu \rangle + \langle \bar{\pi} | j_{-}^{\pi} | \pi \rangle \langle \bar{\nu} | j_{-}^{\nu} | \nu \rangle] -$$

$$- (-1)^{I+K} \delta [\langle \bar{\pi} | j_{-}^{\pi} | \pi \rangle \langle \bar{\nu} | j_{+}^{\nu} | \nu \rangle + \langle \bar{\pi} | j_{+}^{\pi} | \pi \rangle \langle \bar{\nu} | j_{-}^{\nu} | \nu \rangle] +$$

$$+ \delta_{K', K-2} \delta_{\pi', \pi} \delta_{\nu', \nu} \left[ -\frac{\delta}{2}$$

$$\sqrt{I(I+1) - K(K-1)} \sqrt{I(I+1) - (K-1)(K-2)} \right] +$$

$$+ \delta_{-K', -K-2} \delta_{\pi', \pi} \delta_{\nu', \nu} \left[ -\frac{\delta}{2}$$

$$\sqrt{I(I+1) - K(K+1)} \sqrt{I(I+1) - (K+1)(K+2)} \right] \quad (76)$$

## APENDICE E: Operadores de partícula

Las expresiones de los elementos de matriz de los operadores de partícula

$$j_+, j_-, j_z, j^2, j_+^2, j_-^2, j_z^2$$

con las cuasipartículas  $|\nu\rangle$ , transformadas de los estados de Nilsson (ver apéndice

D):

$$|\nu\rangle = \alpha_{i\nu}^+ |BCS\rangle \quad (77)$$

$$|i_\nu\rangle = \sum_{j,\Omega} c_{j,\Omega}^\nu |j, \Omega\rangle \quad (78)$$

son los siguientes:

$$\langle \bar{\nu}' | j_+ | \nu \rangle = \sum_i \langle i_{\nu'} | j_+ | i_\nu \rangle (u_{\nu'} u_\nu + v_{\nu'} v_\nu) \quad (79)$$

$$\langle \bar{\nu}' | j_- | \nu \rangle = \sum_i \langle i_{\nu'} | j_- | i_\nu \rangle (u_{\nu'} u_\nu + v_{\nu'} v_\nu) \quad (80)$$

$$\langle \bar{\nu}' | j_z | \nu \rangle = \sum_i \langle i_{\nu'} | j_z | i_\nu \rangle (u_{\nu'} u_\nu + v_{\nu'} v_\nu) \quad (81)$$

$$\begin{aligned} \langle \bar{\nu}' | j_+^2 | \nu \rangle &= \sum_i \langle i_{\nu'} | j_- | i \rangle \langle i_{\nu'} | j_+ | i \rangle [(u_i u_{\nu'} + v_i v_{\nu'}) (u_i u_\nu + v_i v_\nu)] \\ &\quad [(v_i u_{\nu'} - u_i v_{\nu'}) (v_i u_\nu - u_i v_\nu)] + \\ &\quad + \sum_{i,j} \langle i | j_- | j \rangle \langle i | j_+ | j \rangle (u_j v_i - u_i v_j)^2 \end{aligned} \quad (82)$$

$$\begin{aligned} \langle \bar{\nu}' | j_-^2 | \nu \rangle &= \sum_i \langle i_{\nu'} | j_+ | i \rangle \langle i_{\nu'} | j_- | i \rangle [(u_i u_{\nu'} + v_i v_{\nu'}) (u_i u_\nu + v_i v_\nu)] \\ &\quad [(v_i u_{\nu'} - u_i v_{\nu'}) (v_i u_\nu - u_i v_\nu)] + \\ &\quad + \sum_{i,j} \langle i | j_- | j \rangle \langle i | j_+ | j \rangle (u_j v_i - u_i v_j)^2 \end{aligned} \quad (83)$$

$$\begin{aligned} \langle \bar{\nu}' | j^2 | \nu \rangle &= \sum_i [ \langle i_{\nu'} | j_- | i \rangle \langle i_{\nu'} | j_- | i \rangle + \langle i_{\nu'} | j_+ | i \rangle \langle i_{\nu'} | j_+ | i \rangle ] \\ &\quad [(u_i u_{\nu'} + v_i v_{\nu'}) (u_i u_\nu + v_i v_\nu)] [(v_i u_{\nu'} - u_i v_{\nu'}) (v_i u_\nu - u_i v_\nu)] + \end{aligned}$$

$$+ \sum_{i,j} [(\bar{i}|j-|j)^2 + (i|j+|j)^2] (u_j v_i - u_i v_j)^2 \quad (84)$$

$$\begin{aligned} \langle \nu^j | j_z^2 | \nu \rangle &= \langle \bar{i} | j_z | i_\nu \rangle \langle \bar{i} | j_z | i_\nu \rangle [(u_i u_\nu + v_i v_\nu)(u_i u_\nu + v_i v_\nu)] \\ &\quad [(v_i u_\nu - u_i v_\nu)(v_i u_\nu - u_i v_\nu)] + \\ &\quad + \sum_{i,j} (\bar{j} | j_z | i)^2 (u_j v_i - u_i v_j)^2 \end{aligned} \quad (85)$$

donde los elementos de matriz entre los estados de Nilsson son:

$$\langle \bar{i} | j_+ | k \rangle = \sum_{j,\Omega} c_{j,-\Omega-1}^i c_{j,\Omega}^k (-1)^{j+\Omega+1} \sqrt{j(j+1) - \Omega(\Omega+1)} \quad (86)$$

$$\langle \bar{i} | j_- | k \rangle = \sum_{j,\Omega} c_{j,-\Omega+1}^i c_{j,\Omega}^k (-1)^{j+\Omega-1} \sqrt{j(j+1) - \Omega(\Omega-1)} \quad (87)$$

$$\langle i | j_z | k \rangle = \sum_{j,\Omega} c_{j,\Omega}^i c_{j,\Omega}^k \Omega^2 \quad (88)$$

APENDICE F: Interacción residual protón-neutrón (delta superficial)

La interacción delta superficial (SDI) se define por:

$$V_{SDI}(1, 2) = -V_0 \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \delta(r_1 - R_0) \quad (89)$$

donde  $\vec{r}_i$  indica la posición de la partícula  $i$ ,  $R_0$  es el radio nuclear y  $V_0$  es la intensidad de la interacción.

En la base esférica, su expresión es, ref.67:

$$\begin{aligned} \langle j_1 j_2 JM | V_{SDI} | j'_1 j'_2 J' M' \rangle &= -\delta_{JJ'} \epsilon_{MM'} V_0 f(R_0) \hat{j}_1 \hat{j}_2 \hat{j}'_1 \hat{j}'_2 \\ &\quad (-1)^{j_1 + j_2 + j_1 + j_2} \\ &\quad \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & J \\ 1/2 & -1/2 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j'_1 & j'_2 & J \\ 1/2 & -1/2 & 0 \end{pmatrix} \quad (90) \end{aligned}$$

donde  $\hat{j} = \sqrt{2j+1}$ ,  $f(R_0) = R_1^*(R_0) R_2^*(R_0) R_{1'}(R_0) R_{2'}(R_0) / 2R_0^4$ , con  $R(r)$  la función radial esférica,

En los estados de Nilsson  $|\pi \nu \rangle$ ,  $|\nu \rangle$ , ver apéndice D, se tiene:

$$\begin{aligned} \langle \nu' \pi' | V_{pn} | \nu \pi \rangle &= \sum_J \sum_{j_\nu, j_{\nu'}, j_\pi, j_{\pi'}} \sum_{\Omega_\nu, \Omega_{\nu'}, \Omega_\pi, \Omega_{\pi'}} c_{j_\nu, \Omega_\nu}^{\nu'} c_{j_{\nu'}, \Omega_{\nu'}}^{\nu} c_{j_\pi, \Omega_\pi}^{\pi'} c_{j_{\pi'}, \Omega_{\pi'}}^{\pi} \\ &\quad \langle j_\nu \Omega_\nu j_{\nu'} \Omega_{\nu'} | J \Omega' \rangle \langle j_\pi \Omega_\pi j_{\pi'} \Omega_{\pi'} | J \Omega \rangle \\ &\quad \langle j_{\nu'} j_{\pi'} J | V_{pn} | j_\nu j_\pi J \rangle \quad (91) \end{aligned}$$

Para llegar a las expresiones de los elementos de matriz en la base fuertemente acoplada de nuestro modelo (TRIP2), debemos transformar los estados de Nilsson a estados de cuasipartículas (ver apéndice D); finalmente queda para  $K$  impar:

$$\langle I' M' K' \alpha'_x \alpha'_y | V_{SDI} | I M K \alpha_x \alpha_y \rangle = \delta_{I' I} \delta_{M' M} \delta_{K' K} \langle \alpha'_x \alpha'_y | V_{SDI} | \alpha_x^+ \alpha_y^+ \rangle$$

y para K par:

$$\begin{aligned} \langle I' M' K' \alpha'_x \bar{\alpha}'_y | V_{SDI} | I M K \alpha_x \bar{\alpha}_y \rangle &= \delta_{I' I} \delta_{M' M} \delta_{K' K} [\langle \alpha'_x \bar{\alpha}'_y | V_{SDI} | \alpha_x^+ \alpha_y^+ \rangle + \\ &+ (-1)^{I+1} \delta_{K,0} \langle \bar{\alpha}'_x \alpha'_y | V_{SDI} | \alpha_x^+ \bar{\alpha}_y^+ \rangle] \end{aligned} \quad (92)$$

donde:

$$\begin{aligned} \langle \bar{\alpha}'_x \alpha'_y | V_{SDI} | \alpha_x^+ \bar{\alpha}_y^+ \rangle &= \langle \nu' \bar{\pi}' | V_{pn} | \bar{\nu} \pi \rangle u_\nu u_{x'} u_y u_x + \\ &+ \langle \nu' \bar{\pi}' | V_{pn} | \bar{\nu} \pi' \rangle u_\nu u_{x'} u_y u_x + \\ &+ \langle \nu \bar{\pi} | V_{pn} | \bar{\nu}' \pi' \rangle u_\nu u_{x'} u_y u_x + \\ &+ \langle \nu \bar{\pi}' | V_{pn} | \bar{\nu} \pi \rangle u_\nu u_{x'} u_y u_x \end{aligned} \quad (93)$$

$$\begin{aligned} \langle \alpha'_x \bar{\alpha}'_y | V_{SDI} | \alpha_x^+ \alpha_y^+ \rangle &= \langle \bar{\nu}' \pi' | V_{pn} | \bar{\nu} \pi \rangle u_\nu u_{x'} u_y u_x - \\ &- \langle \bar{\nu}' \bar{\pi}' | V_{pn} | \bar{\nu} \pi' \rangle u_\nu u_{x'} u_y u_x + \\ &+ \langle \nu \bar{\pi} | V_{pn} | \nu' \bar{\pi}' \rangle u_\nu u_{x'} u_y u_x - \\ &- \langle \nu \pi' | V_{pn} | \nu' \pi \rangle u_\nu u_{x'} u_y u_x \end{aligned} \quad (94)$$

Estos elementos de matriz son incorporados al cálculo. en el modelo de dos cuasipartículas + rotor (TRIP2). Estas expresiones valen en el caso general de estar las cuasipartículas en un campo deformado sin simetría axial.



## APENDICE G: Modelo de capas rotante (CSM)

Desde un punto de vista diferente al del modelo de partícula + rotor , el CSM puede explicar las diversas estructuras que se encuentran en estos núcleos.

El modelo desarrollado por Bengtsson y Frauendorf, ref.18, es una descripción de partícula independiente, que consiste en rotar al sistema intrínseco alrededor de un eje perpendicular al eje de simetría, si lo hubiera, o en general alrededor de un eje principal de inercia. Se obtiene un modelo en el cual se rompe la simetría de reversión temporal debido a la existencia de la rotación, que hace las veces de un campo externo. En la tabla 13 se ubica este modelo entre otros modelos de partícula independiente.

El hamiltoniano a diagonalizar por lo tanto es:

$$H = H_{sp}^{\pi(\nu)} - \omega j_x \quad (95)$$

$$\text{donde } H_{sp}^{\pi(\nu)} = H_{Nil}(\beta, \gamma) - \Delta(P^+ + P) - \lambda N$$

El término de apareamiento sólo es tenido en cuenta en su contribución monopolar, donde la intensidad de dicho apareamiento es fijada por el parámetro  $\Delta$ , el gap superconductor. El potencial químico  $\lambda$  o nivel de Fermi determina el valor de expectación del número de partículas. Es el mismo hamiltoniano de partícula utilizado en el TRIP1(2), básicamente un Nilsson + BCS.

Se lo diagonaliza en la base donde  $H_{Nil}$  es diagonal, con buena signatura ( $r$ ):

$$\begin{aligned} |\alpha\pi r \rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}[-|\alpha\pi\Omega \rangle + \pi(-1)^{\Omega-1/2} \overline{|\alpha\pi\Omega \rangle}] \\ |\alpha\widetilde{\pi r} \rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}[\overline{|\alpha\pi\Omega \rangle} + \pi(-1)^{\Omega-1/2} |\alpha\pi\Omega \rangle] \end{aligned} \quad (96)$$

tal que:

$$R_x |\alpha \pi r \rangle = -i |\alpha \pi r \rangle \quad (97)$$

$$R_x |\alpha \widetilde{\pi r} \rangle = i |\alpha \widetilde{\pi r} \rangle \quad (98)$$

donde  $\pi$  es la paridad y  $\Omega$  es la proyección del  $j$  de la partícula sobre el eje de cuantización (3), y  $\alpha$  son los otros números cuánticos necesarios para especificar el estado del sistema.

Respecto a las simetrías que tiene  $H$  y las respectivas funciones de onda, como así también las cantidades conservadas que proveen los números cuánticos que permiten clasificar los estados, ver tabla 13, donde se detallan.

En dicho cuadro se consigna que las únicas simetrías que mantiene el modelo (CSM) son la rotación alrededor del eje de rotación en  $\pi$  (signatura), y la inversión espacial (paridad), que proveen los únicos buenos números cuánticos.

Sin entrar en la descripción detallada del modelo, diremos que una de las ventajas más apreciadas de éste es la aditividad que presentan ciertas magnitudes como el rothiano (energías en el sistema rotante), la signatura y el alineamiento (i).

Este modelo presenta además la ventaja de parametrizar y desarrollar en serie los observables de la energía y el momento angular con la velocidad de rotación obteniéndose una convergencia más rápida en el caso de las energías rotacionales que para desarrollos en función del momento angular.

La velocidad de rotación se define por:

$$\hbar\omega(I) = \frac{\partial E}{\partial I_x}(I) = \frac{E(I+1) - E(I-1)}{I_x(I+1) - I_x(I-1)} \quad (99)$$

siendo  $I_z$  el momento angular sobre el eje de rotación:

$$I_z(I) = \sqrt{(I + 1/2)^2 - \langle K^2 \rangle} \quad (100)$$

y donde  $\langle K^2 \rangle$  es el valor de expectación del cuadrado de la componente del momento angular total sobre el eje de simetría, si existe.

Esta componente está formada por una parte colectiva y otra intrínseca.

$$I_z(\omega) = (R + 1/2)(\omega) + i(\omega) \quad (101)$$

con  $R$  representando la rotación colectiva e  $i$  el alineamiento.

El momento angular colectivo se puede desarrollar en función de la velocidad de rotación con la fórmula de Harris, introduciendo dos parámetros de inercia ( $\mathcal{J}_0, \mathcal{J}_1$ )

$$(R + 1/2)(\omega) = \left( \frac{\mathcal{J}_0}{\hbar^2} + \frac{\mathcal{J}_1}{\hbar^4} (\hbar\omega)^2 \right) \hbar\omega \quad (102)$$

Estos parámetros del carozo ( $\mathcal{J}_0, \mathcal{J}_1$ ) se modifican en general en presencia de los nucleones de valencia, con lo cual para cada núcleo se deben encontrar minimizando la "distancia" con los valores experimentales:

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^n (I_z^{exp}(\omega_j) - [(R + 1/2)(\omega_j) + \langle i \rangle (\omega_j)])^2 \quad (103)$$

sumando sobre los puntos experimentales.

Una vez determinados los parámetros ( $\mathcal{J}_0, \mathcal{J}_1$ ) para el núcleo, se puede extraer el alineamiento experimental:

$$i(\omega) = I_z(\omega) - (R + 1/2)(\omega) \quad (104)$$

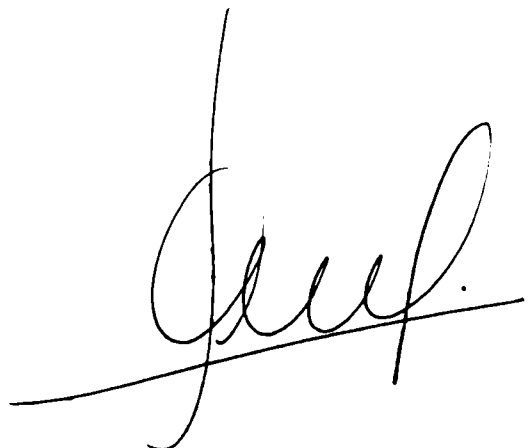
El valor del alineamiento que surge del modelo CSM, viene dado por la pendiente, cambiada de signo de la trayectoria de la cuasipartícula en el correspondiente diagrama de cuasipartículas.

$$i(\omega) = -\frac{de'(\omega)}{d\omega} \quad (105)$$

El diagrama de cuasipartículas es el gráfico de los routhianos de cada una de las cuasipartículas en función de la velocidad de rotación.

En el CSM, cuando estudiamos la triaxialidad debemos tener presente algunas inconsistencias que se presentan en el propio modelo. En el potencial que siente la partícula introducimos el parámetro  $\gamma$  pero no modificamos la forma en que rota "colectivamente" siendo que el eje alrededor del cual forzamos la rotación dejó de ser un eje principal de inercia, dado que la orientación del rotor va cambiando en función del tiempo, mientras el eje de "cranking" se mantiene fijo. (ver apéndice:rotor triaxial).

Esta inconsistencia es responsable de una clásica contradicción del modelo con los datos experimentales, que es la inversión de la relación entre los momentos de inercia cinemático y dinámico, en la zona de masas  $A \simeq 170$ , ref.65.

A handwritten signature in black ink, appearing to be 'J. J. J.', written over a horizontal line.

## REFERENCIAS

- [1 ] A.J.Kreiner, M.Fenzl, S.Lunardi y M.A.Mariscotti Nucl.Phys.A282 (1977), 243; Nucl.Phys.A308 (1978) 147; A.J.Kreiner, C.Baktash, G.García Bermúdez y M.A.J.Mariscotti, Phys.Rev.Lett.47 (1981) 1709 y referencias citadas en este trabajo.
- [2 ] A.J.Kreiner, D.E.DiGregorio, A.J.Fendrik, J.Davidson y M.Davidson, Phys.Rev. C29 114 (1984); Nucl.Phys. A4320 451 (1984); A.J.Kreiner, P.Thieberger, E.K.Warburton, Phys.Rev.C.34 (1986) 1150.
- [3 ] A.J.Kreiner y D.Hojman, Phys.Rev. C36 2173 (1987).
- [4 ] A.J.Kreiner, J.Davidson, M.Davidson, D.Abriola, C.Pomar, y P.Thieberger, Phys.Rev. C36 2309 (1987); C37 1338 (1988) (E).
- [5 ] A.S.Davydov y B.F.Filippov Nucl.Phys.8 (1958) 237
- [6 ] A.S.Davydov Sov.J.Nucl.Phys.9 (1959) 1103;K.Hecht y G.R.Satchler Nucl.Phys.32 (1962) 286.
- [7 ] M.Girod y B.Grammaticos Phys.Rev.Lett.40 (1978), 361.
- [8 ] T.S.Sandhu y M.L.Rustgi Phys.Rev.C.14, (1976), 675.
- [9 ] D.Ardouin et al. Phys.Rev.C.12, (1975), 1745.
- [10 ] K.Kumar y M.Baranger Nucl.Phys.A110 (1968), 529.

- [11 ] J.Meyer ter Vehn Nucl.Phys.A249 (1975), 111.141.
- [12 ] H.Toki y A.Faessler Nucl.Phys.A253 (1975), 231.
- [13 ] H.Toki y A.Faessler Z.Phys.A276 (1976), 35.
- [14 ] H.Toki H.L.Yadav y A.Faessler Phys.Lett.66B (1977), 310.
- [15 ] H.Toki H.L.Yadav y A.Faessler Z.Phys.A292 (1979), 79.
- [16 ] A.Hayashi, K.Hara y P.Ring Phys.Rev.Lett.53 (1984), 337.
- [17 ] N.Onishi, I.Hamamoto y S.Aberg, A.Ikeda Nucl.Phys.A452 (1986) 71.
- [18 ] R.Bengtsson y S.Frauendorf Nucl.Phys.A237 (1979), 139.
- [19 ] R.Bengtsson, S.Frauendorf y F.R.May Atomic Data and Nuclear Data Table35 (1986), 15.
- [20 ] I.Hamamoto Phys.Rev.Lett.179 (1986), 327.
- [21 ] I.Hamamoto y H.Sagawa Phys.Lett.B.201 (1988), 415.
- [22 ] Código desarrollado por M.A.Cardona y D.Santos a ser publicado.
- [23 ] J.P.Davidson, Models of the Nucleus. Academic NY, (1968).
- [24 ] A.J.Kreiner Z.Phys.A288 (1978) 373
- [25 ] J.Van Klinken, K.Wisshak, Nuclear Instruments and Methods 98 1, (1972).  
J.Van Klinken, S.J.Feenstra, Nuclear Instruments and Methods, 151 433 (1978).

- [26 ] D.Hojman, Seminario Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, (UBA).
- [27 ] J.R.Leigh, J.O.Newton, L.A.Ellis, M.C.Evans, y M.J.Emmott, Nucl.Phys. A183  
177 (1972).
- [28 ] W.Walus, L.Carlen, S.Jonsson, J.Lyttkens, H.Ryde, J.Kownacki, W.Nazarewicz,  
J.C.Bacelar, J.Dudek, J.D.Garrett, G.B.Hagemann, B.Herskind y C.X.Yang,  
Phys.Scripta, 34 710 (1986).
- [29 ] Table of Isotopes, edited by C.M.Lederer and V.S.Shirley, (Wiley, New York,  
1978) and Table of Radioactive Isotopes, E.Browne and R.B.Firestone, (Wiley,  
New York, 1986)..
- [30 ] U.Reus and W.Westmeier, Atomic Data and Nuclear Data Tables 29 194 (1983).
- [31 ] J.Davidson, M.Davidson, M.Debray, G.Falcone, D.Hojman, A.J.Kreiner, I.Mayans,  
C.Pomar y D.Santos, Z.Physik A324 , 363 (1986).
- [32 ] D.Santos, J.Davidson, M.Davidson, M.Debray, G.Falcone, D.Hojman, A.J.Kreiner,  
enviado a Phys.Rev.C..
- [33 ] L.Grodzins Phys.Lett.2 (1962), 88.
- [34 ] S.Raman, C.H.Malarkey, W.T.Milner, C.W.Nestor(Jr.) y P.H.Stelson Atomic  
Data and Nuclear Data Table36 (1987), 1.
- [35 ] J.M.Eisenberg y W.Greiner. Nuclear Models. North Holland, Amsterdam  
(1970).

- [36 ] A.Bohr, B.R.Mottelson, Nuclear Structure, Vol.II. (1975), W.A.Benjamin, NY, Amsterdam.
- [37 ] A.Bohr, B.R.Mottelson, Mat.Phys.Medd.Dan.Vid Selsk 27, (1953), 16.
- [38 ] R.Bengtsson y H.Frisk. Proc.Centennial Niels Bohr, Nuclear Structure, (1985) 29.
- [39 ] I.Hamamoto y B.Mottelson Phys.Lett.127B, (1983), 281.
- [40 ] A.J.Kreiner, Proc.International Conference on Contemporary Topics in Nuclear Physics, June 1988, Cocoyoc, Mexico, y referencias citadas en este trabajo.
- [41 ] C.J.Gallagher Jr., and S.A.Moszkowski. Phys.Rev. 111 1282 (1958).
- [42 ] P.M.Walker, G.D.Dracoulis, A.Johnston, J.R.Leigh, M.G.Slocombe y I.F.Wright, J.Phys. G: Nucl.Phys. 4 1655 (1978).
- [43 ] G.D.Dracoulis, C.Fahlander, and A.P.Byrne, Nucl.Phys. A401, 490 (1983).
- [44 ] P.F.A.Goudsmit, J.Konijn y F.W.N.de Boer Nucl.Phys.A151 (1970), 513.
- [45 ] A.J.Kreiner, J.Davidson, M.Davidson, P.Thieberger, E.K.Warburton, S.Andre, y I.Genevey, aceptado para su publicación en Nucl.Phys..
- [46 ] P.M.Walker, G.D.Dracoulis, A.Johnston, J.R.Leigh, M.G.Slocombe y I.F.Wright, J.Phys.G.2 L197 (1976).
- [47 ] Y.S.Chen, S.Frauentorf y G.A.Leander Phys.Rev.C.28 (1983), 2437.



- [48 ] S.Shastry, J.C.Bacelar, J.D.Garrett, G.B.Hagemann, B.Herskind y J.Kownacki.  
Nucl.Phys.A470 (1987), 253.A.Ikeda, S.Aberg Nucl.Phys.A480 (1988) 85.
- [49 ] R.Bengtsson, H.Frisk y F.R.May, Nucl.Phys.A415 (1984), 189.
- [50 ] S.Frauendorf y F.R.May, Phys.Lett.125B (1983), 245.
- [51 ] A.J.Kreiner Phys.Rev.C.22 (1980), 2570.
- [52 ] H.Toki H.L.Yadav y A.Faessler Phys.Lett.71B (1977), 1.
- [53 ] A.Faessler, A.Plentino y S.A.Moskowski Phys.Rev.156 (1967), 156.
- [54 ] J.P.Schiffer, W.W.True Rev.Mod.Phys.48 (1976), 191.
- [55 ] G.C.Andersson et al. Nucl.Phys.A268 (1976), 205.
- [56 ] S.Chandrasekhar, Ellipsoidal Figures of Equilibrium, Yale University Press,  
New Haven, Conn. (1969).
- [57 ] S.Cohen, F.Plasil y W.J.Swiatecki, Ann.Phys. (N.Y.) 82 (1974), 557.
- [58 ] P.Ring y P.Schuck. The Nuclear Many-Body Problem (1980). Springer Verlag,  
N.Y.
- [59 ] L.Landau y E.Lifshitz. Physique Statistique. Mir, Moscou, (1967).
- [60 ] L.Landau y E.Lifshitz. Mecanique. Mir, Moscou, (1967).
- [61 ] E.T.Whittaker. Analytical Dynamics. (1937). Cambridge University Press.
- [62 ] D.Janssen, Sov.J.Nucl.Phys.25 (1978), 737.

[63 ] I.Hamamoto, Phys.Lett.B.201, (1987), 415

[64 ] S.Frauendorf, Physica Scripta 24 (1981), 361.

[65 ] I.Hamamoto, Phys.Lett.143B (1984), 31.

[66 ] D.L.Hill y J.A.Wheeler, Phys.Rev.89, (1953), 1102.

[67 ] De Shalit y H.Feshbach, Theoretical Nuclear Physics, Vol.I. Nuclear Structure.  
Wiley 1974.

## FIGURAS

Fig.1 Diagrama en bloques del circuito de coincidencias utilizado en el experimento.

Fig.2 Esquema de la configuración experimental utilizada para la medición de electrones de conversión interna.

Fig.3 Espectro  $\gamma$  simple de la reacción  $^{169}\text{Tm}(^{12}\text{C}, xn)$  a 82 MeV de energía de proyectil.

Fig.4 Espectro  $\gamma$  simple de la reacción  $^{169}\text{Tm}(^{13}\text{C}, xn)$  a 70 MeV de energía de proyectil.

Fig.5 Espectro en coincidencia con el rayo de 70.5 keV en el  $^{176}\text{Re}$ .

Fig.6 Suma de tres ventanas de coincidencia diferentes (123.3, 165.9 y 202.1 keV) pertenecientes a una de las cascadas en el  $^{178}\text{Re}$ .

Fig.7 Espectro simple de electrones de conversión para la reacción  $^{169}\text{Tm}(^{12}\text{C}, xn)$  a 82 MeV.

Fig.8 Dos bandas rotationales en el  $^{176}\text{Re}$ .

Fig.9 Esquema de niveles propuesto del  $^{178}\text{Re}$ .

Fig.10 Energía del primer  $2^+$  en función del número de neutrones para  $Z = 74$  y  $76$ .

Fig.11  $B(E2)$  en función del parámetro de asimetría  $\gamma$ , para distintos valores de  $\beta$ .

Fig.12 Algunas estructuras impares en función del parámetro de inercia.

Fig.13 Orbitas clásicas y separatrices.

Fig.14 Orbitales de protón para  $Z=75$  en función del número de neutrones.

Fig.15a Orbitales de neutrón para  $Z=74$  en función del número de neutrones.

Fig.15b Orbitales de neutrón para  $Z=76$  en función del número de neutrones.

Fig.16 Estructura  $1/2^- [541]$  en función del parámetro de asimetría  $\gamma$ .

Fig.17 Momento de inercia cinemático y dinámico para la estructura  $9/2^- [514]$ .

Fig.18 Estructura  $9/2^- [514]$  en función del parámetro de asimetría  $\gamma$ .

Fig.19 Momentos de inercia cinemático y dinámico para la estructura  $5/2^+ [402]$

Fig.20  $\alpha(I)$  para la estructura  $5/2^+ [402]$ .

Fig.21 Estructura  $5/2^+ [402]$  en función del parámetro de asimetría  $\gamma$ .

Fig.22  $\alpha(I)$  para la estructura  $\nu i13/2$ .

Fig.23a Estructura  $\nu i13/2$ , con estados de parentesco, en función del parámetro de asimetría  $\gamma$ .

Fig.23b Estructura  $\nu i13/2$ , con estados de una sola capa  $j$ , en función del parámetro de asimetría  $\gamma$ .

Fig.24 Estructura  $\nu i13/2$  en función del gap superconductor.

Fig.25 Estructura  $1/2^- [521]$  en función del parámetro de asimetría  $\gamma$ .

Fig.26 Cálculo TRIP2 axial para la banda doblemente desacoplada  $\tilde{\pi}h_{9/2} \otimes \tilde{\nu}1/2^- [521]$  en función del parámetro de deformación cuadrupolar axial  $\beta$ , para estados de parentesco definido.

Fig.27 Valor de expectación del momento angular del carozo en función del parámetro de deformación cuadrupolar axial  $\beta$  en la estructura  $\tilde{\pi}h_{9/2} \otimes \tilde{\nu}1/2^- [521]$ .

Fig.28 Bandas rotacionales  $\Delta I = 2$  en iridios y renios.

Fig.29 Alineamientos del protón y del neutrón en los núcleos impares y doblemente impares consignados, para la figura de la izquierda como:  $^{176}\text{Re}$  ( $\square$ ),  $^{175}\text{W}$  (x), y (---) que representa la extrapolación con los datos de la zona para el  $^{175}\text{Re}$ , cuyos datos se desconocen; y para la figura de la derecha como:  $^{176}\text{Re}$  ( $\square$ ),  $^{177}\text{W}$  (x), y  $^{177}\text{Re}$  ( $\Delta$ ).

Fig.30 Routhianos experimentales para  $^{175}\text{W}$  (x),  $^{177}\text{Re}$  ( $\Delta$ ),  $^{176}\text{Re}$  ( $\square$ ), y la suma del  $^{175}\text{W}$  (x) y  $^{177}\text{Re}$  ( $\Delta$ ) representada por (---).

Fig.31 Estructura doblemente desacoplada  $\tilde{\pi}h_{9/2} \otimes \tilde{\nu}1/2^- [521]$  en función del parámetro de asimetría  $\gamma$ .

Fig.32.a.1 Energías de partícula independiente en función del parámetro de deformación cuadrupolar axial  $\beta$ , para protones.

Fig.32.a.2 Energías de partícula independiente en función del parámetro de deformación cuadrupolar axial  $\beta$ , para neutrones.

Fig.32.b.1 Energías de partícula independiente, para protones en función del parámetro de asimetría  $\gamma$ .

Fig.32.b.2 Energías de partícula independiente, para neutrones en función del parámetro de asimetría  $\gamma$ .

Fig.33 Estructura  $\tilde{\pi}5/2^+[402] \otimes \tilde{\nu}i_{13/2}$  en función del parámetro de asimetría  $\gamma$ .

Fig.34 Estructura  $\tilde{\pi}h_{9/2} \otimes \tilde{\nu}i_{13/2}$  en función del parámetro de asimetría  $\gamma$ . con parámetros  $(\lambda, \Delta)$  determinados autoconsistentemente.

Fig.35 Estructura  $\tilde{\pi}h_{9/2} \otimes \tilde{\nu}i_{13/2}$  en función del parámetro de asimetría  $\gamma$ . con parámetros  $(\lambda, \Delta)$  fijos.

Fig.36 Estructura  $\tilde{\pi}h_{9/2} \otimes \tilde{\nu}i_{13/2}$  en función del parámetro de asimetría  $\gamma$ . para estados de una sola capa j.

Fig.37 Estructura  $\tilde{\pi}h_{9/2} \otimes \tilde{\nu}i_{13/2}$  para los talios con una sola capa j.

Fig.38.a Estructura  $\tilde{\pi}h_{9/2} \otimes \tilde{\nu}i_{13/2}$  para  $\gamma = 0$ .

Fig.38.b Estructura  $\tilde{\pi}h_{9/2} \otimes \tilde{\nu}i_{13/2}$  en función de la intensidad de la interacción residual delta superficial.

Fig.39 Estructura  $\tilde{\pi}9/2^- [514] \otimes \tilde{\nu}i_{13/2}$  en función del parámetro de asimetría  $\gamma$ .

Fig.40 Energías del rotor triaxial en función del parámetro de asimetría  $\gamma$ .

Fig.41 Representación vectorial del modelo de dos partículas más rotor.

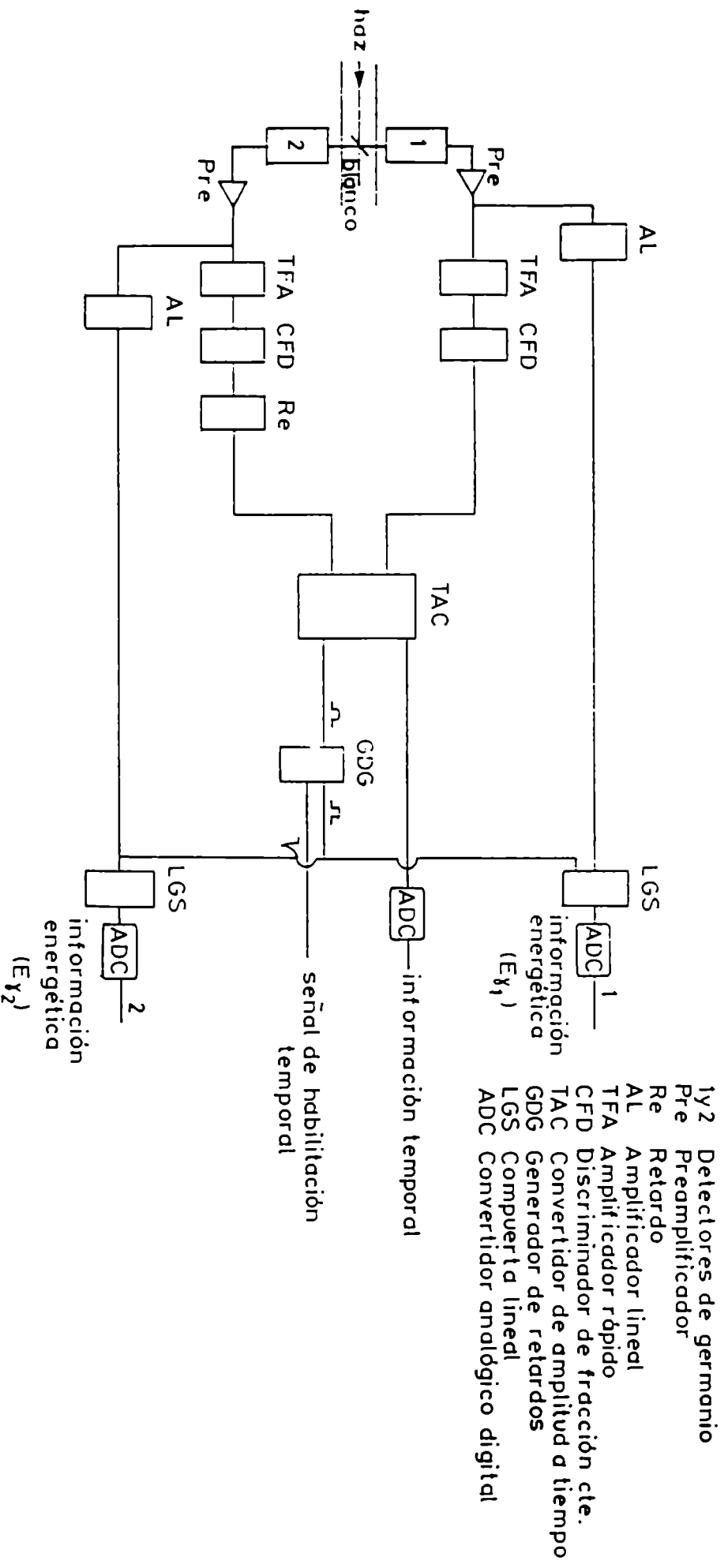


Figura 1

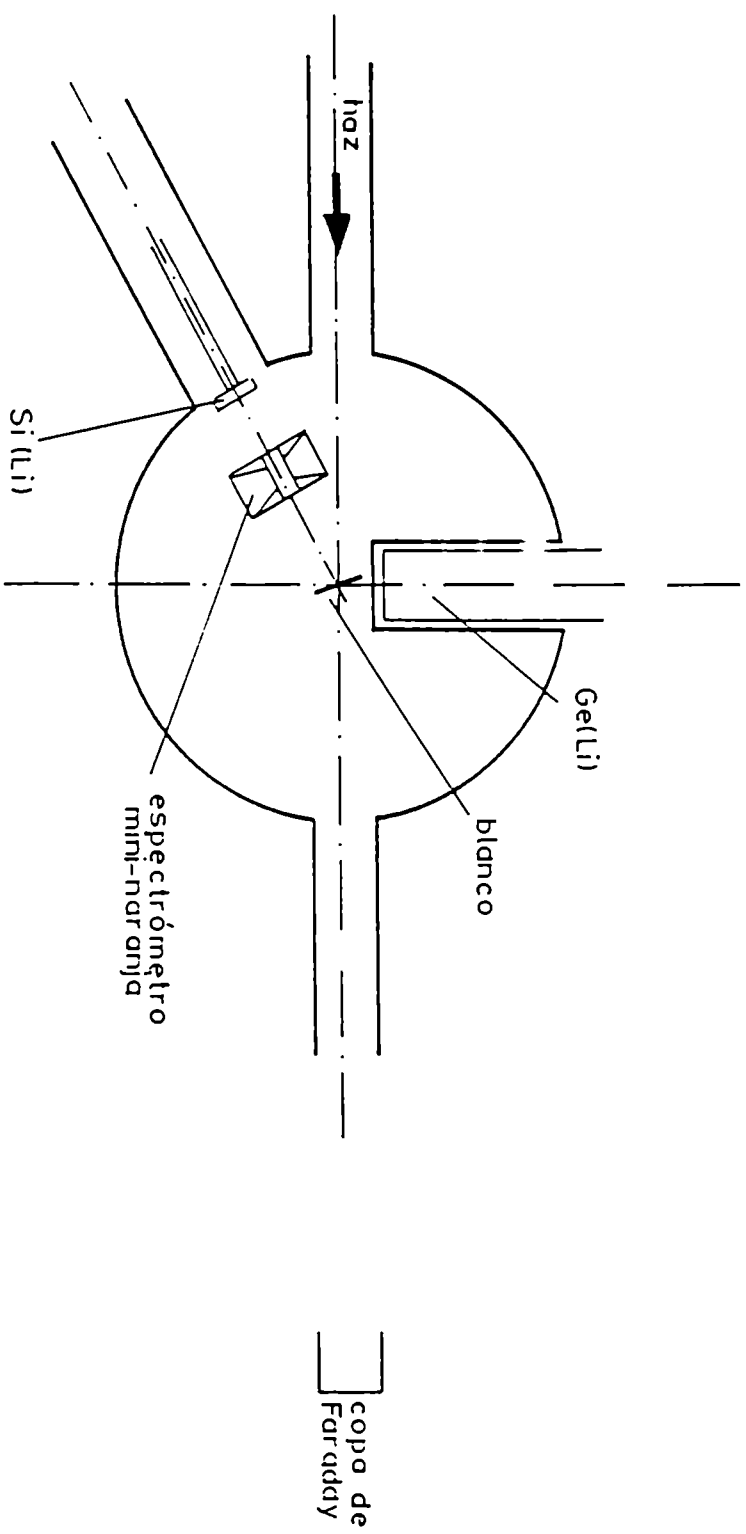


Figura 2



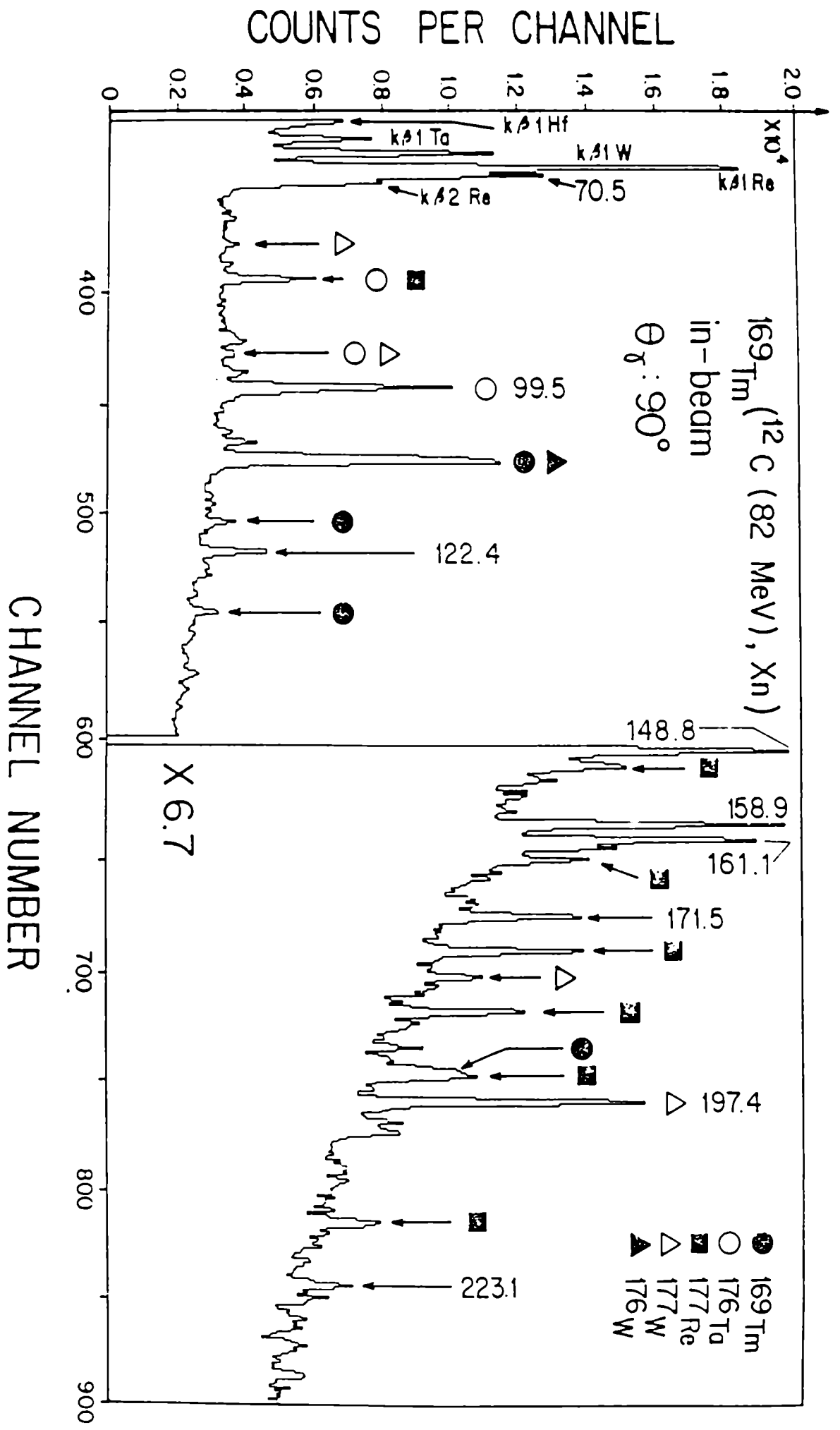


Figura 3

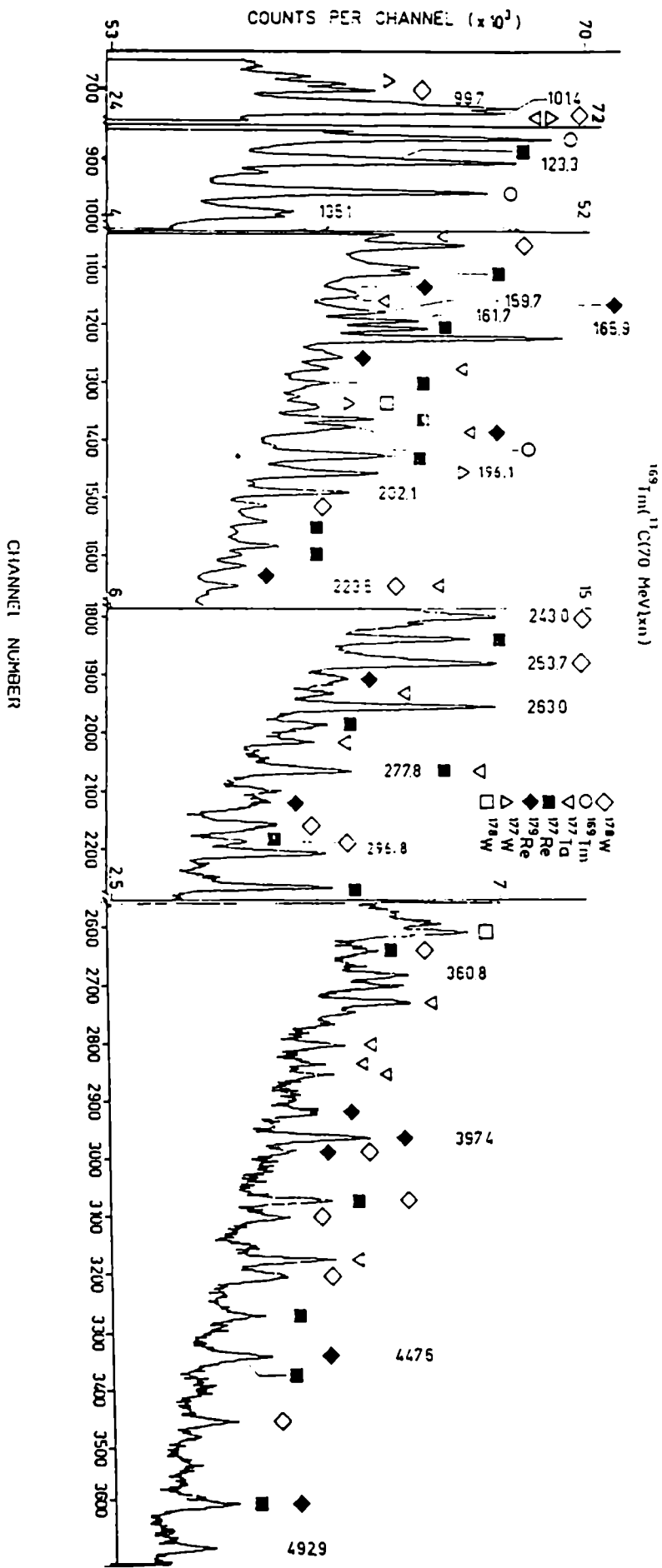


Figura 4

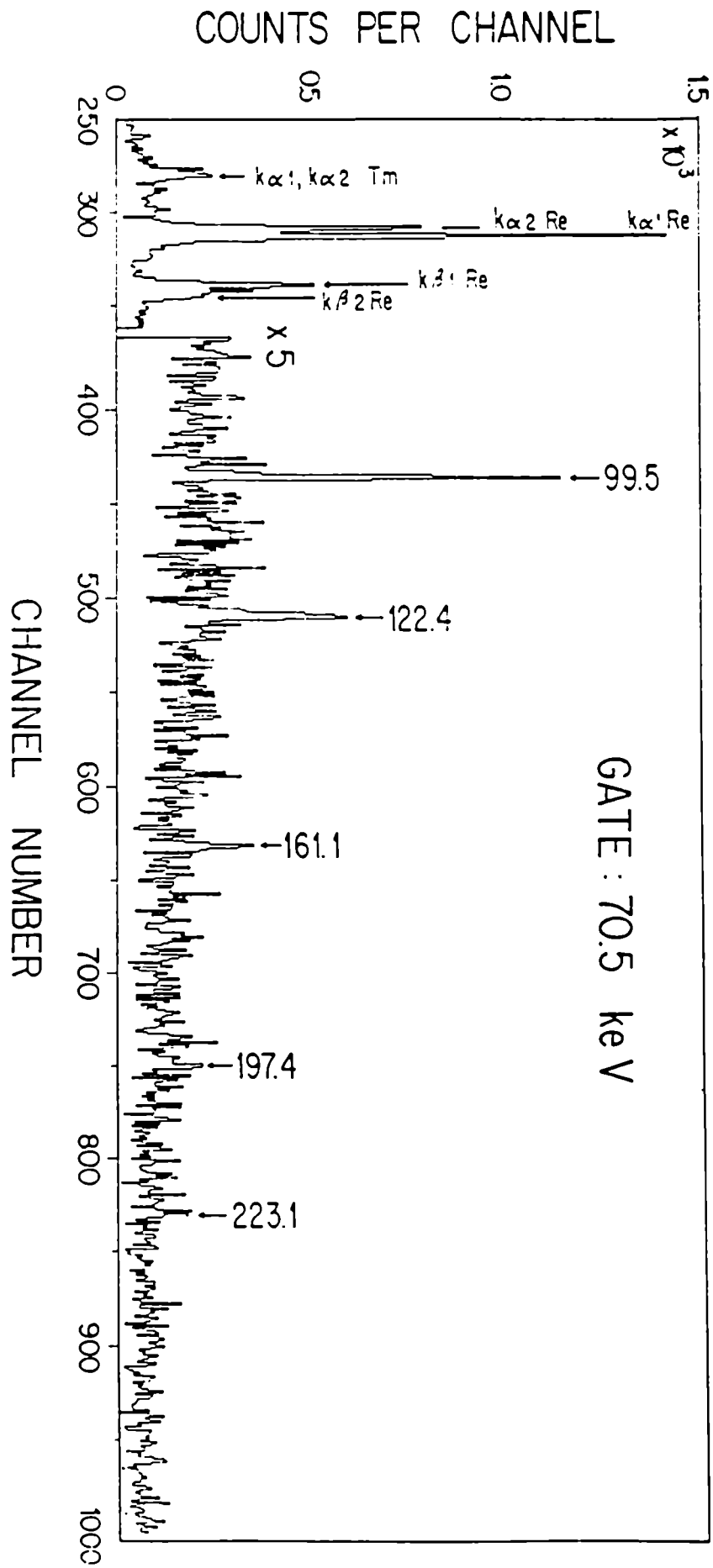


Figura 5

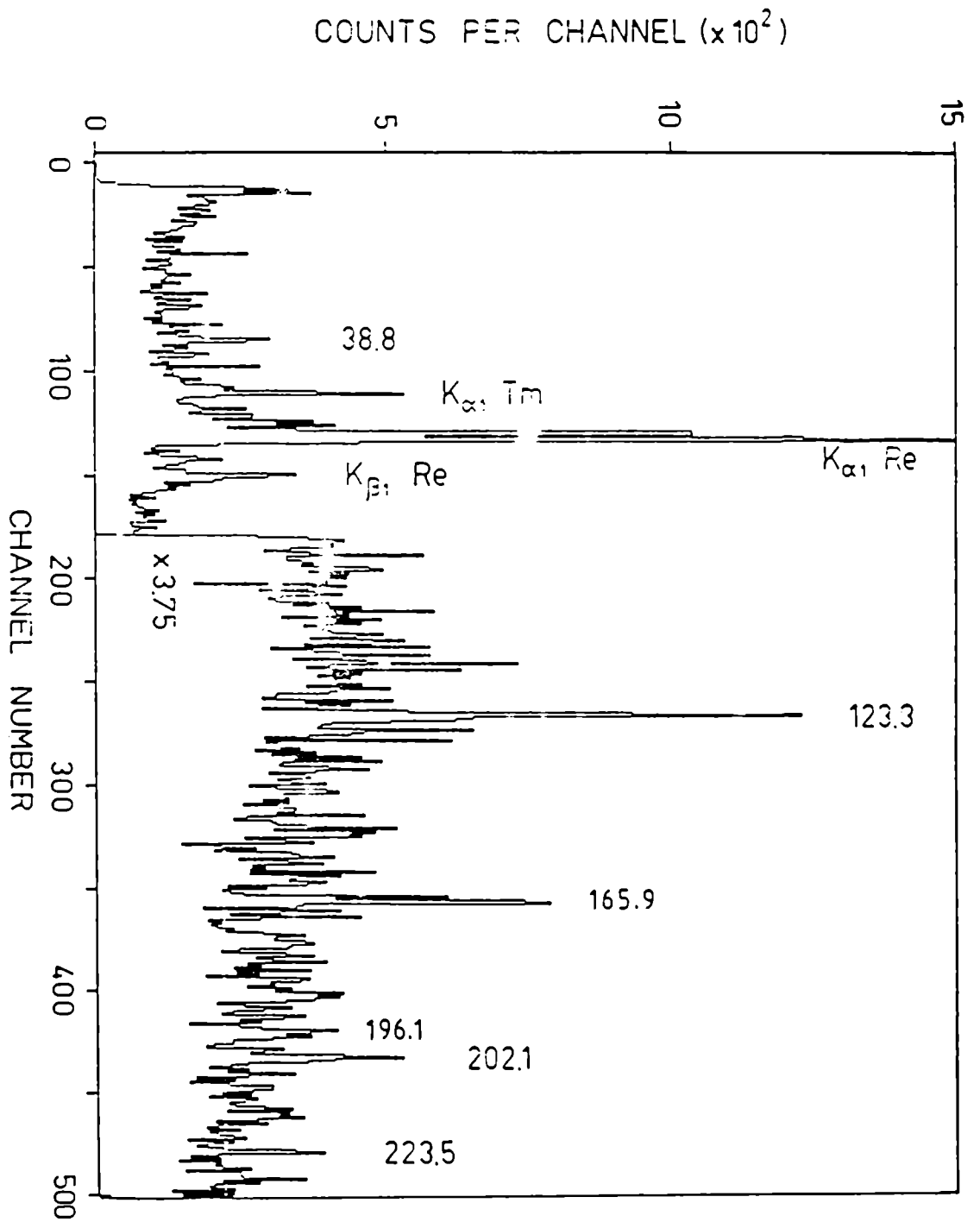


Figura 6

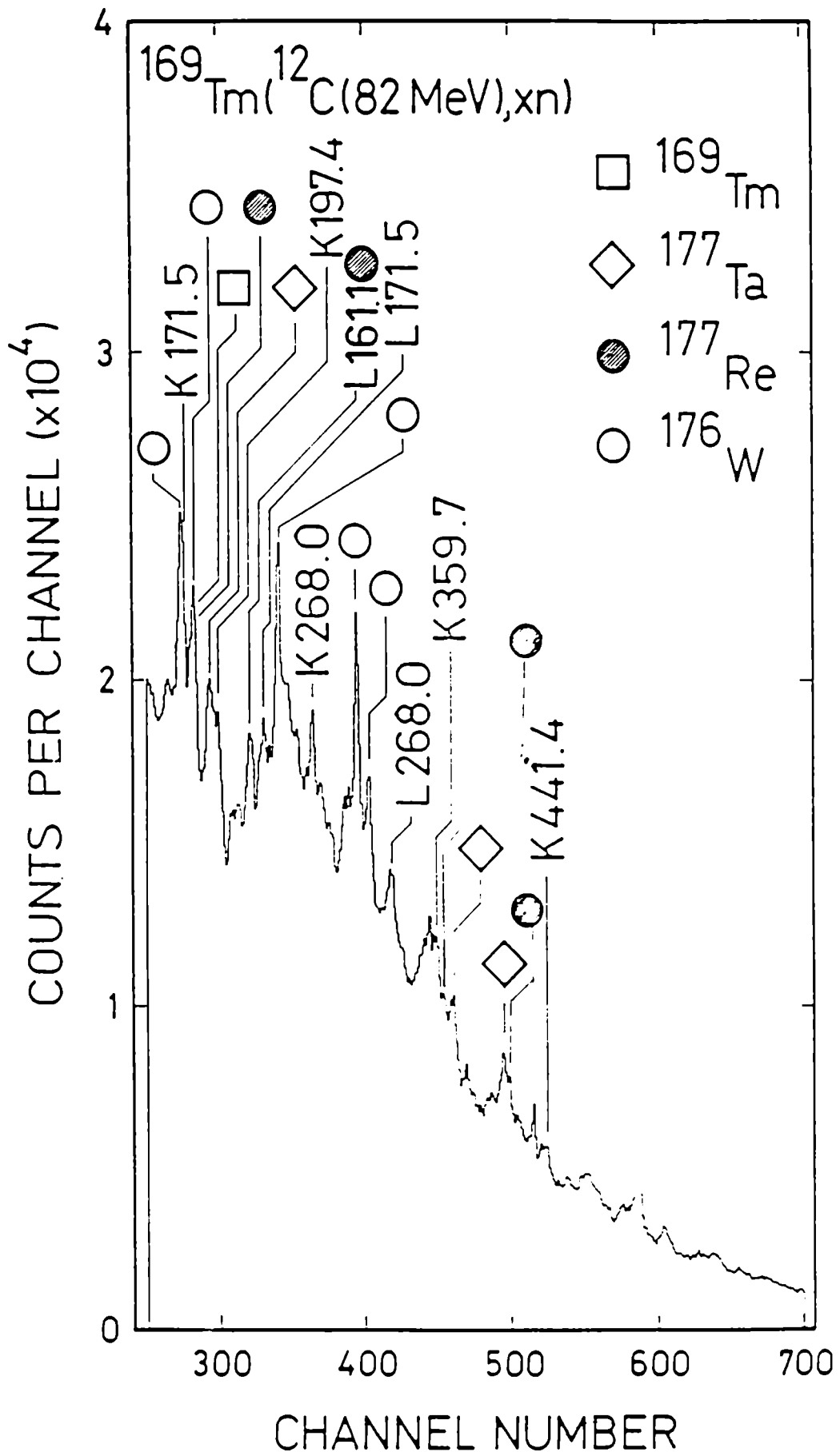
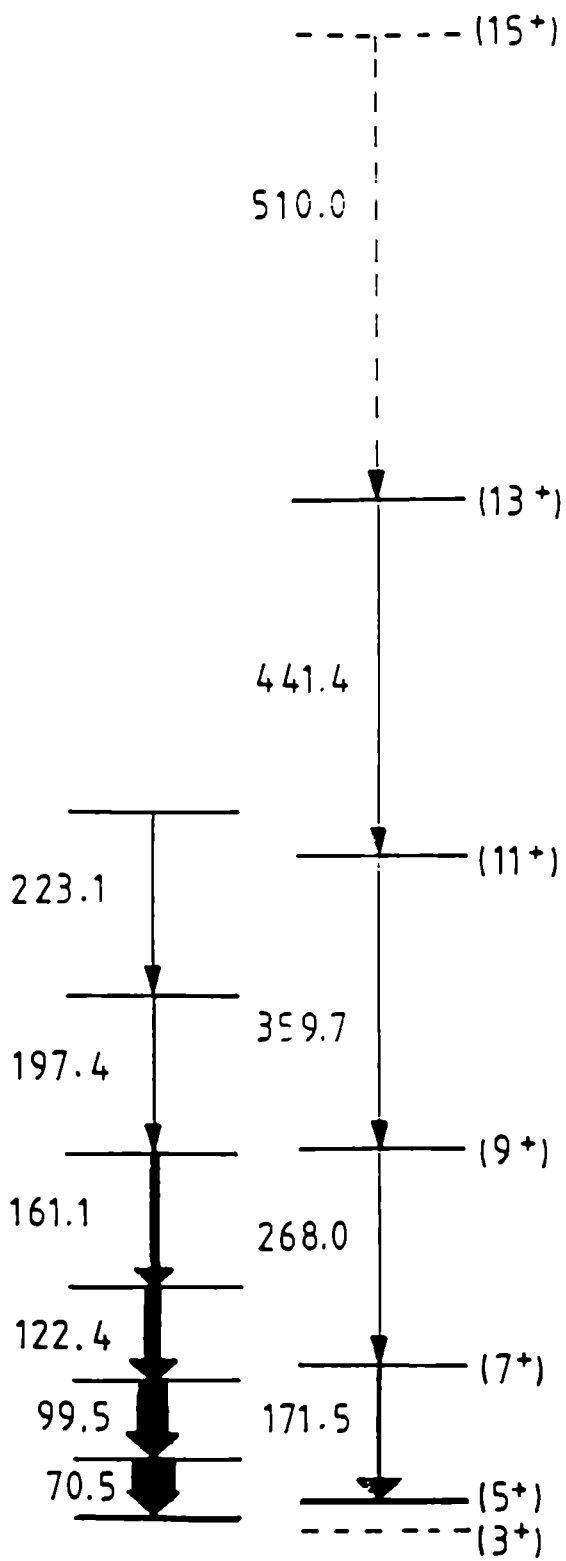


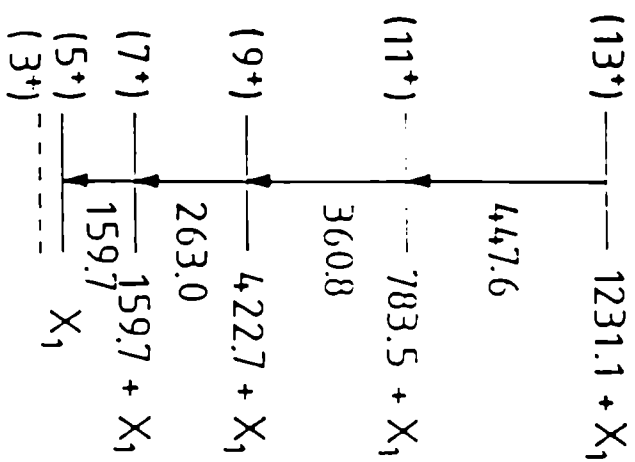
Figura 7



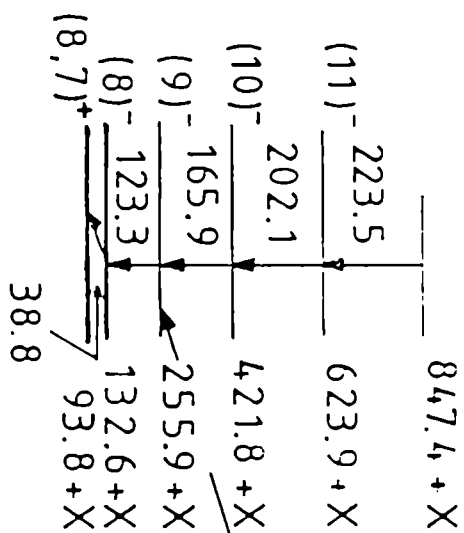
176 Re

Figura 8

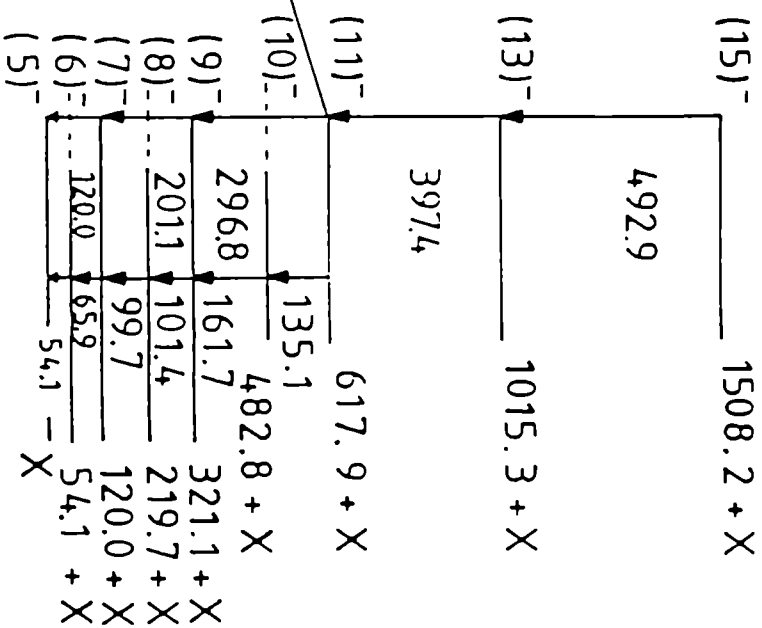
①



②



③



178 Re

Figura 9

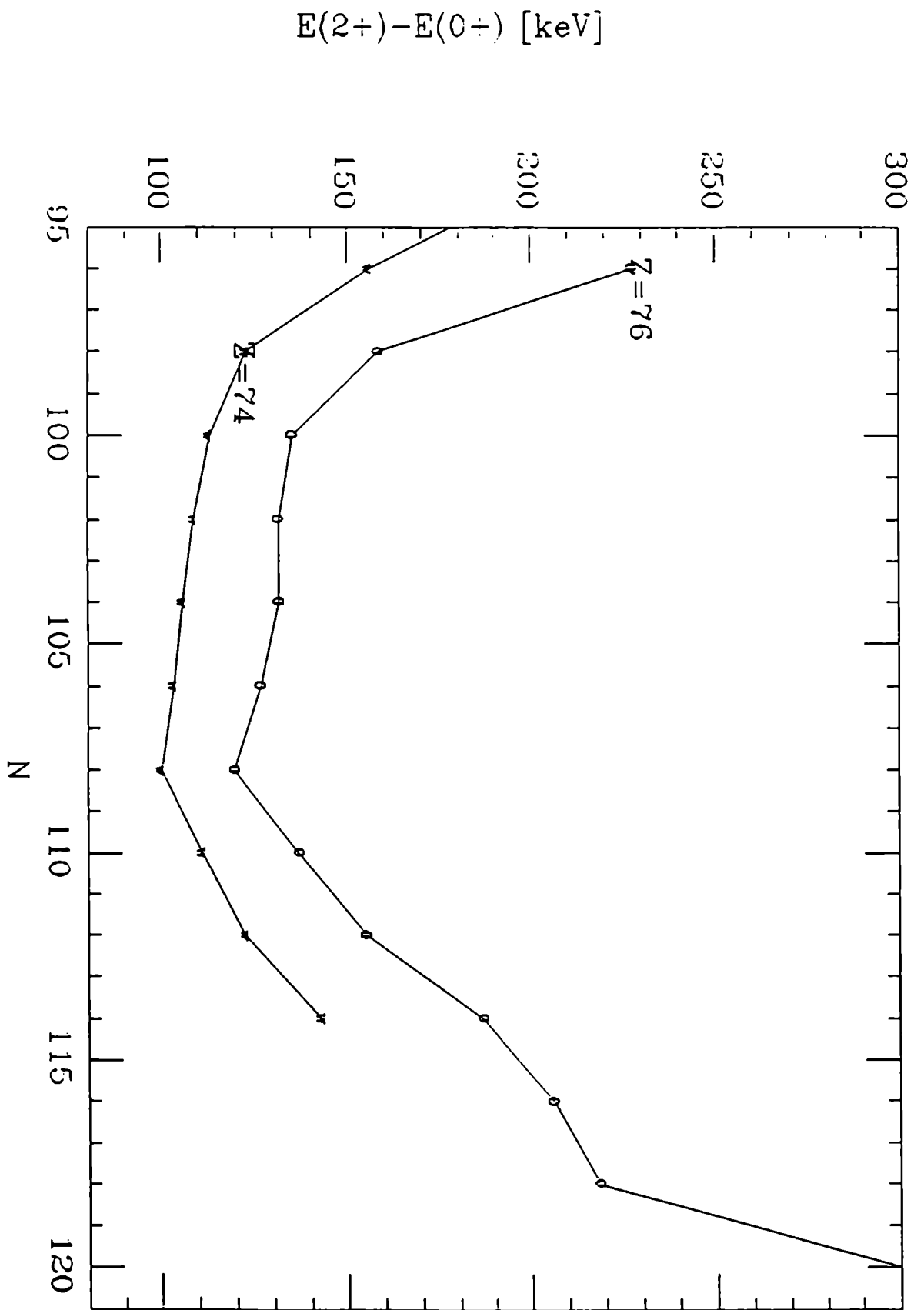


Figura 10



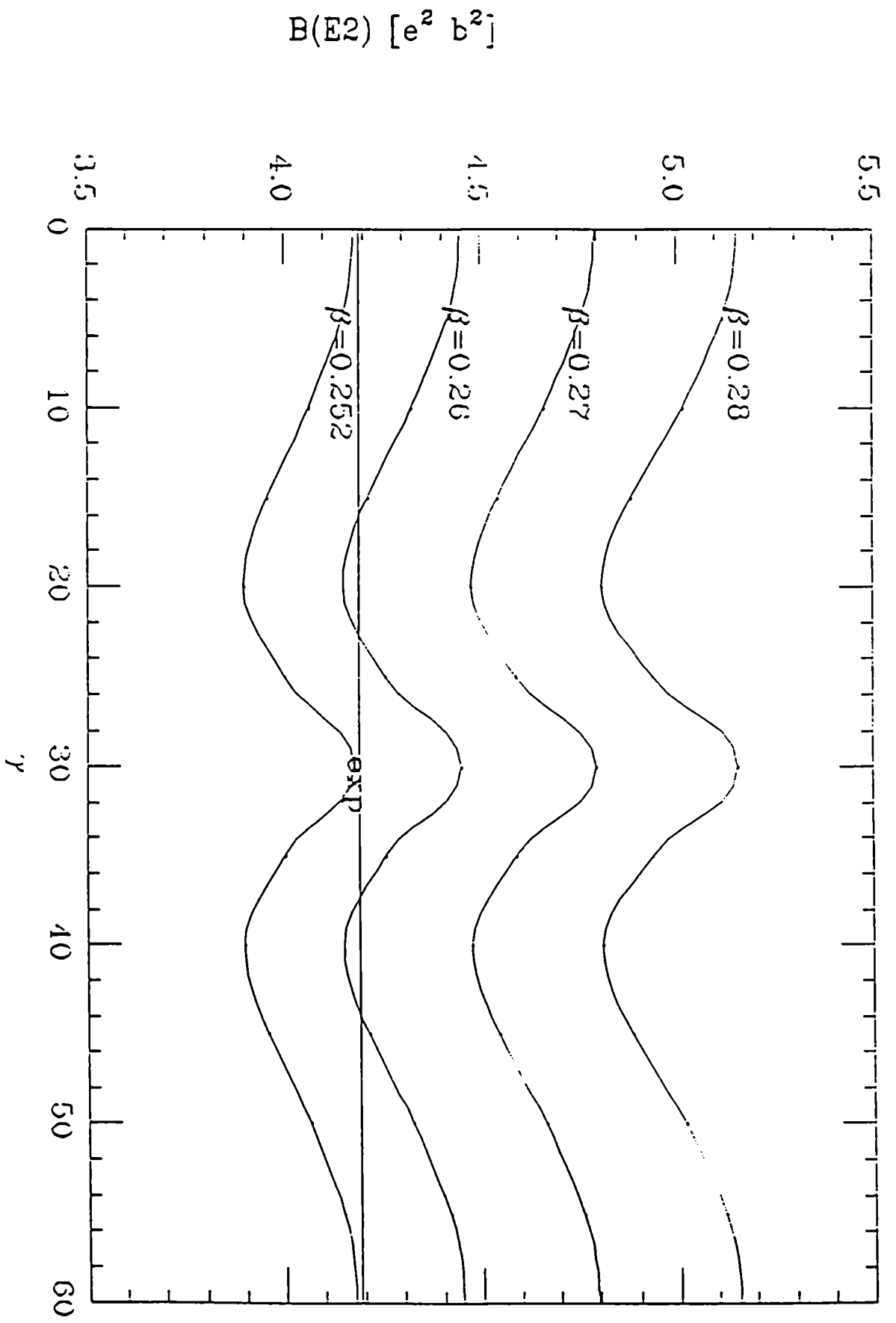


Figura 11

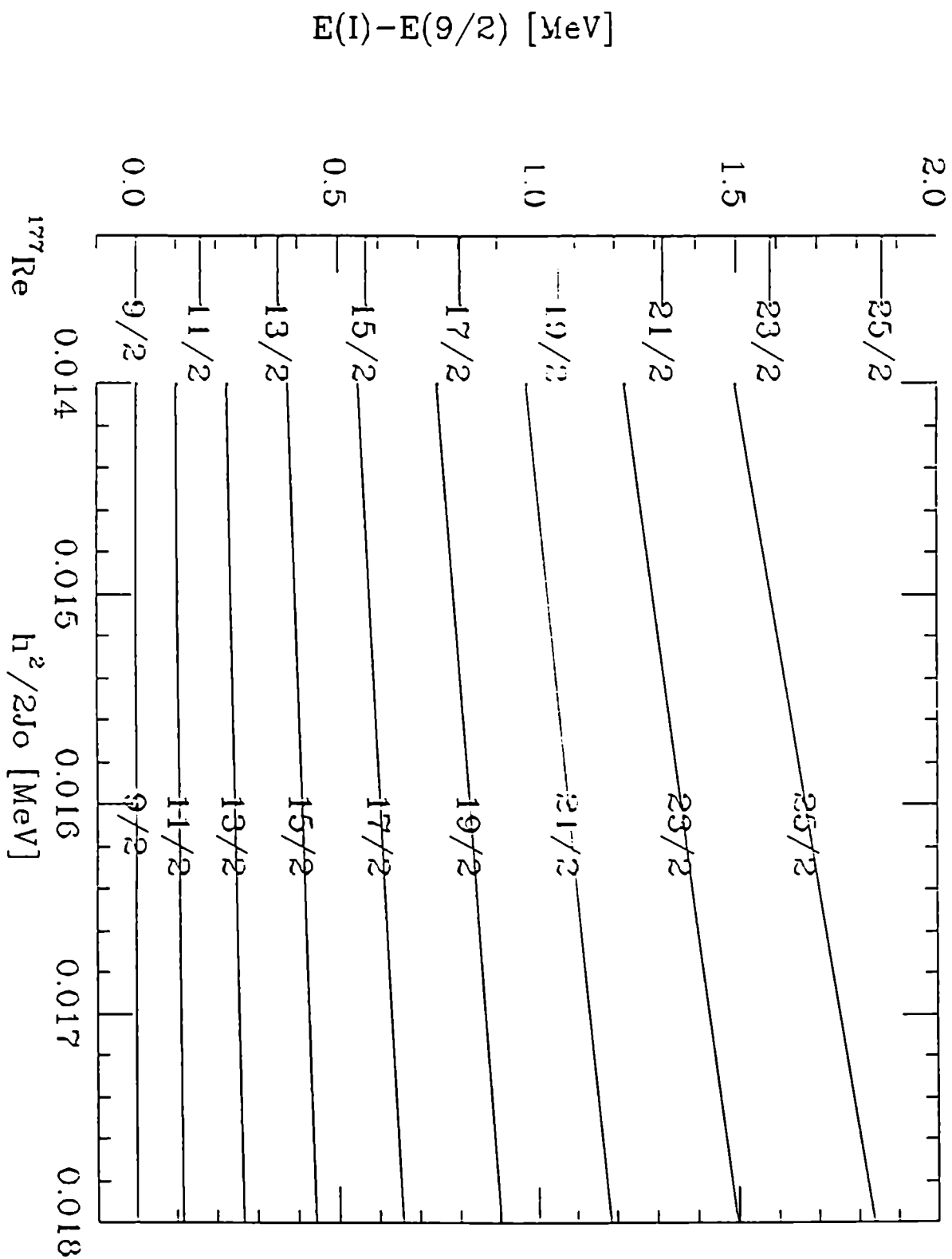


Figura 12.a

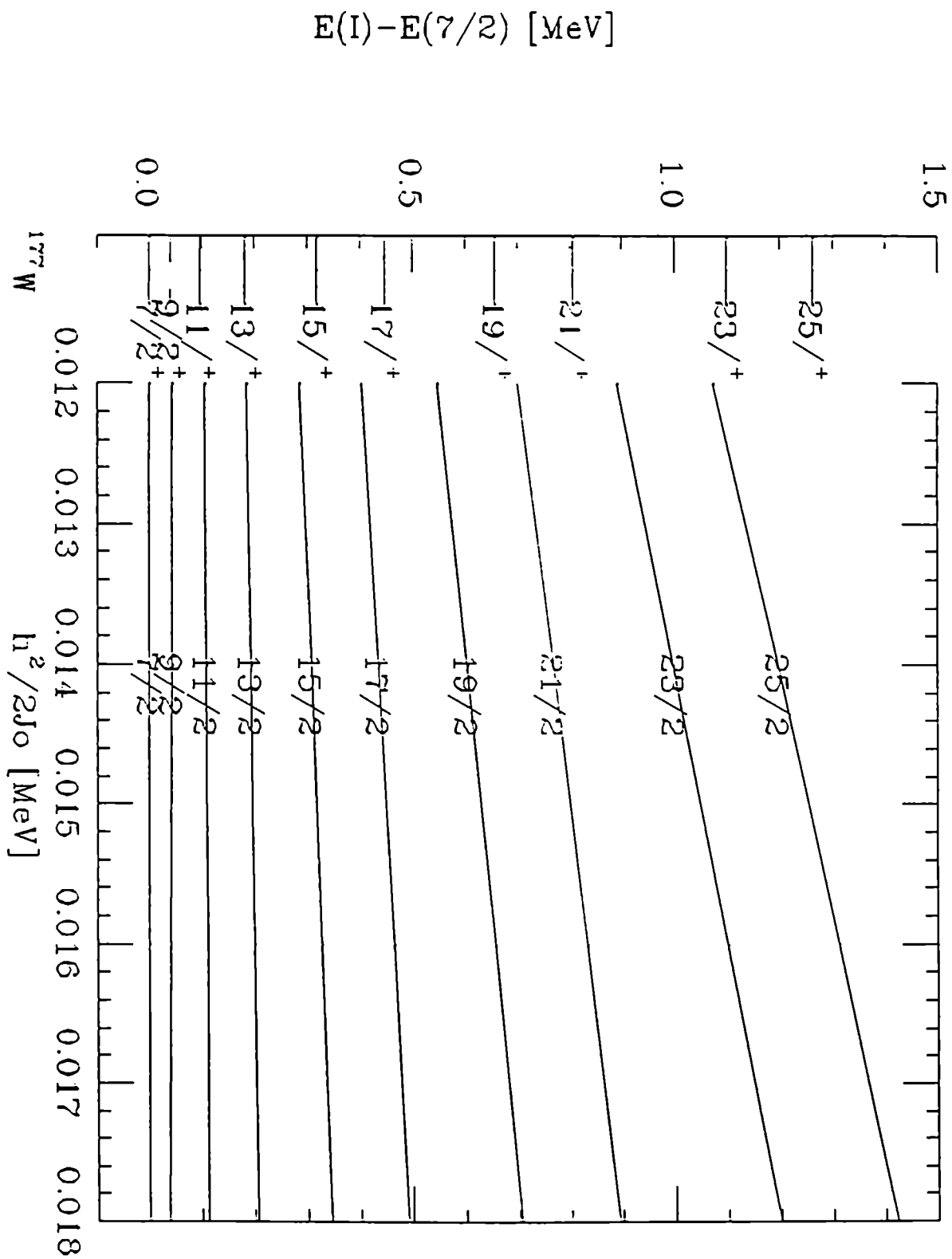


Figura 12.b

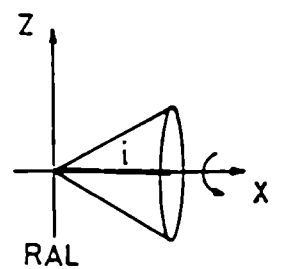
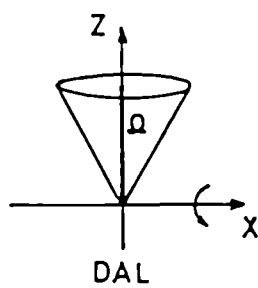
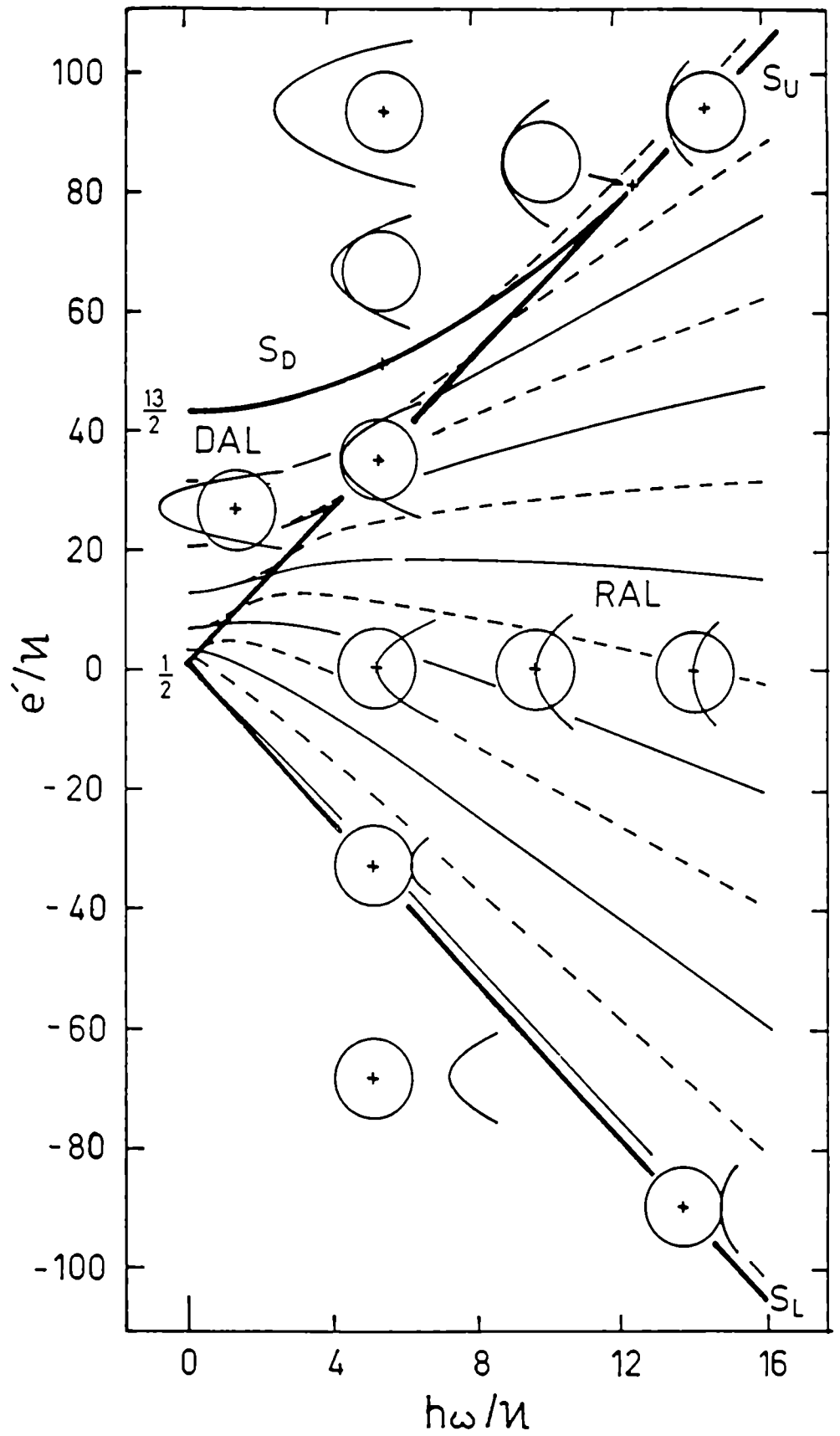


Figura 13

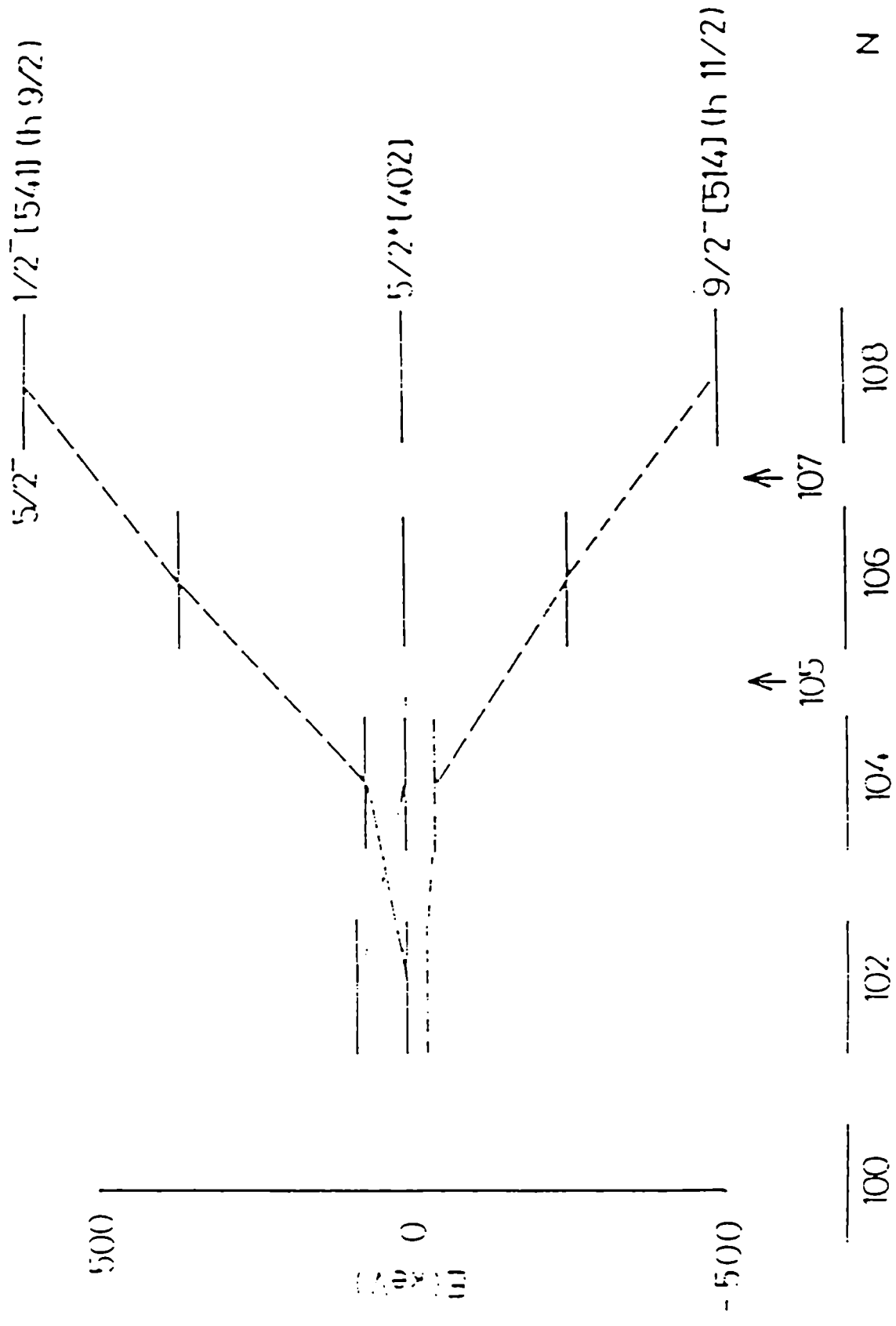


Figura 14

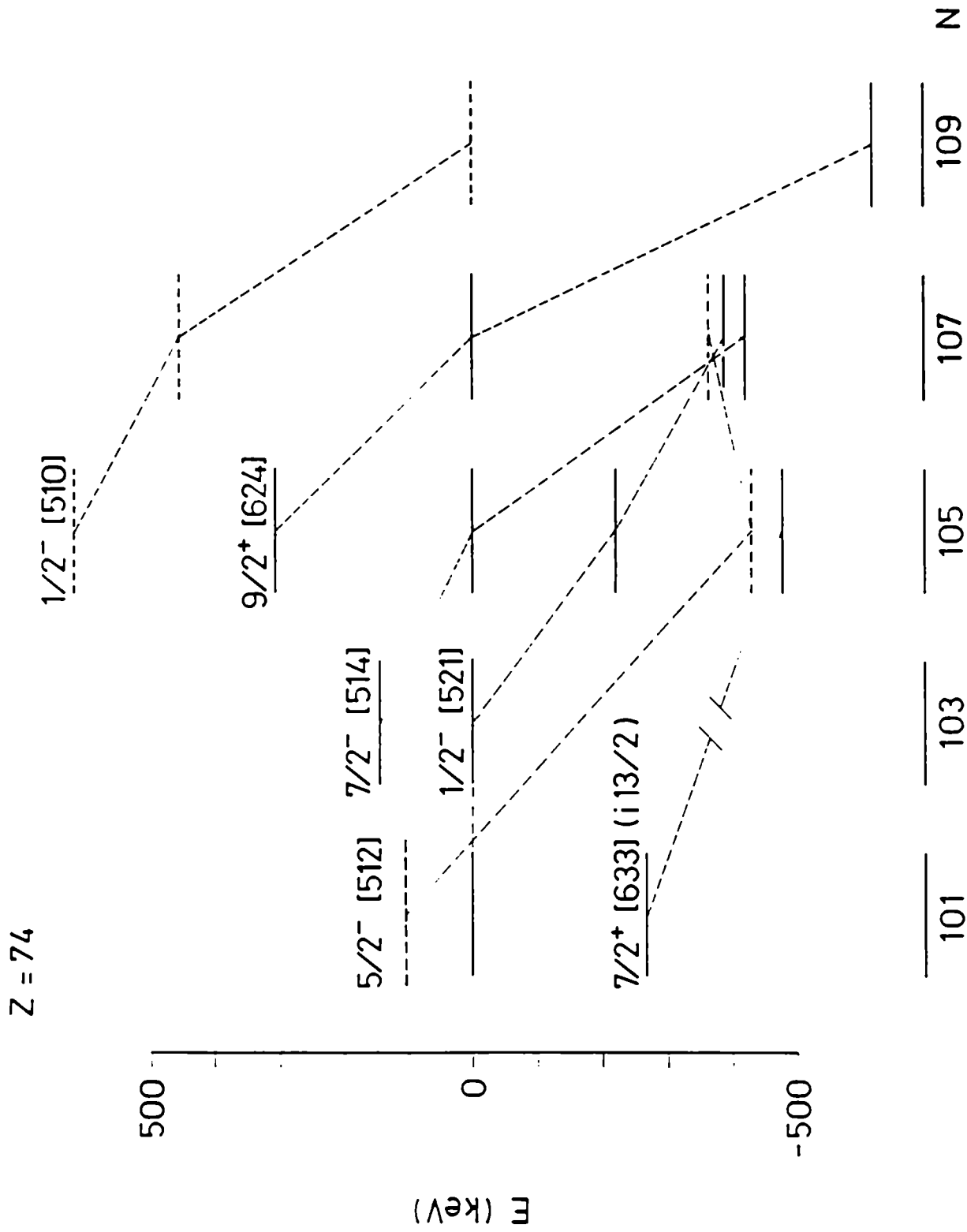


Figura 15.a

Z = 76

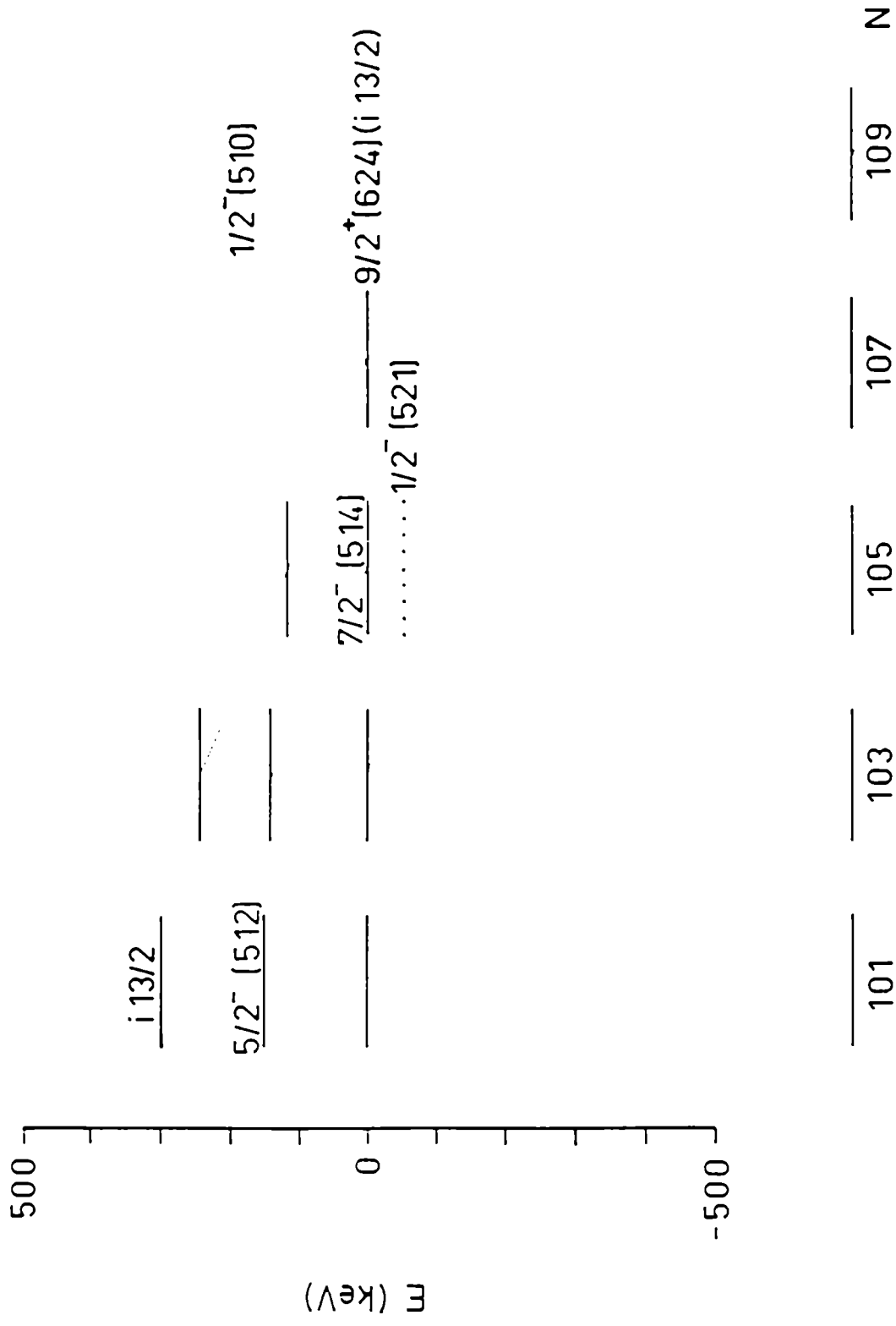


Figura 15.b

$E(I) - E(5/2)$  [MeV]

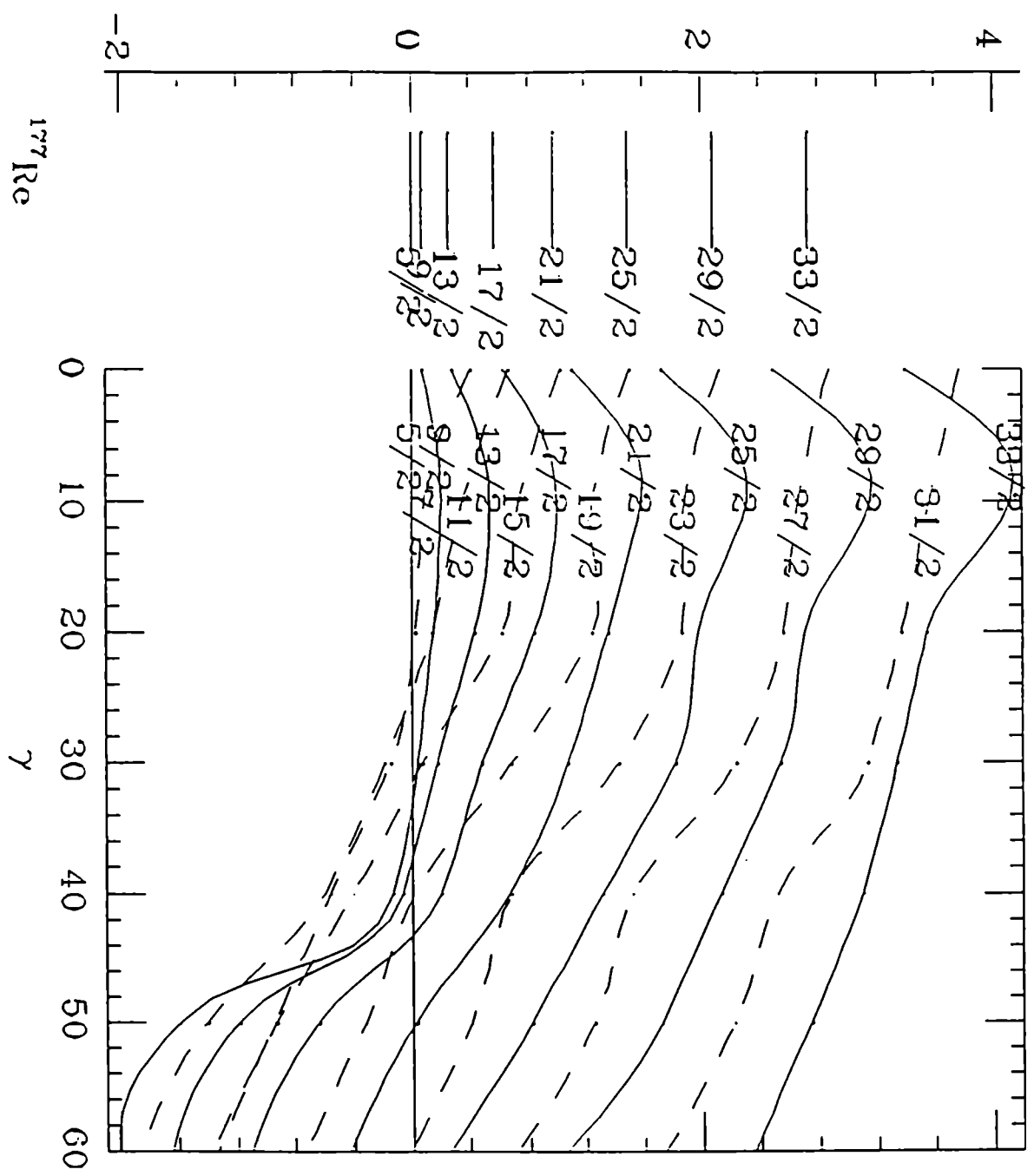


Figura 16.



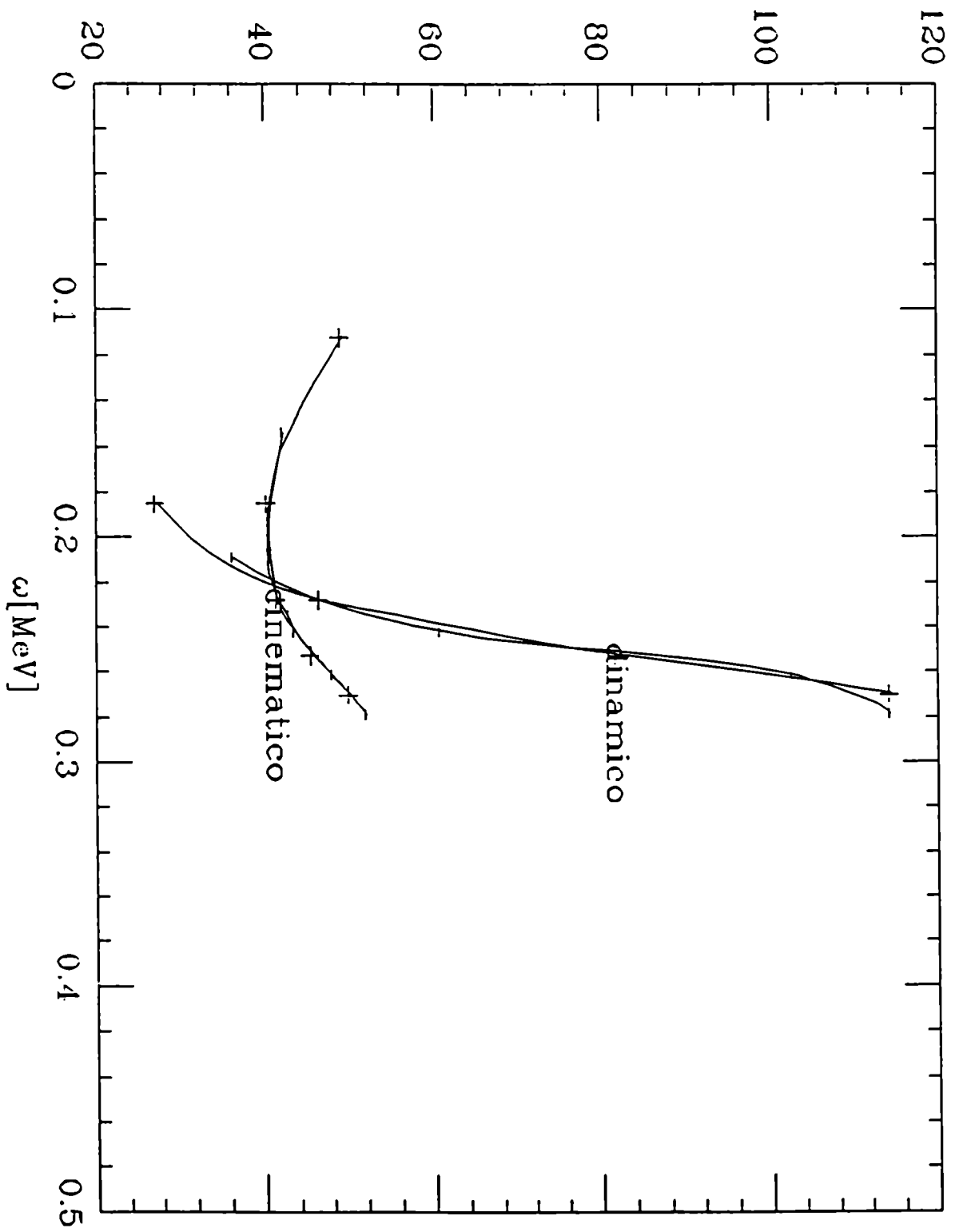


Figura 17

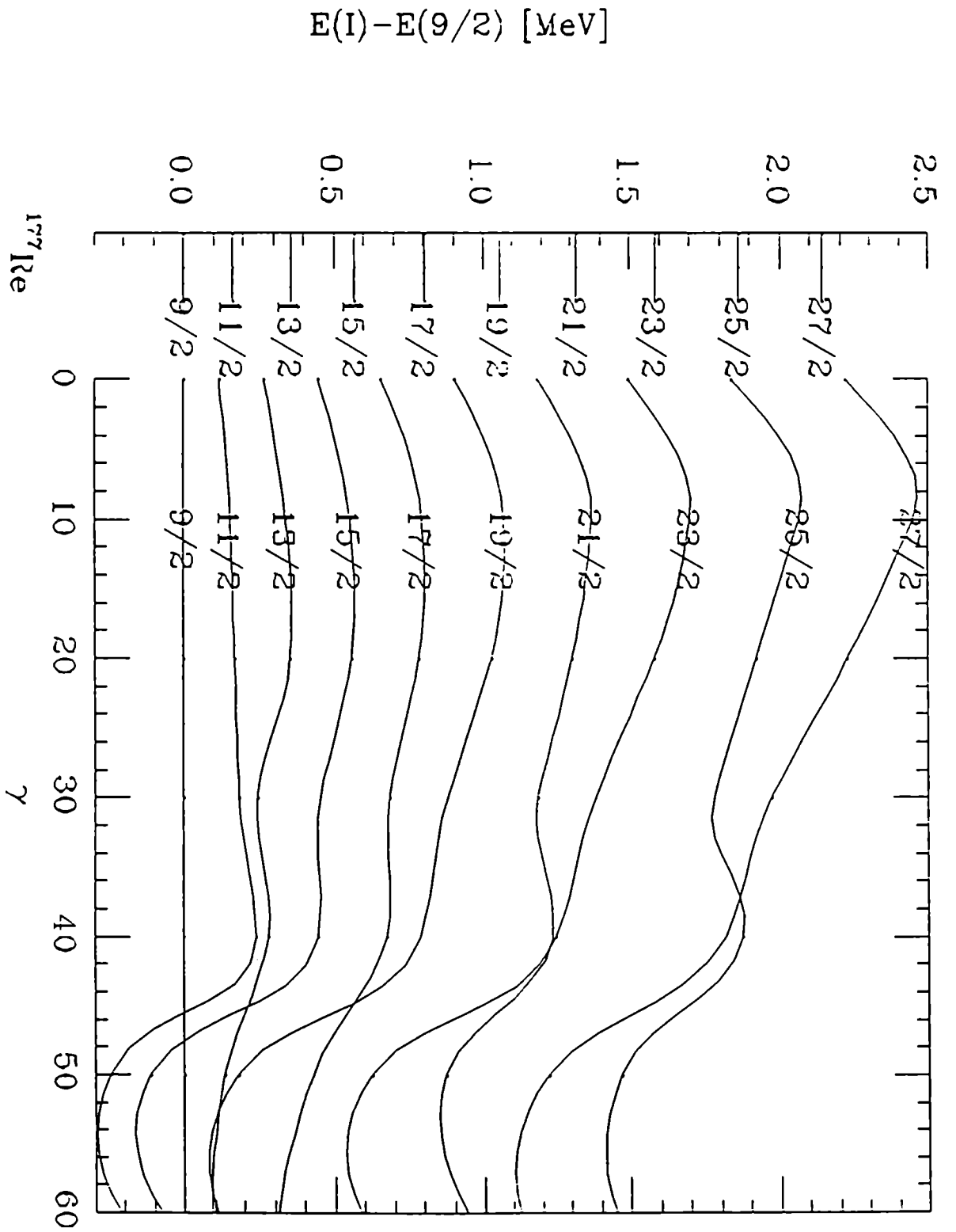


Figura 18

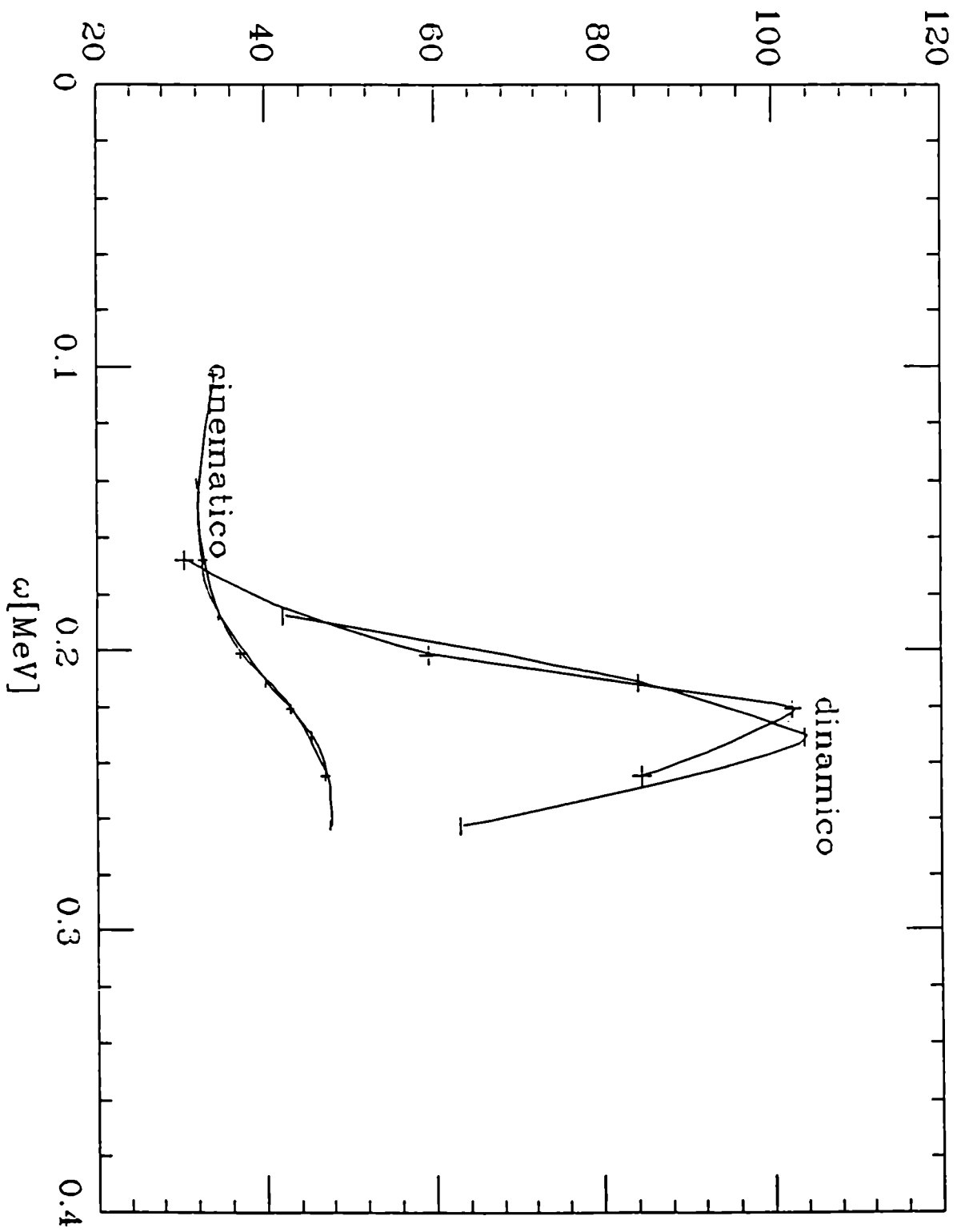


Figura 19

$$(E(I+1)-E(I))/(2I+2)$$

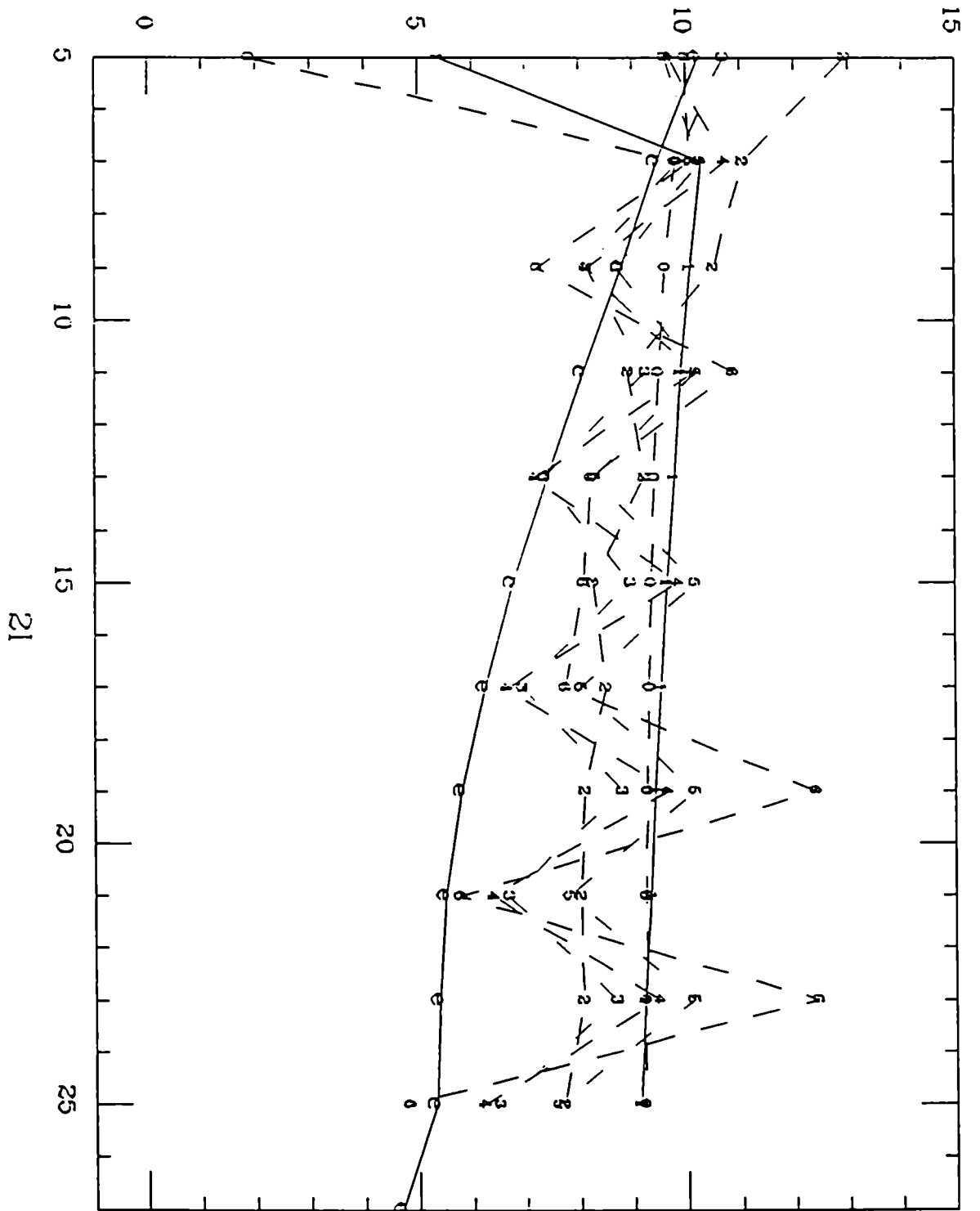


Figura 20

$E(I) - E(5/2)$  [MeV]

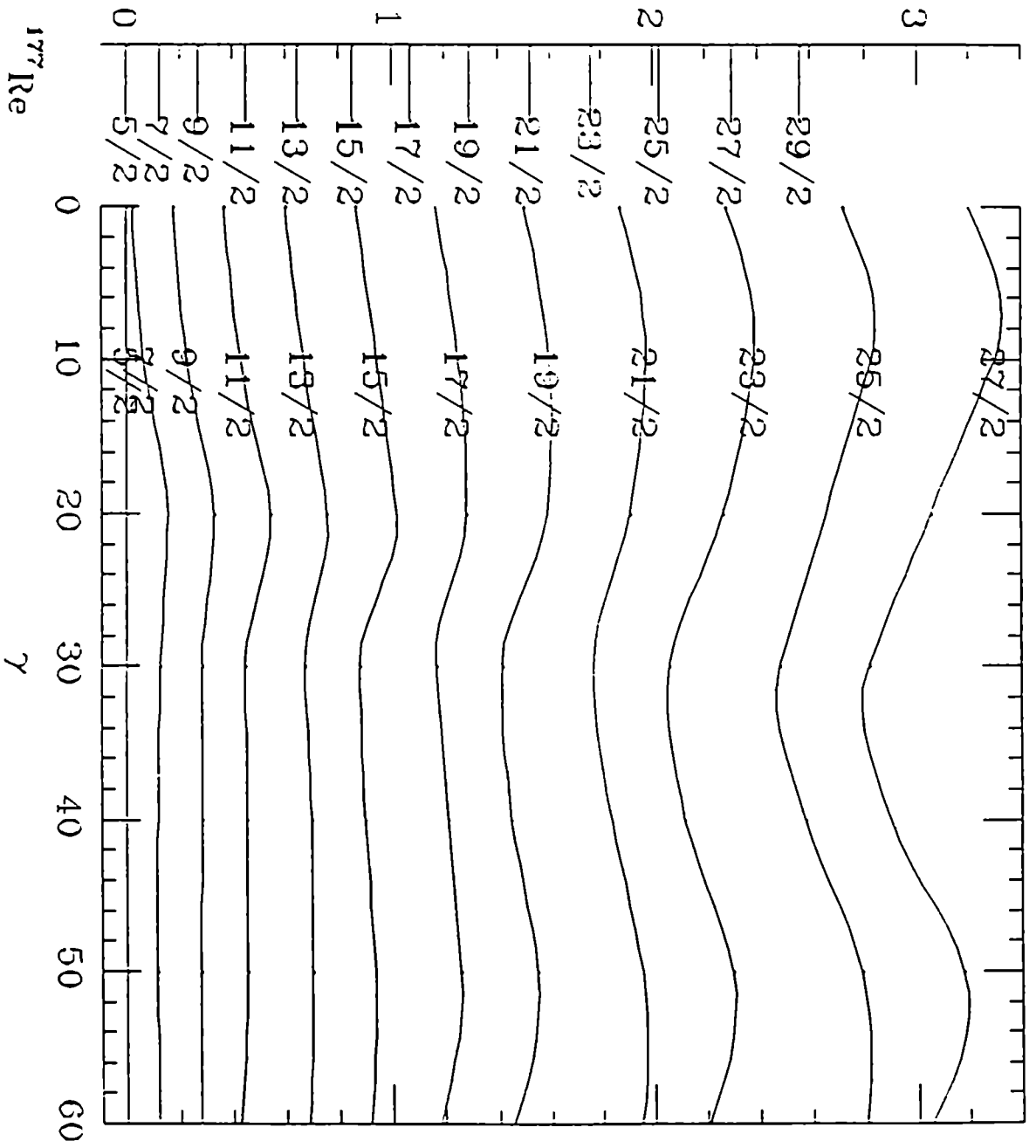


Figura 21

$$(E(I+1) - E(I)) / (2I + 2)$$

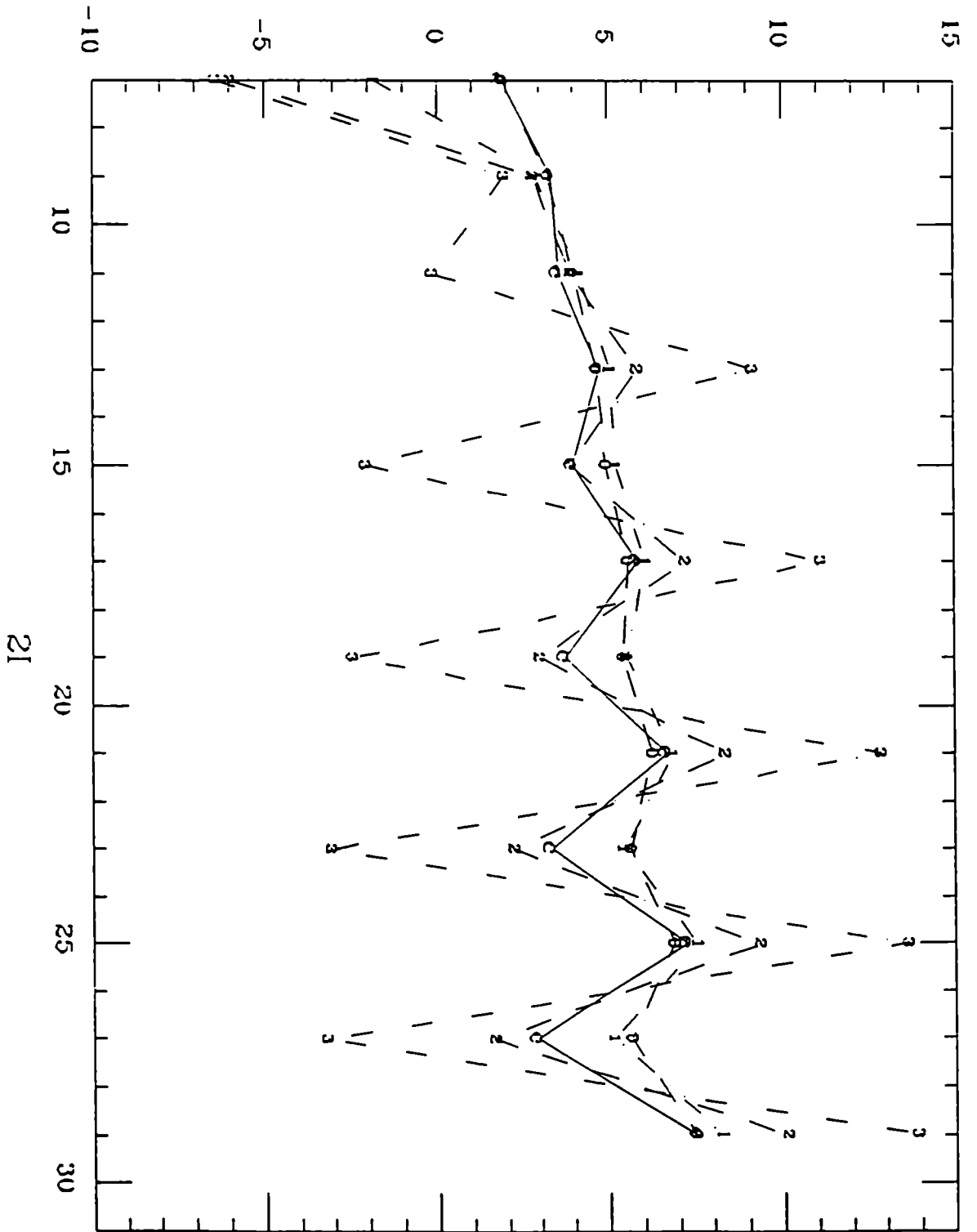


Figura 22

$E(I) - E(7/2)$  [MeV]

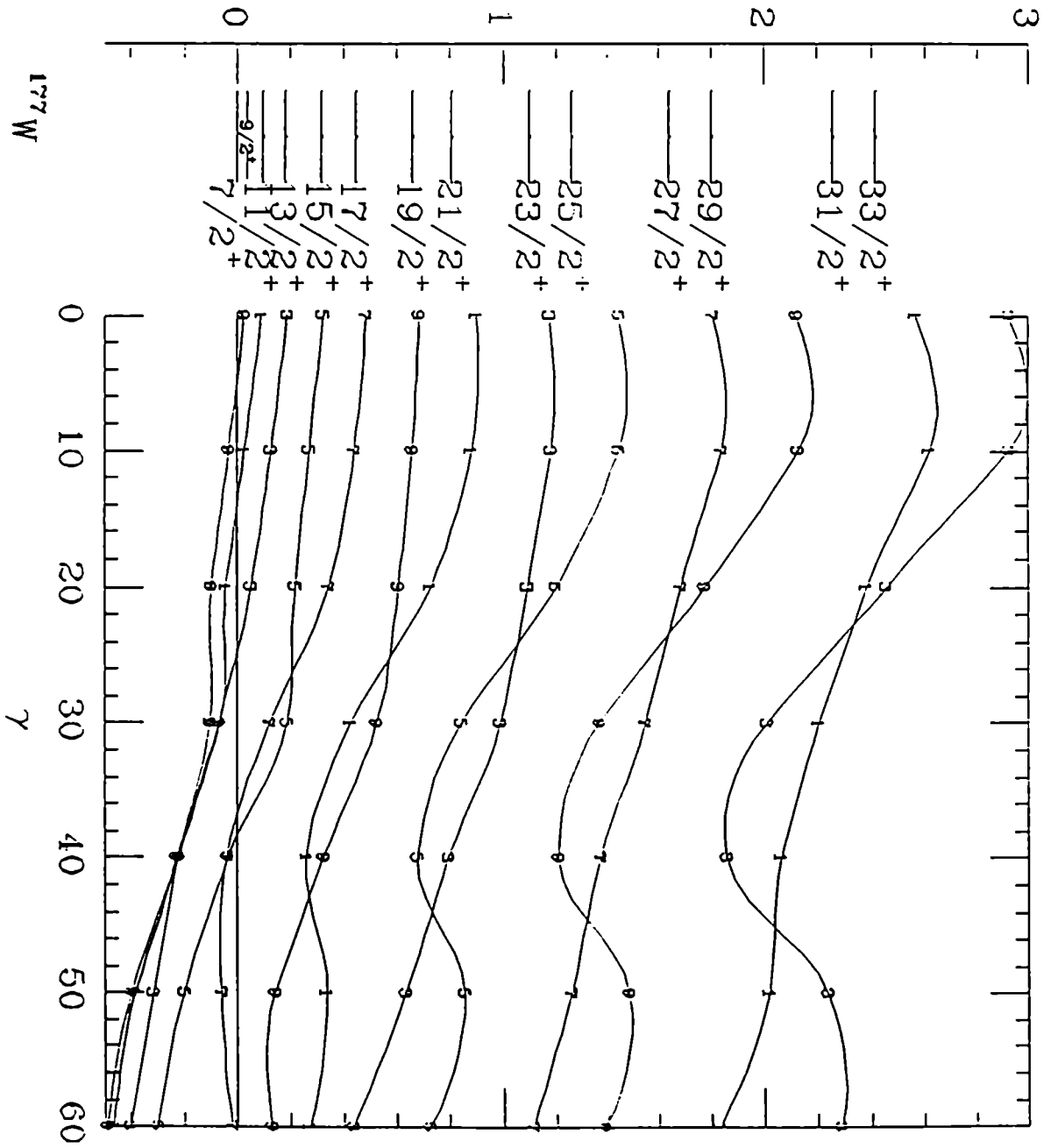


Figura 23.a

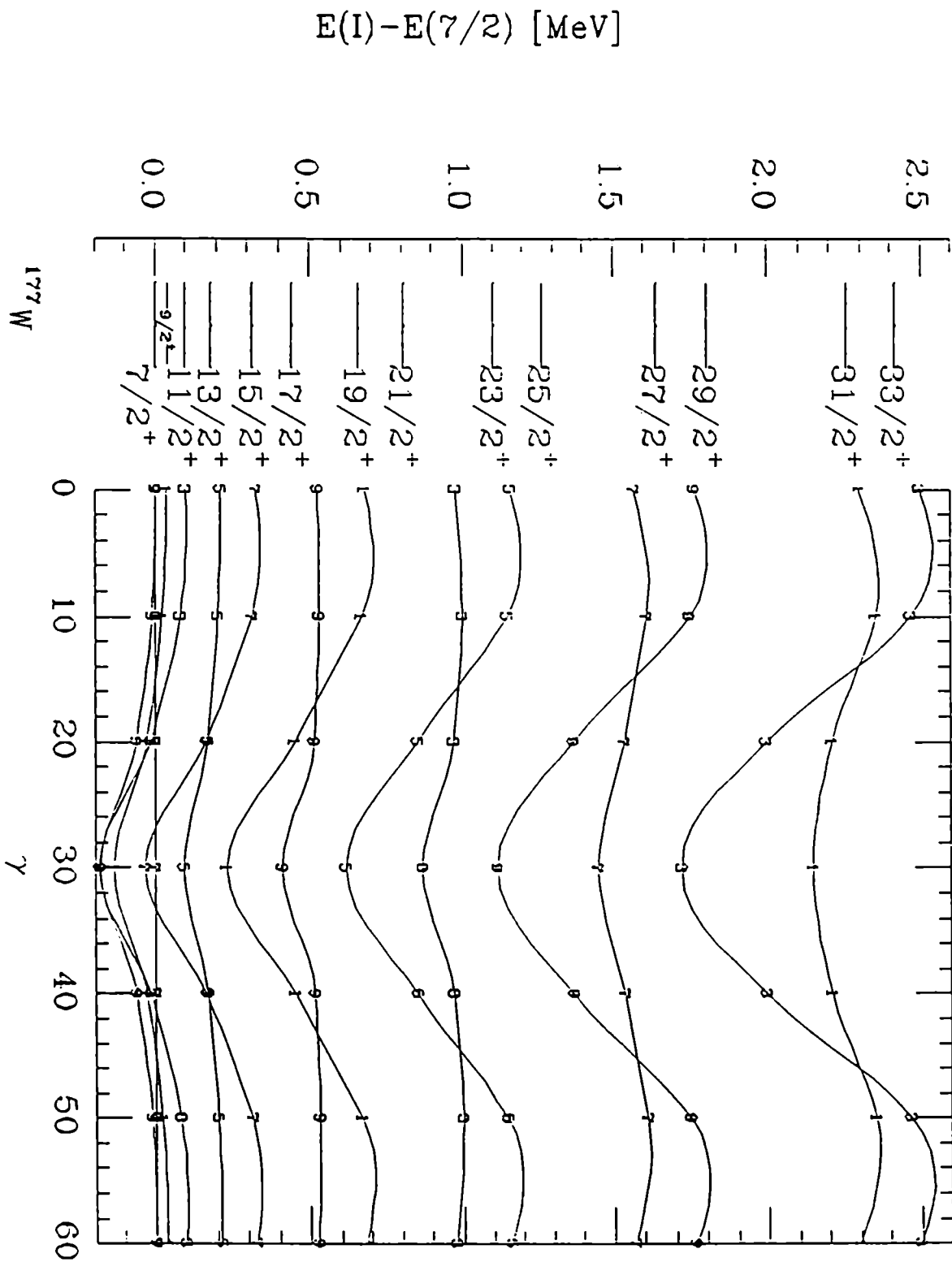


Figura 23.b



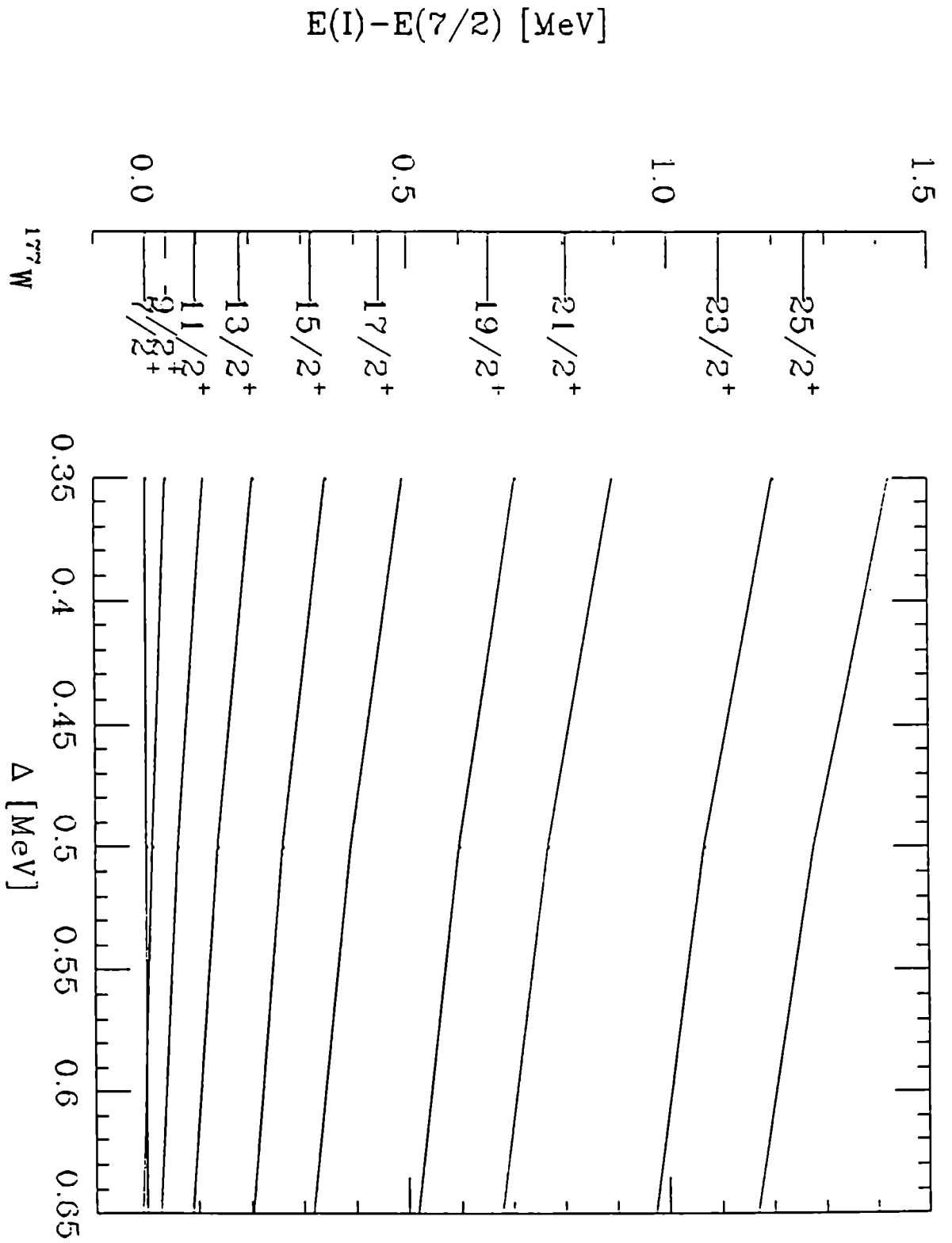


Figura 24

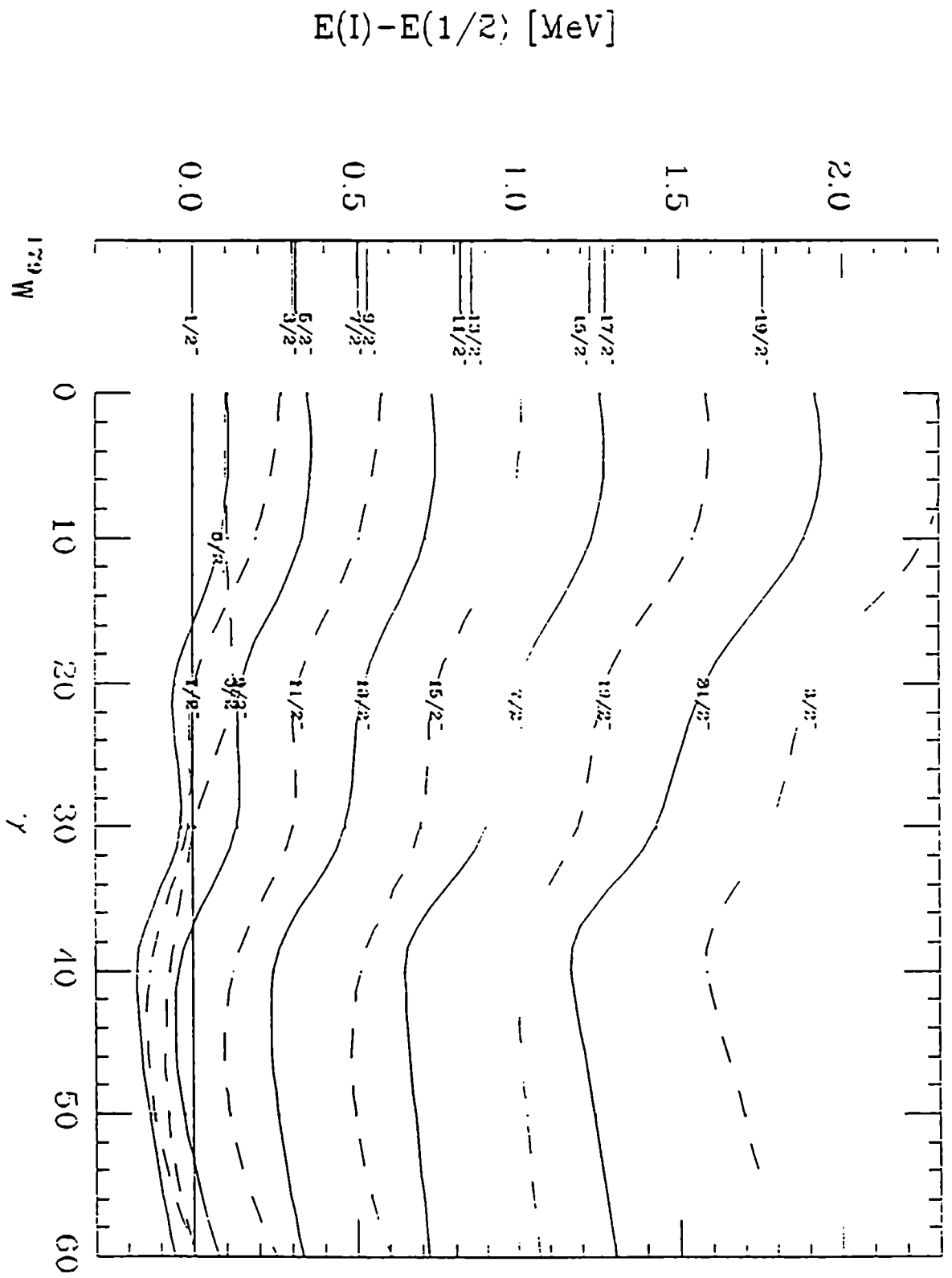


Figura 25

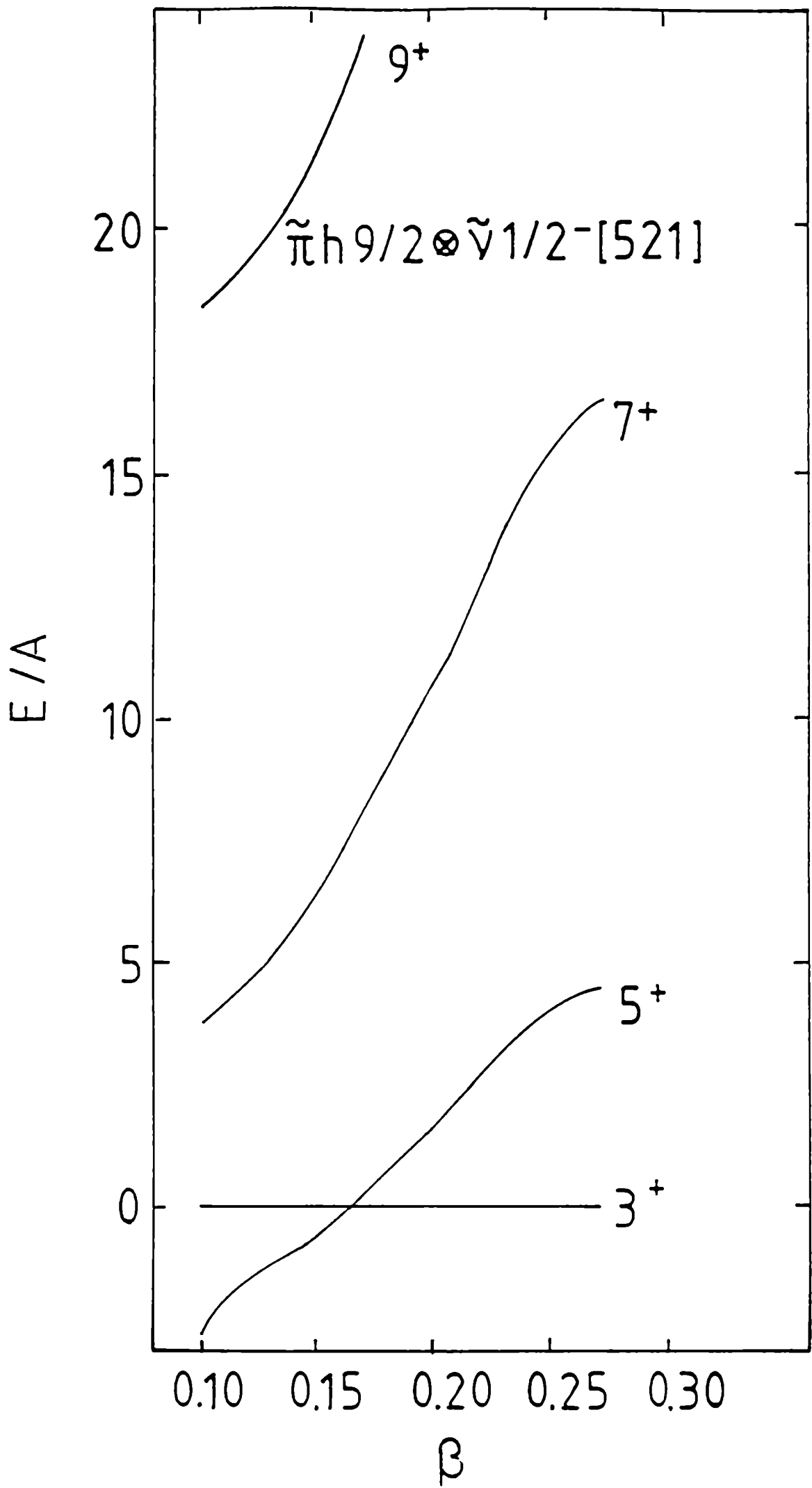


Figura 26

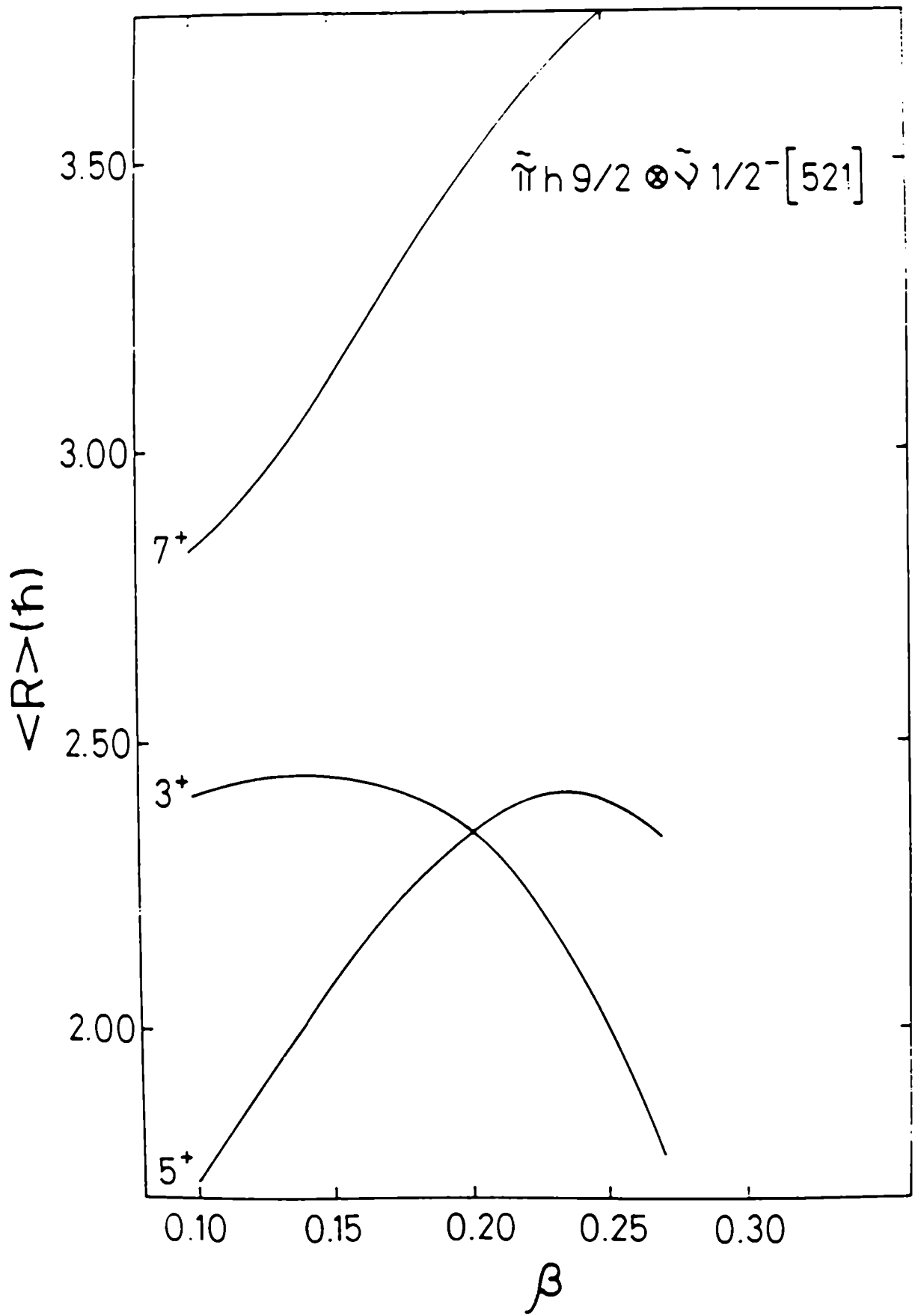


Figura 27

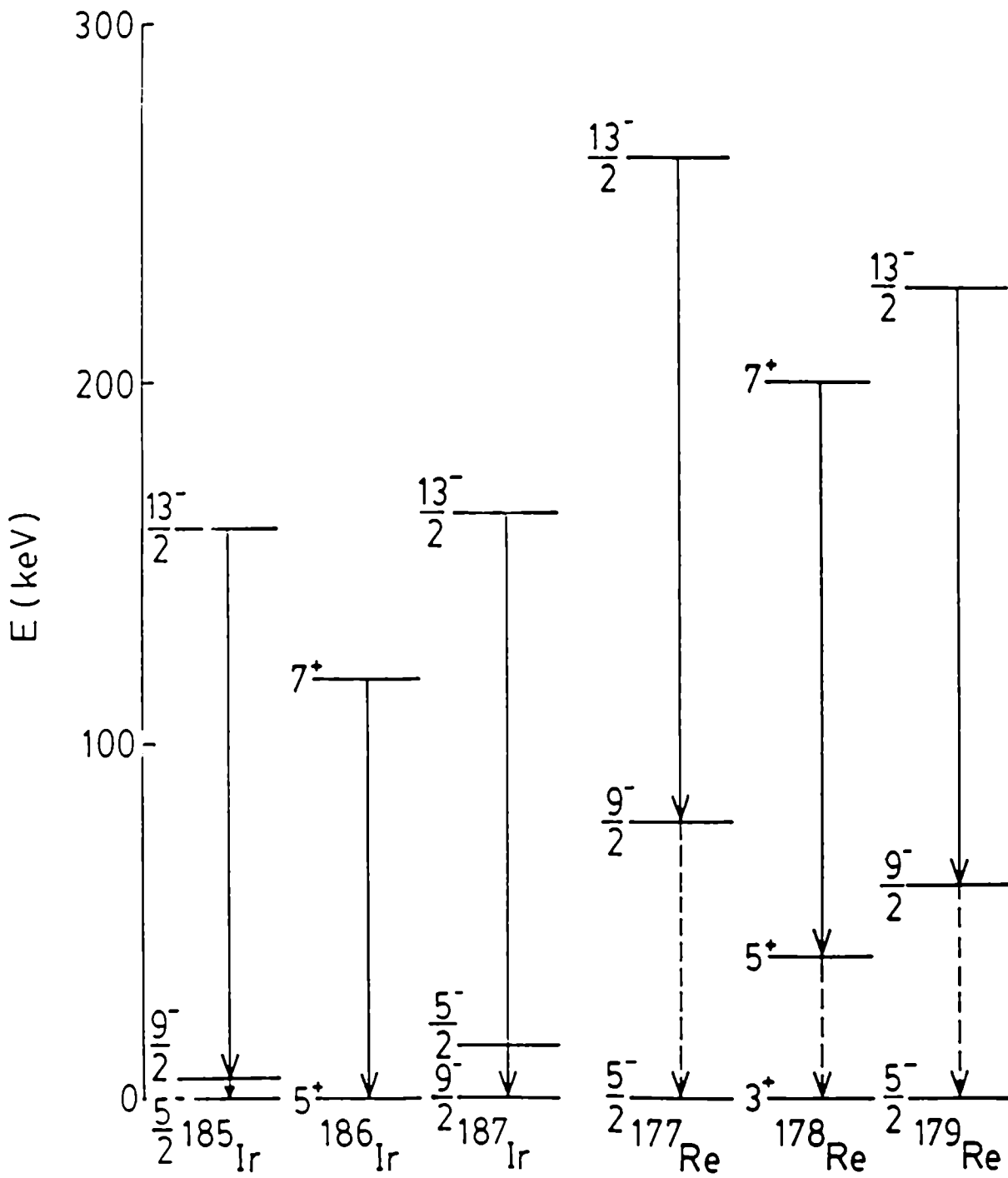


Figura 28

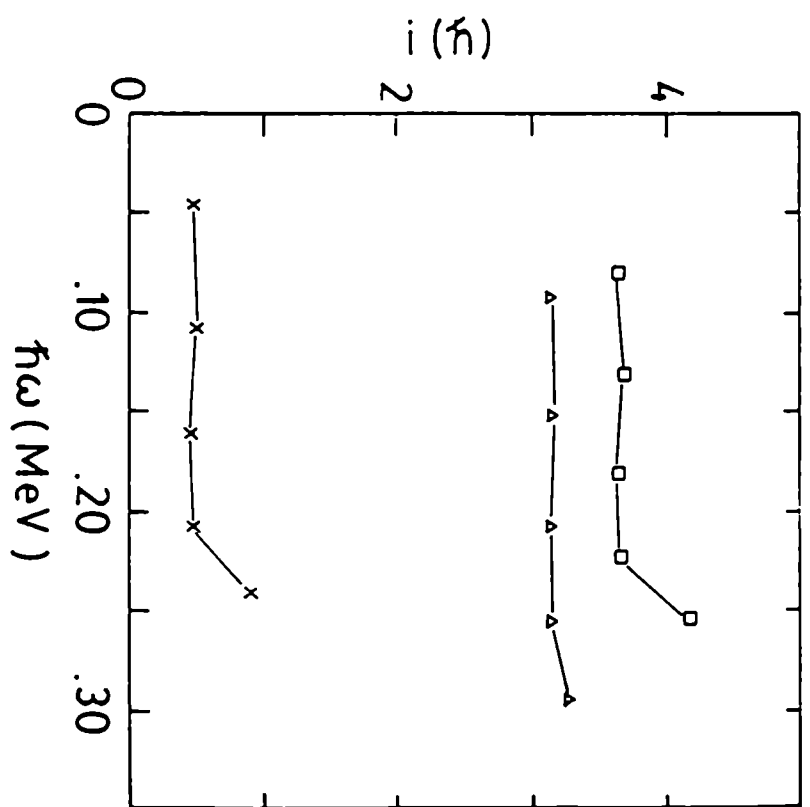
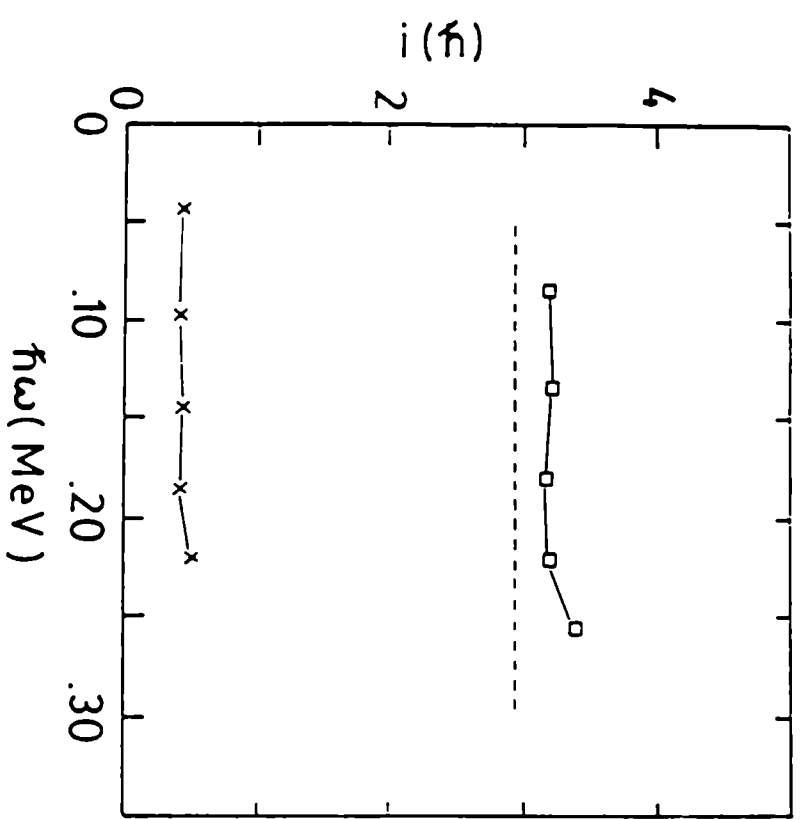


Figura 29

176 Re ( LOCAL CORES )

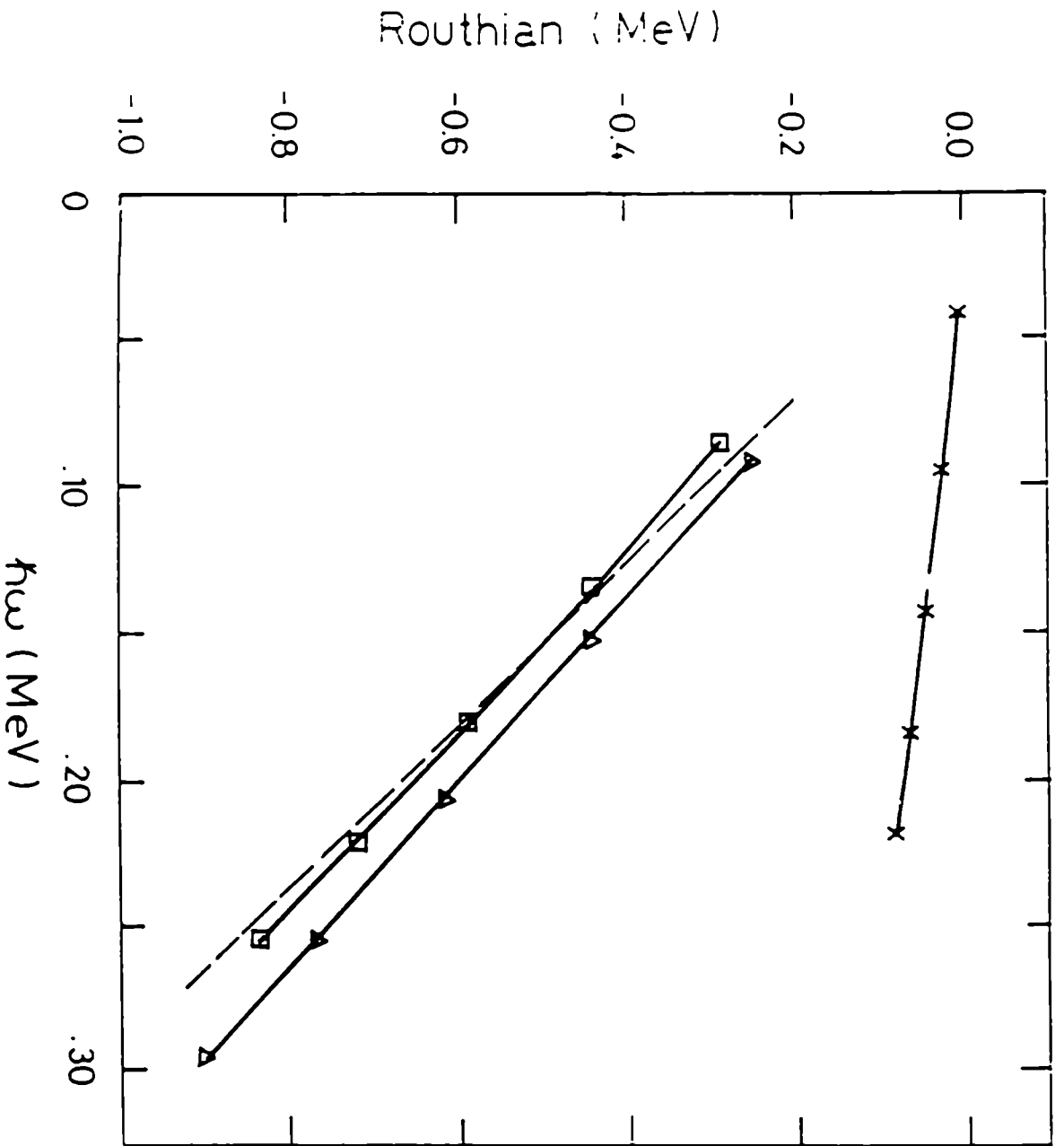


Figura 30

Exp  $\pi 9/2 \times \nu 1/2^- [521]$

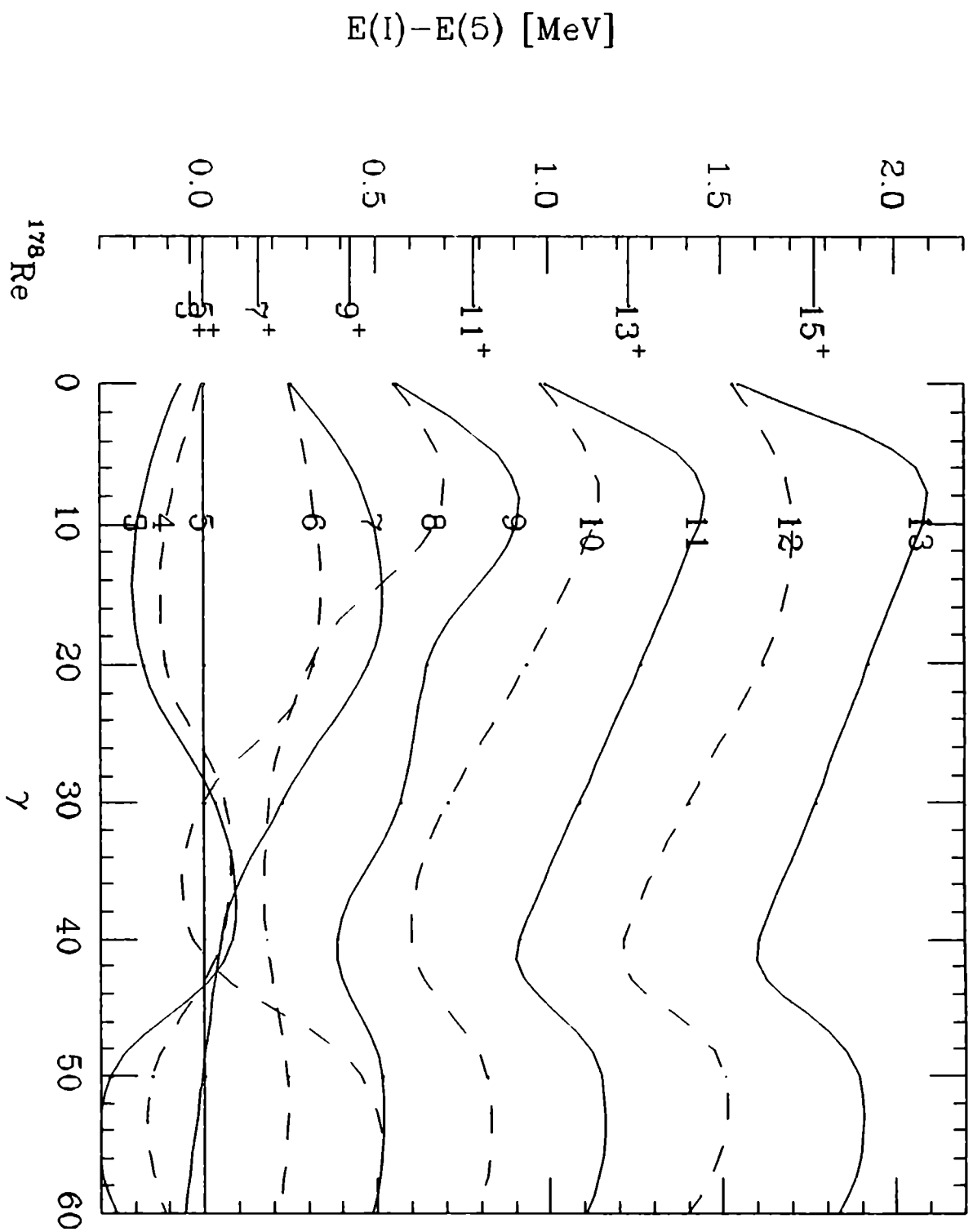


Figura 31.



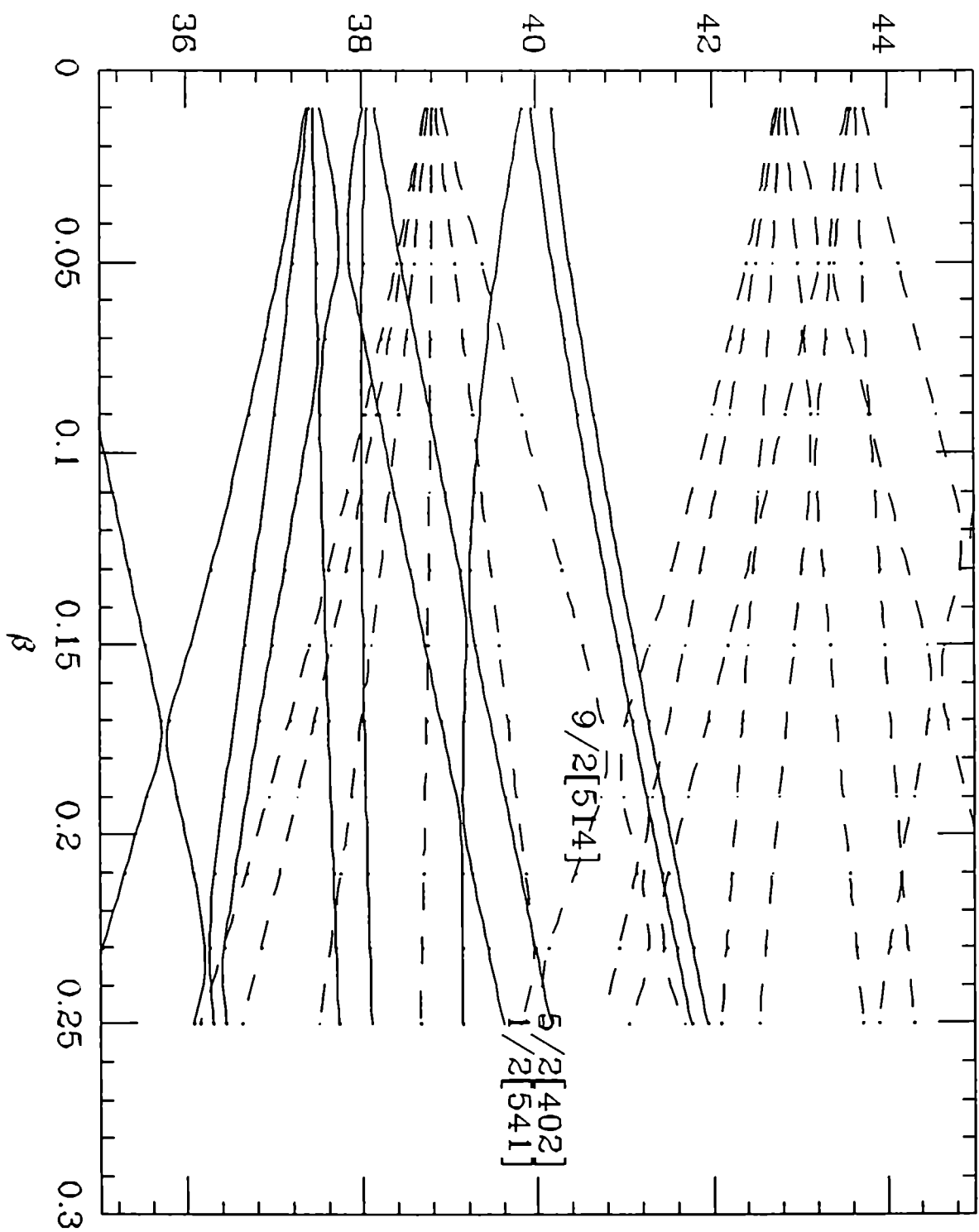
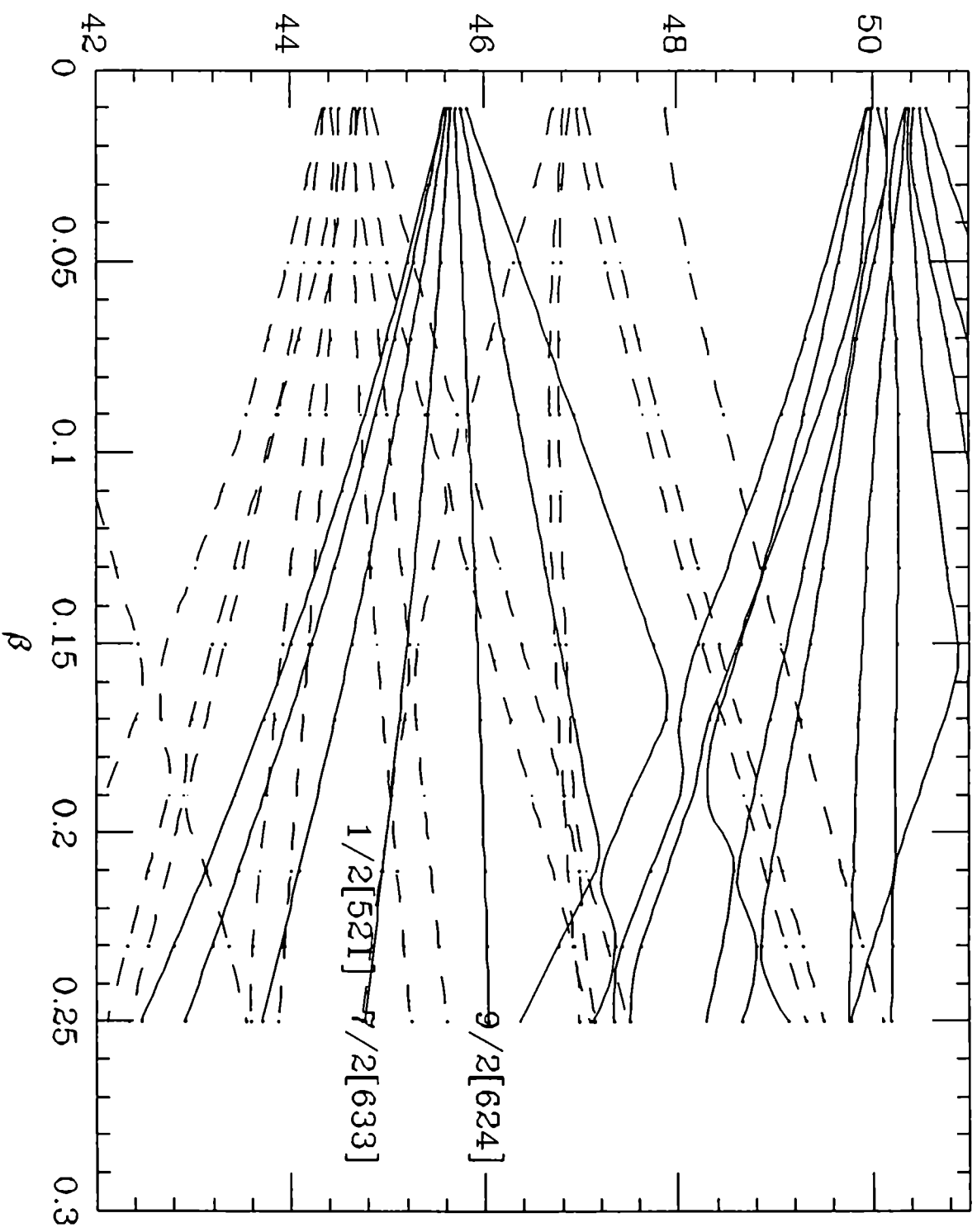


Figura 32.a.1

$E_{sp} \nu$  [MeV] vs.  $\beta$



$E(1) - E(6)$  [MeV]

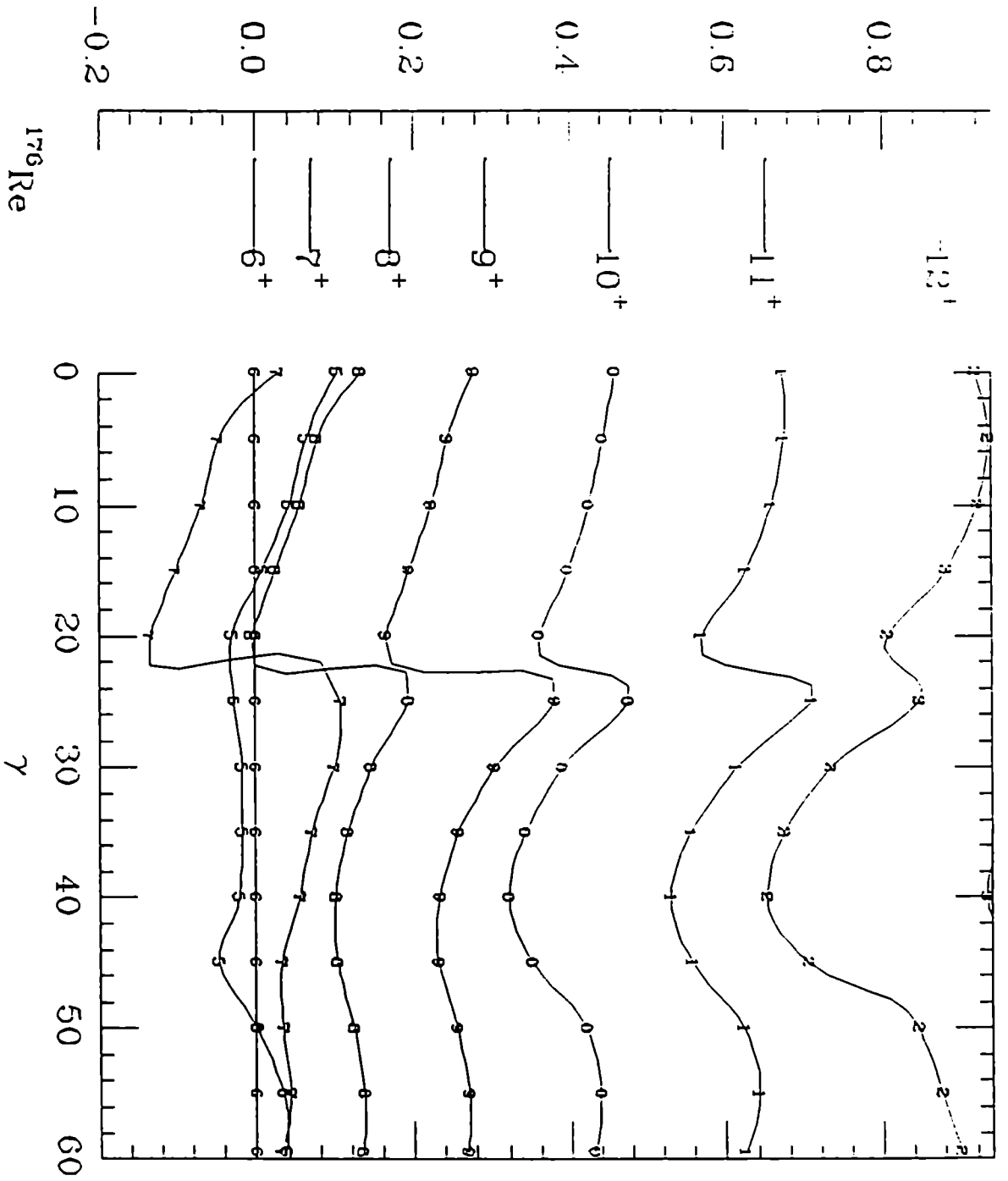


Figura 33

$E_{sp}^{\pi}$  vs.  $\gamma$   
 $N=5$   $\beta=.25$

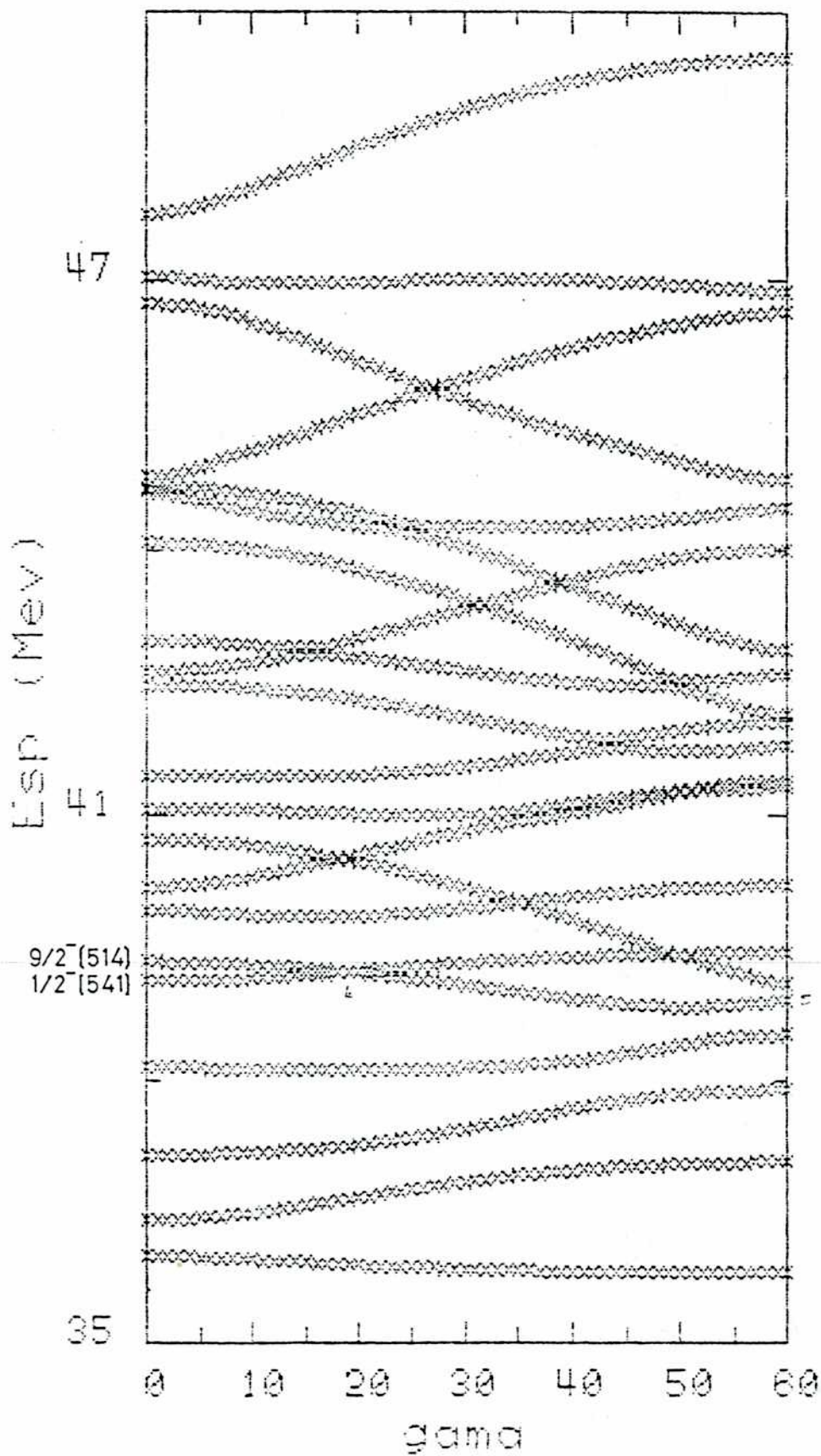


Figura 32.b.1

$E_{sp}^v$  vs.  $\gamma$   
 $N=5$

$\beta = .25$

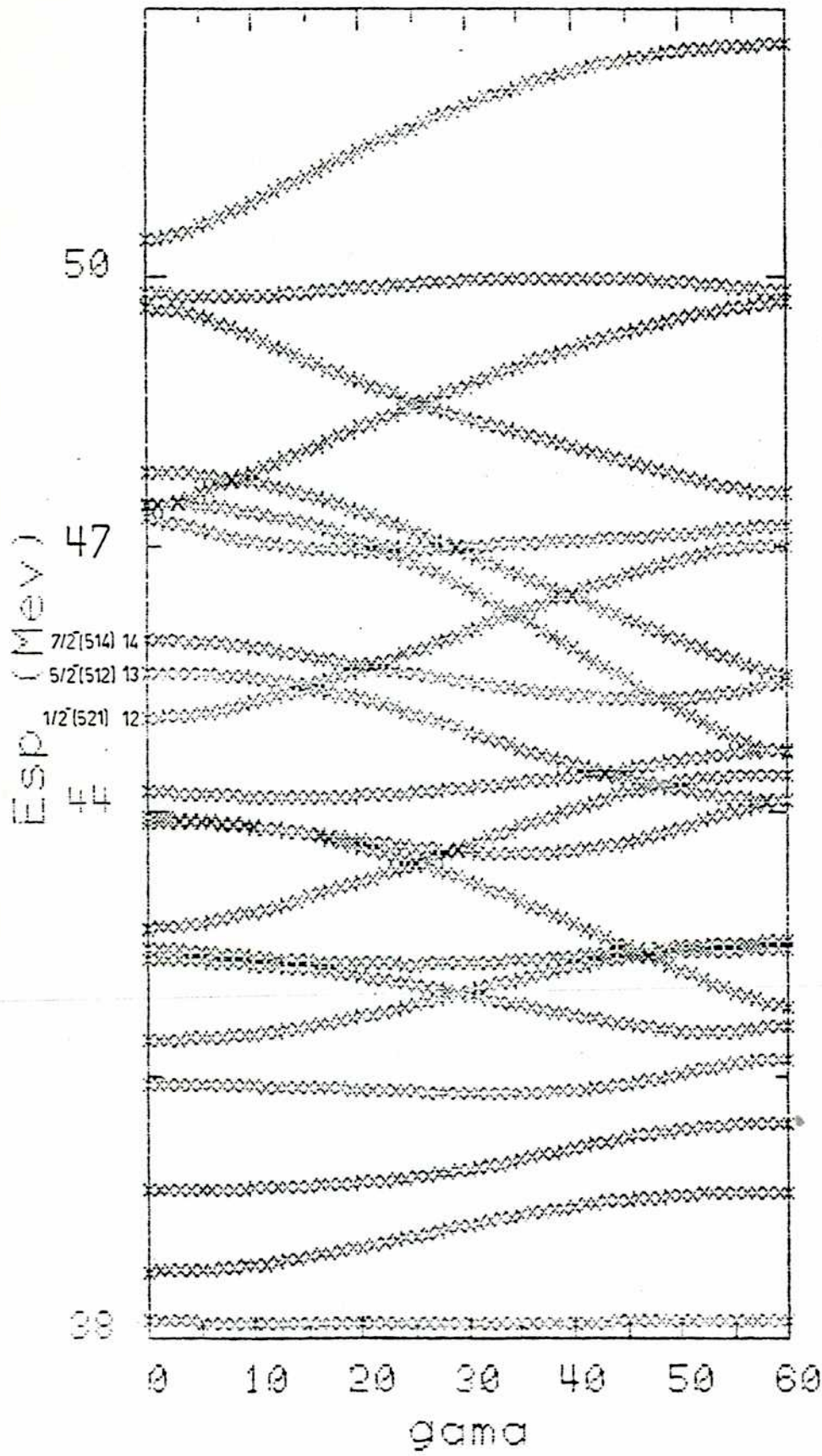


Figura 32.b.2

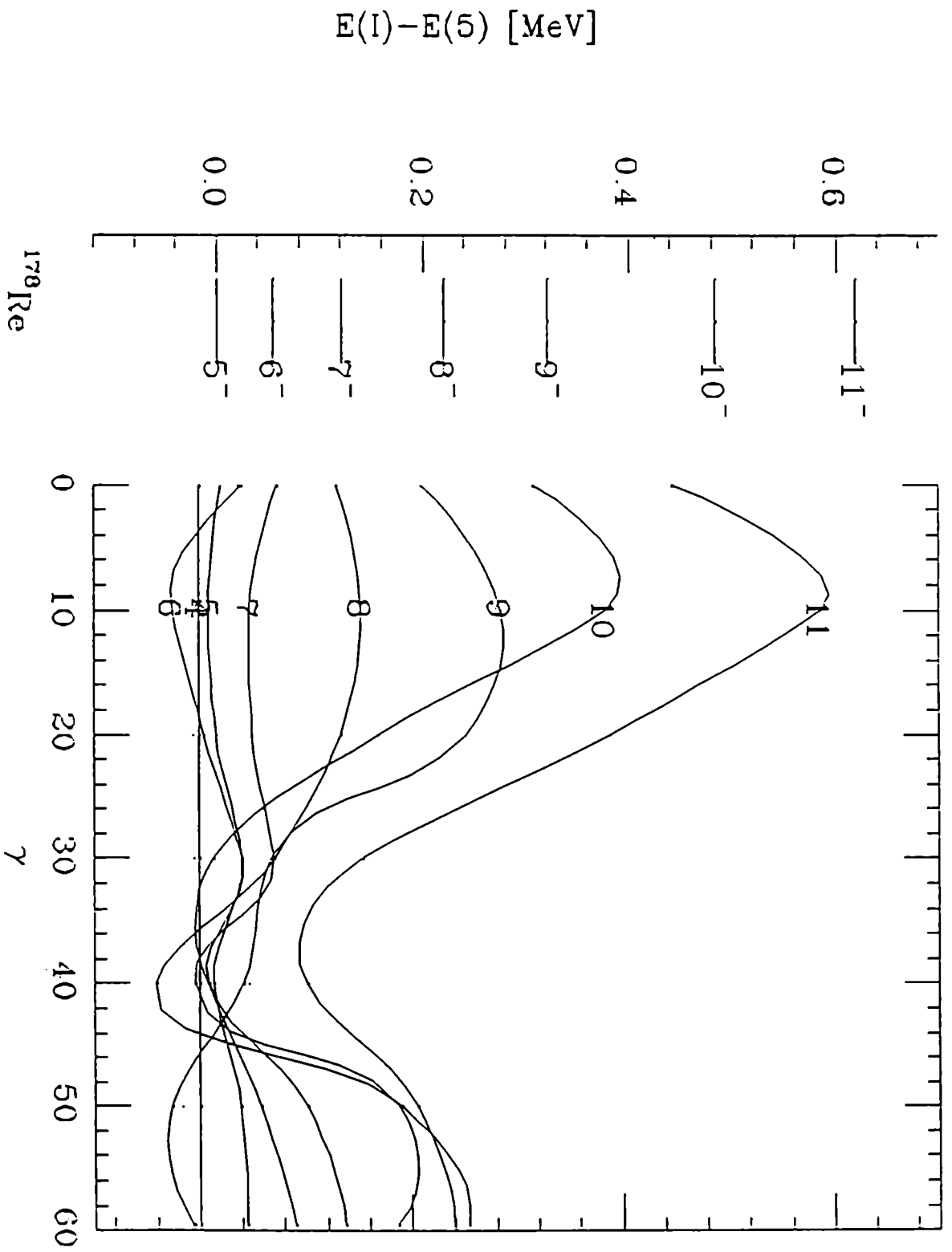


Figura 34

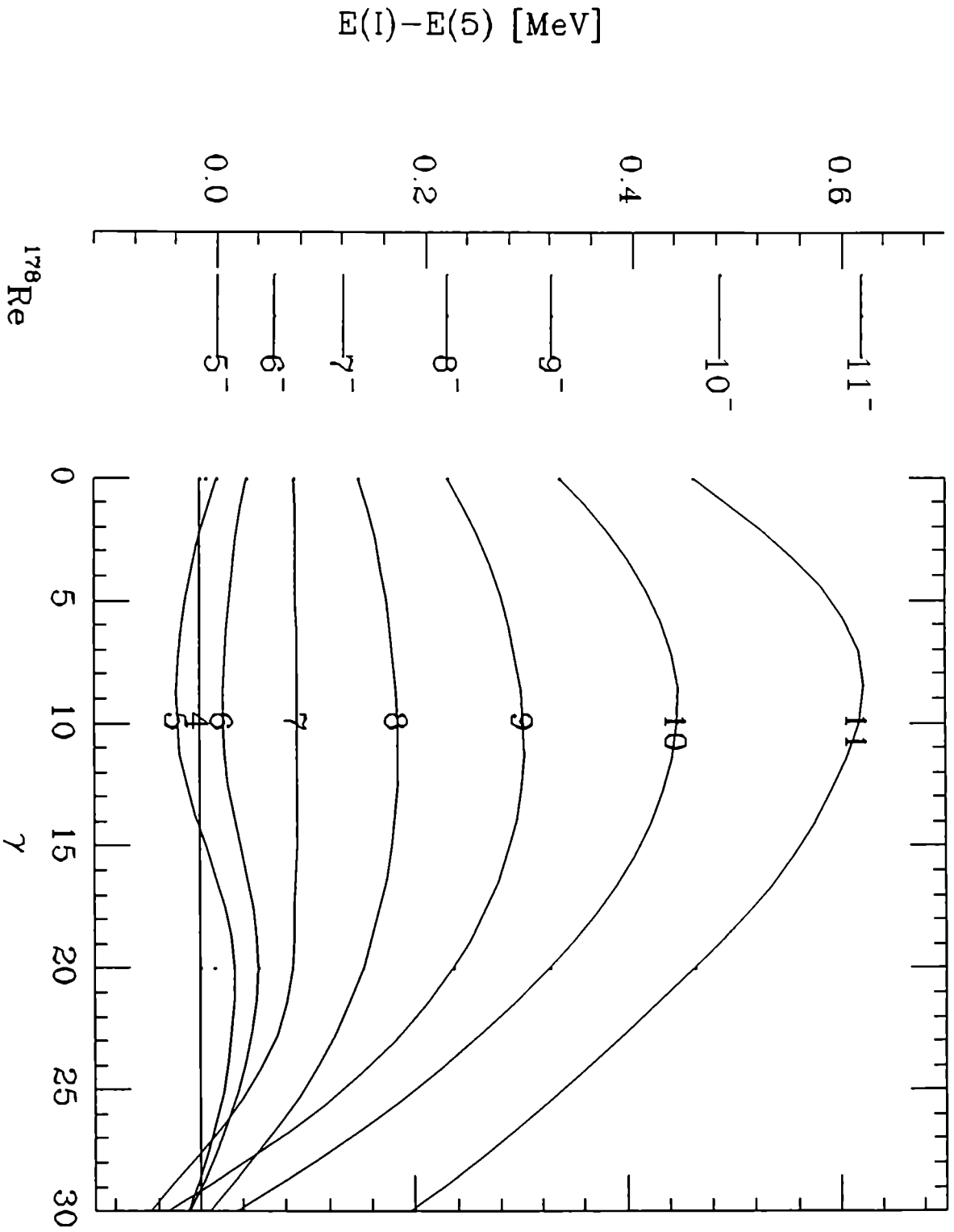


Figura 35

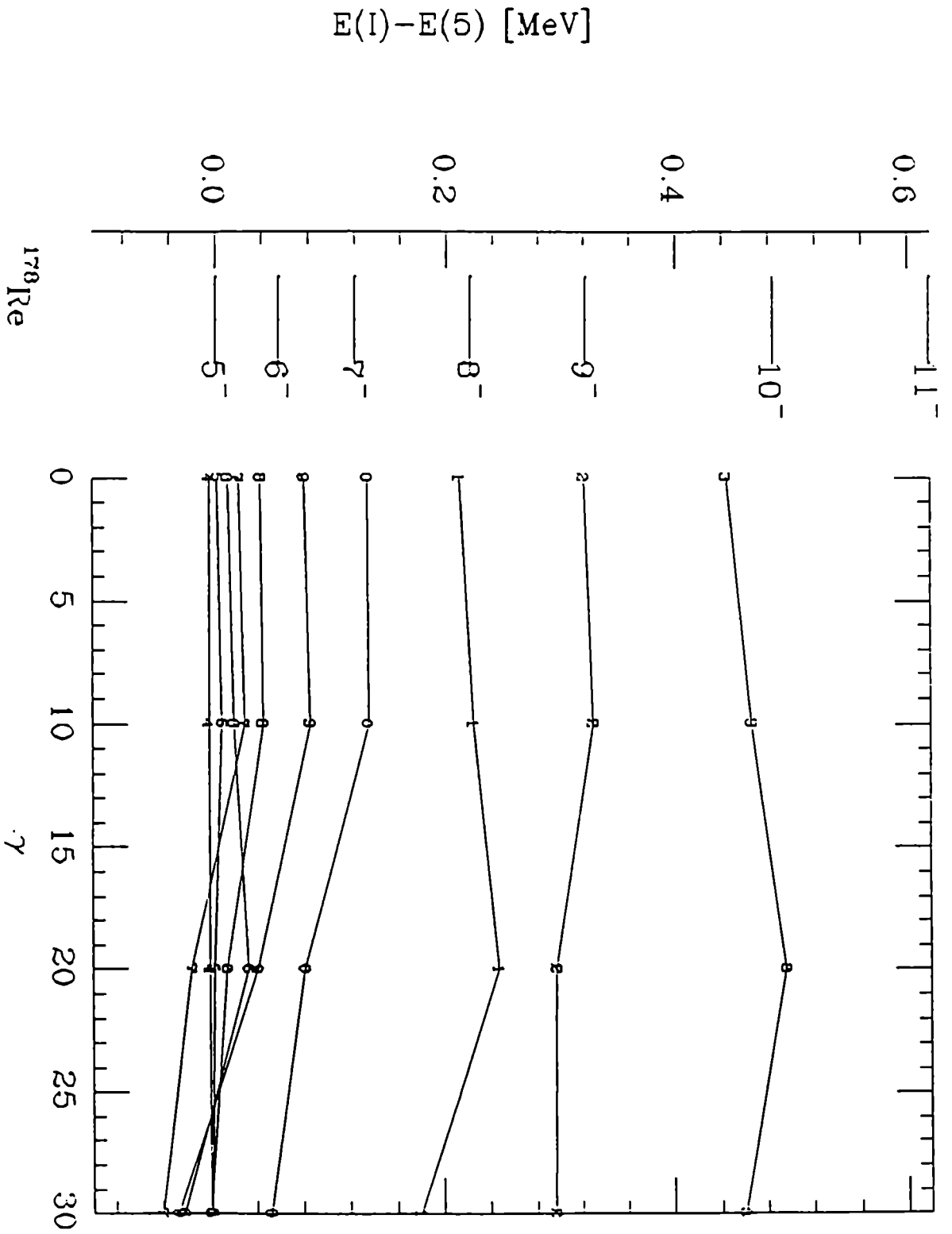


Figura 36



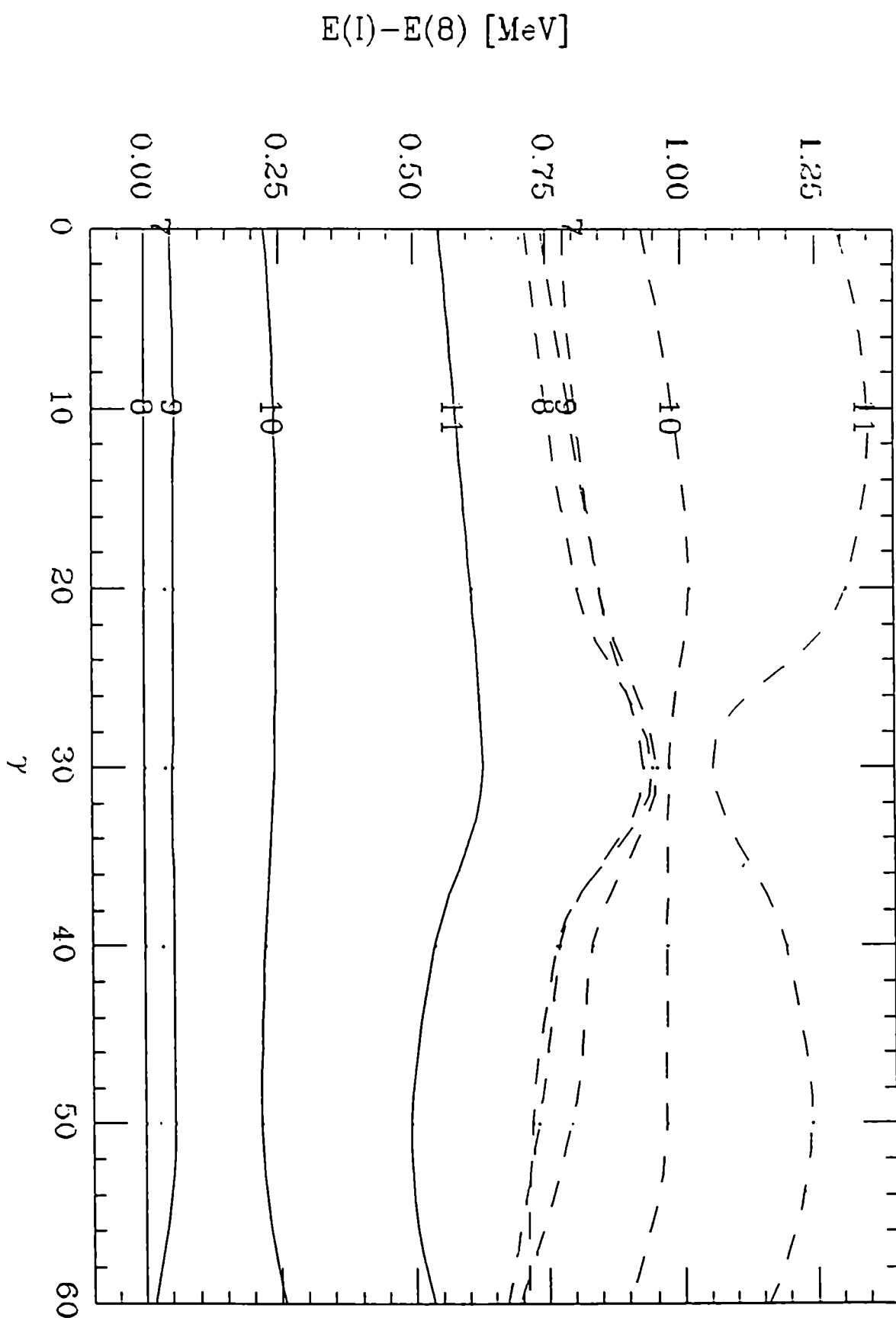


Figura 37

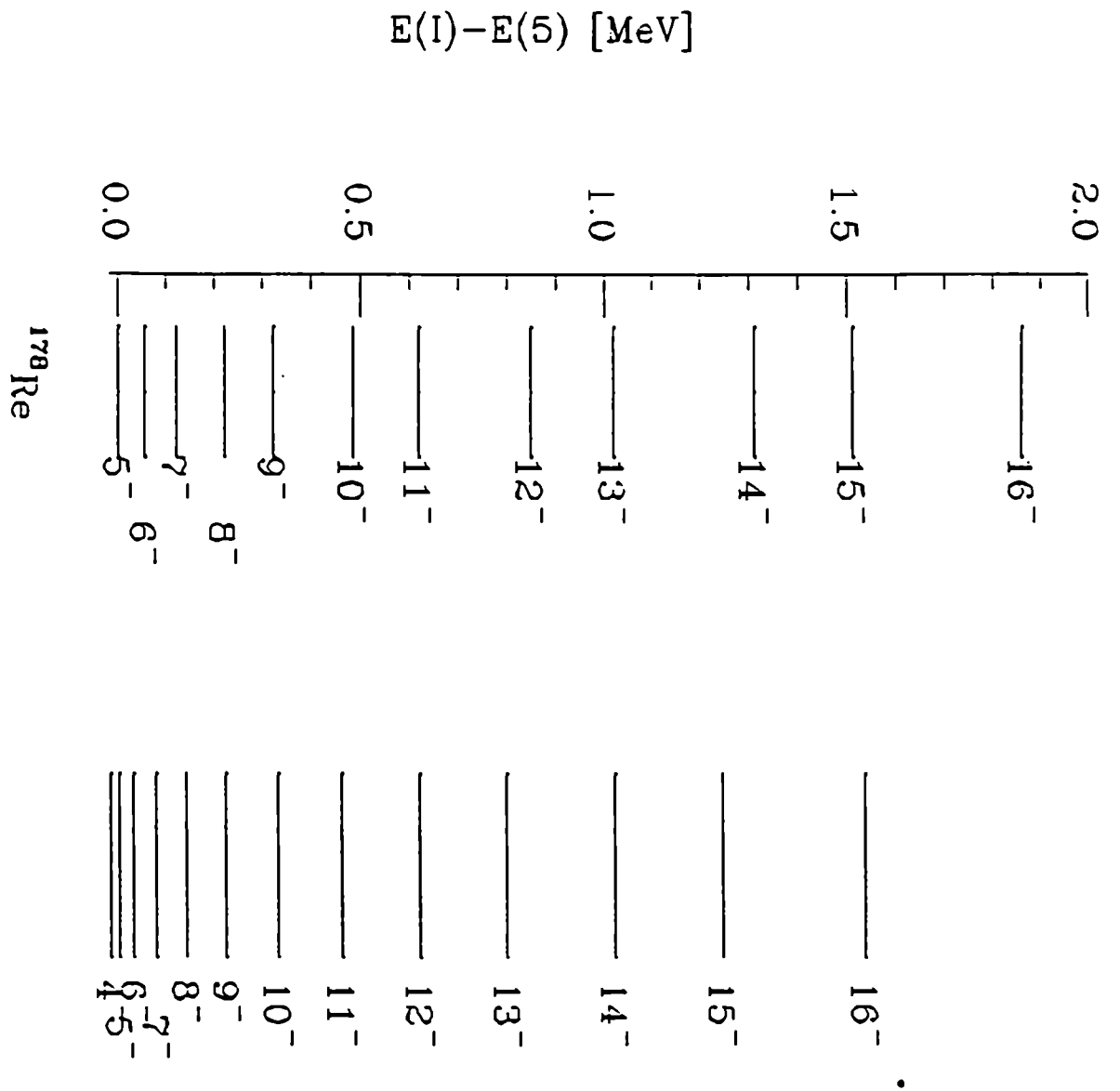
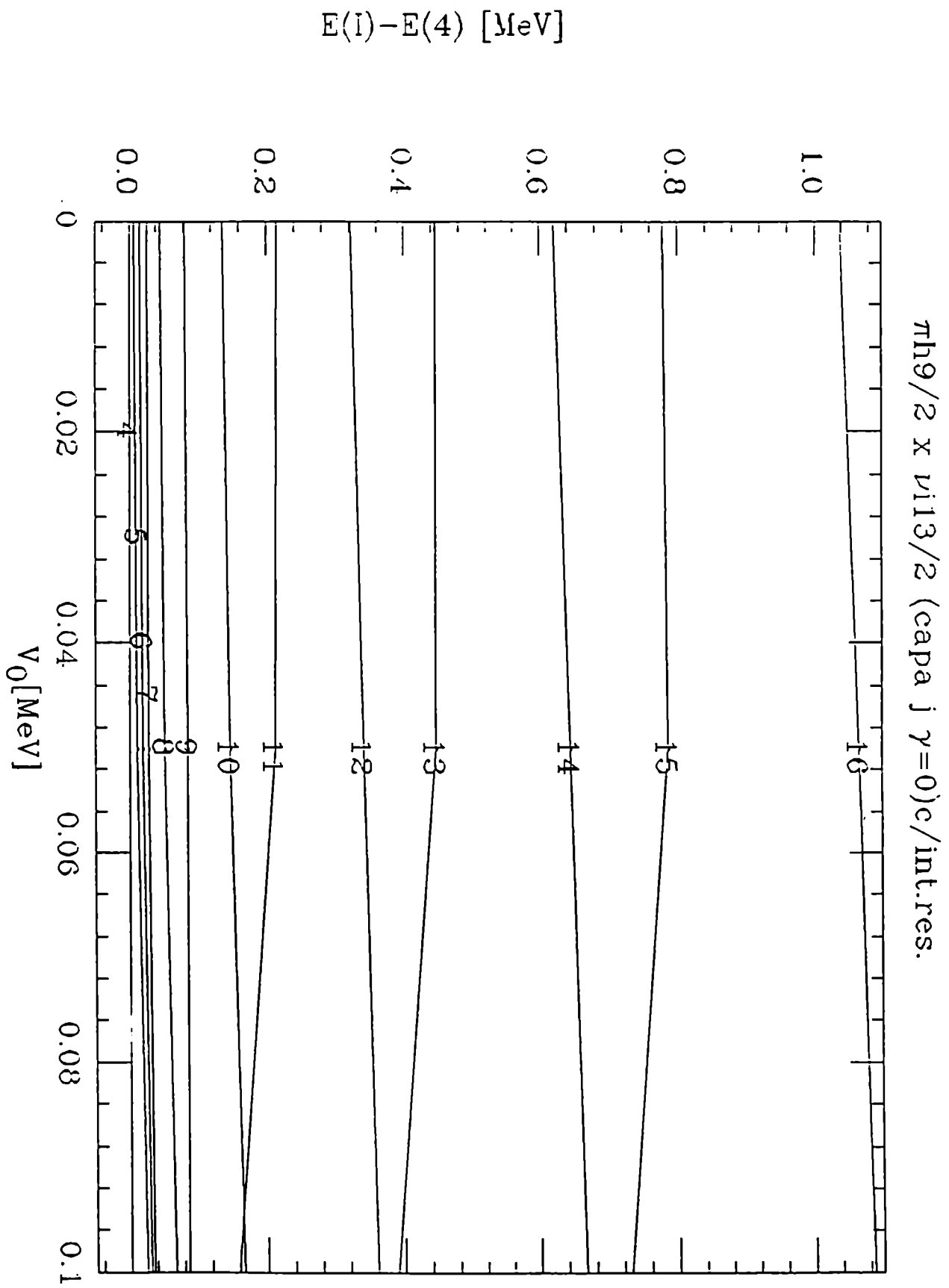


Figura 38.a



$\pi h_{9/2} \times \nu_{13/2}$  (capa j  $\gamma=0$ )c/int.res.

$E(1) - E(4)$  [MeV]

$V_0$  [MeV]

Figura 38.b

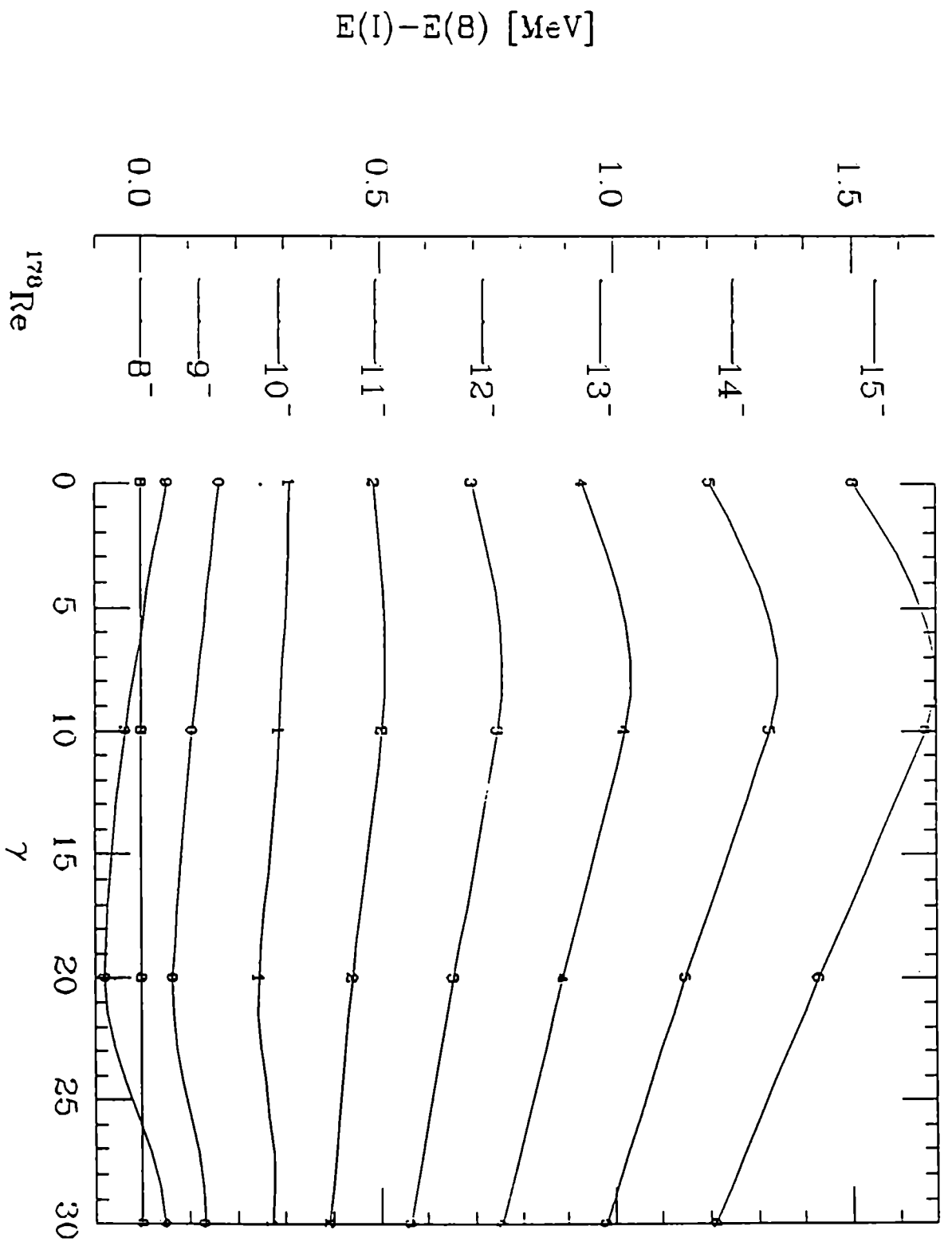


Figura 39

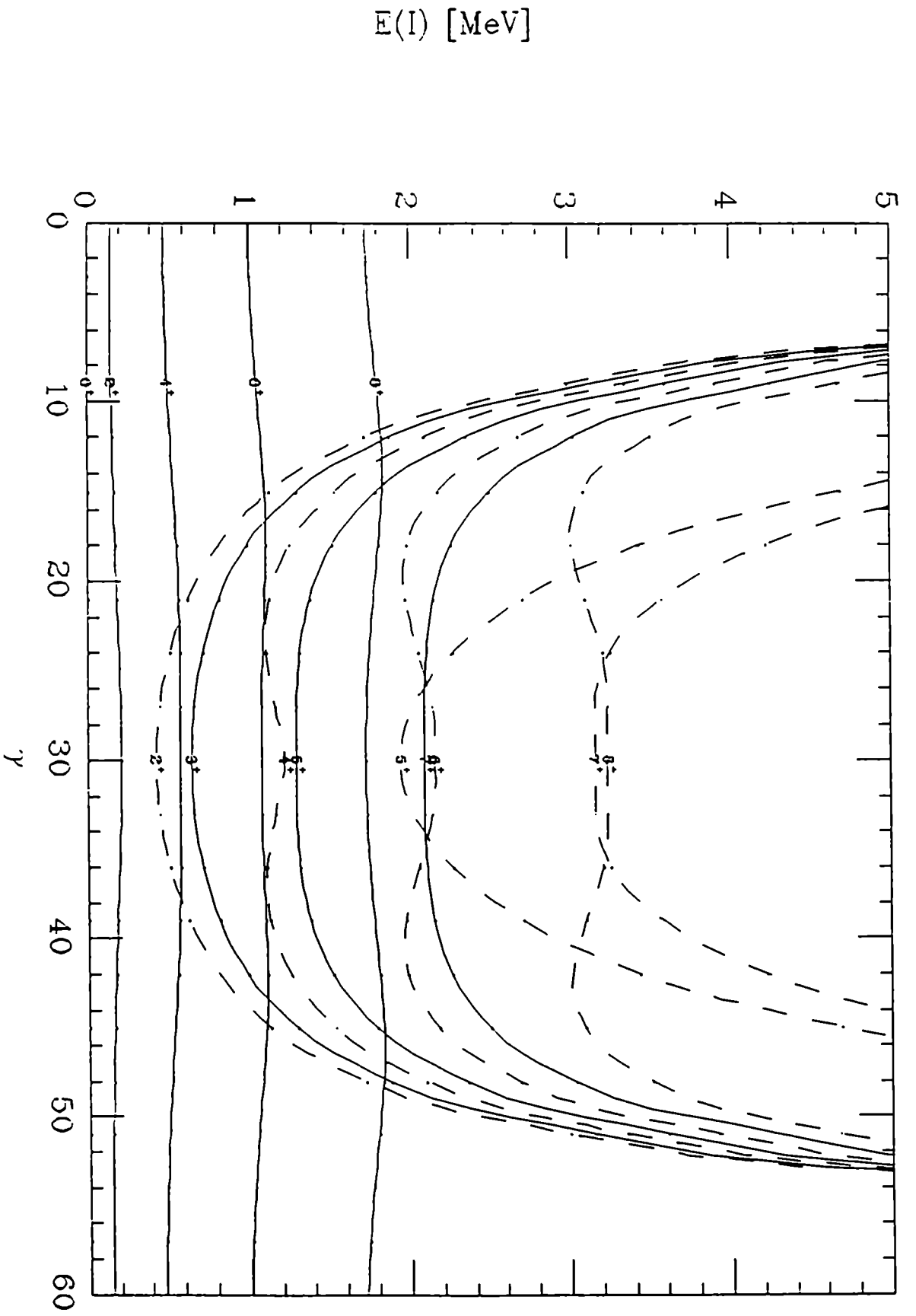


Figura 40

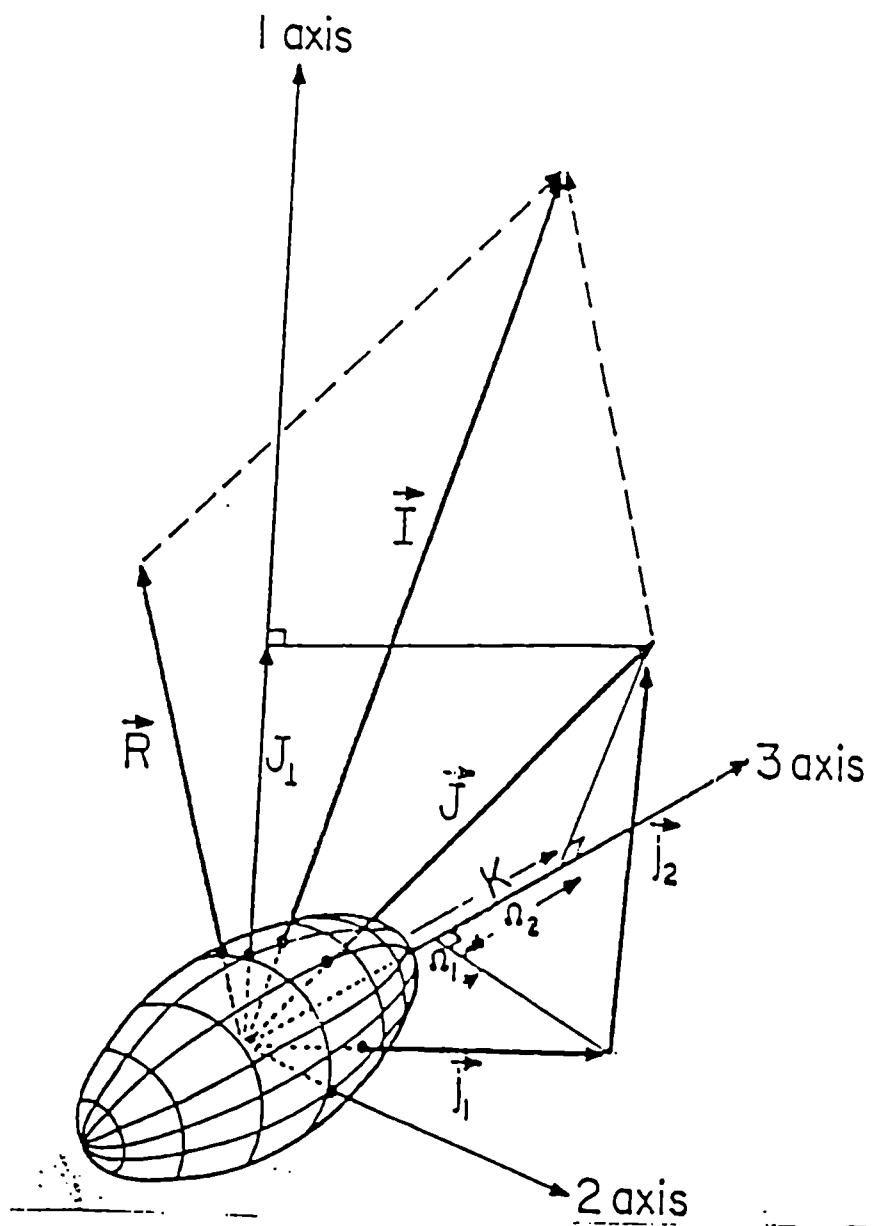


Figura 41

Tabla 1: Energías e intensidades  $\gamma$ , e intensidades totales de acuerdo a la asignación de multipolaridades, de la reacción  $^{189}\text{Tm}(^{12}\text{C},\text{Sn})$  a 82 MeV.

$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$ (unidades) (arb.)	$I_t$ (unidades) (arb.)	Multipolaridad asignada
70.5	100(19)	100(20)	M1
99.5	46(22)	81(38)	M1
122.6	35(6)	40(7)	M1
161.1	49(3)	33(2)	M1
197.4	93(3) <sup>a</sup>	46(2) <sup>a</sup>	M1
223.2	24(3)	10(2)	M1
171.6	84(5)	35(2)	E2
268.0	66(5)	21(2)	E2
359.5	46(5) <sup>b</sup>	14(2)	E2
441.0	33(3) <sup>b</sup>	9(1) <sup>b</sup>	E2
510.0	29(5) <sup>b</sup>	8(2) <sup>b</sup>	E2
148.8	16(2)		
158.9	20(2)		

<sup>a</sup> contaminado con  $^{19}\text{F}$ .

<sup>b</sup> de espectros de coincidencia.

Tabla 2: Energías, intensidades  $\gamma$  e intensidades totales de acuerdo a la asignación de multipolaridades, de la reacción  $^{189}\text{Tm}(^{12}\text{C}, 4n)$  a 70 MeV.

$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$ (unidades) (arb.)	$I_t$ (unidades) (arb.)	Multipolaridad asignada
38.8	52(12) <sup>a</sup>	103(24) <sup>a</sup>	E1
123.3	25(2)	100(5)	M1
165.9	35(3)	80(7)	M1
202.1	17(6)	29(10)	M1
223.5	14(2)	22(2)	M1
159.7	12(1)	20(2)	E2
263.0	14(4)	16(4)	E2
360.8	9(1)	9(1)	E2
447.6	8(1)	8(1)	E2
54.1	22(9) <sup>a</sup>	136(51) <sup>a</sup>	M1
65.9	26(9) <sup>a</sup>	113(40) <sup>a</sup>	M1
99.7	15(1)	97(4)	M1
101.4	15(1)	97(5)	M1
161.7	16(2)	39(2)	M1
135.1	12(1)	41(3)	M1
120.0	9(3) <sup>a</sup>	28(9) <sup>a</sup>	E2
201.1	10(3)	18(5)	E2
296.8	22(2)	25(2)	E2
397.4	20(2)	21(2)	E2
492.9	17(5)	17(6)	E2
196.1	27(3)	49(5)	M1
243.0	11(1)		
253.7	21(2)		

<sup>a</sup> Cotas inferiores obtenidas de espectros de coincidencia.



Tabla 3: Energía  $\gamma$  e intensidades totales de transición en coincidencia con los rayos de 70.5 y 171.5 keV.

Ventana 70.5 keV		Ventana 171.5 keV	
$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma^a$	$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma^b$
99.5	100(8)	268.0	100(12)
122.4	53(3)	359.7	57(7)
161.1	33(3)	441.4	38(9)
197.4	19(2)	510.0	35(7)
223.1	10(1)		

<sup>a</sup> Multipolaridad asignada M1.

<sup>b</sup> Multipolaridad asignada E2.

Tabla 4: Energía  $\gamma$  e intensidades totales de transición en coincidencia con los rayos de 38.8, 165.9 y 161.7 keV .

Ventana 38.8 keV		Ventana 165.9 keV		Ventana 161.7 keV	
$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma^a$	$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma^b$	$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma^c$
123.3	100(13)	38.8	100(13)	54.1	95(14)
165.9	91(14)	123.3	97(8)	65.9	80(9)
202.1	81(14)	202.1	39(6)	99.7	100(9)
		223.0	14(4)	101.4	100(9)
		196.1	18(6)	135.1	29(5)
				201.1	12(3)

<sup>a</sup> Multipolaridad asignada M1.

<sup>b</sup> Multipolaridad asignada M1 excepto para el rayo de 38.8 keV, el cual es E1.

<sup>c</sup> Multipolaridad asignada M1 excepto para el rayo de 201.1 keV, el cual es E2.

Tabla 5: Coeficientes de conversión interna de transiciones en  $^{176,177}\text{Re}$

$E_\gamma$ (keV)	$\alpha_{exp}^a$	$\alpha_{theor}^b$	
		E2	M1
161.1	L: 0.08(3)	.29	.185
171.5	K: 0.23(7)	.25	.96
359.5	K: 0.05(2)	.037	.128
193.0 <sup>c</sup>	K: 1.3(6)	.187	.694
301.6 <sup>c</sup>	K: 0.08(3)	.056	.19
	L: 0.015(5)	.022	.031
413.7 <sup>c</sup>	K: .04(2)	.026	.088

<sup>a</sup> Sólo se consignan resultados para aquellas líneas cuyos errores son menores que el 50%

<sup>b</sup> Extraído de ref.30.

<sup>c</sup> Transiciones en el  $^{177}\text{Re}$  extraídas de ref.27.

**Tabla 6:** Deformación cuadrupolar  $\beta$ , a partir de  $E(2_1^+)$  en los par-par.

Nucleo	$E(2_1^+)$ [MeV]	$\beta$	$\beta$ promedio
$^{176}W$	0.1089	0.254	0.241
$^{176}Os$	0.1352	0.228	
$^{178}W$	0.1062	0.254	0.241
$^{178}Os$	0.1317	0.228	

Table 7: Deformación cuadrupolar  $\gamma$ , a partir de la comparación de los cocientes de las energías experimentales de los primeros estados de las bandas de los estados fundamentales con la energía del  $2_2^+$ , con los cocientes de las energías que se calculan en el rotor triaxial rígido con momentos de inercia irrotacionales.

Nucleo	$\frac{E(2_1^+)}{E(2_1^+)_{exp}}$ [MeV]	$\frac{E(2_1^+)}{E(2_1^+)_{teor}}$ [MeV]	$\frac{E(4_1^+)}{E(2_1^+)_{exp}}$ [MeV]	$\frac{E(4_1^+)}{E(2_1^+)_{teor}}$ [MeV]	$\frac{E(6_1^+)}{E(2_1^+)_{exp}}$ [MeV]	$\frac{E(6_1^+)}{E(2_1^+)_{teor}}$ [MeV]	$\gamma$ (grados)
$^{178}W$	0.0978	0.092	0.3167	0.305	0.6408	0.632	12
$^{180}W$	0.1028	0.108	0.335	0.357	0.683	0.738	13
$^{178}Os$	0.1708	0.167	0.516	0.543	0.987	1.10	16
$^{182}Os$	0.142	0.146	0.450	0.476	0.891	0.973	15

Tabla 8: Esquemas de acoplamiento en núcleos doblemente impares.

$\nu$	$\pi$	normal $\Omega$ puro $\Delta I = 1$	Distorsionada Coriolis j grande $\Delta I = 1, \text{stagg.}$	Desacoplada $\Delta I = 2$
normal $\Omega$ puro $\Delta I = 1$	normal $\Omega$ puro $\Delta I = 1$		comprimida $\Delta I = 1$	semidesacoplada $\Delta I = 1$ no stagg.
Distorsionada Coriolis j grande $\Delta I = 1, \text{stagg}$			Distors. Coriolis $\Delta I = 1, \text{stagg}$	semidesacoplada $\Delta I = 1, \text{stagg}$
Desacoplada $\Delta I = 2$				Doblemente desacoplada $\Delta I = 2$

Tabla 9: Parámetros de inercia,alineamientos y desviaciones de  $J_0$  and  $J_1$  para bandas desacopladas en la región de  $A \simeq 178$ .

Nucleus	$I^\pi$	$K^b$	$\alpha^c$	$J_0/\hbar^2$ [MeV <sup>-1</sup> ]	$J_1/\hbar^4$ [MeV <sup>-3</sup> ]	$i$ [ $\hbar$ ]	$\delta J_0/\hbar^2$ [MeV <sup>-1</sup> ]	$\delta J_1/\hbar^4$ [MeV <sup>-3</sup> ]
<sup>174</sup> W	0 <sup>+</sup>	0	0	26.05	175.83	0		
<sup>176</sup> W	0 <sup>+</sup>	0	0	27.20	134.47	0		
<sup>178</sup> W	0 <sup>+</sup>	0	0	28.07	102.64	0		
<sup>177</sup> Re	9/2 <sup>-</sup>	1/2	1/2	30.64	61.98	3.11	3.44	-72.49
<sup>179</sup> Re	9/2 <sup>-</sup>	1/2	1/2	31.35	73.34	3.30	3.28	-29.30
<sup>175</sup> W	1/2 <sup>-</sup>	1/2	1/2	34.89	173.03	0.44	8.84	-2.82
<sup>177</sup> W <sup>na</sup>	1/2 <sup>-</sup>	1/2	1/2	33.49	128.87	0.445	6.29	-5.6
<sup>179</sup> W	1/2 <sup>-</sup>	1/2	1/2	32.09	84.71	0.45	4.02	-17.93
<sup>176</sup> Re	5 <sup>+</sup>	1/2	1	39.45	56.72	3.07	13.40	-119.13
<sup>178</sup> Re	5 <sup>+</sup>	1/2	1	36.95	54.28	3.51	9.75	-80.19

<sup>a</sup> Los valores para estos núcleos han sido obtenidos por interpolación lineal entre <sup>175</sup>W and <sup>179</sup>W.

<sup>b</sup> Valor adoptado de K.

<sup>c</sup> Signatura (ref.64).

Tabla 10: Energías de excitación, valores de  $K$  y momentos de inercia extraídos de las bandas de los núcleos impares y par-par de la región de masa  $A \simeq 178$ .

Nucleus	$\Omega[Nn_3\Lambda]$	$E(\text{MeV})$	$K_1$	$K_2$	$J/\hbar^2[\text{MeV}^{-1}]$	$\delta J/\hbar^2[\text{MeV}^{-1}]$
$^{177}\text{Re}$	9/2 <sup>-</sup> [514]	$X(\simeq 0.04)$	4.66		33.60	6.08
	5/2 <sup>+</sup> [402]	(0.085)	3.35		28.50	0.98
	1/2 <sup>-</sup> [541]	0.0		1.58	33.39	5.87
$^{179}\text{Re}$	9/2 <sup>-</sup> [514]	$X(\simeq 0.04)$	4.75		33.23	4.90
	5/2 <sup>+</sup> [402]	0.0	2.89		28.27	-0.06
	1/2 <sup>-</sup> [541]	0.065		1.38	34.16	5.83
$^{175}\text{W}$	1/2 <sup>-</sup> [521]	0.0		0.18	37.74	11.19
	5/2 <sup>-</sup> [512]	0.104	2.25		37.92	11.37
	7/2 <sup>+</sup> [633]	0.235		1.17	37.11	10.56
$^{177}\text{W}$	1/2 <sup>-</sup> [521]	0.0		0.15	34.81	7.29
	5/2 <sup>-</sup> [512]	0.114			(36.32)	(8.80)
	7/2 <sup>+</sup> [633]	$X(0.272)$				
$^{179}\text{W}$	7/2 <sup>-</sup> [514]	0.0	3.85		37.52	9.19
	1/2 <sup>-</sup> [521]	0.222		0.13	33.78	5.45
	9/2 <sup>+</sup> [624]	0.309		1.17	33.39	4.96
	5/2 <sup>-</sup> [512]	0.430			34.72	6.39
$^{177}\text{Os}$	1/2 <sup>-</sup> [521]	0.0		0.21	38.50	16.29
	5/2 <sup>-</sup> [512]	0.152	2.29		43.21	20.99
	7/2 <sup>+</sup> [633]	0.301		0.25	24.27	2.06
$^{179}\text{Os}$	1/2 <sup>-</sup> [521]	0.0		0.18	33.44	10.71
	7/2 <sup>-</sup> [514]	0.146	4.38		35.27	12.54
	7/2 <sup>+</sup> [633]	0.243		-0.07	28.09	5.36
$^{174}\text{W}$	0 <sup>+</sup>				26.55	
$^{176}\text{W}$	0 <sup>+</sup>				27.52	
$^{178}\text{W}$	0 <sup>+</sup>				28.33	
$^{176}\text{Os}$	0 <sup>+</sup>				22.21	
$^{178}\text{Os}$	0 <sup>+</sup>				22.73	
$^{180}\text{Os}$	0 <sup>+</sup>				22.64	



Tabla 11: Aproximación de orden cero al espectro del  $^{176}\text{Re}^a$

	$\bar{\pi}\Omega^*[Nn_3\Lambda]$ E[MeV]	1/2 <sup>-</sup> [541] 0.0	5/2 <sup>+</sup> [402] 0.085	9/2 <sup>-</sup> [514] $\simeq 0.04$
$\bar{\nu}\Omega^*[Nn_3\Lambda]$ E[MeV]				
1/2 <sup>-</sup> [521] 0.0		3 <sup>+</sup> 0.0	3 <sup>-</sup> 0.085	5 <sup>+</sup> $\simeq 0.04$
5/2 <sup>-</sup> [512] 0.128		3 <sup>+</sup> 0.128	5 <sup>-</sup> 0.213	7 <sup>+</sup> $\simeq 0.168$
7/2 <sup>+</sup> [633] <sup>b</sup> 0.268		4 <sup>-</sup> 0.268	6 <sup>+</sup> 0.353	8 <sup>-</sup> $\simeq 0.308$

<sup>a</sup> Cada entrada en la tabla da el valor de  $K_+ = \Omega_p + \Omega_n$  y la energía de excitación del estado. Las energías del neutrón para  $^{175}\text{W}$  y  $^{177}\text{Os}$  fueron extraídas de refs.42 y 43 y las energías de protón para  $^{177}\text{Re}$  fueron extraídas de refs.27 y 28.

<sup>b</sup> En las bandas de paridad positiva  $\bar{\nu}i13/2$  de esta región los orbitales 7/2<sup>+</sup>[633] y 9/2<sup>+</sup>[624] (y otros de  $\Omega$  más bajos) están fuertemente mezclados.

Tabla 12: Aproximación de orden cero para el espectro del  $^{178}\text{Re}^a$

$\tilde{\nu}\Omega^\pi[Nn_3\Lambda]$ E[MeV]	$\tilde{\pi}\Omega^\pi[Nn_3\Lambda]$ E[MeV]	1/2 <sup>-</sup> [541] 0.032	5/2 <sup>+</sup> [402] 0.042	9/2 <sup>-</sup> [514] $\approx 0.04$
1/2 <sup>-</sup> [521] 0.0		3 <sup>+</sup> 0.032	3 <sup>-</sup> 0.042	5 <sup>+</sup> $\approx 0.04$
5/2 <sup>-</sup> [512] 0.114		3 <sup>+</sup> 0.146	5 <sup>-</sup> 0.156	7 <sup>+</sup> $\approx 0.154$
7/2 <sup>-</sup> [514] 0.146		4 <sup>+</sup> 0.178	6 <sup>-</sup> 0.188	8 <sup>+</sup> $\approx 0.186$
7/2 <sup>+</sup> [633] <sup>b</sup> 0.258		4 <sup>-</sup> 0.290	6 <sup>+</sup> 0.300	8 <sup>-</sup> $\approx 0.298$

<sup>a</sup> Cada entrada en la tabla da el valor de  $K_+ = \Omega_p + \Omega_n$  y la energía de excitación del estado. Las energías del neutrón para  $^{177}\text{W}$  y  $^{179}\text{Os}$  fueron extraídas de refs.42 y 43 y las energías de protón para  $^{177,179}\text{Re}$  fueron extraídas de refs.27 y 28.

<sup>b</sup> En las bandas de paridad positiva  $\tilde{\nu}i13/2$  de esta región los orbitales 7/2<sup>+</sup>[633] y 9/2<sup>+</sup>[624] (y otros de  $\Omega$  más bajos) están fuertemente mezclados.

Tabla 13 : Hamiltonianos y simetrías de los diferentes modelos de particula independiente. ref.64.

Modelo	Hamiltoniano de partícula independiente	Simetrías	Cantidades conservadas
Esférico	$h_{sph}$ =energía cinética + esférica	$\mathcal{R}_x, \mathcal{R}_y, \mathcal{R}_z, \mathcal{P}, \mathcal{T}, \mathcal{R}_G$	$j, K, \pi, N$
Deformado	$h_{def} = h_{sph} + V_{def}$ $V_{def}$ =Potencial de deformación (axial, reflexión)	$\mathcal{R}_z, \mathcal{R}_z(\pi), \mathcal{P}, \mathcal{T}, \mathcal{R}_G$	$K, \alpha, \pi, N$
Cuasipartícula deformada	$h_{qp} = h_{def} - \lambda + \Delta$ $\Delta$ = apareamiento monopolar $\lambda$ =potencial químico	$\mathcal{R}_z, \mathcal{R}_z(\pi), \mathcal{P}, \mathcal{T}$	$K, \alpha, \pi,$
Rotante	$h'_{rp} = h_{def} - \omega j_z$	$\mathcal{R}_z(\pi), \mathcal{P}, \mathcal{R}_0$	$\alpha, \pi, N$
Cuasipartícula rotante	$h'_{qp} = h_{qp} - \omega j_z$	$\mathcal{R}_z(\pi), \mathcal{P}$	$\alpha, \pi$

$\mathcal{R}_i$  Rotaciones.

$\mathcal{P}$  Inversión espacial.

$\mathcal{R}_G$  Rotación en espacio de gauge.

$\mathcal{T}$  Inversión temporal.