

R. 6884

T  
76

Universidad de Sevilla  
Departamento de Física Atómica,  
Molecular y Nuclear

LBS 86540

# ESTUDIOS EXPERIMENTALES DE NÚCLEOS EN ROTACIÓN

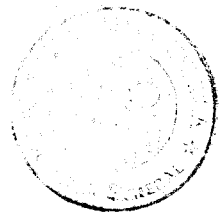
Memoria presentada por  
**José Manuel Espino Navas**  
para optar al grado de Doctor en Física.

Sevilla, Junio de 1990



UNIVERSIDAD DE SEVILLA  
REGISTRO GENERAL  
Cada ejemplar de esta Tesis Doctoral  
al precio de 66 pesetas. 14 del libro  
comprende 131 páginas. 1990  
Sevilla.  
El Jefe del Negociado de Tesis. P.A.

*[Handwritten signature]*



# Índice

## Introducción

<b>1</b>	<b>Bases teóricas</b>	<b>1</b>
1.1	Origen y naturaleza de las correlaciones nucleares . . . . .	1
1.2	Núcleos deformados . . . . .	2
1.2.1	Deformaciones cuadrupolares en el núcleo . . . . .	2
1.2.2	Estados monoparticulares en núcleos deformados. El modelo de Nilsson . . . . .	3
1.2.3	Formas nucleares y su estabilidad . . . . .	5
1.3	“Pairing” . . . . .	7
1.3.1	La interacción de pairing . . . . .	9
1.3.2	Correlaciones de pares . . . . .	12
1.4	Rotación . . . . .	12
1.4.1	El modelo rotacional . . . . .	13
1.4.2	El modelo de “cranking” . . . . .	17
1.4.3	Correlaciones en núcleos en rotación . . . . .	20
1.4.4	Probabilidades de transición para estados rotacionales . . . . .	25
<b>2</b>	<b>Bases y técnicas experimentales</b>	<b>29</b>
2.1	Reacciones de núcleo compuesto . . . . .	29
2.2	Espectrómetros de rayos gamma . . . . .	32
2.2.1	Interacción de la radiación gamma con la materia . . . . .	32
2.2.2	Tipos de detectores más utilizados . . . . .	33
2.2.3	Supresión del Compton . . . . .	35
2.3	“Nordball”, un sistema de detección para espectroscopía . . . . .	35
2.3.1	Descripción general . . . . .	35
2.3.2	Sistema electrónico . . . . .	37
2.4	Estudio de sistemas de anti apilamiento (“PUR”) . . . . .	40
2.4.1	Descripción de los métodos . . . . .	42
2.4.2	Comparación de los métodos . . . . .	47
2.4.3	Problemas derivados del “PUR” interno del ADC . . . . .	48
<b>3</b>	<b>Sistemáticas sobre correlaciones nucleares</b>	<b>51</b>
3.1	Correlaciones “ $N_p N_n$ ” en núcleos en rotación . . . . .	51

3.1.1	El momento de inercia cinemático, $\mathfrak{S}^{(1)}$ , a bajo espín . . .	53
3.1.2	El momento de inercia cinemático, $\mathfrak{S}^{(1)}$ , a alto espín . . .	56
3.1.3	El momento de inercia dinámico, $\mathfrak{S}^{(2)}$ . . . . .	58
3.1.4	La naturaleza microscópica de los momentos de inercia . . .	58
3.2	Rigidez de los núcleos en rotación . . . . .	61
3.2.1	Significado de los parámetros $A$ , $B$ y $E_0$ . . . . .	62
3.2.2	Rigidez en función de $N$ y $Z$ . . . . .	67
3.2.3	Rigidez en función del momento angular . . . . .	72
<b>4</b>	<b>Estudios experimentales: <math>^{171,172}\text{W}</math></b>	<b>74</b>
4.1	Medidas realizadas . . . . .	74
4.2	Métodos generales de análisis de datos . . . . .	77
4.2.1	La matriz de coincidencias gamma-gamma . . . . .	77
4.2.2	Construcción de esquemas de niveles . . . . .	78
4.3	Aspectos del análisis comunes al $^{171}\text{W}$ y el $^{172}\text{W}$ . . . . .	81
4.3.1	Matriz de coincidencias y calibraciones . . . . .	81
4.3.2	Correlaciones angulares . . . . .	81
4.4	El esquema de niveles del $^{171}\text{W}$ . . . . .	84
4.4.1	Las secuencias de paridad positiva . . . . .	89
4.4.2	Las secuencias de paridad negativa . . . . .	92
4.4.3	La secuencia que decae a la $(\pi, \alpha) = (-, 1/2)_1$ . . . . .	94
4.5	El esquema de niveles del $^{172}\text{W}$ . . . . .	96
4.5.1	La secuencia $(+, 0)_1$ ( <i>yrast</i> ) . . . . .	100
4.5.2	La secuencia $(-, 1)_1$ . . . . .	102
4.5.3	La secuencia $(-, 1)_2$ . . . . .	102
4.5.4	Las secuencias $(-, 0)$ . . . . .	104
<b>5</b>	<b>Interpretación de los datos</b>	<b>105</b>
5.1	Transformación de magnitudes experimentales al sistema intrínseco	105
5.2	Notación para los orbitales de cuasipartículas . . . . .	107
5.3	Estructura de las bandas del $^{171}\text{W}$ . . . . .	107
5.3.1	Las secuencias de paridad positiva . . . . .	109
5.3.2	Las secuencias de paridad negativa . . . . .	110
5.3.3	La secuencia que decae a la $(-, 1/2)_1$ . . . . .	110
5.4	Estructura de las bandas del $^{172}\text{W}$ . . . . .	111
5.4.1	La secuencia $(+, 0)_1$ ( <i>yrast</i> ) . . . . .	111
5.4.2	Las secuencias de paridad negativa . . . . .	111
5.5	Transiciones electromagnéticas dependientes de la signatura en el $^{171}\text{W}$ . . . . .	114
	<b>Resumen y conclusiones</b>	<b>119</b>
	<b>Referencias</b>	<b>122</b>

## Introducción

En el estudio de los modos colectivos nucleares, la rotación ocupa un lugar muy importante. Ya en 1937, Bohr y Kalckar propusieron por primera vez que el núcleo pudiera manifestar cierto tipo de rotación colectiva. Las primeras observaciones de bandas rotacionales no fueron posibles, sin embargo, hasta principios de los años cincuenta. Desde entonces la rotación nuclear se ha estudiado extensamente. En el campo experimental, los recientes avances en las técnicas de detección han permitido extender estos estudios a regiones anteriormente inaccesibles.

Para que un sistema cuántico pueda rotar es necesario un rasgo de anisotropía que permita definir una dirección privilegiada. En el núcleo, dicho rasgo lo proporcionan las deformaciones de la distribución de densidad. El establecimiento de formas de equilibrio no esféricas se entiende como un resultado de la polarización producida por nucleones que ocupan órbitas muy anisótropas. Se observa aquí una característica esencial de la estructura del núcleo: la estrecha relación entre las facetas monoparticular y colectiva. Por una parte, el potencial que gobierna el movimiento nucleónico es deformado; al mismo tiempo, los propios nucleones son los que dan lugar a dicha deformación.

Las fuerzas centrífuga y de Coriolis presentes en un sistema que rota modifican la estructura interna del núcleo de manera esencial. Es particularmente importante la reducción de la tendencia de los nucleones a "aparearse", es decir, a situarse en órbitas conjugadas con sus momentos angulares acoplados a cero. En ausencia de rotación, el estado de menor energía corresponde al máximo número posible de nucleones apareados. En contraste, a frecuencias de rotación suficientemente altas una configuración con alguno de esos pares roto se hace energéticamente más favorable. El análisis de la estructura nuclear a alto espín proporciona, pues, información sobre estados esencialmente distintos de los encontrados a bajo espín.

Experimentalmente, el estudio de la rotación nuclear se ha visto impulsado en los últimos diez o quince años por una serie de avances técnicos. Estos avances se refieren a los aceleradores de iones pesados y a los sistemas de muchos detectores. Actualmente existe un gran número de aceleradores adecuados para producir, mediante distintas reacciones nucleares, núcleos en estados de alto momento angular. En el campo de los sistemas de detección, los progresos realizados han sido numerosos. Tres pasos han resultado especialmente importantes:

- La introducción de detectores de germanio, cuya resolución, típicamente del 0.3%, es mucho mejor que la de los detectores de yoduro sódico ( $\sim 8\%$ ), utilizados anteriormente para los mismos fines. Al aumentar la resolución, la intensidad se concentra en una región más estrecha de los espectros. Por lo tanto, se obtiene una mayor capacidad de observar

transiciones débiles y de separar las de energías muy próximas.

- La utilización de sistemas que suprimen el efecto Compton. Un alto porcentaje de los rayos  $\gamma$  que llegan a un detector de germanio no se absorben completamente, sino que se dispersan por efecto Compton, dejando en el detector sólo parte de su energía. Representan una contribución importante al fondo de los espectros. Con el uso de sistemas que excluyen estos sucesos se reduce dicho fondo, aumentando la capacidad de observar transiciones débiles.
- El uso de germanato de bismuto (BGO) como anti-Compton, en lugar de ioduro sódico. El primero es más denso y, por tanto, de mayor eficiencia. Ello hace posible que el sistema anti-Compton ocupe menos espacio, con lo que el conjunto de los detectores resulta más compacto. Así se pueden situar más detectores en el sistema, permitiendo reducir el tiempo de medida.

Estos avances han llevado en la actualidad a la disponibilidad de sistemas de muchos detectores, típicamente 20 ó 30. Con ellos se consigue una importante mejora de la calidad de los espectros y una apreciable reducción del tiempo de medida necesario. Los avances en los sistemas de detección han motivado el continuo desarrollo de los sistemas de adquisición y análisis de datos, para cubrir los nuevos requerimientos.

En esta tesis presentamos una serie de contribuciones al estudio de la estructura de núcleos en rotación:

En el capítulo 1 introducimos los conceptos teóricos básicos, con especial énfasis en los efectos de la rotación sobre las correlaciones existentes en el núcleo.

El capítulo 2 se dedica a las bases y técnicas experimentales. Después de tratar aspectos generales, nos centramos en dos puntos más concretos: primero, tratamos un sistema de detección típico para estudios de estados nucleares de alto espín, el "Nordball". A continuación, estudiamos dos métodos para resolver un efecto, el "apilamiento", que representa un problema importante en experimentos con ritmos de cuentas altos.

El capítulo 3 presenta estudios sistemáticos del efecto de la rotación sobre las correlaciones nucleares. Estos estudios son posibles gracias a la abundancia de datos sobre estados de alto espín existentes en la actualidad.

Los capítulos 4 y 5 se dedican al estudio de dos isótopos de wolframio:  $^{171,172}\text{W}$ . En el capítulo 4 se presentan las medidas realizadas, se explican los detalles relativos al análisis de los datos tomados y se discuten los argumentos que llevan a los esquemas de niveles establecidos. En el capítulo 5 nos centramos en la interpretación de los datos obtenidos de esas medidas experimentales.

Finalmente, presentamos el resumen y las principales conclusiones de este trabajo.

# Capítulo 1

## Bases teóricas

### 1.1 Origen y naturaleza de las correlaciones nucleares

El núcleo es un sistema cuántico consistente en un conjunto de fermiones que interactúan entre sí mediante un potencial atractivo, fuerte y de alcance finito. El número de partículas es suficiente para que las interacciones entre todos los nucleones den lugar a correlaciones (por ejemplo, deformación, vibraciones, correlaciones de pares). Dichas correlaciones son resultado de distintas partes del potencial nuclear, y la estructura detallada del núcleo está determinada por la acción combinada de todas ellas.

La deformación nuclear es un fenómeno colectivo asociado con una componente de largo alcance del campo medio nuclear. Este tipo de correlación proviene de la tendencia de cada nucleón a alinear su órbita con el campo medio que producen todos los otros nucleones ("esquema de acoplamiento alineado"). Por otra parte, los nucleones tienden también a acoplarse en pares con momento angular  $I = 0$  ("esquema de acoplamiento por pares"). Un par de partículas de momento angular  $j$  acopladas a  $I = 0$  están especialmente próximas entre sí; por lo tanto, esta correlación está asociada con una componente de corto alcance del campo nuclear. Mediante ella se tiende a que la distribución de densidad sea esférica. La forma del núcleo depende, asimismo, de la energía de ligadura macroscópica (dada por el modelo de la gota líquida) y la repulsión de Coulomb entre los protones.

El que un núcleo sea deformado o esférico depende del balance entre estas tendencias diferentes. La respuesta está íntimamente relacionada con el número de neutrones y protones en la capa de valencia. Los núcleos cercanos a las capas cerradas son esféricos. Cuando se tiene en la capa de valencia un número suficiente de partículas, el acoplamiento alineado domina sobre el acoplamiento por pares. Entonces el núcleo adquiere una deformación estable.

Un núcleo deformado en un estado estacionario debe precesionar en el espacio, pues una distribución de densidad deformada que se encuentra en reposo

viola la invariancia rotacional. De esta forma, el concepto de rotación nuclear aparece como consecuencia directa de la deformación nuclear. A momentos angulares moderados, se espera que la rotación modifique el movimiento de las partículas en el núcleo, al igual que las fuerzas centrífuga y de Coriolis debidas a la rotación terrestre afectan a las corrientes atmosféricas y marítimas. De hecho, veremos que los efectos de la rotación modifican sustancialmente las correlaciones nucleares.

## 1.2 Núcleos deformados

Los primeros modelos para la descripción de la estructura nuclear, el modelo de la gota líquida (macroscópico) y el modelo inicial de partícula independiente (microscópico), llevaban a formas de equilibrio esféricas (excepto para valores de  $Z$  muy altos, para los que la gran repulsión de Coulomb es responsable de deformaciones que conducen, eventualmente, a la fisión). La razón es que, si se tiene una interacción atractiva, la energía potencial es mínima para una superficie mínima si se mantiene el volumen constante. El primer paso importante para comprender la existencia de deformación nuclear lo dio J. Rainwater [Ra 50]. Mostró que la observación de momentos cuadrupolares grandes en muchos núcleos, que el modelo de capas esférico [Ma 49] no logra explicar, se puede entender en términos de la polarización del "core" nuclear por nucleones que se acoplan a él. Brevemente, aunque la energía potencial del "core" es mínima si tiene forma de esfera, la energía de una partícula en un potencial se puede disminuir permitiendo que éste se deforme. Así pues, es posible que la energía más baja del "core" más los nucleones de valencia corresponda a una deformación finita.

Esta idea se encuentra en la base de las teorías sobre espectroscopía nuclear actuales. Hacemos notar la particular importancia de la conexión entre propiedades macroscópicas y microscópicas. Una distribución de densidad deformada genera un campo deformado que afecta al movimiento monoparticular de los nucleones; recíprocamente, los nucleones de valencia, externos al "core", modifican su distribución de densidad.

### 1.2.1 Deformaciones cuadrupolares en el núcleo

Las deformaciones cuadrupolares son las más comúnmente encontradas en el núcleo. Dan lugar a formas elipsoidales (figura 1.1). Los tres semiejes,  $a$ ,  $b$  y  $c$ , se pueden expresar como

$$\begin{aligned} a - R_0 &= R_0 \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta_2 \cos \gamma, \\ b - R_0 &= R_0 \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta_2 \cos\left(\gamma + \frac{2\pi}{3}\right), \end{aligned} \quad (1.1)$$

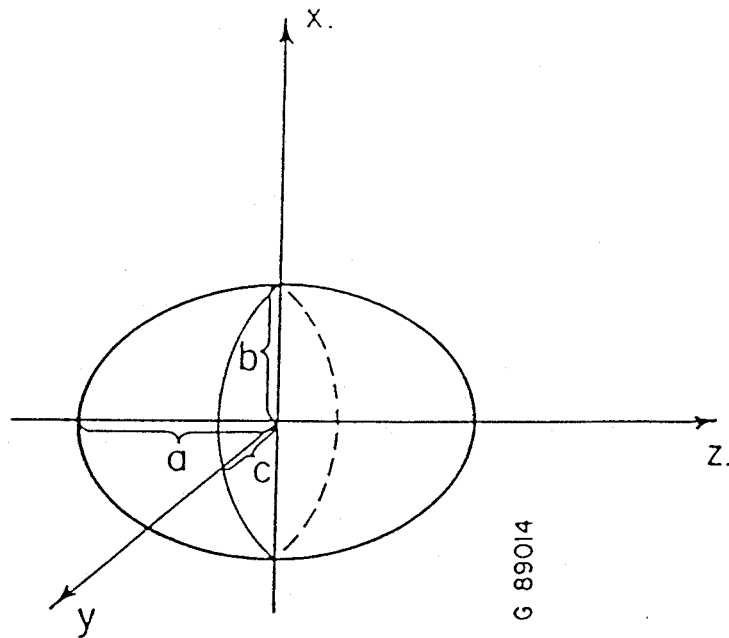


Figura 1.1: Núcleo con una deformación elipsoidal de semiejes  $a$ ,  $b$  y  $c$ .

$$c - R_0 = R_0 \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta_2 \cos\left(\gamma + \frac{4\pi}{3}\right).$$

$R_0 = r_0 A^{1/3}$  ( $r_0 \approx 1.1\text{fm}$  es el radio medio nuclear). Para un valor dado de  $\gamma$ ,  $\beta_2$  caracteriza la magnitud de la deformación (en particular,  $\beta_2 = 0$  para una esfera).  $\gamma$  se relaciona directamente con la triaxialidad. La ecuación (1.1) sigue la denominada "convención de Lund" para la definición de  $\gamma$ . Otra convención, que utiliza  $-\gamma$  en lugar de  $\gamma$  en (1.1), se usa también en la literatura [RS 80].

La figura 1.2 ilustra diferentes formas en función de  $\gamma$ . Las formas con simetría axial corresponden a  $\gamma = N\pi/3$ , con  $N$  entero; en los demás casos el núcleo es triaxial. Todas las deformaciones cuadrupolares posibles se pueden describir con  $0^\circ \leq \gamma \leq 60^\circ$ . El resto de los valores,  $-120^\circ \leq \gamma \leq 0^\circ$ , representan diferentes orientaciones del elipsoide con respecto a un eje fijo; esto es importante para tratar la rotación.

Se puede usar otro parámetro,  $\epsilon_2$ , en lugar de  $\beta_2$ . Se relacionan mediante

$$\epsilon_2 \left(1 + \frac{\epsilon_2}{3}\right) \approx 0.95\beta_2. \quad (1.2)$$

### 1.2.2 Estados monoparticulares en núcleos deformados. El modelo de Nilsson

El modelo de partícula independiente supone que todos los nucleones contribuyen a crear un campo medio, que actúa de manera independiente sobre



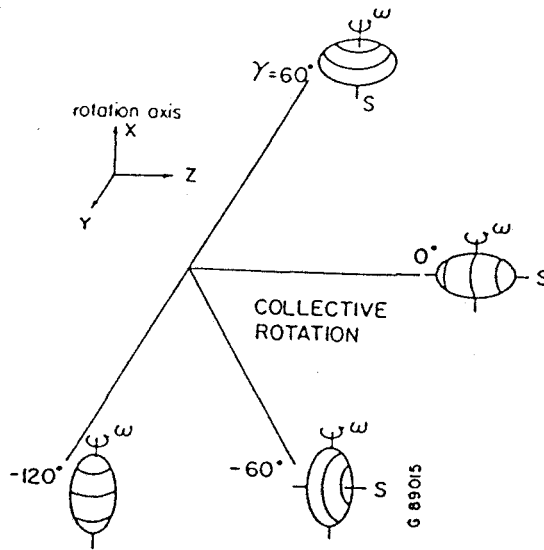


Figura 1.2: Formas nucleares en función de  $\gamma$ , según la convención de Lund (ver texto). La coordenada radial es  $\beta_2$ .

cada nucleón. Aquí vamos a introducir brevemente el modelo de Nilsson, uno de los más estudiados para analizar el movimiento monoparticular en el núcleo.

Para el caso de simetría axial alrededor del eje  $x_3$ , el potencial de Nilsson se escribe así [RS 80]:

$$V_{Nilsson} = V_{osc} - 2\kappa\hbar\dot{\omega}_0[l_t \cdot s - \mu(l_t^2 - \langle l_t^2 \rangle_N)], \quad (1.3)$$

donde

$$V_{osc} = \frac{m\omega_0^2}{2} \left[ \left(1 + \frac{1}{3}\epsilon_2\right)^2 (x_1^2 + x_2^2) + \left(1 - \frac{2}{3}\epsilon_2\right)^2 x_3^2 \right]. \quad (1.4)$$

La deformación cuadrupolar se parametriza mediante  $\epsilon_2$ , y se expresa en función de las componentes de la frecuencia angular,  $w_\perp (= w_1 = w_2)$  y  $w_3$ . Se pueden describir formas triaxiales o deformaciones de multipolaridad más alta añadiendo términos al potencial de oscilador [Ni 69, An 76]. El término de espín-órbita,  $l_t \cdot s$ , y el término dependiente de  $l_t^2$ , deben añadirse para reproducir las estructuras de capas observadas, tales como los números mágicos. El primero de ellos está relacionado con los fuertes efectos de espín-órbita de la fuerza nucleón-nucleón. El término  $l_t^2$  es totalmente fenomenológico, y se incluye para disminuir la energía de los niveles con  $j$  alto.  $\kappa$  y  $\mu$  son parámetros que se ajustan de forma que se reproduzcan los niveles monoparticulares observados. Estos parámetros son distintos para cada capa mayor (determinada por el número cuántico principal,  $N$ ). Finalmente,  $\dot{\omega}_0$  se define mediante la relación  $\dot{\omega}_0^3 = w_1 w_2 w_3$ .

Los niveles monoparticulares de Nilsson se especifican mediante los siguientes números cuánticos: la paridad,  $\pi$ ; la componente del momento angular

monoparticular a lo largo del eje de simetría ( $x_3$ ),  $\Omega$ ; el número cuántico principal,  $N$ ; el número de cuantos de vibración a lo largo del eje de simetría,  $n_3$ ; y la componente del momento angular orbital a lo largo del eje de simetría,  $\Lambda$ . De ellos, sólo  $\pi$  y  $\Omega$  son buenos números cuánticos para una deformación con simetría axial.  $N$ ,  $n_3$  y  $\Lambda$  lo son sólo en el límite de deformaciones muy grandes, y se denominan "números cuánticos asintóticos". Cada nivel,  $[Nn_3\Lambda]\Omega^\pi$ , tiene una degeneración de orden 2, debido a que los estados con  $\pm\Omega$  tienen igual energía. El descenso de la degeneración desde  $(2j + 1)$  para el caso esférico ( $\varepsilon_2 = 0$ ) hasta 2 es consecuencia de la ruptura de la simetría esférica del sistema.

### 1.2.3 Formas nucleares y su estabilidad

La forma que adopta un núcleo está determinada por el balance entre factores de tipo macroscópico y microscópico. Sin considerar el "pairing", que se tratará en la siguiente sección, tenemos: (1) efectos inherentes a las características del movimiento monoparticular (microscópicos); (2) contribuciones de la energía de ligadura macroscópica; y (3) la repulsión electrostática entre los protones. La energía de ligadura macroscópica, que es máxima para un número mínimo de nucleones en la superficie, favorece formas esféricas. La repulsión de Coulomb favorece formas no esféricas; este efecto, que aumenta con  $Z$ , lleva a la fisión de los núcleos más pesados.

Los efectos de la estructura monoparticular de un núcleo se pueden ilustrar examinando un "diagrama de Nilsson" como el de la figura 1.3. En ella se representan las energías monoparticulares para neutrones, calculadas con un potencial de Nilsson axialmente simétrico, en función del parámetro de deformación  $\varepsilon_2$ . En este diagrama concreto  $\varepsilon_2$  positivo representa formas prolatas, mientras que  $\varepsilon_2$  negativo corresponde a formas oblatas.

Para obtener la energía total, se deben sumar las contribuciones de los estados monoparticulares ocupados hasta el número de neutrones dado. Para  $N=82$ , el espectro de estados de neutrones favorece formas esféricas (véase la figura 1.3). Los neutrones que se añaden al sistema con  $N=82$  ocupan los orbitales más bajos de la siguiente capa, cuya energía disminuye rápidamente al aumentar  $|\varepsilon_2|$ . La densidad de estos orbitales es mayor para  $\varepsilon_2 > 0$  que para  $\varepsilon_2 < 0$ ; por lo tanto, en la parte baja de una capa se prefieren deformaciones prolatas. Esta tendencia permanece, aproximadamente, hasta la mitad de la capa. Por encima de este punto, la densidad de niveles es mayor para  $\varepsilon_2 < 0$ , y llega un momento en que se favorecen formas oblatas (en la parte alta de la capa). Cuando la capa se llena de nuevo se prefiere la forma esférica.

Los núcleos que se encuentran en las regiones de transición, donde está cambiando la forma favorecida (por ejemplo de esférica a prolata, en la parte baja de la capa), son "blandos" con respecto a cambios en su deformación, pues el mínimo de la energía en función de los parámetros de deformación es muy poco profundo. Estos núcleos se ven influidos fuertemente por las



fuerzas externas, tales como las relacionadas con rotaciones y con vibraciones de superficie.

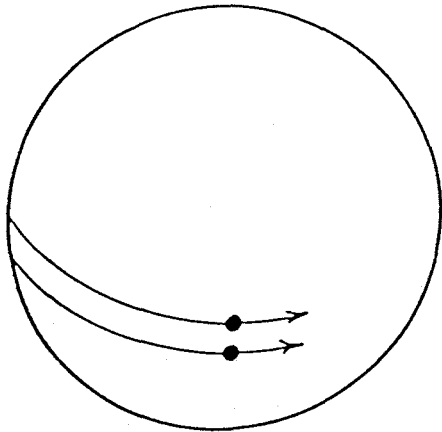
Los orbitales cuya energía disminuye muy rápidamente al aumentar  $|\varepsilon_2|$  juegan un papel especialmente importante en el establecimiento y la estabilidad de la deformación nuclear. Si su pendiente en la figura 1.3 es negativa para  $\varepsilon_2 > 0$ , favorecen formas prolatas; si es positiva para  $\varepsilon_2 < 0$ , favorecen formas oblatas. Centrándonos en las primeras, las pendientes más negativas corresponden a los orbitales provenientes de un nivel de  $j$  alto con menor valor absoluto de  $\Omega$  (los estados de Nilsson con  $\pm\Omega$  son degenerados), es decir, con menor proyección de  $j$  sobre el eje de simetría. Para valores de  $\varepsilon_2$  suficientemente altos, estos niveles se sitúan entre el grupo de los niveles más altos provenientes de capas inferiores, y se denominan "orbitales intrusos". Como veremos, son también muy importantes en relación con la rotación nuclear, porque el efecto de ésta es particularmente fuerte sobre dichos orbitales. Además, permanecen muy puros hasta que el núcleo rota muy rápido, porque tiene paridad opuesta que los orbitales no intrusos que los rodean y, por tanto, no se mezclan con ellos (la paridad se conserva al rotar el núcleo).

Concluimos esta sección con una observación relativa a la relación entre los factores macroscópicos y microscópicos que determinan la forma nuclear. Hemos visto que añadir nucleones a un sistema de capa cerrada (por ejemplo, con  $N=82$ ) favorece formas prolatas, mientras que quitarlos favorece formas oblatas. Estos efectos discutidos son de tipo microscópico. Hay que tener en cuenta, además, las propiedades macroscópicas, como las relacionadas con la tendencia a minimizar la superficie nuclear o la repulsión coulombiana. Por otra parte, no hemos incluido los efectos de "pairing" (que trataremos en la siguiente sección); éstos tienden a generar distribuciones esféricas.

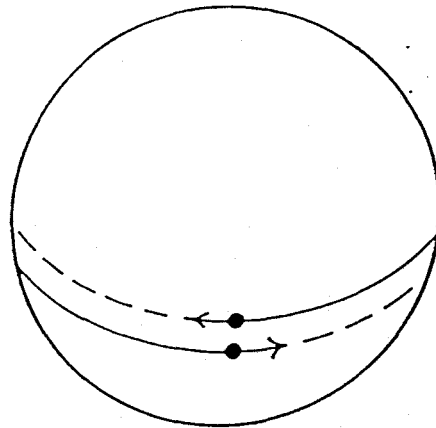
### 1.3 "Pairing"

En el modelo de partícula independiente se supone que los nucleones interactúan mediante un potencial promedio. En esta aproximación se desprecian fuerzas residuales de dos cuerpos, algunas de las cuales pueden tener gran importancia. Una de ellas es la fuerza de "pairing", que estudiamos a continuación.

Consideremos dos neutrones o dos protones. Dado el carácter atractivo, fuerte y de corto alcance de la interacción nuclear, la configuración más favorable que no viola el principio de Pauli se obtiene colocando a los dos nucleones en un par de órbitas conjugadas temporalmente. Esto da lugar al máximo solapamiento entre sus funciones de onda y a una energía mínima. En una imagen clásica, ilustrada en la figura 1.4, los dos nucleones interactúan dos veces cada vez que completan una órbita. Los números cuánticos magnéticos,  $m$ , de los dos nucleones tienen signos opuestos. Si cada vez que interactúan se dispersan isotrópicamente a otro par de órbitas conjugadas, su contribución



Energía más baja, No permitida por el Principio de Pauli.



Garantiza dos interacciones por periodo orbital.

Figura 1.4: Representación clásica de dos nucleones que se mueven en la misma órbita (izquierda) y en órbitas conjugadas (derecha). Ambas situaciones aprovechan muy eficazmente la interacción nuclear. Para dos nucleones del mismo tipo, el principio de Pauli prohíbe la primera de ellas.

al momento angular del sistema es nula.

De hecho, los estados fundamentales de todos los núcleos par-par tienen momento angular cero. Otra manifestación experimental de la existencia de una fuerza de pairing es la gran diferencia de energía en los núcleos par-par entre el estado fundamental, de  $I=0$ , y las excitaciones no colectivas ("energy gap"), en contraste con los núcleos de masa impar [NN66]. La existencia de pairing también está respaldada por la menor energía de ligadura en núcleos de  $A$  impar que en los par-par, relacionada directamente con la disminución de la energía del estado completamente apareado ( $0^+$ ) en los núcleos par-par.

### 1.3.1 La interacción de pairing

En principio, una forma natural de considerar la fuerza residual de corto alcance responsable de estos efectos sería mediante una interacción  $\delta$ . En la práctica, sin embargo, se suele usar la "fuerza de pairing". Esta interacción conserva las características más importantes de una fuerza  $\delta$ , y es más fácil de manejar. En términos de  $a_\nu^+$  y  $a_\nu$ , los operadores de creación y aniquilación para un estado monoparticular,  $\Psi_\nu \equiv \Psi_{jm}$ , y denotando por  $(\bar{\nu})$  el estado conjugado temporal de  $(\nu)$ , la forma más simple de la interacción de pairing se escribe:

$$V_{pair} = -G \sum_{\nu\bar{\nu}} a_\nu^+ a_{\bar{\nu}}^+ a_{\bar{\nu}} a_\nu \quad (1.5)$$

donde se supone que  $G$ , el elemento de matriz de  $V_{pair}$  entre dos pares de estados conjugados, es constante para un conjunto de orbitales de dos o tres capas de oscilador y se anula fuera de éstas. Esta interacción dispersa un par de las órbitas conjugadas  $(\mu, \bar{\mu})$  a todas las  $(\nu, \bar{\nu})$  (dentro del conjunto con  $G \neq 0$ ) con igual probabilidad, es decir, de forma totalmente isótropa. El proceso se ilustra en la figura 1.5a.

Una solución del problema se puede obtener con el método variacional de Bardeen, Cooper y Schrieffer (BCS), aplicado originalmente al estudio de superconductores [BCS57]. Bohr, Mottelson y Pines comprendieron por primera vez la analogía entre los espectros de excitación de los núcleos y los superconductores, lo que llevo a la introducción de la teoría BCS en física nuclear [BMP58]. Se pueden encontrar discusiones detalladas de esta teoría, por ejemplo en [NN66, Ro70 ó RS80].

La función de onda del estado fundamental para un número par de partículas está dada por

$$\phi_0^{BCS} = \prod_{\nu} (U_\nu + V_\nu a_\nu^+ a_{\bar{\nu}}^+) |0\rangle, \quad (1.6)$$

con las condiciones auxiliares

$$U_\nu^2 + V_\nu^2 = 1 \quad (1.7)$$

y

$$2 \sum_{\nu} V_\nu^2 = N, \quad (1.8)$$

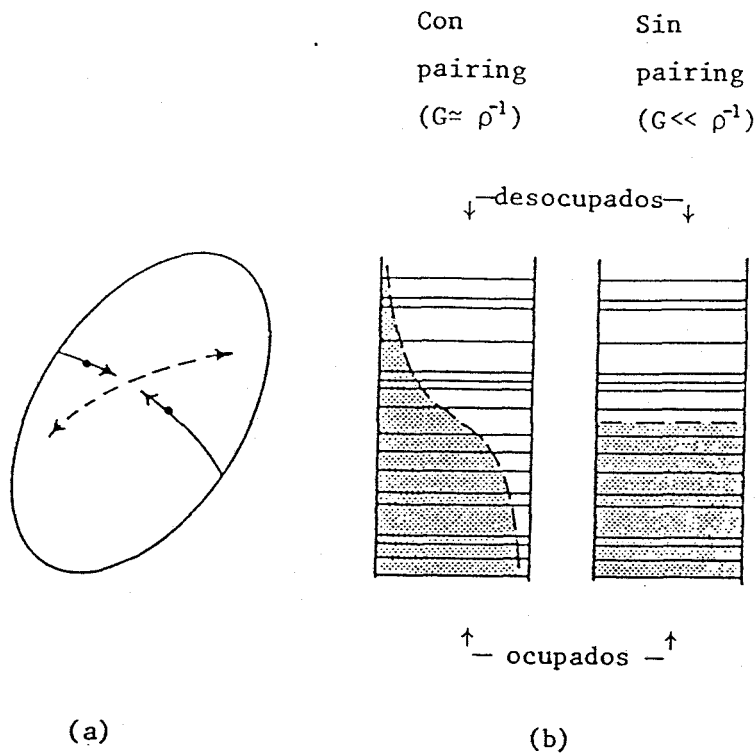


Figura 1.5: (a) Ilustración clásica de la dispersión de dos nucleones desde un par de órbitas conjugadas a otro. (b) Comparación entre la ocupación de niveles para un sistema con correlaciones de pares y otro sin ellas. Se ilustra la difusión del nivel de Fermi debido a los efectos del pairing.

siendo  $N$  el número total de partículas.

La discusión de estados excitados se facilita introduciendo el concepto de "cuasipartículas". El estado fundamental (1.6) de un sistema par se define como el vacío de cuasipartículas. Los estados excitados para dicho sistema consisten en un número par de cuasipartículas. En los sistemas impares, los estados se construyen con un número impar de cuasipartículas; en particular, el estado fundamental es de una cuasipartícula. Los operadores que crean cuasipartículas se definen como

$$\begin{aligned}\alpha_{\nu}^{+} &= U_{\nu}a_{\nu}^{+} - V_{\nu}a_{\bar{\nu}}, \\ \alpha_{\bar{\nu}}^{+} &= U_{\nu}a_{\bar{\nu}}^{+} + V_{\nu}a_{\nu}.\end{aligned}\tag{1.9}$$

Los estados de cuasipartículas son, por lo tanto, combinaciones lineales de los monoparticulares, compuestos de estados de partícula con probabilidad  $U_{\nu}^2$  y de estados de hueco con probabilidad  $V_{\nu}^2$ . Se encuentra que

$$\begin{aligned}U_{\nu}^2 &= \frac{1}{2}\left(1 + \frac{\epsilon_{\nu} - \lambda}{E_{\nu}}\right), \\ V_{\nu}^2 &= \frac{1}{2}\left(1 - \frac{\epsilon_{\nu} - \lambda}{E_{\nu}}\right).\end{aligned}\tag{1.10}$$

Aquí  $\epsilon_{\nu}$  son las energías monoparticulares,  $E_{\nu}$  las energías de cuasipartícula, dadas por

$$E_{\nu} = \sqrt{(\epsilon_{\nu} - \lambda)^2 + \Delta^2}\tag{1.11}$$

con

$$\Delta = G \sum_{\nu} U_{\nu} V_{\nu},\tag{1.12}$$

y  $\lambda$  es el nivel de Fermi para el número de partículas del sistema.

La figura 1.5b ilustra la estructura del estado fundamental de BCS (vacío de cuasipartículas). Cuando  $G$  es mucho menor que el espaciado entre niveles monoparticulares,  $\rho_{-1}$ , los efectos de la interacción (1.5) son despreciables. Entonces el estado fundamental se construye llenando todos los estados monoparticulares, en orden creciente de energía, hasta completar el número de partículas dado. Se dice entonces que en este sistema no existen correlaciones de pares. Se tiene  $V^2 = 1$  y  $U^2 = 0$  por debajo del nivel de Fermi,  $\lambda$ , y  $V^2 = 0$  y  $U^2 = 1$  por encima de  $\lambda$ . Por el contrario, si  $G$  es suficientemente grande para que la dispersión de los pares sea apreciable, se modifican los números de ocupación. Para un estado monoparticular dado, tanto  $U$  como  $V$  pueden ser distintos de cero, obteniéndose una superficie de Fermi difusa. El producto  $UV$  es mayor para estados cercanos al nivel de Fermi,  $\lambda$ .

La cantidad  $\Delta$  es particularmente importante. De la ecuación (1.12) vemos que da una medida de la difusión de la superficie de Fermi. Además, como el estado excitado de energía menor en un núcleo par-par se construye con dos cuasipartículas, la ecuación (1.11) implica que no existen excitaciones en este modelo con  $E < 2\Delta$ . Por supuesto pueden existir estados colectivos no



descritos con el BCS con una energía menor. El valor promedio de  $\Delta$  en función de la masa es  $\Delta \sim 14/\sqrt{A}$ .

El tratamiento aquí descrito no es válido cuando el espaciado entre niveles es grande comparado con  $G$ . En este caso la interacción de pairing no es suficientemente fuerte para deformar el campo medio; el potencial (1.5) da lugar a "vibraciones de pairing", que se pueden estudiar mediante la "aproximación de fases aleatorias (RPA)" [BM 75].

### 1.3.2 Correlaciones de pares

Aunque la fuerza de pairing tiende a establecer una distribución de densidad esférica, donde más se pueden aprovechar sus efectos es en los núcleos deformados. La razón está ligada a la disminución de la degeneración de  $(2j+1)$  a 2 al romperse la simetría esférica. Esto hace que aumente, en general, el número de estados cercanos al nivel de Fermi, por lo que la dispersión entre los distintos pares de órbitas conjugadas (figura 1.5a) resulta ser más fácil en los núcleos deformados que en los esféricos.

En un sistema en que esta dispersión es apreciable se dice que existen "correlaciones de pares". Ya hemos discutido efectos importantes de estas correlaciones, tales como la gran diferencia de energía entre el estado fundamental y las excitaciones no colectivas en núcleos par-par. Según el modelo anterior, estas correlaciones pueden llegar a deformar el campo medio, obteniéndose un valor de  $\Delta$  distinto de cero.

Experimentalmente se observa que dicho  $\Delta$  es, en general, mayor en los núcleos deformados que en los esféricos; esto refleja el carácter más fuerte en los primeros de las correlaciones de pares.

## 1.4 Rotación

La rotación es uno de los modos nucleares colectivos mejor establecidos y más detalladamente estudiados. Se manifiesta en la aparición de secuencias de niveles, llamadas bandas rotacionales, con una estructura muy característica: en cada secuencia el nivel con espín  $I$  tiene una energía aproximadamente proporcional a  $I(I+1)$  y, generalmente, decae al estado con espín  $I-2$  mediante una transición  $E2$  muy colectiva. El espectro observado es, por tanto, similar al de un sólido que rotara con momento angular  $I$ .

En mecánica cuántica un sistema esférico no puede rotar colectivamente. Se necesita una cierta anisotropía que permita definir la orientación espacial del sistema en su conjunto. En el núcleo, los grados de libertad rotacionales se relacionan con deformaciones de la distribución de densidad. Para muchos fines es conveniente introducir un sistema de coordenadas en el que la orientación de dicha distribución permanece invariable, denominado "sistema intrínseco".

El hecho de que las transiciones entre los niveles de una secuencia o banda sean  $E2$  se asocia al carácter principalmente cuadrupolar de la deformación.

En núcleos con  $A$  impar, debido al momento dipolar magnético del nucleón desapareado, también se observan transiciones con  $\Delta I = 1$ , cuyo carácter es mezcla de  $M1$  y  $E2$ . Aunque menos comunes, son posibles otro tipo de deformaciones, por ejemplo la octupolar, pudiendo entonces observarse otras transiciones con carácter colectivo.

### 1.4.1 El modelo rotacional

Vamos a exponer en este apartado las ideas básicas del modelo rotacional, discutiendo también dos límites interesantes. Tratamos sólo deformaciones cuadrupolares, aunque en principio el modelo se puede aplicar a casos más generales. Un tratamiento detallado puede encontrarse, por ejemplo, en [SF 74, RS 80].

La orientación de un núcleo respecto al sistema de laboratorio se puede caracterizar por las direcciones de los ejes del sistema intrínseco ligado a él. Sean  $\theta_k$  los tres ángulos de Euler que definen dicha orientación. Si el núcleo consiste en  $A$  nucleones, el número de grados de libertad es  $3A$  (aparte de los asociados al espín, que no consideramos ahora). El Hamiltoniano se puede escribir en función de 3 variables colectivas,  $\theta_k$ , y  $3A - 3$  variables intrínsecas,  $\xi_i$ :

$$H = H_{int}(\xi_i) + H_{col}(\theta_k) + H_{acop}(\xi_i, \theta_k). \quad (1.13)$$

El término  $H_{acop}$ , a diferencia del caso traslacional, nunca es nulo para sistemas con significado físico; en él aparecen las variables  $\theta_k$  y  $\xi_i$  de forma no separable.

El modelo rotacional supone que  $H_{int}$  depende de  $3A$  variables, es decir, un número igual al de grados de libertad. Esas variables se suelen tomar como las coordenadas de los nucleones referidas al sistema intrínseco,  $\mathbf{r}'_i = (x_1, x_2, x_3)$ . Ello implica la inclusión de tres variables redundantes en (1.13). Para tener esto en cuenta de alguna manera, se adopta la aproximación de que, vistos desde el sistema de referencia intrínseco, los nucleones se mueven independientemente en un potencial deformado cuyos ejes coinciden con los de ese sistema. Esto no incluye exactamente la relación entre las variables  $\mathbf{r}'_i$  y los ángulos de Euler,  $\theta_k$ , pero la tiene en cuenta de alguna manera en valor medio. Entonces, el  $H_{int}$  de (1.13) viene dado por un potencial deformado. Por otra parte, la existencia de espectros rotacionales hace pensar en tomar  $H_{acop}$  como perturbación. Así, en primera aproximación el Hamiltoniano queda:

$$H = H_{int}(\mathbf{r}'_i) + H_{col}(\theta_k). \quad (1.14)$$

Con la separación de variables propuesta, el operador momento angular se puede escribir como suma de una parte,  $\mathbf{j}$ , que actúa sobre las coordenadas internas y otra,  $\mathbf{R}$ , que actúa sobre las coordenadas colectivas:

$$\mathbf{I} = \mathbf{j} + \mathbf{R}. \quad (1.15)$$

La función de ondas total del sistema será autoestado de  $I^2$  y de una proyección de  $I$  sobre un eje, por ejemplo  $I_z$ , con autovalores  $I$  y  $M$ , respectivamente:  $|\Psi_M^I\rangle$ .

A esta función de ondas se le impone que verifique una serie de simetrías internas del sistema, relacionadas con cierta arbitrariedad en la elección del sistema de ejes intrínseco [SF 74]. A partir de ahora supondremos una deformación del potencial intrínseco cuadrupolar con simetría axial respecto del eje  $X_3$ . Se tienen entonces las dos siguientes condiciones:

1)  $|\Psi_M^I\rangle$  debe permanecer invariante ante cualquier rotación del sistema intrínseco alrededor del eje de simetría,  $X_3$ :

$$e^{-i\theta R_3} |\Psi_M^I\rangle = |\Psi_M^I\rangle. \quad (1.16)$$

Esto implica la igualdad de los números cuánticos,  $K$  y  $\Omega$ , correspondientes a las proyecciones sobre el eje  $X_3$  de  $I$  y  $j$ , respectivamente:

$$K = \Omega \quad (1.17)$$

Esta igualdad entre  $K$  y  $\Omega$  expresa el hecho de que el momento angular generado por la rotación colectiva,  $R$ , es perpendicular al eje de simetría.

2)  $|\Psi_M^I\rangle$  también ha de ser invariante bajo una rotación de un ángulo  $\pi$  del sistema intrínseco alrededor de un eje perpendicular al de simetría. Tomando este eje como el  $X_1$ :

$$\mathcal{R}_1 |\Psi_M^I\rangle \equiv e^{-i\pi R_1} |\Psi_M^I\rangle = |\Psi_M^I\rangle. \quad (1.18)$$

Para el tipo de deformaciones supuesto, el Hamiltoniano colectivo de la ecuación (1.14) se puede escribir como:

$$H_{col} = \frac{R_1^2 + R_2^2}{2\mathfrak{S}}, \quad (1.19)$$

donde  $\mathfrak{S}$  es un parámetro del modelo que está relacionado con un momento de inercia nuclear. Poniendo  $H_{col}$  en función de  $I$  y  $j$ , queda [RS 80]:

$$H_{col} = H_{rot} + H_{rec} + H_{cor}, \quad (1.20)$$

siendo:

$$H_{rot} = \frac{I^2 - I_3^2}{2\mathfrak{S}} \quad (1.21)$$

$$H_{rec} = \frac{1}{2\mathfrak{S}}(j_1^2 + j_2^2) \quad (1.22)$$

$$H_{cor} = -\frac{1}{\mathfrak{S}}(I_1 j_1 + I_2 j_2) = -\frac{1}{2\mathfrak{S}}(I_+ j_- + I_- j_+) \quad (1.23)$$

Los términos (1.21)-(1.23) tienen distinta importancia relativa en diferentes situaciones. A continuación vamos a estudiar dos límites interesantes.

### Límite de acoplamiento fuerte

Este límite se alcanza cuando el efecto de  $H_{cor}$  (ec. 1.23) sobre el movimiento monoparticular es mucho menor que el efecto de la deformación. Para ello, o bien ésta ha de ser grande o los elementos de matriz de  $H_{cor}$  han de ser pequeños. Estos elementos de matriz son suma de términos del tipo  $[(I(I+1) - K^2)(j(j+1) - \Omega^2)]^{1/2}$ . Por lo tanto, son pequeños: (a) para valores bajos de  $j$  y/o  $I$ ; o (b) si  $j$  no es bajo, para valores altos de  $\Omega$ .

En principio, la simetría axial alrededor del eje  $X_3$ , que estamos suponiendo, junto con el hecho de que el movimiento intrínseco no se ve apenas perturbado por la rotación (pues el término  $H_{cor}$  es despreciable), llevarían a que  $K$  ( $= \Omega$ ) fuera buen número cuántico. La función de ondas sería, entonces:

$$\Psi_{M,K}^I = \sqrt{\frac{2I+1}{8\pi^2}} \Phi_K(\mathbf{r}'_i) D_{MK}^{I*}(\theta_k), \quad (1.24)$$

donde  $\Phi_K(\mathbf{r}'_i)$  es autoestado de  $H_{int} + H_{rec}$  (ec. 1.13 y 1.22) y  $D_{MK}^{I*}(\theta_k)$  de  $H_{rot}$  (ec. 1.21). Sin embargo, esto es incompatible con la restricción impuesta por la simetría (1.18), ya que el operador  $\mathcal{R}_1$  cambia  $K \rightarrow -K$ . Exigiendo que se verifique (1.18) se obtiene:

$$\Psi_M^I(K) = \sqrt{\frac{2I+1}{8\pi^2}} (\Phi_K D_{MK}^{I*} + (-1)^{I-j} \Phi_{-K} D_{M-K}^{I*}), \quad (1.25)$$

siendo  $K \geq 0$ . Esta forma de la función de ondas introduce un cierto acoplamiento entre los grados de libertad internos ( $\mathbf{r}'_i$ ) y externos ( $\theta_k$ ).

El espectro de energías correspondiente viene dado por:

$$E_K(I) = E_{int} + \frac{1}{2\mathfrak{S}} (I(I+1) - K^2), \quad (1.26)$$

que, para un valor dado de  $K$ , corresponde a una banda rotacional.

En este límite hemos despreciado por completo la interacción de Coriolis. En primer orden en teoría de perturbaciones, se obtiene una contribución no nula solamente para  $K = 1/2$  [SF 74, RS 80]. En tal caso:

$$E_{K=1/2}(I) = E_{int} + \frac{1}{2\mathfrak{S}} \left\{ I(I+1) - \frac{1}{4} + a \left( I + \frac{1}{2} \right) (-1)^{I+\frac{1}{2}} \right\}, \quad (1.27)$$

donde  $a$  es el "factor de desacoplamiento", definido como:

$$a = \langle \Phi_{1/2} | j_+ | \Phi_{-1/2} \rangle. \quad (1.28)$$

Esto significa que los niveles con valores impares de  $I + 1/2$  sufren un desplazamiento respecto de aquéllos con  $I + 1/2$  par. Este efecto se observa experimentalmente en un gran número de bandas con  $K = 1/2$ . El valor de  $a$  depende de los autoestados de  $j^2$  presentes en la expresión de  $\Phi_{1/2}$ . Si aparecen

niveles con  $j$  grande, el término de Coriolis es muy fuerte y este límite no es válido.

Otro caso particular digno de mención corresponde a  $K = 0$ . Para  $K > 0$ , el momento angular total de una banda puede tomar los valores  $I = K, K + 1, K + 2, \dots$ . Sin embargo, para  $K = 0$  se encuentra [SF 74] que la simetría  $\mathcal{R}_1$  (ec. 1.18) lleva a:

- Si  $\mathcal{R}_1\Phi_0 = \Phi_0 \quad \longrightarrow \quad I = 0, 2, 4, 6, \dots$
- Si  $\mathcal{R}_1\Phi_0 = -\Phi_0 \quad \longrightarrow \quad I = 1, 3, 5, 7, \dots$

Un ejemplo importante de bandas con  $K = 0$  e  $I$  par lo constituyen las bandas construidas sobre el estado fundamental de los núcleos par-par.

Otra simetría importante es la inversión espacial. Si la deformación del potencial intrínseco es invariante frente a ella, es decir, si  $[H_{int}, \mathcal{P}] = 0$ , entonces todos los estados de una banda tienen la misma paridad. Este es el caso para las deformaciones cuadrupolares.

### Límite de desacoplamiento

Este límite corresponde al desacoplamiento del movimiento colectivo del núcleo y el monoparticular asociado a una partícula de valencia situada en un orbital  $j$ . Es válido para una región bastante amplia de deformaciones intermedias, para las que la dependencia de  $K$  que proviene del Hamiltoniano intrínseco y la que proviene de la parte colectiva se cancelan mutuamente.

Si el término de Coriolis, (1.23) (que es función de las componentes de  $\mathbf{I}$  y  $\mathbf{j}$  perpendiculares al eje de simetría) es apreciable, se puede considerar que el Hamiltoniano conmuta con  $j_1$ , siendo  $X_1$  el eje de rotación. Entonces, en este límite las energías de los estados de una banda se caracterizan por el número cuántico asociado a  $j_1$ , que llamamos  $\alpha$ , además del momento angular total  $I$ . Se tiene [RS 80]:

$$E(I, \alpha) = \text{const.} + \frac{1}{2\mathfrak{S}}(I - \alpha)(I - \alpha + 1) \quad (1.29)$$

La condición (1.18) lleva, en este caso, a que  $I - \alpha$  debe ser par. Al igual que en el límite anterior, para deformaciones tales que  $[H_{int}, \mathcal{P}] = 0$ , todos los estados de una banda tienen la misma paridad. Así pues, para un valor de  $\alpha$  se tiene una banda rotacional con estados de  $I = \alpha, \alpha + 2, \alpha + 4, \dots$ , todos de igual paridad. Es claro que los estados de menor energía para un valor de  $I$  determinado son los que tienen  $\alpha = j$ , es decir, un mayor alineamiento con  $\mathbf{I}$ . Se denominan "estados favorecidos".

Un caso típico de este límite se da en ciertos núcleos poco deformados, donde se observan bandas de núcleos impares con  $\Delta I = 2$  que son totalmente equivalentes a las de sus vecinos pares [RS 80]. Podemos citar también el caso de bandas de núcleos con  $A$  impar basadas en un estado monoparticular  $i_{13/2}$ . Para valores bajos de  $I$ , se observa una banda con acoplamiento fuerte con  $\Delta I = 1$ . Sin embargo, pronto los niveles con  $I + 1/2$  par se desplazan con

relación a los de  $I + 1/2$  impar, teniéndose al final dos bandas separadas con  $\Delta I = 2$ .

Una consecuencia notable del alineamiento de  $j$  con  $I$  es el fenómeno denominado “cruce entre bandas”, que se explica como un alineamiento del momento angular  $j$  de dos nucleones con valores de  $j$  altos. Este fenómeno se estudiará más adelante (sección 1.4.2).

### 1.4.2 El modelo de “cranking”

El modelo de “cranking”, sugerido originalmente por Inglis [In 54,55], es uno de los modelos teóricos más útiles para describir estados de alto espín. Su ventaja principal es que combina en el mismo formalismo la descripción de estados de rotación colectiva y de configuraciones monoparticulares de alto espín. Básicamente, la idea de este modelo consiste en considerar que el sistema de ejes intrínseco rota con el núcleo a una frecuencia constante,  $\omega$ , alrededor de un eje fijo (que se suele tomar como el  $X_1$ ). El potencial,  $V$ , que gobierna el movimiento de los nucleones también rota con el sistema de coordenadas. Se considera que el momento angular total se dirige en la dirección del eje de rotación, despreciando su precesión; esto está justificado, en principio, sólo para momentos angulares altos. También se desprecia la posible influencia del movimiento rotacional sobre el potencial  $V$ .

El problema se resuelve en el sistema intrínseco, para evitar el trabajar explícitamente con un potencial dependiente del tiempo ( $V$  rotando respecto al sistema de laboratorio). Vamos a suponer un potencial  $V$  de tipo monoparticular, y a tomar  $X_1$  como eje de rotación. En tal caso, se encuentran los siguientes resultados [RS 80, BF 79, BG 84]: El Hamiltoniano en el sistema intrínseco (“Hamiltoniano de cranking”) se expresa como:

$$H^\omega = \sum_\nu h^\omega(\nu) = \sum_\nu (h(\nu) - \omega i_x(\nu)) = H - \omega I_x, \quad (1.30)$$

donde  $h(\nu)$  es el Hamiltoniano monoparticular en el sistema de laboratorio e  $i_x(\nu)$  es la proyección del momento angular sobre el eje de rotación, para un estado monoparticular  $\nu$ . Los autovalores de  $h^\omega$ ,

$$e'_\nu = \langle \nu | h^\omega | \nu \rangle, \quad (1.31)$$

se denominan “routhianos monoparticulares”. Son las energías monoparticulares en el sistema que rota con el núcleo. La proyección sobre el eje de rotación del momento angular de una partícula,  $i_x(\nu)$ , se denomina “momento angular alineado”; está dada por

$$i_x(\nu) = \langle \nu | I_x | \nu \rangle = - \frac{de'_\nu}{d\omega}. \quad (1.32)$$

El routhiano y el momento angular alineado totales del sistema,  $E'$  y  $\langle I_x \rangle$ , se obtienen sumando para todos los estados de partícula, como en (1.30).

Finalmente, la energía en el sistema de laboratorio está dada por

$$E = E' + \omega \langle I_x \rangle = \sum_{\nu} (e'_{\nu} + \omega i_x(\nu)). \quad (1.33)$$

En la figura 1.6 se muestra un ejemplo de routhianos monoparticulares en función de la frecuencia de rotación. En el pie de la figura se dan detalles concretos sobre cómo se calcularon.

Veamos ahora cómo se clasifican las bandas rotacionales. Al tratar el modelo rotacional, vimos que la proyección del momento angular sobre el eje perpendicular al de la rotación colectiva,  $K$ , no es buen número cuántico. A pesar de ello, en el límite de acoplamiento débil  $K$  se puede usar para nombrar las bandas, porque la función de onda contiene términos sólo con  $K$  y  $-K$ . Pero a más alto espín, donde este límite ya no es válido, la función de ondas tiene componentes con distintos valores de  $|K|$ .

Para deformaciones con multipolaridad par, el Hamiltoniano intrínseco es invariante frente a una rotación de ángulo  $\pi$  alrededor del eje  $X_1$  (eje de rotación del núcleo),  $e^{-i\pi I_1}$ . El número cuántico asociado con esta operación es la "signatura",  $\alpha$  [BG 84], definido por

$$e^{-i\pi I_1} \psi_{\alpha} = e^{-i\pi\alpha} \psi_{\alpha}, \quad (1.34)$$

donde  $\psi_{\alpha}$  denota una función de onda con signatura  $\alpha$ . La signatura y el momento angular se relacionan mediante

$$I = \alpha \text{ mod } 2. \quad (1.35)$$

Para núcleos de  $A$  impar,  $\alpha$  puede ser  $+1/2$  ó  $-1/2$ , mientras que para  $A$  par tenemos  $\alpha = 0$  ó  $1$ .

Si la deformación posee esta simetría y la de inversión espacial, entonces todos los estados de una banda tienen igual signatura e igual paridad. Se suelen entonces nombrar las bandas rotacionales con estos números cuánticos,  $(\pi, \alpha)$ . Podemos comparar esta clasificación con la realizada en función de  $K$  al tratar el límite de acoplamiento fuerte:

- Para bandas con  $K \neq 0$  se tenían bandas con  $\Delta I = 1$ . Éstas se dividen en dos con  $\Delta I = 2$ , cada una con distinta signatura ( $+1/2$  y  $-1/2$  para  $A$  impar,  $0$  y  $1$  para  $A$  par).
- Si  $K = 0$ , teníamos bandas con  $\Delta I = 2$ . Puede ser  $I = 0, 2, 4, \dots$ , en cuyo caso la banda es de signatura  $\alpha = 0$ , ó  $I = 1, 3, 5, \dots$ , siendo entonces  $\alpha = 1$ .

En ambos casos, la paridad es constante dentro de la banda.

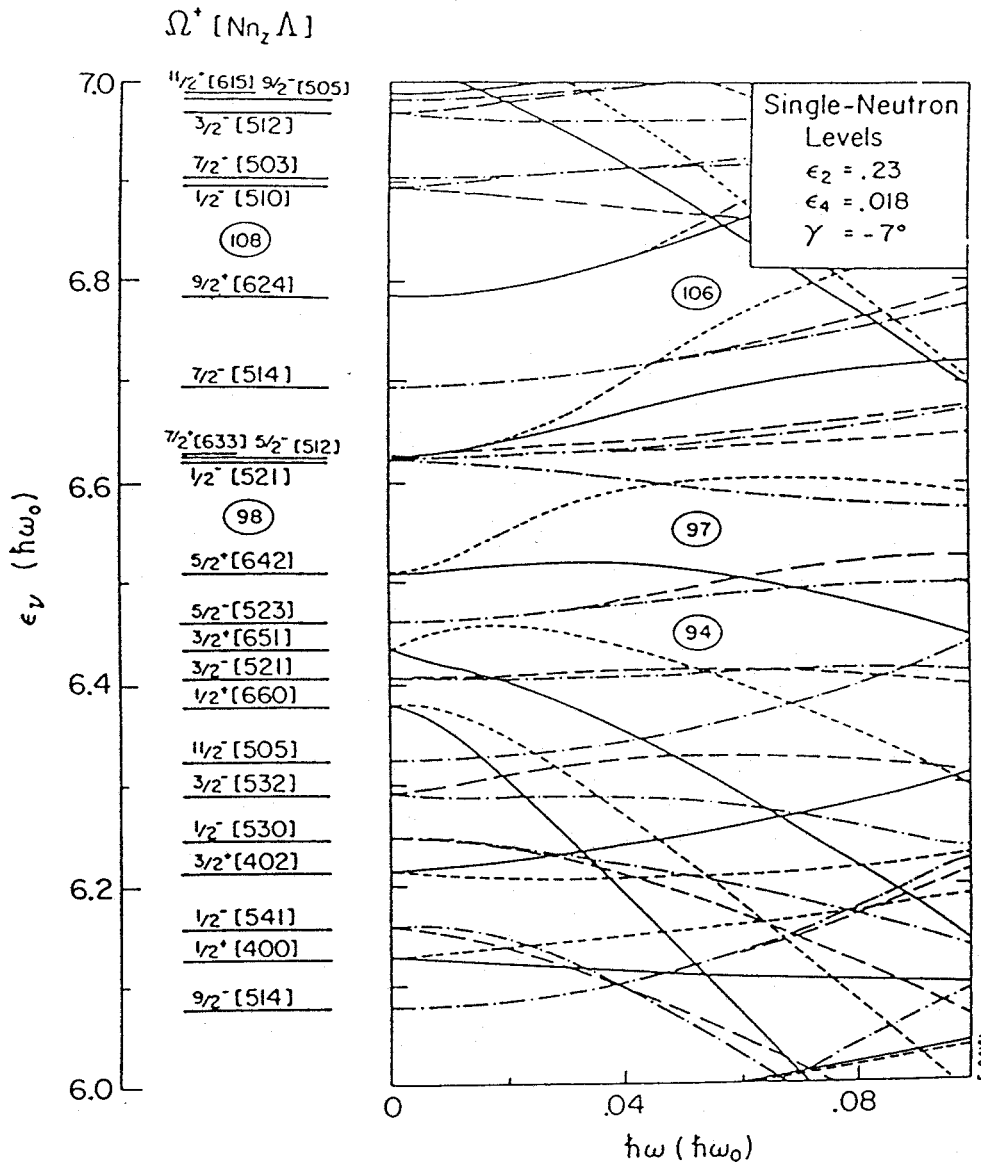


Figura 1.6: Routhianos monoparticulares para los estados de neutrones en las capas mayores  $N = 4 - 6$ , en ausencia de correlaciones de pares. Los estados con  $(\pi, \alpha) = (+, 1/2), (+, -1/2), (-, 1/2)$  y  $(-, -1/2)$  se denotan, respectivamente, por líneas continuas, discontinuas de trazos cortos, de trazos y puntos y de trazos largos. En el cálculo se utilizó un potencial de Nilsson con los parámetros de la referencia [Ni 69]. En la parte superior derecha se indican los parámetros de deformación usados. La figura se ha tomado de [Ga 88].



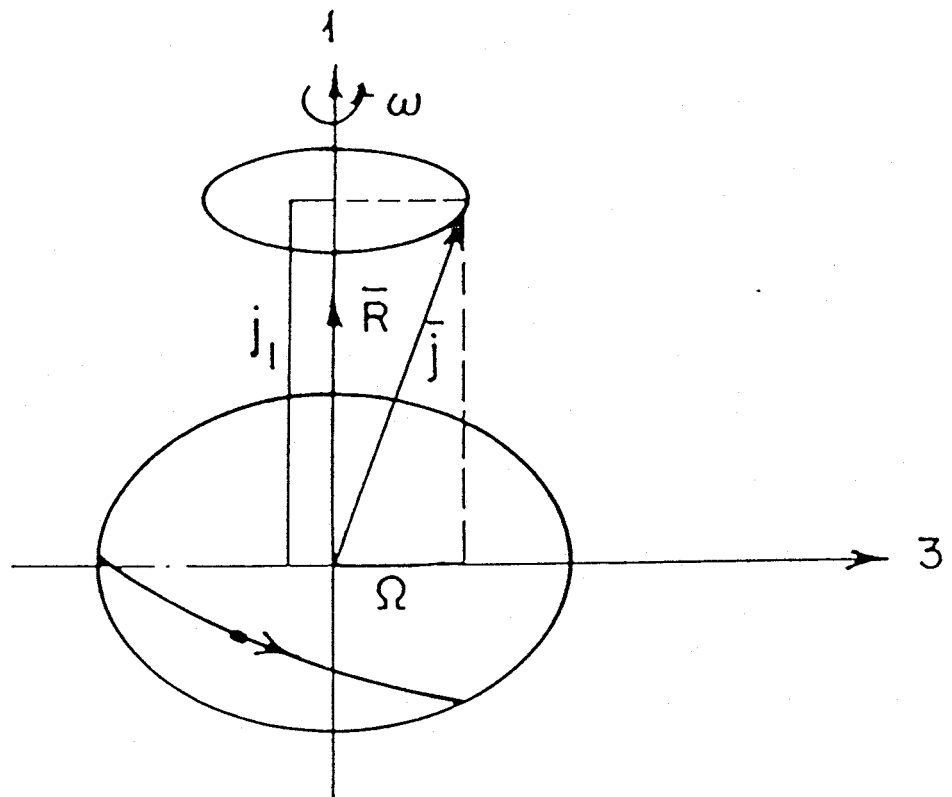


Figura 1.7: Diagrama vectorial que muestra el momento angular de un nucleón (denominado aquí  $j$ ) y sus respectivas proyecciones,  $j_1$  y  $\Omega$ , sobre los ejes de rotación ( $X_1$ ) y de simetría ( $X_3$ ).  $R$  es el momento angular generado por la rotación.

### 1.4.3 Correlaciones en núcleos en rotación

Consideremos un núcleo con simetría axial de eje  $X_3$  que rota colectivamente alrededor del eje  $X_1$ . Un nucleón moviéndose en dicho núcleo está sometido a fuerzas centrífugas y de Coriolis. En el hamiltoniano de cranking, los efectos de estas fuerzas se incluyen en el término  $-\omega i_x$ . Este término afecta más fuertemente a los estados con una componente grande del momento angular sobre el eje de rotación,  $i_x$ . Se dice de estos estados que son "altamente alineables". Como se ilustra en la figura 1.7, poseen un alto momento angular,  $i$ , con una proyección sobre el eje de simetría,  $\Omega$ , pequeña. Por supuesto,  $i_x$  puede ser tanto positiva como negativa. El movimiento de un nucleón en la dirección de la rotación nuclear produce  $i_x > 0$  y, por lo tanto, una contribución negativa al routhiano monoparticular, y viceversa. En cada estado de un par con  $+\Omega$  y  $-\Omega$ , que son degenerados para  $\omega = 0$ , existen componentes con  $i_x$  positiva y negativa. Cuando el núcleo rota estas componentes se separan, al ser afectadas de forma opuesta por las fuerzas centrífuga y de Coriolis.

La perturbación rotacional del movimiento nucleónico tiene consecuencias

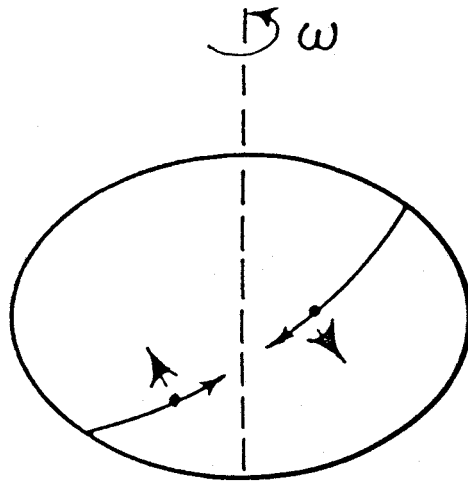


Figura 1.8: Ilustración clásica de la fuerza de Coriolis más centrífuga (vectores con las flechas grandes) sobre dos nucleones que se mueven en un par de órbitas conjugadas (figura tomada de [Ga 88]).

importantes sobre las correlaciones nucleares [Ga 86, Ga 88, GN 88]. Como ya comentamos (sección 1.2.3), los orbitales de una capa que polarizan más fuertemente hacia formas prolatas son los que tienen  $\Omega = \pm 1/2$ . Estos dos estados contienen componentes con valores de  $i_x$ , tanto positivos como negativos, grandes en valor absoluto. La rotación disminuye rápidamente la energía de las componentes con  $i_x$  grande y positiva; por el contrario, la energía de las componentes con  $i_x$  muy negativa aumenta rápidamente. Para una posición apropiada del nivel de Fermi es posible que, a cierta frecuencia de rotación, o bien se ocupe un orbital con  $i_x$  muy positiva o se desocupe uno con  $i_x$  muy negativa. Entonces, la deformación nuclear puede verse muy afectada (aumentando en el primer caso y disminuyendo en el segundo). En particular, los núcleos transicionales son relativamente “blandos”; su deformación puede cambiar significativamente por estos efectos. El caso opuesto se tiene en los núcleos con la capa de valencia aproximadamente semillena; éstos son muy rígidos, y su forma de equilibrio no cambia apenas para frecuencias de rotación moderadas.

Los efectos de la rotación sobre las correlaciones de pares son aún más dramáticos. Consideremos un par de nucleones moviéndose en órbitas conjugadas, como se ilustra en la parte derecha de la figura 1.4. La fuerza de Coriolis más centrífuga sobre cada nucleón es de dirección opuesta (figura 1.8). Como resultado, la tendencia de los nucleones a aparearse se reduce. En ausencia de rotación, el estado más apareado (con un número mínimo de cuasipartículas) es el de menor energía. En un núcleo par-par, éste es el vacío de cuasipartículas. Cuando el núcleo rota, la energía de las configuraciones alineadas de cuasipartículas (las de  $i_x$  muy positiva) disminuye rápidamente. A una frecuencia,  $\omega_c$ , denominada “frecuencia de cruce”, la fuerza de Coriolis más centrífuga

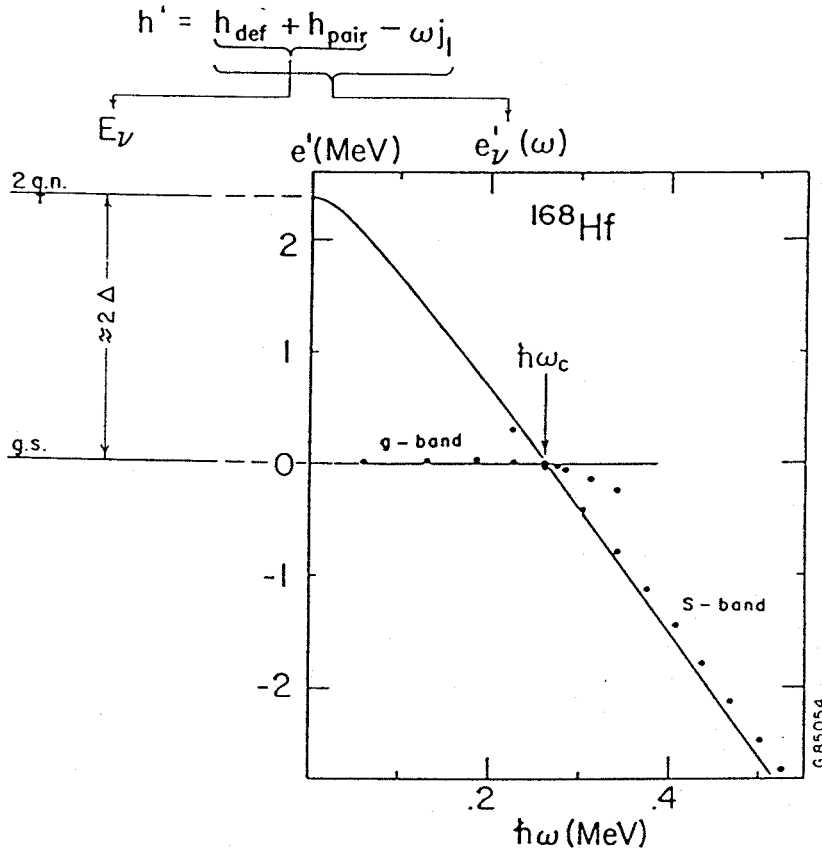


Figura 1.9: Cruce entre dos bandas en el  $^{168}\text{Hf}$ . La configuración de dos cuasipartículas se encuentra a una energía  $\approx 2\Delta$  por encima del vacío de cuasipartículas para  $\omega = 0$ . Cuando el núcleo rota la diferencia de energía disminuye; llega un momento, para  $\omega > \omega_c$ , en que la configuración de 2 cuasipartículas se hace más favorable energéticamente. La figura se ha tomado de [Ga 88].

sobre un par de cuasipartículas altamente alineadas compensa los efectos de las correlaciones de pares para ellas. Por encima de  $\omega_c$ , la configuración con las dos cuasipartículas excitadas tiene menor energía que el vacío. Este “cruce entre bandas” es un fenómeno observado comúnmente en las medidas espectroscópicas a alto espín. En la figura 1.9 se muestra un cruce para el núcleo  $^{168}\text{Hf}$ .

Por lo general, nos referimos a cruces en los que no se modifican ni la paridad ni la signatura. En estos casos se observa que las desexcitaciones siguen una de las bandas, la de menor energía de excitación, hasta llegar al cruce; entonces tiene lugar una transición intensa a la otra banda, y el decaimiento prosigue a través de ella. Normalmente no se observa la parte de ninguna de las dos bandas cuya energía es mayor que la de la otra, pues se puebla con muy poca intensidad. No obstante, en el capítulo 4 encontraremos una excepción para el  $^{171}\text{W}$ .

Debe quedar claro que, en principio, nada impide que las dos cuasipartículas excitadas cambien la paridad o la signatura respecto de la configuración que no contiene dicha excitación. Sin embargo, en estos casos se observan las dos bandas a ambos lados del cruce; esta diferencia con el caso anterior se asocia a que las funciones de onda de los estados de cada banda son ahora más diferentes, por lo que no hay transiciones tan intensas de unos a otros. Generalmente (aunque no siempre) los cruces que no cambian la paridad ni la signatura tienen lugar antes que otros, pues el par de cuasipartículas asociadas suele ser más alineable que otros pares que sí modifican  $\pi$  ó  $\alpha$ .

El cambio de la configuración intrínseca del sistema en el cruce entre bandas se manifiesta en el esquema de niveles de un núcleo como una irregularidad en la secuencia de transiciones. En términos de los routhianos,  $e'$ , se observa un cambio brusco de la pendiente (figura 1.9). Una característica relacionada es un aumento repentino del momento angular alineado,  $i_x$ . Matemáticamente, esto se entiende fácilmente a partir de la expresión (1.32) y la figura 1.9. Dicho incremento se debe a la excitación de dos cuasipartículas con sus momentos angulares muy alineados con el eje de rotación.

En la práctica, el cambio de  $e'$  y el aumento de  $i_x$  no siempre son tan bruscos. Si existe una interacción considerable entre los estados de las dos bandas, cuando las energías de unos y otros son próximas dicha interacción hace que se mezclen y se separen. Como consecuencia, los routhianos no se cruzan; se curvan gradualmente hasta que vuelven a estar suficientemente separados. Entonces las configuraciones de ambas secuencias están intercambiadas respecto de las iniciales [RS 80]. En la figura 1.10 se ilustra este fenómeno.

En los isótopos de tierras raras con masas  $A \approx 160$  los orbitales altamente alineables cercanos al nivel de Fermi, responsables de los cruces entre bandas, son orbitales de neutrones  $i_{13/2}$  y de protones  $h_{11/2}$  y  $h_{9/2}$ . Para núcleos par-par de esta región, los cruces en que se excitan dos cuasipartículas con alguna de estas configuraciones tienen lugar a  $\hbar\omega_c \sim 0.25 - 0.40$  MeV. Para la mayoría de los sistemas impares, los cruces en que se excitan esas mismas cuasipartículas se observan a valores de  $\hbar\omega_c$  menores en  $\sim 40$  keV. La razón de esta reducción es que los pares no se pueden dispersar a la órbita ocupada por el nucleón impar (está "bloqueada"), de manera que esta órbita no contribuye a las correlaciones de pares. Por lo tanto éstas se reducen, y no es necesario rotar tan rápido para vencer su efecto.

Mottelson y Valatin predijeron que las fuerzas de Coriolis y centrífuga debían llevar, para rotaciones suficientemente rápidas, a la desaparición de las correlaciones de pares [MV 60]. Actualmente hay evidencias experimentales abundantes de que tras la excitación de dos cuasipartículas en el cruce entre bandas las correlaciones de pares *estáticas* desaparecen [GN 88]; quedan, no obstante, correlaciones de pares *dinámicas*, con efectos particularmente importantes en núcleos que rotan a alta velocidad [Sh 89]. Dichas evidencias se discuten extensamente en la literatura. Vamos a resumir las principales:

- (a) Ausencia de una configuración específica (por ejemplo, la secuencia



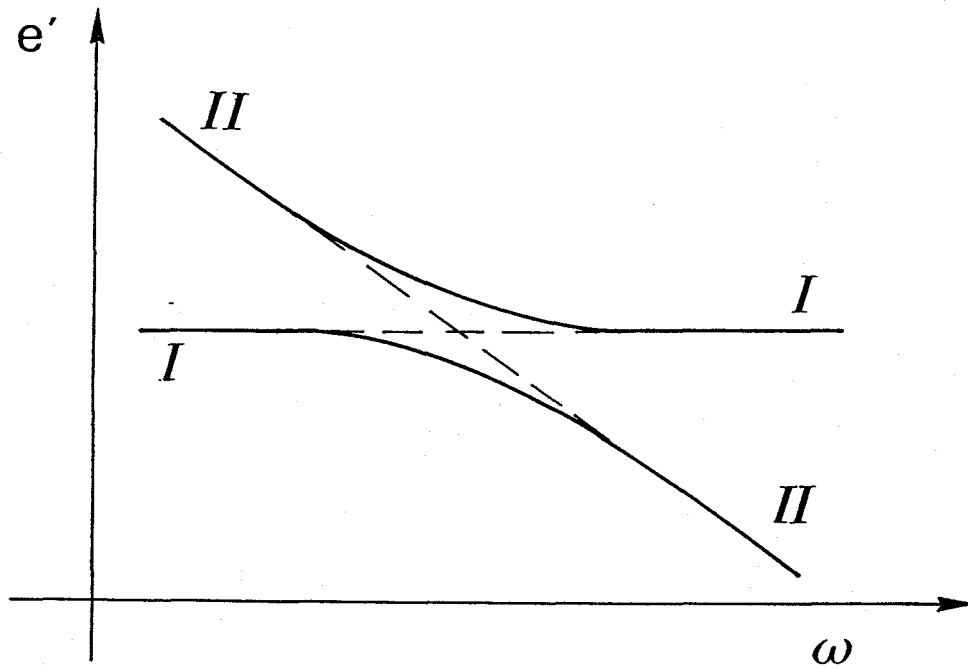


Figura 1.10: Cruce entre dos bandas con una interacción fuerte. La línea discontinua se seguiría si no hubiese ninguna interacción. "I" y "II" indican dos configuraciones de cuasipartículas. En la región en que se curvan los routhianos, las dos configuraciones están mezcladas.

$(\alpha, \pi) = (0, +)$  en núcleos par-par) que sea sistemáticamente la de menor energía.

(b) Variaciones irregulares y dependientes de la configuración del nivel de Fermi con el número de partículas [Zh 86, Ga 86]. Tales irregularidades no se esperan en sistemas con correlaciones de pares.

(c) Desaparición de cruces entre bandas debidos a las excitaciones de cuasipartículas [Ga 88]. Después de un cruce entre bandas debido a cuasineutrones o cuasiprotones, no se observa un segundo cruce debido al mismo tipo de nucleones.

#### 1.4.4 Probabilidades de transición para estados rotacionales

Ya hemos comentado que la deformación nuclear más importante es la de tipo cuadrupolar. La evidencia experimental más destacable de este hecho es la observación de transiciones eléctricas cuadrupolares,  $E2$ , muy colectivas para núcleos bien deformados. El estudio de los elementos de matriz  $E2$  dentro de una banda proporciona, por tanto, información sobre las propiedades colectivas del núcleo, como por ejemplo su forma. Por otra parte, los elementos de matriz magnéticos dipolares,  $M1$ , están asociados al momento dipolar magnético de uno o varios nucleones desapareados; dan información sobre el movimiento monoparticular, así como su acoplamiento al movimiento colectivo.

Consideremos el operador tensorial,  $O_{\lambda\mu}$ , responsable de una transición electromagnética de multipolaridad  $\lambda$  entre dos estados con momentos angulares  $I_i$  e  $I_f$ . La probabilidad de transición  $I_i \rightarrow I_f$  sumada para todas las componentes del tensor,  $\mu$ , y todas las proyecciones sobre un eje del momento angular final,  $M_f$ , se denomina probabilidad de transición reducida,  $B(O_\lambda, I_i \rightarrow I_f)$  [BM 69]:

$$B(O_\lambda, I_i \rightarrow I_f) = \sum_{M_f \mu} | \langle I_f M_f | O_{\lambda\mu} | I_i M_i \rangle |^2 \equiv \frac{1}{2I_i + 1} | \langle I_f || O_\lambda || I_i \rangle |^2 \quad (1.36)$$

La tasa de desexcitaciones  $\gamma$  entre dos estados, ó número de desexcitaciones por segundo,  $T_\gamma(O_\lambda; I_i \rightarrow I_f)$ , viene dada [BM 69] por:

$$T_\gamma(O_\lambda; I_i \rightarrow I_f) = \frac{8\pi(\lambda + 1)}{\lambda[(2\lambda + 1)!!]^2 \hbar} q^{2\lambda+1} B(O_\lambda; I_i \rightarrow I_f) \quad (1.37)$$

donde  $q$  es el número de ondas de los fotones emitidos. Es interesante comparar los órdenes de magnitud de  $T_\gamma$  para distintas multipolaridades [GP 89]:

$$\frac{T_\gamma(M, \lambda + 1)}{T_\gamma(E, \lambda)} \sim 10^{-6} \quad (1.38)$$

$$\frac{T_\gamma(E, \lambda + 1)}{T_\gamma(M, \lambda)} \sim 10^7 - 3A^{4/3} \quad (1.39)$$

De aquí se extraen fácilmente las dos reglas siguientes:

- a) Si la transición  $\lambda$ -polar más baja permitida entre dos estados es eléctrica, todas las transiciones con otras multipolaridades son despreciables.
- b) Si la transición  $\lambda$ -polar más baja permitida es magnética, todas las demás son despreciables, excepto la eléctrica de orden  $\lambda + 1$  si se trata de núcleos no muy ligeros.

Así pues, dentro de una banda se tiene que las transiciones con  $\Delta I = 2$  son prácticamente  $E2$  en su totalidad, y aquellas con  $\Delta I = 1$  son mezcla de  $M1$  y  $E2$ . A partir de ahora nos centramos en estos dos tipos de multipolaridades.

### Transiciones $E2$

En el caso particular de transiciones  $E2$ , el tensor correspondiente es el cuadrupolar eléctrico,  $E_2$ , que conecta estados de igual paridad con  $|I_i - I_f| \leq 2$ . Una expresión útil para las probabilidades de transición reducidas se encuentra en el límite de acoplamiento fuerte (sección 1.4.1), en el que las bandas se caracterizan por un valor  $K (\geq 0)$ . Se obtiene entonces [BM75]:

$$B(E2; KI_i \rightarrow KI_f) = \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2 \langle I_i K 2 0 | I_f K \rangle^2, \quad (1.40)$$

siendo  $eQ_0$  el momento cuadrupolar intrínseco [BM 75]. Los resultados obtenidos con 1.40 se comparan en la parte derecha de la figura 1.11 con los de un cálculo más elaborado, para una partícula en una configuración  $i_{13/2}$  acoplada a un rotor [Ha 81]. Se observa que, en el rango de espines mostrados ( $I=15/2-31/2$ ), (1.40) da buenos resultados para las transiciones con  $\Delta I = 2$ . En cambio, para las transiciones con  $\Delta I = 1$  puede haber desviaciones importantes.

La ecuación (1.37) adopta, para la tasa de transiciones  $E2$ , la forma particular

$$T_\gamma(E_2; I_i \rightarrow I_f) = 1.22 \times 10^9 E_\gamma^5 B(E2; I_i \rightarrow I_f), \quad (1.41)$$

con  $E_\gamma$  expresada en MeV y  $B(E2)$  en  $e^2 \text{fm}^4$ .

### Transiciones $M1$

El operador tensorial responsable de estas transiciones es el operador dipolar magnético,  $M1$ , que conecta estados de igual paridad y con  $|I_i - I_f| \leq 1$ . Un caso particularmente interesante para nosotros es el de un núcleo con simetría axial y  $N$  impar, estando el neutrón impar en un estado de momento angular alto. En el modelo de cranking se encuentra, para dicha situación, la relación [HH 89]:

$$B(M1; I \rightarrow I - 1) \propto (1 + (-1)^{I-1/2} \frac{e'(I-1) - e'(I)}{\hbar\omega})^2, \quad (1.42)$$

donde  $e'$  son los routhianos correspondientes a las dos firmas del estado considerado a las frecuencias de rotación asociadas a los espines  $I - 1$  e  $I$ .  $\omega$  la

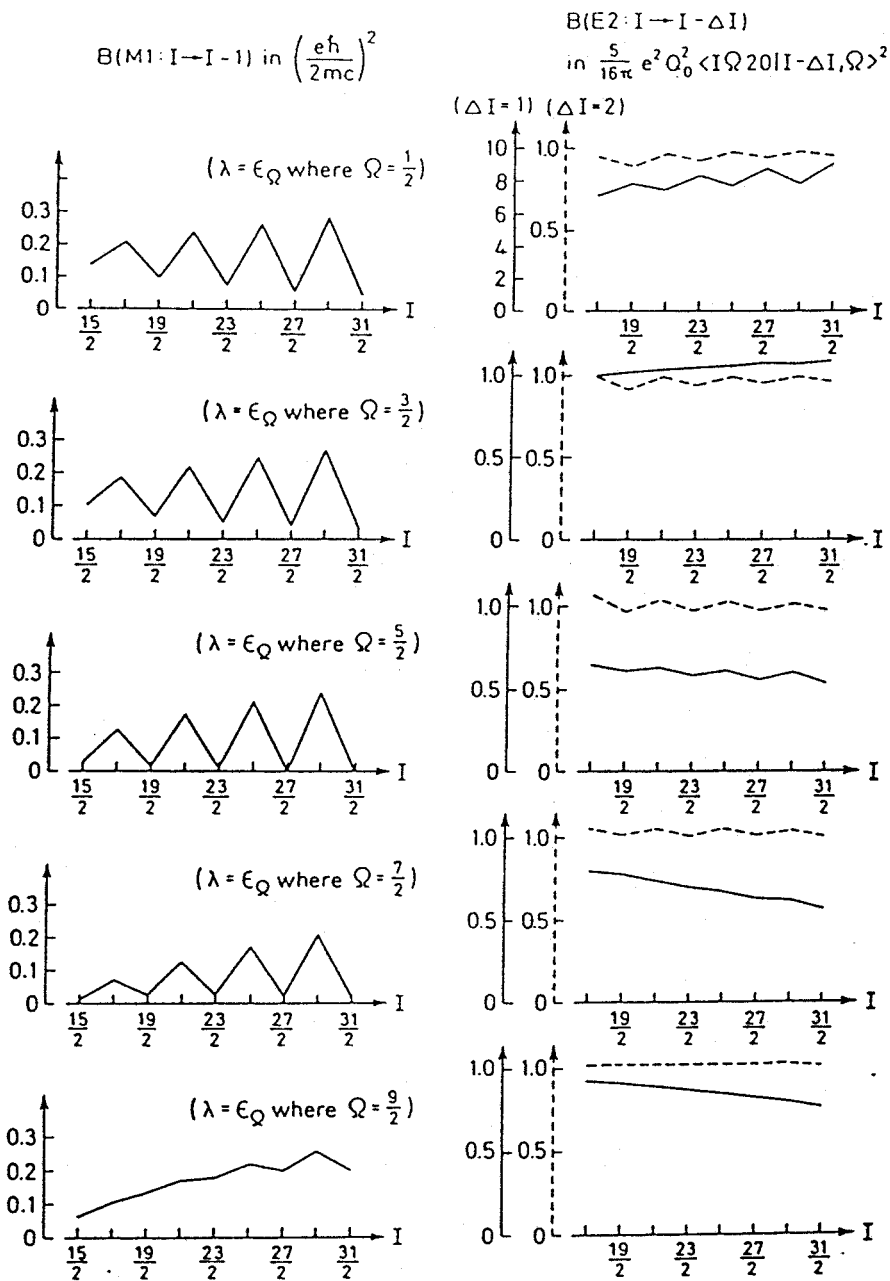


Figura 1.11: Probabilidades de transición reducidas calculadas con un modelo de partícula-rotor, para el caso en que un neutrón impar se sitúa en la capa  $i_{13/2}$ . Se representan los valores de  $B(M1; I \rightarrow I - 1)$  a la izquierda y los de  $B(E2; I \rightarrow I - 2)$  a la derecha, para diferentes posiciones del nivel de Fermi,  $\lambda$ . Los parámetros del cálculo se indican en [Ha 81], de donde se ha tomado la figura.



frecuencia de rotación media entre las anteriores. En la sección 5.5 utilizaremos este resultado, así como los correspondientes a un modelo de partícula-rotor que se muestran en la parte izquierda de la figura 1.11.

La tasa,  $T_\gamma$  para transiciones  $M1$  se puede escribir

$$T_\gamma(M1) = 1.76 \times 10^{13} E_\gamma^3 B(M1; I_i \rightarrow I_f), \quad (1.43)$$

con  $E_\gamma$  en Mev y  $B(M1)$  en  $(\frac{e\hbar}{2Mc})^2$ . Las expresiones 1.41 y 1.43 permiten obtener fácilmente el valor experimental de la razón  $B(M1)/B(M2)$  para dos transiciones, a partir de la relación entre las intensidades con que se observan. Un ejemplo importante lo constituyen las transiciones  $I^\pi \rightarrow (I-1)^\pi$  e  $I^\pi \rightarrow (I-2)^\pi$  que desexcitan un mismo estado dentro de una banda. La transición con  $\Delta I = 1$  es, en general, mezcla de  $M1$  y  $E2$ . El grado de mezcla se suele caracterizar mediante una magnitud,  $\delta$ , definida como

$$\delta \equiv \frac{\langle I-1 || E_2 || I \rangle}{\langle I-1 || M_1 || I \rangle}, \quad (1.44)$$

de forma que su cuadrado es

$$\delta^2 = \frac{T_\gamma(E2; I \rightarrow I-1)}{T_\gamma(M1; I \rightarrow I-1)} \quad (1.45)$$

Así pues, si conocemos  $\delta$  podemos determinar la parte de la intensidad  $I \rightarrow I-1$  que corresponde a la multipolaridad  $M1$  y, mediante 1.41 y 1.43, obtener  $\frac{B(M1; I \rightarrow I-1)}{B(E2; I \rightarrow I-2)}$ . En la sección 5.5 aplicamos este procedimiento a un caso concreto.

## Capítulo 2

# Bases y técnicas experimentales

### 2.1 Reacciones de núcleo compuesto

El mecanismo más eficaz para alcanzar estados nucleares de alto momento angular es mediante una reacción de fusión-evaporación de iones pesados. En dicha reacción, al incidir sobre un núcleo blanco un proyectil (con energía suficiente para sobrepasar la barrera de Coulomb) se forma un núcleo compuesto con alta energía de excitación. El momento angular máximo que se puede impartir al sistema está limitado; si la energía de incidencia es demasiado alta, el núcleo compuesto se fragmentará rápidamente o ni siquiera llegará a formarse.

La formación y decaimiento de un núcleo compuesto se ilustra en la figura 2.1 para una reacción de iones pesados típica,  $^{124}\text{Sn}(^{40}\text{Ar}, xn)^{164-xn}\text{Er}$ , en la que el  $^{40}\text{Ar}$  incide sobre el  $^{124}\text{Sn}$  a una energía de 147 MeV [Hi 79, Ga 86]. El sistema compuesto,  $^{164}\text{Er}$ , se forma con una energía de excitación de  $E^* = 53.8$  MeV, y la distribución de momentos angulares que se muestra en la parte superior de la figura 2.1. El decaimiento se inicia predominantemente mediante emisión de partículas, pues su probabilidad es varios órdenes de magnitud superior a la de decaimiento electromagnético. En la región de las tierras raras de masa  $A \sim 160$  la emisión de partículas más favorecida es la de neutrones, seguida de la de protones y alfas. La emisión de cada neutrón reduce la energía de excitación en promedio en  $\sim 10$  MeV, llevándose sólo una o dos unidades de momento angular. La emisión de rayos  $\gamma$  comienza a competir con la evaporación de neutrones cuando la diferencia de energía con la línea de yrast es del orden de la ligadura de un neutrón,  $\sim 8$  MeV, y se convierte en el único modo de decaimiento posible cuando dicha diferencia se hace menor que esta ligadura (zonas sombreadas en fig. 2.1). Estos rayos  $\gamma$  pueden pertenecer a dos categorías: estadísticos, que reducen mucho la energía de excitación pero cambian muy poco el momento angular (la disminución de energía está asociada a una disminución de la temperatura), o cascadas de rayos  $\gamma$  que reducen el momento angular pero no la temperatura nuclear (figura 2.2). Ambos tipos de emisión compiten entre sí.

En el caso de la fig. 2.1 se emiten cascadas de rayos  $\gamma$  desde los productos

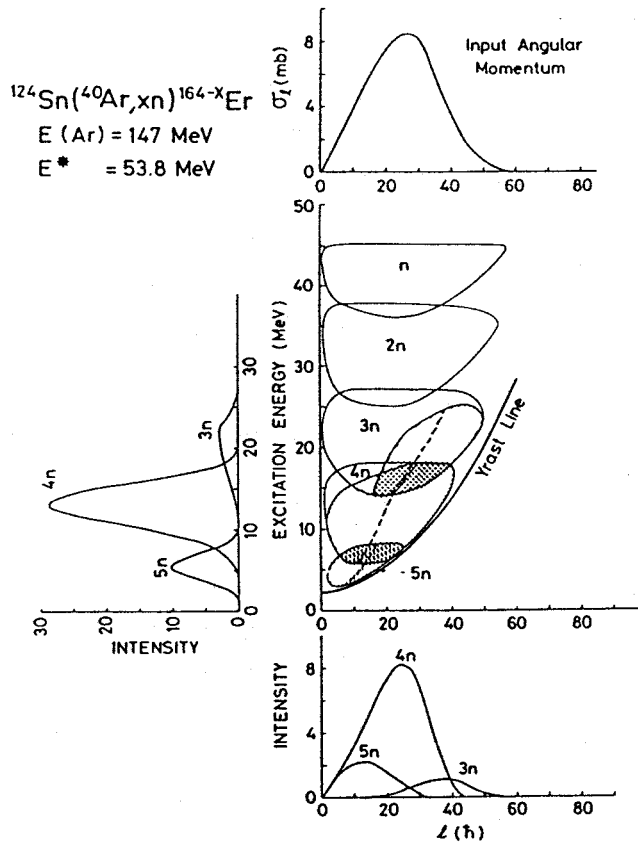


Figura 2.1: Predicciones de un modelo estadístico para el decaimiento del núcleo compuesto  $^{164}\text{Er}$  formado a una energía de excitación de 53.8 MeV. En la parte superior se representa la distribución de momentos angulares con que se forma el sistema compuesto. En las partes central e inferior se muestra la población, en función del momento angular y la energía de excitación, para los sistemas resultantes de la emisión de 1-5 neutrones. Las zonas sombreadas en las regiones 3n-5n indican dónde el decaimiento  $\gamma$  domina sobre la emisión de partículas. La figura se ha tomado de [Hi 79].

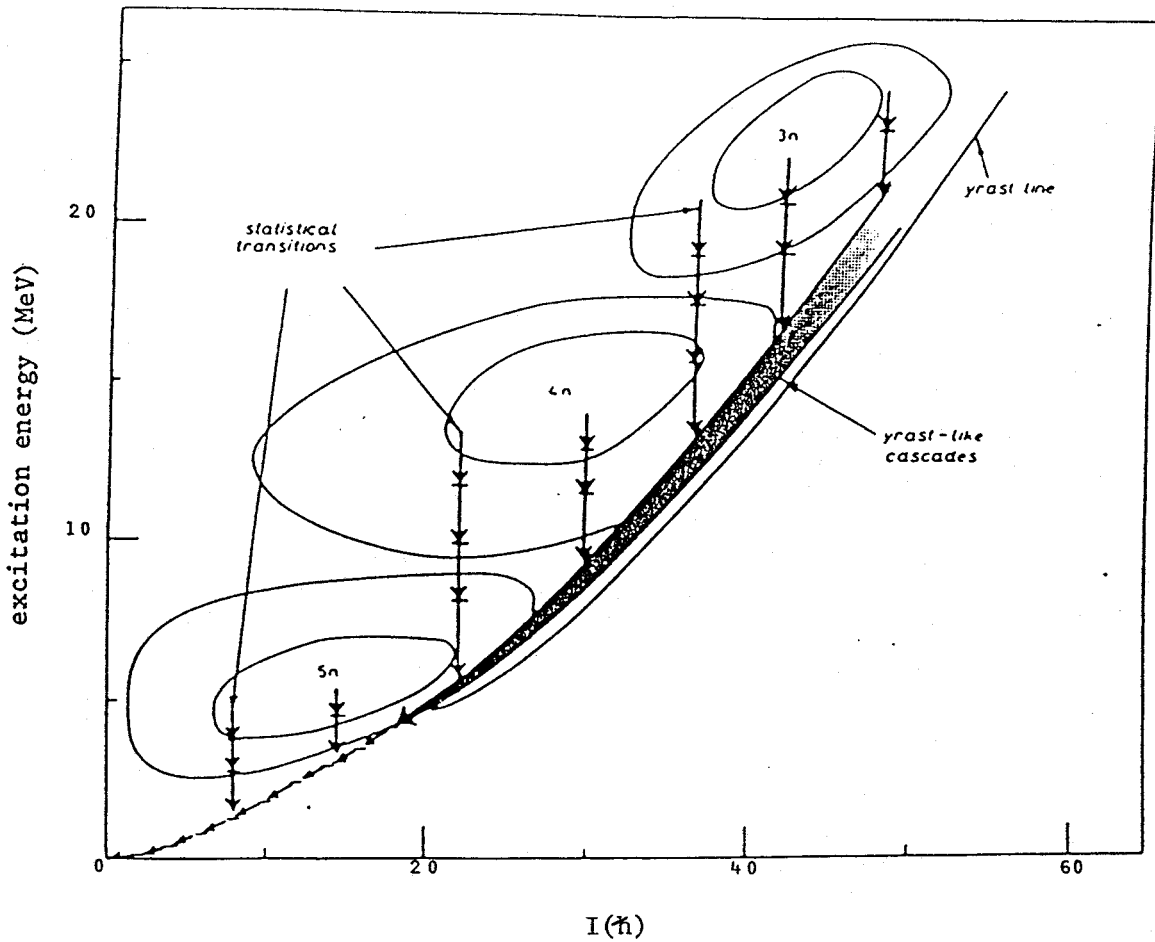


Figura 2.2: Fases de la emisión de rayos  $\gamma$  en núcleos resultantes del decaimiento de un núcleo compuesto: transiciones estadísticas que reducen la temperatura nuclear, cascadas rotacionales que desaceleran la rotación nuclear y, finalmente, cascadas rotacionales cercanas a la línea de yrast que pueden resolverse con los sistemas de detección existentes actualmente.

$3n$ ,  $4n$  y  $5n$ . Las primeras cascadas en cada uno de estos núcleos no pueden resolverse en un espectro de rayos  $\gamma$ , porque la densidad de niveles es demasiado alta para que alguna de las cascadas recoja suficiente intensidad (ésta se reparte entre muchos caminos paralelos). Esta región suele denominarse el “continuo colectivo”. Cerca de la línea de yrast, la densidad de niveles es lo suficientemente baja para poder observarse transiciones  $\gamma$  discretas en un espectro (fig. 2.2). Del análisis de las transiciones discretas pueden obtenerse los esquemas de niveles de energía para la banda de yrast y las cercanas a ella.

## 2.2 Espectrómetros de rayos gamma

Las cascadas rotacionales cercanas a la línea de yrast producidas en una reacción de fusión-evaporación dan lugar a un gran número de rayos  $\gamma$  discretos con energías entre varias decenas de keV y poco más de 1 MeV. Resulta esencial disponer de detectores con una alta resolución energética, para distinguir transiciones de energías muy próximas entre sí. Los detectores semiconductores cumplen este requerimiento. También es importante reducir el fondo en los espectros, haciendo así posible la identificación de transiciones poco intensas. Se consigue una reducción importante con un sistema “anti-Compton”. Para separar las distintas cascadas rotacionales entre sí y reducir la contaminación de los espectros debida a causas diversas se realizan medidas en coincidencia, en las que se requiere que al menos dos detectores registren una señal casi simultáneamente. Una cascada rotacional tiene lugar en un intervalo muy corto de tiempo, por ser el proceso altamente colectivo. Por lo tanto, si se detectan dos rayos  $\gamma$  de una misma cascada en distintos detectores, ha de ser casi simultáneamente. Para aumentar la probabilidad de que tengan lugar sucesos de coincidencia se utilizan sistemas con muchos detectores. También es conveniente poder seleccionar el canal de la reacción (por ejemplo  $3n$ ,  $4n$ , ...) desde el que se emiten los rayos  $\gamma$ . Ello reduce el número de transiciones presentes en el espectro, facilitando el análisis. Para seleccionar el canal de la reacción suele incluirse un sistema formado por detectores de centelleo, que tienen una alta eficiencia. Con él se miden la energía suma de una cascada y la multiplicidad  $\gamma$  asociada. Imponiendo condiciones en estas cantidades se consigue realzar un canal de la reacción sobre el resto.

### 2.2.1 Interacción de la radiación gamma con la materia

Antes de estudiar las características de los detectores y sistemas utilizados en espectroscopía gamma, vamos a describir brevemente los principales mecanismos de interacción de los rayos  $\gamma$  con la materia (un tratamiento detallado puede encontrarse, por ejemplo, en [Kn 79]). Aunque los mecanismos posibles son muy numerosos, sólo tres de ellos juegan un papel importante en la detección de rayos  $\gamma$ : el *efecto fotoeléctrico*, la *dispersión Compton* y la *producción de pares*. En estos procesos el fotón desaparece totalmente o

se dispersa con un ángulo, en promedio, grande; en ambos casos su energía experimenta un cambio brusco.

El efecto fotoeléctrico predomina a energías relativamente bajas. En él se absorbe el fotón incidente, transfiriéndose su energía a un electrón ligado de un átomo que queda ionizado. Se crea así un hueco en la capa correspondiente del átomo. Este hueco se ocupa rápidamente mediante la captura de un electrón libre del medio y/o un reordenamiento de los electrones del átomo. En el proceso se libera energía, fundamentalmente en forma de rayos X, aunque a veces puede emitirse un electrón de Auger en lugar de un rayo X. La probabilidad de que un electrón de Auger escape del detector es despreciable, debido a su baja energía. La probabilidad de que un rayo X escape también es, por lo general, pequeña. Normalmente, los rayos X se vuelven a absorber en el detector, con lo que toda la energía del rayo  $\gamma$  incidente se recoge.

El efecto Compton consiste en la dispersión de un rayo  $\gamma$  por un electrón. El fotón transfiere al electrón sólo una parte de su energía. Dado que todos los ángulos de dispersión son posibles, la energía transferida,  $E_e$ , puede variar desde cero hasta una fracción grande de la energía,  $E_\gamma$ , del rayo  $\gamma$ ; la máxima energía transferida viene dada por

$$E_e^{max} = \frac{E_\gamma^2}{m_0 c^2 / 2 + E_\gamma}, \quad (2.1)$$

donde  $m_0$  es la masa en reposo del electrón. Si el fotón dispersado se absorbe por efecto fotoeléctrico, el detector registra una energía igual a la del rayo  $\gamma$  incidente. Si el fotón dispersado escapa del detector, la energía registrada es  $\leq E_e^{max}$ . Por lo tanto, el efecto Compton da lugar a un fondo continuo en el espectro en el intervalo de energía desde 0 hasta  $E_e^{max}$ .

Para energías del fotón incidente mayores que  $2m_0 c^2 = 1.022$  MeV, es posible que se produzca un par electrón-positrón. En la práctica, la probabilidad de este proceso es muy pequeña hasta que la energía del rayo  $\gamma$  se aproxima al doble de ese valor, por lo que la producción de pares sólo es importante para rayos  $\gamma$  de alta energía. El positrón producido se aniquila con un electrón del medio cuando su energía cinética se hace muy pequeña, emitiéndose dos rayos  $\gamma$  con una energía de 0.511 MeV cada uno. Si uno o ambos de estos rayos  $\gamma$  escapan del detector (escape simple o escape doble), la energía recogida es menor que la del fotón incidente en 0.511 o 1.022 MeV, respectivamente.

## 2.2.2 Tipos de detectores más utilizados

Los dos tipos de detectores principalmente utilizados en espectrómetros de rayos  $\gamma$  son los detectores semiconductores y los de centelleo. Los primeros ofrecen la ventaja de una excelente resolución energética, mientras que los segundos tienen una eficiencia mucho mayor.

En un detector semiconductor se tiene un cristal de un material semiconductor, normalmente germanio o silicio. Sobre él se aplica una diferencia de

potencial alta, de manera que, cuando un rayo  $\gamma$  incidente excita pares electrón-hueco, dichos pares producen una corriente. Para impedir la excitación térmica de pares, el cristal se mantiene a temperatura de nitrógeno líquido. La corriente producida se amplifica, obteniéndose un pulso de voltaje proporcional a la energía depositada por el fotón incidente. Estos detectores tienen muy buena resolución energética, pero su eficiencia para detectar rayos  $\gamma$  es baja. La resolución energética se caracteriza normalmente por la anchura (a media altura o a otra fracción del máximo) del pico correspondiente a un rayo  $\gamma$  con cierta energía. Con frecuencia se usa la anchura a media altura para los rayos  $\gamma$  de 1.17 y 1.33 MeV emitidos por una fuente de  $^{60}\text{Co}$ . Para caracterizar la eficiencia suele darse la "eficiencia relativa", definida como el cociente entre la eficiencia del detector considerado y la de un cristal cilíndrico de NaI de  $7.62\text{ cm} \times 7.62\text{ cm}$ , para el rayo  $\gamma$  de 1.33 MeV emitido por el  $^{60}\text{Co}$ . La resolución está limitada por el ruido en el sistema electrónico asociado y por las fluctuaciones estadísticas de las propiedades de los portadores de carga. En la actualidad los detectores semiconductores más utilizados son los de germanio hiperpuros. Su resolución energética es  $\sim 2\text{ keV}$  para el pico de 1.33 MeV de un espectro de  $^{60}\text{Co}$ . La eficiencia relativa es sólo  $\sim 20\text{-}30\%$ . Este valor bajo se debe a que la densidad del Ge es menor que la del NaI y a que los tamaños con que se pueden fabricar actualmente los cristales de Ge son también menores.

Existen dos grupos de detectores de centelleo: orgánicos e inorgánicos. Los detalles del proceso de detección son diferentes en cada caso (ver por ejemplo [Kn 79]). Básicamente, la radiación incidente (ya sea  $\gamma$  o de otro tipo) provoca excitaciones atómicas o moleculares en cuyo decaimiento se emite luz perteneciente al espectro visible. Esta luz se amplifica posteriormente por medio de tubos fotomultiplicadores, y finalmente se genera un pulso cuya altura es proporcional a la energía depositada en el detector por el fotón (u otra partícula). La resolución energética de un detector de centelleo es, típicamente, de unos 130 keV para el pico de 1.33 MeV del  $^{60}\text{Co}$ . Los materiales más utilizados en los detectores de centelleo para espectrometría  $\gamma$  son el ioduro sódico activado con talio, NaI(Tl), y el germanato de bismuto,  $\text{Bi}_4(\text{GeO}_4)_3$ , con frecuencia denominado "BGO". La densidad del BGO es aproximadamente el doble de la del NaI, por lo que se pueden construir detectores mucho más compactos con igual eficiencia.

Los detectores de Ge se utilizan cuando es importante medir con precisión la energía de las transiciones. Por el contrario, si se desea medir propiedades en que es importante alcanzar una eficiencia alta, se utiliza un gran número de detectores de centelleo que cubra una fracción lo mayor posible del ángulo sólido total,  $4\pi$ . Ejemplos típicos son la multiplicidad  $\gamma$ , o número de rayos  $\gamma$  emitidos en un cierto conjunto de desexcitaciones, y la energía total o suma de dicho conjunto. Otra aplicación, particularmente importante, de los detectores de centelleo es la supresión del Compton, que estudiamos seguidamente.

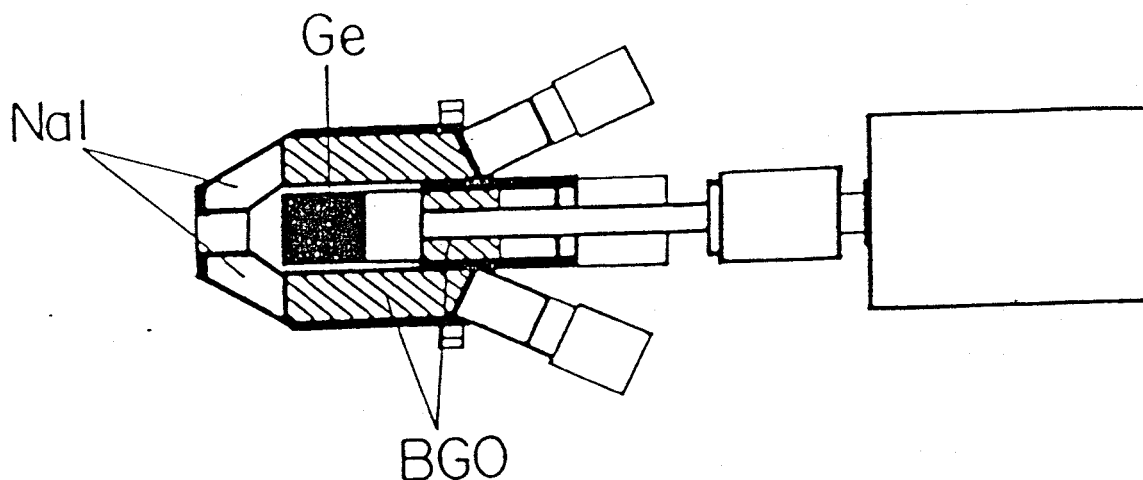


Figura 2.3: Detector de Ge con sistema anti-Compton (BGO). El Ge se sitúa en la zona negra de la figura, y el BGO se encuentra a su alrededor (parte rayada).

### 2.2.3 Supresión del Compton

Ya vimos que el efecto Compton da lugar a un fondo continuo en los espectros. Este problema es particularmente serio en los detectores de Ge; dada su baja eficiencia, una fracción muy alta de los rayos  $\gamma$  dispersados escapa del detector.

Para reducir el fondo, se suele rodear al Ge de un material cuya eficiencia sea alta, generalmente NaI o BGO (figura 2.3). Si un fotón dispersado escapa del Ge, existe una alta probabilidad de que se absorba en el material que lo rodea. Dada la pobre resolución energética del NaI y BGO, no interesa sumar la energía registrada en ellos a la recogida en el Ge. En su lugar, lo que se hace es imponer una condición de anticoincidencia entre los dos detectores (Ge y NaI/BGO). Es decir, si se detecta un rayo  $\gamma$  casi simultáneamente en ambos, se rechaza. Dicho sistema recibe el nombre de “anti-Compton”. Actualmente se prefiere la utilización de BGO, que permite construir sistemas mucho más compactos con eficiencia similar que los NaI. La figura 2.4 muestra la reducción del fondo conseguida en un detector de Ge con un anti-Compton de BGO.

## 2.3 “Nordball”, un sistema de detección para espectroscopía

### 2.3.1 Descripción general

Vamos a tratar aquí un sistema concreto de detección, el *Nordball*, en cuya construcción colaboré. En él se reúnen muchos elementos característicos de



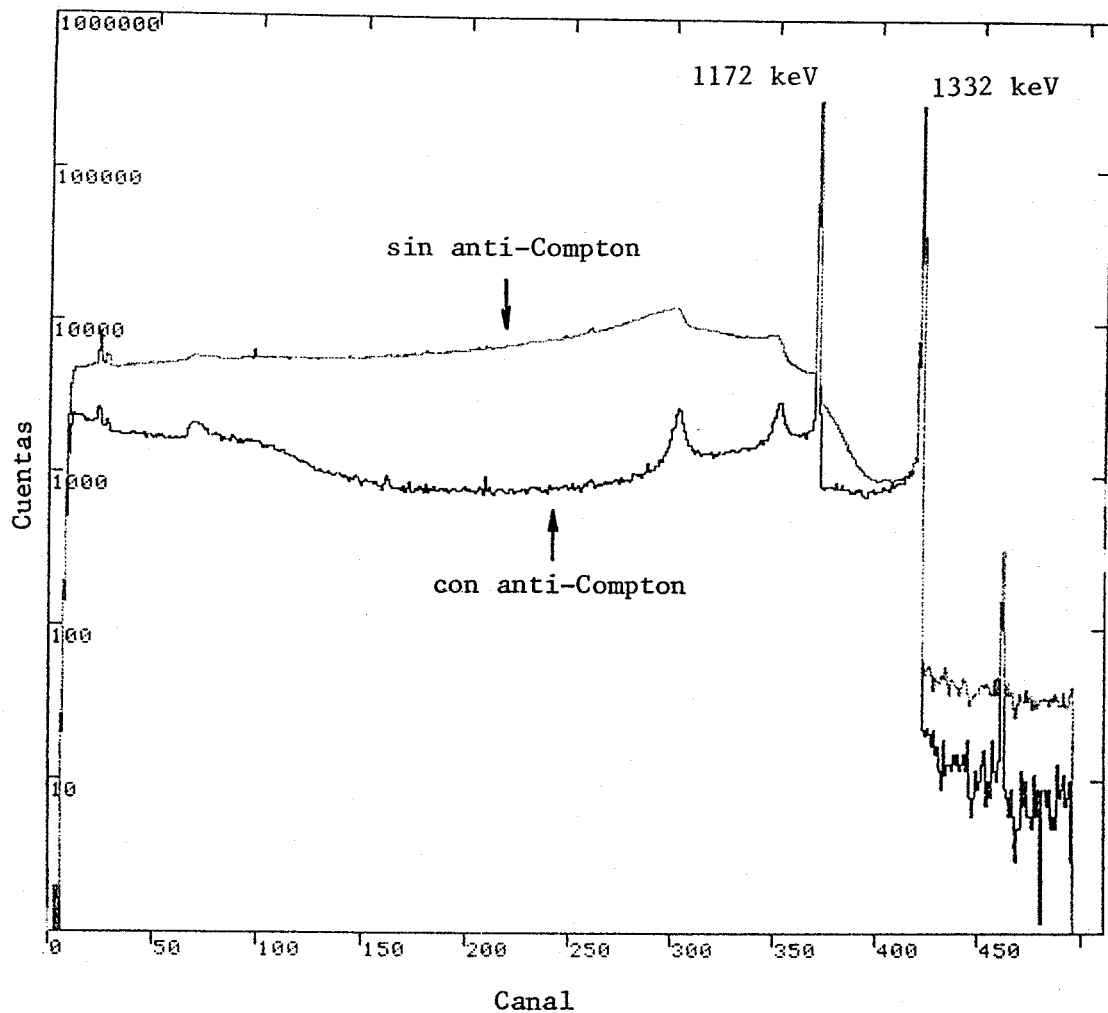


Figura 2.4: Espectros de  $^{60}\text{Co}$  medidos con un detector de Ge con y sin anti-Compton.

los sistemas empleados en espectroscopía de estados nucleares cercanos a la línea de yrast. Describiremos primero los elementos que lo configuran y la electrónica asociada.

*Nordball* es un sistema de detectores apropiado para espectroscopía  $\gamma$ , que opera en la actualidad en el laboratorio experimental del Instituto Niels Bohr, en Dinamarca. Su carácter modular hace de él un sistema muy flexible, pudiendo adecuarse a los requerimientos de, prácticamente, cualquier experimento de rayos  $\gamma$  "in-beam". Sobre un armazón metálico en forma de balón de fútbol (con 20 pentágonos y 12 hexágonos) se montan una serie de detectores, tales como detectores de Ge con anti-Compton de BGO, un calorímetro de  $\text{BaF}_2$  para medir multiplicidad y energía suma, o detectores de neutrones. En el interior se pueden disponer otros elementos, como detectores de partículas cargadas, un dispositivo para medir vidas medias ("plunger"), una cámara para experimentos de dispersión coulombiana o un espectrómetro de electrones del tipo "mini-orange". Algunos de estos elementos son incompatibles entre sí, por problemas de espacio. Por ejemplo, en una configuración típica se sitúan 20 detectores de Ge en las posiciones hexagonales y el calorímetro de  $\text{BaF}_2$ , que consta de 60 cristales, en el interior de esta estructura. Las posiciones pentagonales quedan ocupadas por elementos del calorímetro, tales como cables y tubos fotomultiplicadores. Se puede sustituir el calorímetro por un detector de partículas cargadas que cubre un ángulo sólido cercano a  $4\pi$ . También es posible situar detectores de neutrones en el hemisferio delantero (el más alejado del acelerador), en lugar de los correspondientes detectores de Ge. Si se utiliza el "plunger", debe prescindirse de parte del calorímetro, por falta de espacio.

### 2.3.2 Sistema electrónico

La electrónica detallada de la *Nordball* depende de la combinación de detectores con que se equipe. En este apartado vamos a centrarnos en una configuración bastante simple, apropiada para estudiar estados de alto espín cercanos a la línea de yrast. Los elementos esenciales son detectores de Ge con anti-Compton de BGO y, para imponer condiciones sobre la multiplicidad de los sucesos aceptados, detectores de  $\text{BaF}_2$  de gran volumen. En la figura 2.5 se muestra un diagrama de bloques simplificado.

El sistema realiza, básicamente, las siguientes funciones:

- (i) Supresión del Compton para cada detector de Ge.
  - (ii) Recogida y digitalización de la información sobre el tiempo asociado a la señal del Ge mas anti-Compton.
  - (iii) Recogida y digitalización del pulso relacionado con la energía detectada.
  - (iv) En caso de que dos de estos pulsos asociados a un detector se solapen, rechazo de la señal resultante. Esta función se denomina "anti apilamiento", y con frecuencia se denotará mediante la abreviatura PUR ("pile-up rejection").
- En el apartado siguiente se estudia detalladamente.

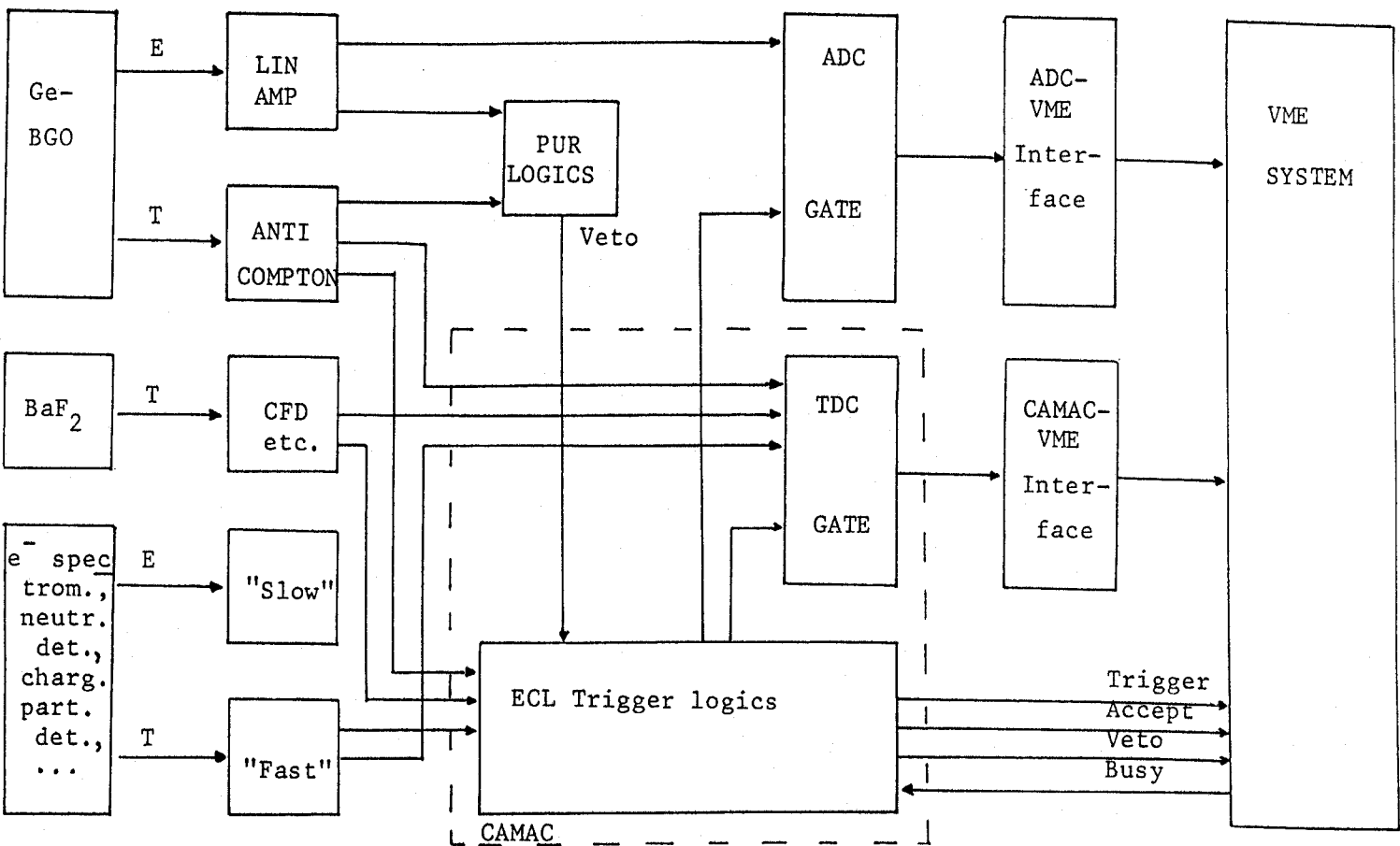


Figura 2.5: Diagrama de bloques del sistema electrónico para una configuración simple de la Nordball (ver texto).

- (v) Tratamiento de las señales de tiempo de los  $\text{BaF}_2$  (similar a (ii)).
- (vi) Aceptación o no de cada suceso.
- (vii) Lectura y almacenamiento en cinta magnética de la información relativa a los sucesos aceptados.

Pasamos ahora a explicar brevemente cómo se realizan estas funciones. La señal de cada detector de Ge se ramifica en dos, una lenta (de energía) y una rápida (de tiempo). En la parte lenta se toman dos salidas de un amplificador lineal: una, que se usa para medir la energía del rayo  $\gamma$ , se lleva a un ADC ("analog to digital converter") para digitalizarla; la otra se utiliza en la lógica de "anti apilamiento". La señal rápida del Ge y la del BGO correspondiente se usan conjuntamente para la supresión del Compton. Estas dos señales se alinean temporalmente y, si se registra una coincidencia entre ellas, se rechaza la señal de ese Ge. En caso contrario, el pulso rápido del Ge m s anti-Compton se lleva simultáneamente a un TDC ("time to digital converter"), para recoger información (digitalizada) sobre el tiempo en que se registró; a la lógica de anti apilamiento (de la que hablaremos en detalle en el próximo apartado) y al "sistema de disparo" ("ECL trigger logics"). Si se detecta la existencia de apilamiento, la lógica de *PUR* informa al sistema de disparo de que debe rechazarse la señal de ese Ge.

Cada uno de los detectores de  $\text{BaF}_2$  produce una señal rápida que se lleva simultáneamente a un TDC, para obtener información temporal, y al sistema de disparo. Es posible, asimismo, incluir otros elementos, como alguno de los indicados en el extremo inferior izquierdo de la fig. 2.5. En general, de ellos se recogen señales de energía y tiempo, cuyo tratamiento depende del elemento específico.

El sistema de disparo de la *Nordball* utiliza módulos ECL que se comunican y controlan mediante un sistema CAMAC. Su función es, esencialmente, determinar si un suceso debe o no aceptarse y, en caso afirmativo, producir una señal de disparo para el sistema VME. Por ejemplo, se puede requerir que al menos 2 Ge y 5  $\text{BaF}_2$  registren señales simultáneamente para que se acepte el suceso. Si la lógica de *PUR* detecta apilamiento en uno de los detectores de Ge, la señal de dicho Ge no se considerará parte del suceso; para que éste se acepte deberán haberse disparado al menos otros dos Ge simultáneamente. El sistema de disparo también genera señales que van a las puertas de los ADCs de los detectores de Ge que son parte del suceso, y a los TDCs, para que conviertan.

La señal de disparo producida cuando tiene lugar un buen suceso alerta al sistema VME. La función de este sistema es leer los ADCs de los detectores de Ge y los TDCs y, una vez completada la lectura, construir un suceso que se almacena en cinta magnética.

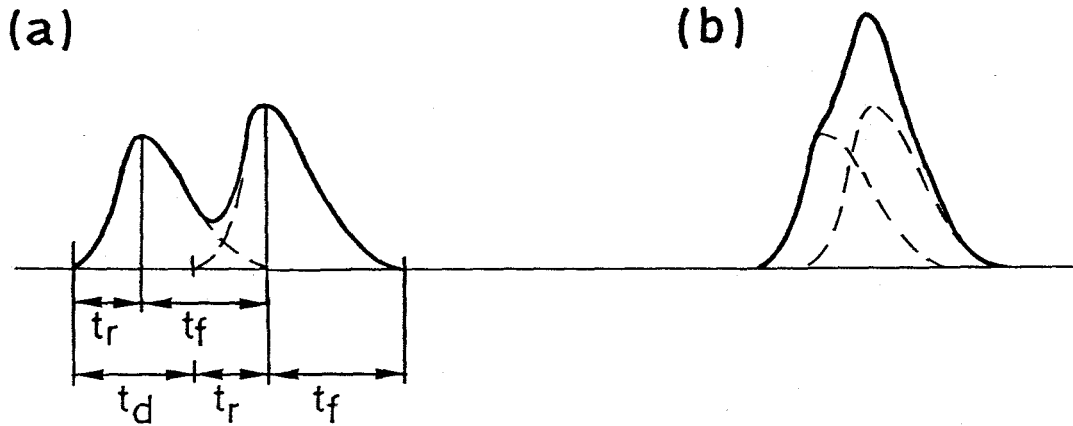


Figura 2.6: Cuando dos pulsos se solapan, sus máximos pueden verse afectados (b) o no (a), dependiendo de la relación entre  $t_r$  (tiempo que tarda una señal en subir desde cero hasta el máximo),  $t_f$  (tiempo que tarda en caer desde el máximo hasta el cero) y  $t_d$  (tiempo entre el inicio del primer pulso y el del segundo).

## 2.4 Estudio de sistemas de anti apilamiento (“PUR”)

Cuando dos señales que representan las energías de dos rayos  $\gamma$  observados en un mismo detector de Ge se solapan, se dice que ha habido *apilamiento* entre ambas. La figura 2.6 muestra dos situaciones extremas, cualitativamente muy diferentes. En el caso (a) los dos máximos,  $E_1$  y  $E_2$ , no se modifican, luego representan la energía real depositada por cada rayo  $\gamma$  en el detector. Por el contrario, en (b) las dos señales están tan próximas que el resultado es un pulso con un máximo,  $E$ , tal que  $E_{1,2} < E < E_1 + E_2$ , valor que no corresponde a la energía de ninguno de los dos rayos  $\gamma$ . En experimentos con un ritmo de cuentas lo bastante alto para que la probabilidad de solapamiento entre pulsos sea apreciable, este problema deteriora notablemente la calidad de los espectros.

Tal es el caso de un experimento típico con el *Nordball*. Por ejemplo, si cada detector de Ge registra  $\sim 7000$  cuentas por segundo (cps), que es una cifra usual, entonces existe apilamiento en el 8% de los pulsos aproximadamente. La proporción resultante de sucesos de coincidencia doble con problemas de apilamiento es del 15%, y la de sucesos triples del 22%. Es pues evidente la importancia de incluir un sistema que rechace los pulsos apilados. En esta sección presentamos un estudio de dos métodos diferentes de anti apilamiento,

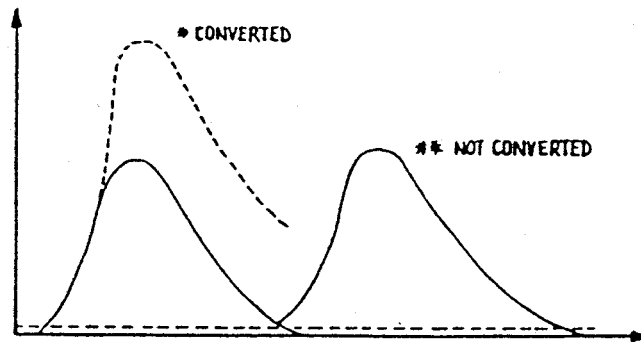


Figura 2.7: Anti-apilamiento (*PUR*) interno del ADC Silena 7423 (ver texto)

que realizamos con objeto de comparar sus características y decidir la inclusión de uno u otro en el *Nordball*.

Se empleó un detector de Ge hiperpuro y, para la supresión de efecto Compton, detectores de BGO. Delante de este conjunto se situó un colimador de Pb. Todas las medidas se realizaron con una fuente de  $^{60}\text{Co}$ ; ésta se situó siempre en la misma posición, dando lugar a un ritmo de cuentas de 6700 cps tras la supresión del Compton, y 20000 cps antes de dicha supresión. Los sistemas electrónicos, mostrados esquemáticamente en las figuras 2.9 y 2.11, se comentarán en conexión con la descripción de ambos métodos de *PUR*.

Una característica de particular importancia para nuestro estudio es que los ADCs usados (Silena 7423) realizan internamente *PUR* en determinados casos. Esto se ilustra en la figura 2.7. Si un pulso genera apilamiento en la cola de un primer pulso, es decir, si existe solapamiento pero el segundo pulso empieza después del máximo del primero, el ADC rechazará ese segundo pulso. Sin embargo, si el apilamiento ocurre antes de que el ADC detecte el pico del primer pulso, se convertirá el pulso resultante.

Así pues, por una parte es importante tener un sistema específico de *PUR*, pues se convierten señales en que hay apilamiento. Pero, por otra parte, debe tenerse presente que en todas las medidas que realizamos, incluso en las que llamaremos "sin *PUR*", se incluye un cierto *PUR*, el realizado por el ADC. Veremos más adelante, (en 2.4.3) que esto tiene una consecuencia negativa, el rechazo por el ADC de pulsos cuyos máximos no se modifican, aun cuando se solapen.

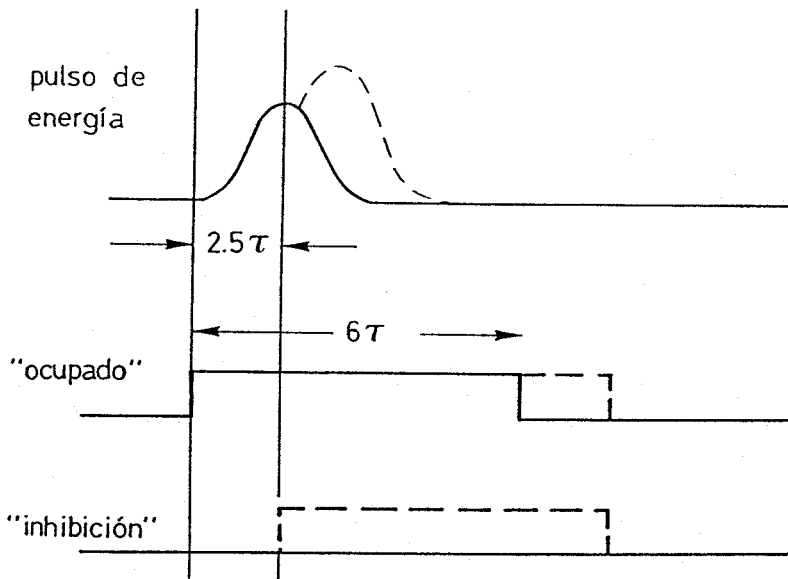


Figura 2.8: Generación de la señal de inhibición en el amplificador Ortec 572. Las líneas continuas muestran la respuesta normal a una señal simple del preamplificador de un detector de Ge, sin apilamiento. Las líneas discontinuas indican las modificaciones que ocurren cuando tiene lugar apilamiento.

### 2.4.1 Descripción de los métodos

#### Primer método ("INH")

En este método se utiliza una señal denominada de "inhibición" que se genera en un amplificador espectroscópico Ortec 572 cuando tiene lugar un apilamiento. La figura 2.8 ilustra la generación de dicha señal. Básicamente, el amplificador produce, al mismo tiempo que el pulso lineal que representa la energía, una señal de "ocupado". Ésta tiene una duración de  $6\tau$ , siendo  $\tau$  el tiempo de formación seleccionado en el amplificador. Si llega un segundo pulso (indicado con trazos discontinuos) antes del final de la señal de ocupado, el amplificador genera la señal de "inhibición". Esta señal puede, entonces, utilizarse para vetar el pulso unipolar resultante del apilamiento.

Concretamente, en nuestro estudio de este método utilizamos el sistema electrónico de la figura 2.9. Las señales de tiempo del Ge y el BGO, modificadas convenientemente mediante una serie de módulos, se llevan a la caja "AND" de la figura para suprimir el Compton. Con la señal de salida de esta caja se genera una puerta inmediata ("prompt gate") para el ADC. La señal de inhibición del amplificador se lleva a la puerta retardada ("delayed gate"). El ADC se hace operar en un modo en que la puerta inmediata actúa en coincidencia y la puerta retardada en anticoincidencia. Por lo tanto, si recibe una señal de "inhibit" parará la conversión del pulso lineal unipolar.

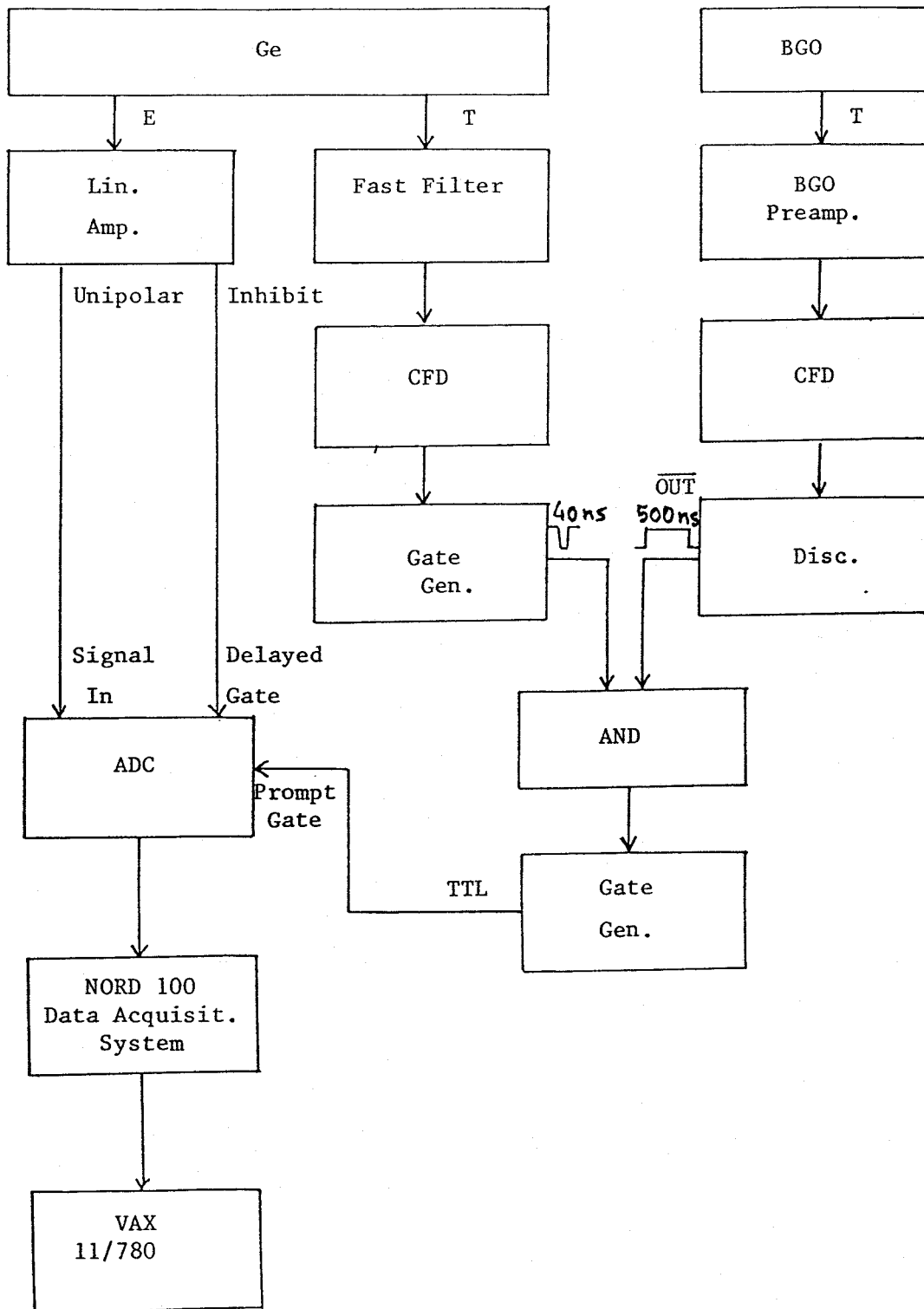


Figura 2.9: Diagrama de bloques de la electrónica usada para las pruebas del método de PUR "INH". Los elementos más importantes se explican en el texto.



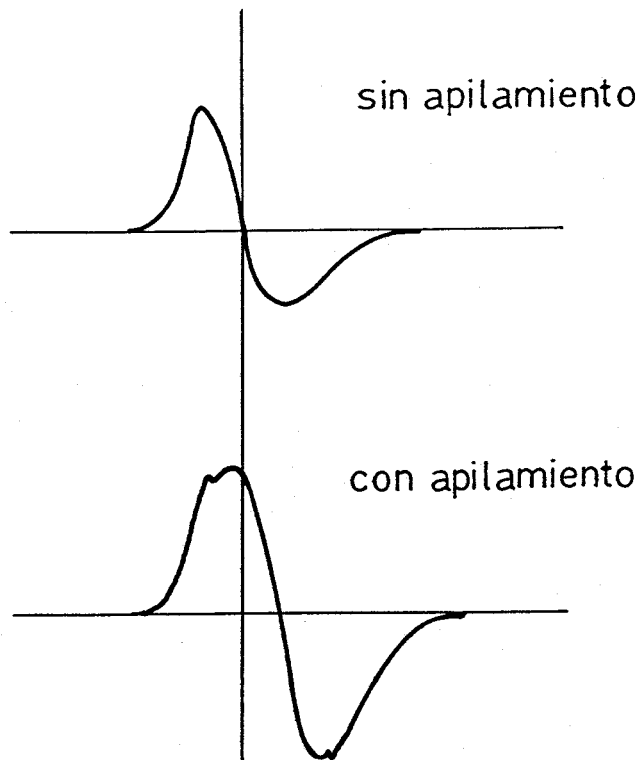


Figura 2.10: Pulsos bipolares de un amplificador 572 sin apilamiento (parte superior) y con apilamiento (parte inferior). Se observa cómo el punto de corte con el cero,  $t_{c.c.}$ , se desplaza a la derecha.

### Segundo método (“C.C.”)

Este método utiliza un pulso bipolar que también genera el amplificador 572. El punto en el que esta señal cruza el nivel cero se desplaza a la derecha si tiene lugar apilamiento, como se muestra en la figura 2.10. Seleccionando una puerta estrecha y convenientemente ajustada en el punto de corte con el cero (“C.C.”) es posible rechazar la mayoría de los sucesos de apilamiento. De hecho, este método también rechaza pulsos con un tiempo de subida largo, asociados a problemas en el proceso de colección de carga en el detector de Ge. La fig. 2.11 muestra la parte del sistema electrónico utilizado que se diferencia del empleado en el método anterior (fig.2.9). Para estudiar este segundo método se construyó una matriz de coincidencias con la energía en un eje y el tiempo de cruce con el cero en el otro, que llamamos “matriz ( $E, t_{c.c.}$ )” (el proceso de creación y las características de una matriz de coincidencias se explican en (4.2.1) Para ello se necesitan dos ADCs. Uno de ellos digitaliza los pulsos unipolares de energía de todos los rayos  $\gamma$  en que no se haya detectado efecto Compton. El otro digitaliza pulsos, generados por el módulo “TPHC”, cuya altura representa el tiempo,  $t_{c.c.}$ , en que el pulso bipolar cruza con el nivel

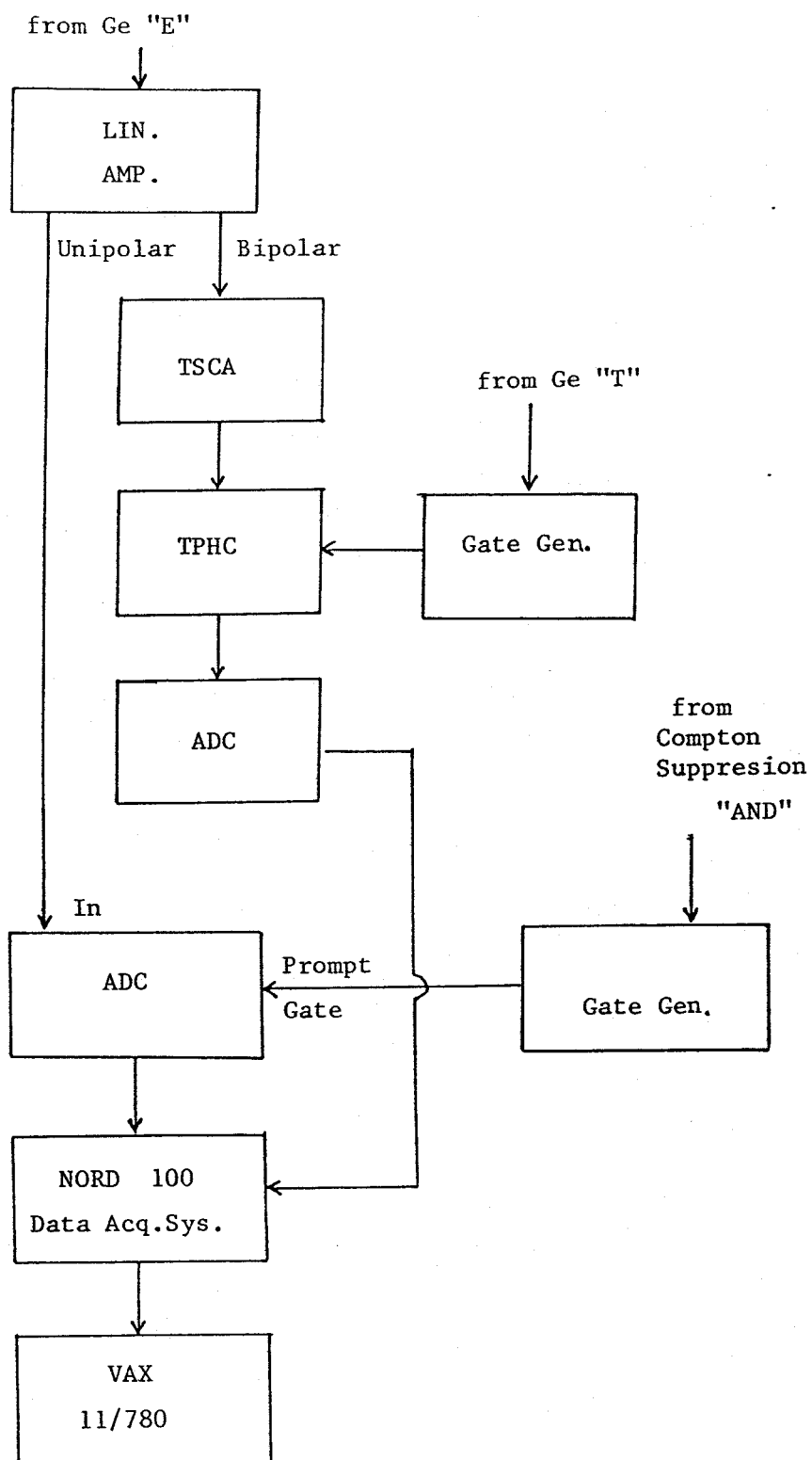


Figura 2.11: Diagrama de bloques de la electrónica usada para las pruebas del método de PUR "C.C.". Los elementos más importantes se explican en el texto.

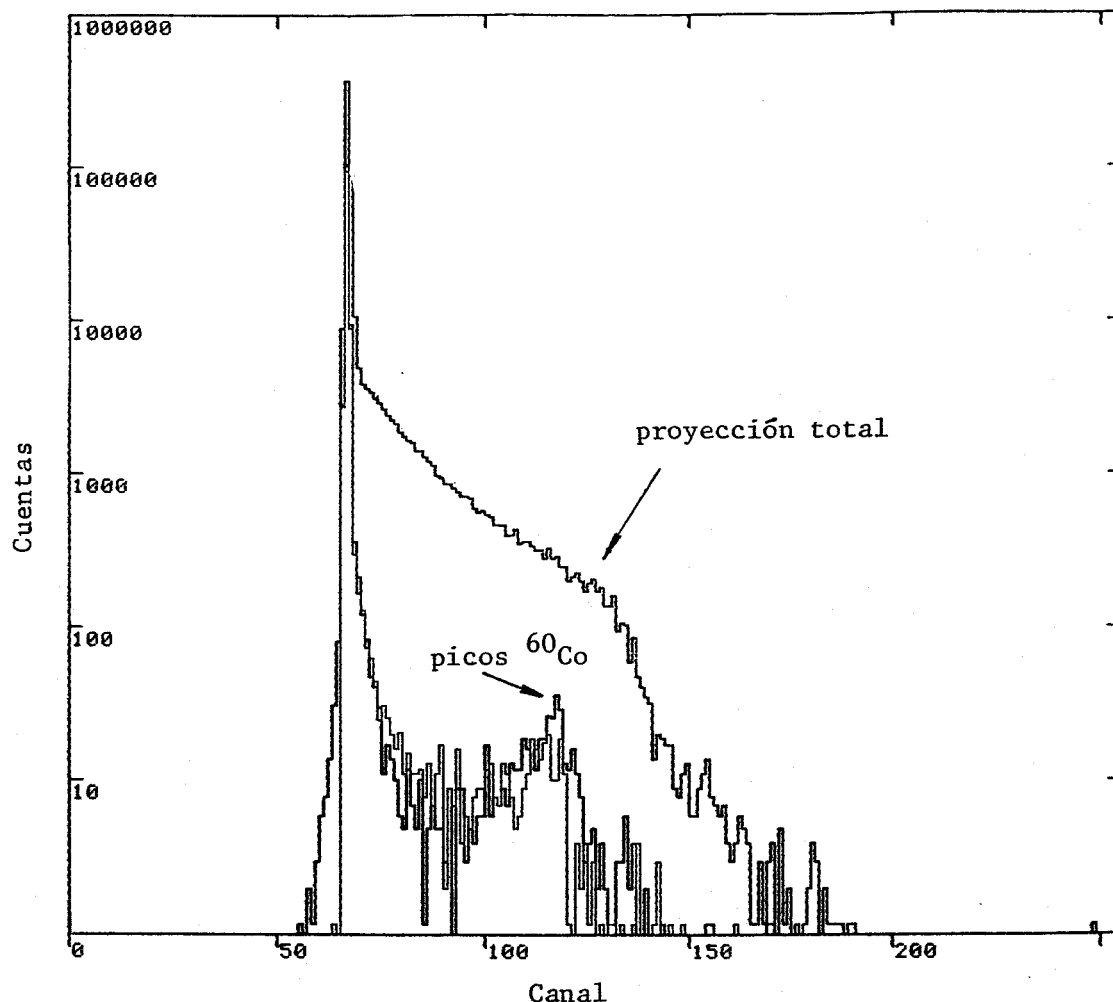


Figura 2.12: Tres proyecciones diferentes de la matriz  $(E, t_{c.c.})$  sobre el eje  $t_{c.c.}$  (para más explicaciones, véase el texto).

cero. El sistema de adquisición de datos construye la matriz con los pares de valores  $(E, t_{c.c.})$  recibidos. Esta matriz contiene la información necesaria para obtener espectros con y sin anti apilamiento.

En la figura 2.12 se muestran tres proyecciones sobre el eje de tiempo de una matriz producida con una fuente de  $^{60}\text{Co}$ : una de ellas es la proyección total (que incluye todos los valores de energía de la matriz) y las otras dos, con un pico muy pronunciado, corresponden a puertas estrechas alrededor de las transiciones del  $^{60}\text{Co}$  de 1173 y 1332 keV de energía. Claramente, los sucesos con estas dos energías dan valores muy definidos del tiempo de cruce con el cero,  $t_{c.c.}$ . Estas proyecciones permiten, pues, seleccionar la puerta adecuada en  $t_{c.c.}$ .

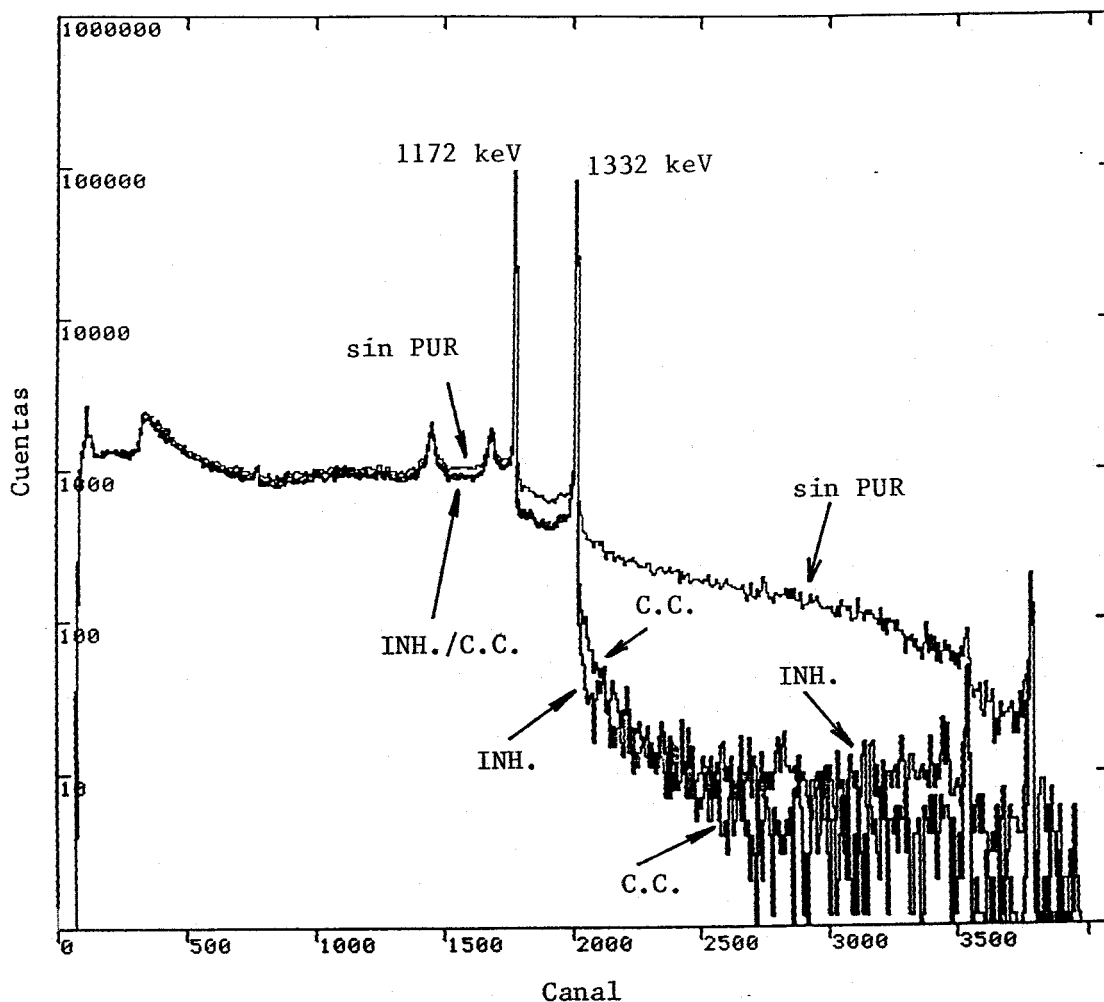


Figura 2.13: Comparación entre un espectro de  $^{60}\text{Co}$  obtenido sin *PUR* y los obtenidos con los métodos “INH” y “C.C.”.

### 2.4.2 Comparación de los métodos

En la figura 2.13 se muestran tres espectros de  $^{60}\text{Co}$ , uno de ellos obtenido sin *PUR* y los otros dos con cada uno de los métodos que queremos estudiar. Los tres espectros están normalizados de manera que coincidan las áreas bajo los picos a 1173 y 1332 keV en todos ellos. Se observa una reducción del fondo debido al *PUR*, que llega a ser de entre uno y dos órdenes de magnitud para energías del pico de 1332 keV. Los resultados son muy similares para los dos métodos. Para energías justo por encima del pico de 1332 keV el fondo es ligeramente menor para el método “INH”, mientras que a energías superiores se hace menor para el método “C.C.”. En conjunto, la mejora de la calidad del espectro obtenida es prácticamente igual para ambos métodos.

Sin embargo, no sólo es importante rechazar eficientemente los sucesos apilados, sino también reducir al mínimo posible las pérdidas accidentales de buenos sucesos. Desafortunadamente, el sistema que utilizamos para las pruebas del método "INH" no permite obtener la fracción de pulsos buenos accidentalmente rechazados. La razón es que no es posible determinar el *tiempo muerto* total. Para establecer cuántos buenos pulsos se rechazan, debe compararse el área debajo de un mismo pico en un espectro con *PUR* y otro sin *PUR* tomados durante un mismo *tiempo vivo*, esto es, tiempo durante el que el sistema puede medir. Dicho tiempo, a su vez, se obtiene como la diferencia entre el tiempo real y el tiempo muerto.

Para el método "C.C.", el grado de rechazo de buenos sucesos se estudió comparando las áreas de los picos del  $^{60}\text{Co}$  en la proyección total sobre el eje de energía de la matriz ( $E, t_{C.C.}$ ) (espectro sin *PUR*) y en la proyección de una ventana temporal correspondiente a buenos sucesos (espectro con *PUR*). La diferencia entre las áreas con y sin *PUR* que se obtuvo fue  $< 0.2\%$ , menor que los errores estadísticos de las áreas ( $\sim 0.5\%$ ). En consecuencia, el método "C.C." no rechaza esencialmente ningún buen suceso.

Aunque no sea posible estudiar cuantitativamente este problema para el método "INH", sí que se puede al menos determinar si se rechazan o no algunos pulsos buenos. Para ello, realizamos una medida en la que se aceptaron sólo aquellos pulsos recibidos por el ADC en coincidencia con una señal de inhibición generada por el amplificador. En estas condiciones, idealmente deben aceptarse sólo los sucesos en que se detecta apilamiento. Como se ve en la figura 2.14, el espectro resultante tiene picos a las energías de 1173 y 1332 keV. Por lo tanto, el método "INH" rechaza algunos pulsos buenos.

En conclusión, aunque la reducción del fondo que se obtiene con ambos métodos es similar, el método "C.C." resulta preferible si se tiene en cuenta el grado de rechazos de buenos sucesos. Debe tenerse presente, no obstante, que para este método se necesitan más módulos electrónicos que para el "INH", con la consiguiente complicación y encarecimiento del sistema.

### 2.4.3 Problemas derivados del "PUR" interno del ADC

Como ya explicamos, el ADC rechaza los pulsos que producen apilamiento si éste tiene lugar después del máximo del primer pulso. Esto incluye todos los pulsos que empiezan después del máximo del primer pulso y antes de que su cola vuelva a cruzar el valor umbral seleccionado. Si el tiempo de subida de un pulso desde dicho umbral hasta el máximo,  $t_r$ , es menor que el tiempo de caída desde el máximo hasta el umbral,  $t_f$  (y este es el caso para el amplificador 572), entonces el ADC rechaza pulsos cuyo máximo no se modifica. Esto se puede entender con ayuda de la figura 2.6. El ADC rechaza un pulso si llega con un retraso  $t_d$  respecto del primer pulso tal que  $t_r < t_d < t_r + t_f$ , mientras que el máximo del segundo pulso sólo se modifica si  $t_d < t_f$ . Por lo tanto, en principio no existe ninguna razón para rechazar los pulsos con  $t_f < t_d < t_r + t_f$ . En

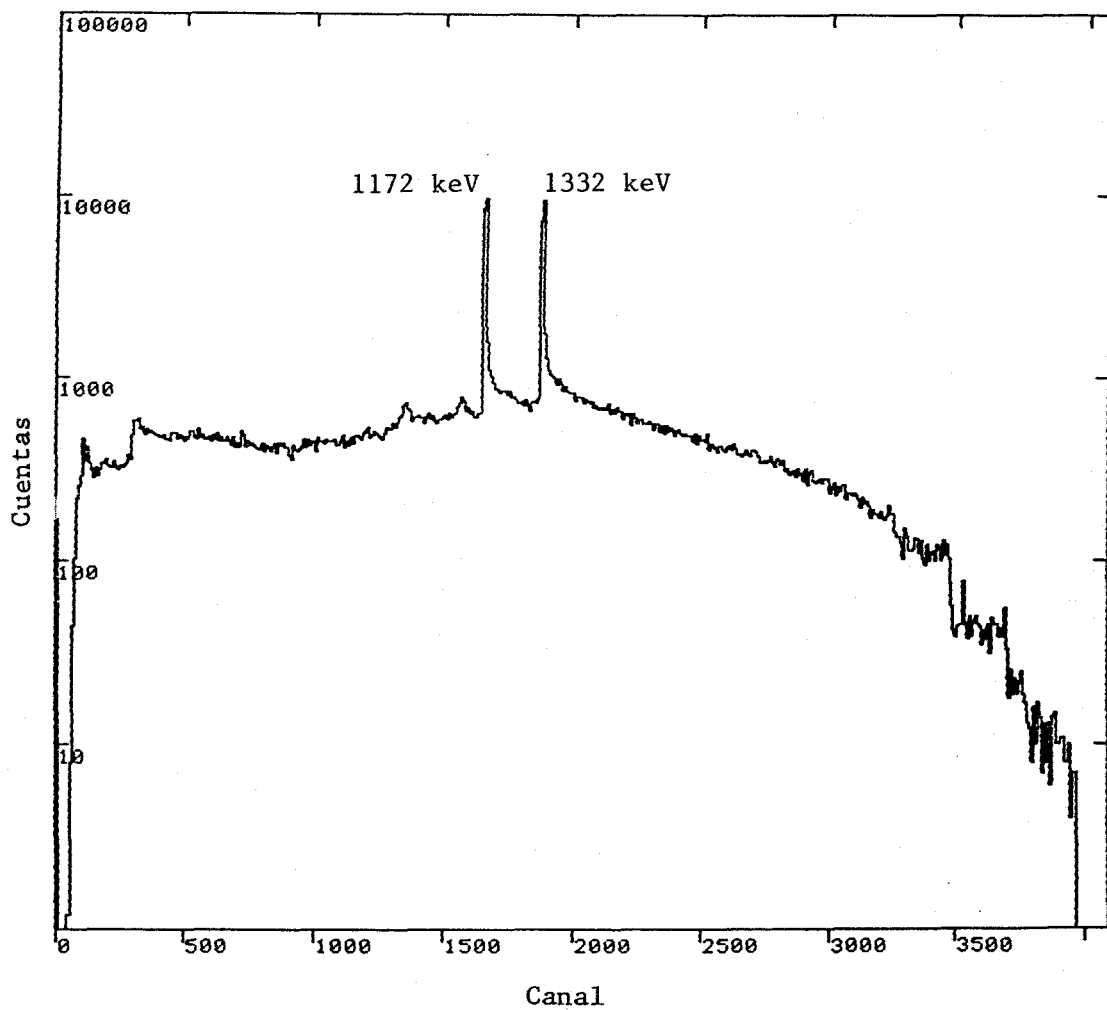


Figura 2.14: Espectro de  $^{60}\text{Co}$  producido aceptando sólo aquellos pulsos en coincidencia con una señal de inhibición generada por el amplificador.

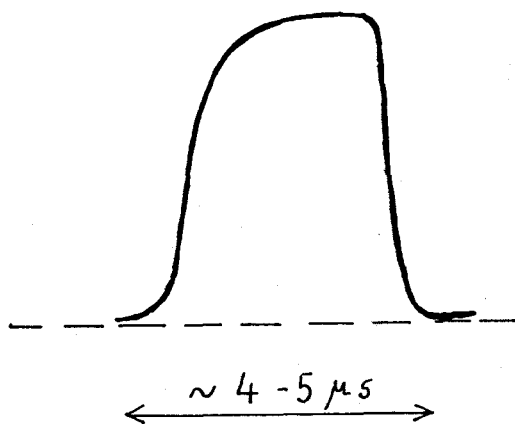


Figura 2.15: Forma típica de un pulso de salida de un “integrador con puerta” (“gated integrator”).

nuestras pruebas de los dos métodos usamos un tiempo de formación  $\tau = 2\mu s$ , para el que  $t_r = 5\mu s$  y  $t_f = 12\mu s$ . En tales condiciones el ADC rechaza muchos pulsos que es deseable aceptar.

Una solución obvia es trabajar con pulsos que tengan  $t_f < t_r$ . Esta condición la cumplen los pulsos de salida de los denominados “integradores con puerta” (“gated integrators”). La forma típica de estos pulsos se muestra en la figura 2.15; en particular se observa que caen bruscamente a partir del máximo. Dichos integradores con puerta tienen, asimismo, una ventaja adicional: la anchura de los pulsos es mucho menor que en un amplificador lineal convencional, como el Ortec 572, en condiciones que dan una resolución energética similar. Por lo tanto se reduce sustancialmente la probabilidad de apilamiento. Por ejemplo, con nuestro detector de Ge, si se utiliza un tiempo de formación  $\tau = 2\mu s$  en el amplificador 572, que implica pulsos de  $17\mu s$  de anchura, se tiene una anchura a media altura de  $\sim 2.3$  keV a 1.3 MeV en el espectro de  $^{60}\text{Co}$ . Utilizando un integrador con puerta, la misma resolución energética se obtiene con  $\tau = 0.5\mu s$ , que implica pulsos de  $\sim 5\mu s$  de anchura.

## Capítulo 3

# Sistemáticas sobre correlaciones nucleares

### 3.1 Correlaciones “ $N_p N_n$ ” en núcleos en rotación

La existencia de dos tipos de nucleones (protones y neutrones) es importante para entender la generación de deformación en el núcleo. El efecto colectivo de los nucleones que ocupan órbitas muy anisótropas (que, como ya hemos comentado en (1.2), son aquéllas de gran momento angular) da lugar a núcleos no esféricos. La ocupación por separado de tales órbitas por protones y neutrones no sólo aumenta el número de nucleones de valencia disponibles para deformar el núcleo, sino que además da pie a interacciones importantes entre ellos. El solapamiento entre las funciones de onda de un protón y un neutrón puede ser particularmente grande, pues ambos pueden ocupar orbitales con los mismos números cuánticos (excepto, naturalmente, el isospín).

La importancia de la interacción protón-neutrón para la generación de deformación se ha discutido no pocas veces en la literatura (véase, por ejemplo, [SG 53, FP 77, FP 79]). Un ejemplo interesante lo constituye el reciente estudio sistemático de los valores de una serie de cantidades que se relacionan con la deformación nuclear:  $E(2_1^+)$ ,  $E(4_1^+)$ ,  $E(2_1^+)/E(4_1^+)$  y  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0^+)$  [Ca 85], en función del producto del número de pares protón-neutrón de valencia,  $N_p N_n$ .  $N_p$  y  $N_n$  son los números de protones y de neutrones, respectivamente, en la capa de valencia si ésta se encuentra llena hasta menos de su mitad. Si la capa de valencia está más que semillena,  $N_p$  y  $N_n$  se toman igual al número de huecos de protones y neutrones de dicha capa. Tomamos como capas cerradas  $Z = 50$  y  $82$  y  $N = 82$  y  $126$ . Mientras que los valores de las cantidades anteriores en función de  $N$  muestran una dependencia de  $Z$ , cuando se representan frente a  $N_p N_n$  se sitúan sobre una curva universal. Por ejemplo, en la figura 3.1 se representa la energía de excitación del primer estado  $2^+$  para núcleos par-par en la región de  $A \approx 130$ , tanto en función de  $N$  como de  $N_p N_n$  [Ca 85]. Dicha energía disminuye al aumentar la deformación nuclear. La correlación observada entre  $E(2_1^+)$  y  $N_p N_n$  evidencia, pues, que



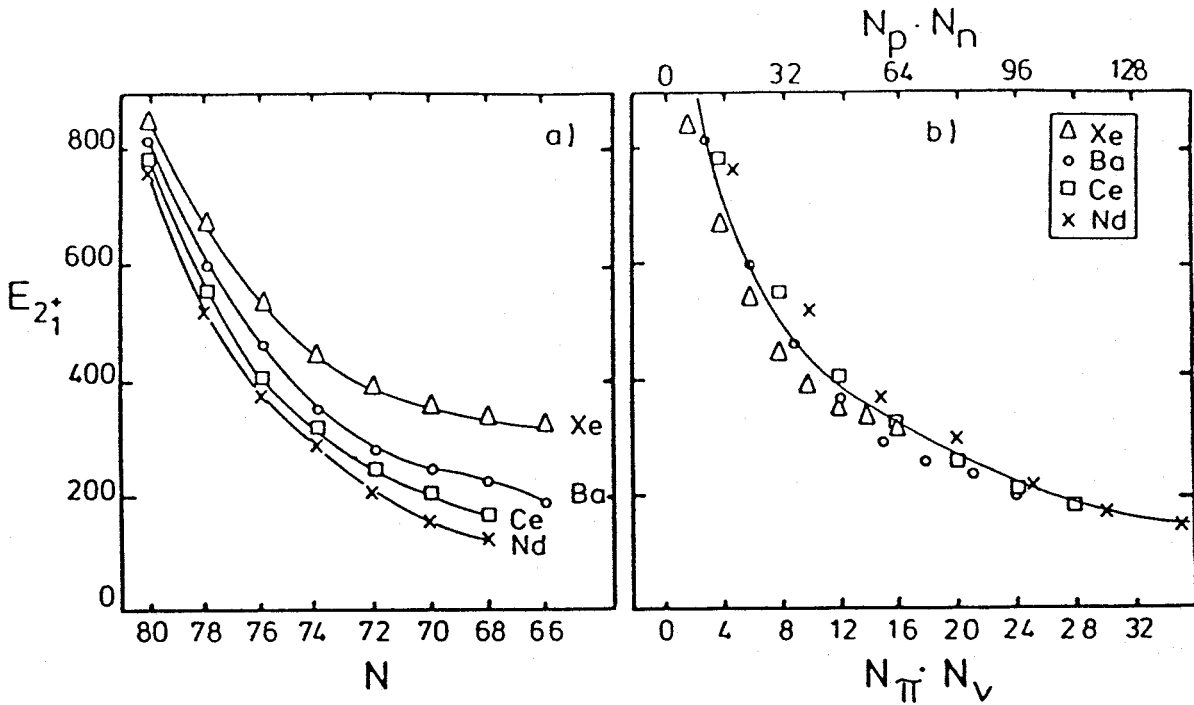


Figura 3.1: Energías del primer estado  $2^+$  para varias cadenas de isótopos en función de  $N$  (a) y de  $N_p N_n$  (b) (figura tomada de [Ca 85]).

el grado de deformación nuclear está íntimamente ligado al número de pares protón-neutrón de valencia.

Nosotros hemos extendido este análisis a la región de altos momentos angulares, donde las fuerzas centrífuga y de Coriolis inducidas por la rotación modifican la ocupación de los orbitales de neutrones y protones. Puesto que la energía de excitación de un estado de alto espín es la diferencia entre la energía de ese nivel y la del estado fundamental, que se encuentra muy alejado de él, no es una cantidad asociada específicamente con las propiedades de una zona muy definida de espines determinada por  $I$ . Por lo tanto, la energía de excitación no es una magnitud adecuada para la extensión que queremos realizar. Por otra parte, no se conocen experimentalmente muchos valores de  $B(E2)$  para estados de alto momento angular. Ello nos ha llevado a escoger para nuestro análisis otra cantidad empírica: el momento de inercia.

En física nuclear se utilizan dos momentos de inercia denominados cinemático ( $\mathfrak{S}^{(1)}$ ) y dinámico ( $\mathfrak{S}^{(2)}$ ). Se definen en función de la energía de excitación,  $E$ , y el momento angular,  $I$ , como [BM 81]:

$$\mathfrak{S}^{(1)} = \frac{I}{dE/dI}, \quad (3.1)$$

$$\mathfrak{S}^{(2)} = \frac{1}{d^2E/dI^2}. \quad (3.2)$$

Sus valores experimentales se calculan mediante las expresiones

$$\mathfrak{S}^{(1)} = \frac{(2I - 1)\hbar^2}{\Delta E_1}, \quad (3.3)$$

$$\mathfrak{S}^{(2)} = \frac{4\hbar^2}{\Delta E_1 - \Delta E_2}, \quad (3.4)$$

donde  $\Delta E_1$  y  $\Delta E_2$  son las diferencias de las energías de excitación para los estados de una banda rotacional con momentos angulares  $I$  e  $I - 2$  y con  $I - 2$  e  $I - 4$ , respectivamente (notar que en estas dos últimas ecuaciones  $I$  se considera sin unidades). A continuación presentamos nuestro análisis. Empezamos mostrando cómo se comporta  $\mathfrak{S}^{(1)}$  en función de  $N_p N_n$  a bajo espín, pasando después al estudio de  $\mathfrak{S}^{(1)}$  y  $\mathfrak{S}^{(2)}$  a alto espín. Finalmente discutimos efectos interesantes observados, interpretados como indicaciones del carácter microscópico de los momentos de inercia nucleares.

### 3.1.1 El momento de inercia cinemático, $\mathfrak{S}^{(1)}$ , a bajo espín

En la figura 3.2 se representan los momentos de inercia cinemáticos,  $\mathfrak{S}^{(1)}$ , frente a  $N$  y  $N_p N_n$  para los primeros estados  $2^+$  de los núcleos par-par con  $Z = 64 - 78$ . Se observa que al representarlos frente a  $N_p N_n$ , se agrupan prácticamente en una curva única. Esta sistemática muestra que  $\mathfrak{S}^{(1)}$  es un indicador de la deformación tan bueno como la energía de excitación. En realidad, para el estado  $2^+$ ,  $\mathfrak{S}^{(1)}$  es proporcional a  $1/E(2^+)$  (ecuación (3.3)); no se introduce, por lo tanto, nada nuevo al representar  $\mathfrak{S}^{(1)}$  en lugar de  $E_{ex}$ .

Estudiemos seguidamente la evolución de nuestro análisis empírico conforme va aumentando el momento angular. para ello calculamos mediante (3.3) los valores de  $\mathfrak{S}^{(1)}$  correspondientes al primer estado  $2^+$  y a las combinaciones de los primeros estados  $2^+$  y  $4^+$ , los  $4^+$  y  $6^+$  y los  $6^+$  y  $8^+$ . Este análisis es también para núcleos par-par con  $Z = 64 - 78$ . Los resultados que se muestran en la figura 3.3. En ella se observa cómo la fuerte correlación existente entre los valores de  $\mathfrak{S}^{(1)}$  y  $N_p N_n$  para los estados  $2^+$  de distintas cadenas isotópicas disminuye conforme aumenta el momento angular. Esta disminución comienza ya para la combinación  $2^+ - 4^+$ , y es aún más patente para la  $4^+ - 6^+$  y la  $6^+ - 8^+$ .

La evolución de los valores de  $\mathfrak{S}^{(1)}$  para los núcleos cerca de capas cerradas ( $N_p N_n \rightarrow 0$ ) se puede entender así: el momento de inercia dado por (3.3) no es, en realidad, una cantidad física bien definida para estos núcleos no rotacionales. Debido a la alta energía de excitación del primer estado  $2^+$  y a la gran diferencia de energía entre el primer  $4^+$  y el  $2^+$  en un espectro vibracional, se obtienen valores pequeños de  $\mathfrak{S}^{(1)}$ . En contraste,  $\mathfrak{S}^{(1)}$  se hace mayor para las combinaciones  $4^+ - 6^+$  y  $6^+ - 8^+$ , como consecuencia de anarmonicidades que, aumentan con el número de fonones de vibración y causan una disminución de la distancia entre niveles.

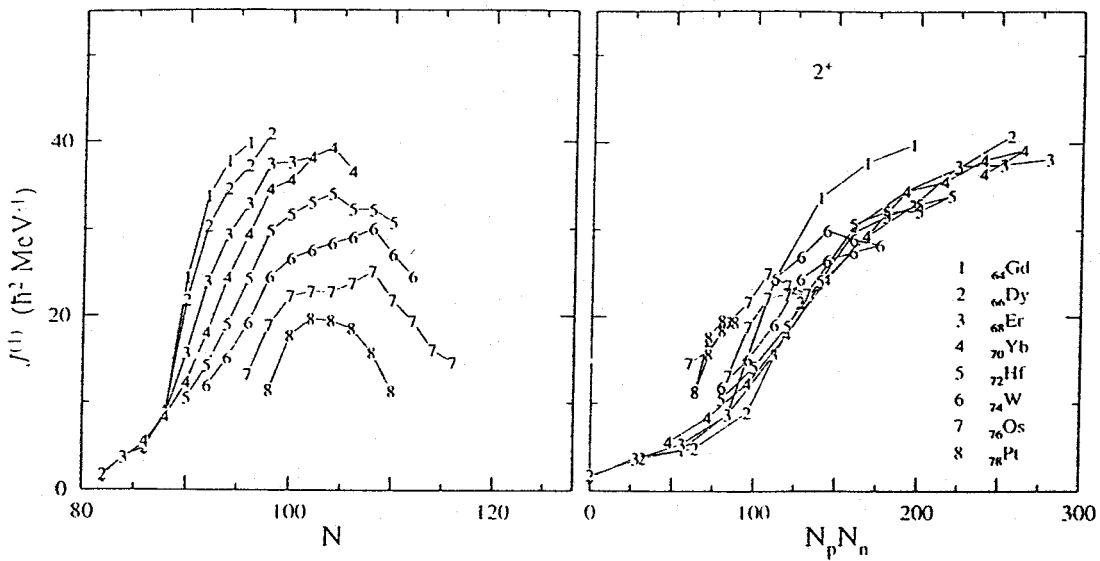


Figura 3.2: Comparación de los momentos de inercia cinemáticos,  $\mathfrak{S}^{(1)}$ , para el primer estado  $2^+$  de núcleos par-par con  $Z = 64 - 78$  en función del número de neutrones,  $N$ , y del número de pares neutrón-protón de valencia,  $N_p N_n$ . Las referencias de donde se obtuvieron los datos utilizados se especifican en [EG 89].

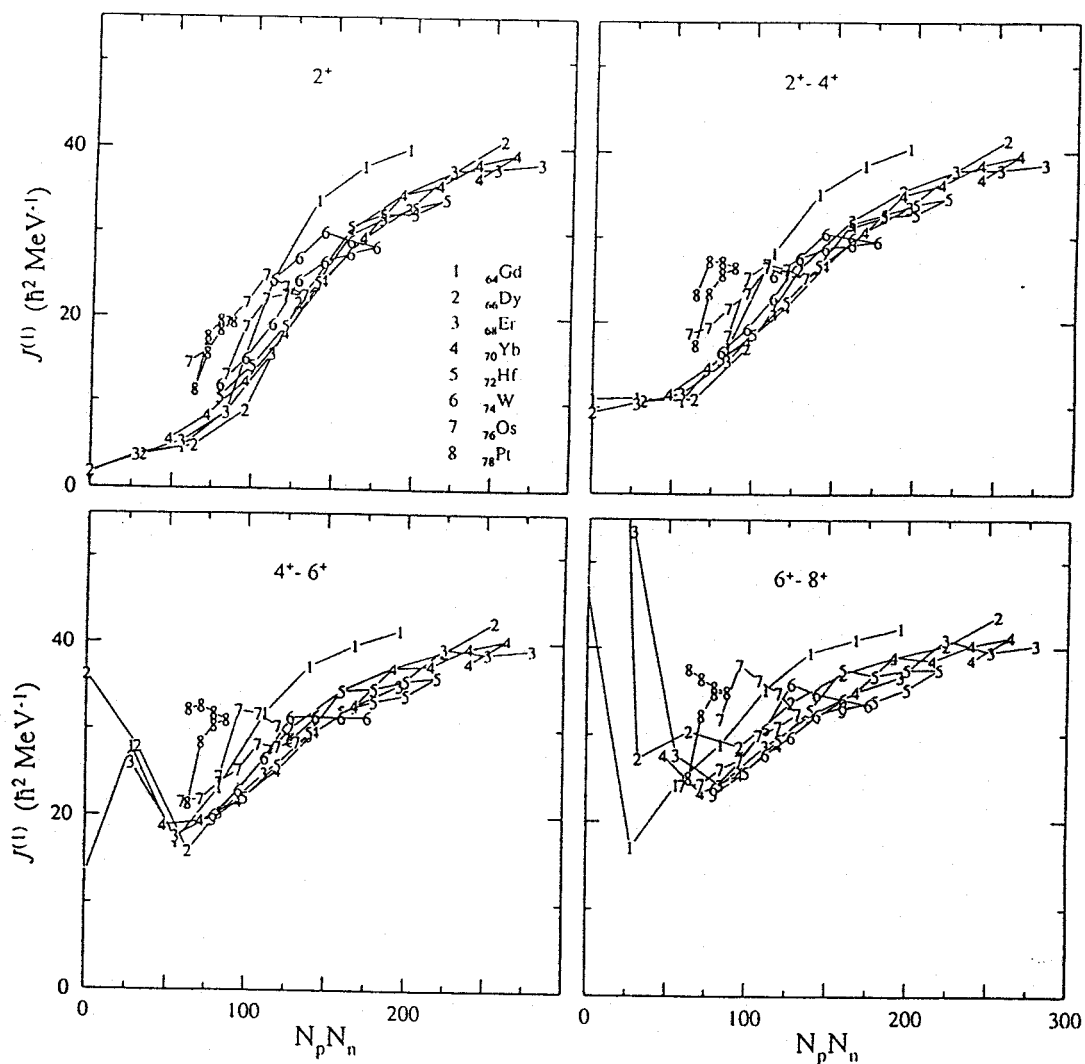


Figura 3.3: Comparación de  $\mathfrak{S}^{(1)}(N_p N_n)$  para el primer estado  $2^+$  y las combinaciones de los primeros  $2^+ - 4^+$ ,  $4^+ - 6^+$  y  $6^+ - 8^+$ , en núcleos par-par con  $Z = 64 - 78$ . Las referencias de donde se obtuvieron los datos se especifican en [EG 89].

Pero quizá es más interesante la pérdida de sensibilidad a los valores de  $N_p N_n$  que se observa para los núcleos transicionales (caracterizados por valores intermedios de  $N_p N_n$ ) cuando aumenta el momento angular. La variación de  $\mathfrak{S}^{(1)}$  con  $N_p N_n$  es mucho menor para la combinación  $6^+ - 8^+$  que para el estado  $2^+$ . Éstos son aún espines por debajo de los cruces entre bandas para estos núcleos. A continuación vamos a analizar la región de momentos angulares altos, por encima de dichos cruces.

### 3.1.2 El momento de inercia cinemático, $\mathfrak{S}^{(1)}$ , a alto espín

Queremos estudiar estados que se encuentren por encima del primer cruce entre bandas para los núcleos rotacionales con  $Z = 64 - 78$  y, al mismo tiempo, por debajo de cruces que tienen lugar a frecuencias de rotación más altas. Para ello escogemos los estados más bajos con momentos angulares  $20^+$  y  $22^+$ , que cumplen esas condiciones. Además, a estos momentos angulares existen suficientes datos para poder realizar nuestro análisis sistemático. En la figura 3.4 se comparan valores de  $\mathfrak{S}^{(1)}$  en función de  $N_p N_n$  para la combinación de estos dos estados,  $20^+$  y  $22^+$ , con los correspondientes al primer estado  $2^+$ .

Hay dos importantes diferencias con el caso anterior que llaman la atención de inmediato: en primer lugar, los valores de  $\mathfrak{S}^{(1)}$  a alto espín son mucho mayores que todos los valores a bajo espín. Esto es un resultado de la reducción de los efectos del pairing después del cruce entre bandas. Como se sabe, uno de estos efectos es la reducción del momento de inercia en un sistema con correlaciones de pares. En segundo lugar, es evidente que la correlación de  $\mathfrak{S}^{(1)}$  con  $N_p N_n$  está ausente en los datos de alto espín. De hecho, los momentos de inercia cinemáticos son casi iguales independientemente del número de neutrones o protones:  $\mathfrak{S}^{(1)} = 60.6 \hbar^2 \text{ MeV}^{-1}$  con una desviación típica de  $3.0 \hbar^2 \text{ MeV}^{-1}$ .

La ausencia de correlaciones de  $\mathfrak{S}^{(1)}$  con  $N_p N_n$  a alto espín es una consecuencia del desplazamiento, para sistemas rotantes, de la transición de núcleos esféricos a deformados hacia la capa cerrada. Tales efectos ya han sido discutidos en la literatura, por ejemplo en [Be 81]. La explicación tiene su base en la modificación de la estructura nuclear por la rotación. Debido al término de Coriolis más centrífugo del Hamiltoniano,  $-\omega i_x$ , la rotación disminuye la energía de aquellas configuraciones con una componente alta del momento angular a lo largo del eje de rotación,  $i_x$  (véase figura 1.7). Éstas son precisamente las configuraciones anisótropas que polarizan al núcleo hacia formas no esféricas. Por lo tanto, cuando se excita en el cruce entre bandas el par de cuasipartículas con valores de  $i_x$  más altos cercanas al nivel de Fermi, el núcleo adquiere una deformación más estable.

Para los núcleos cercanos a alguna capa cerrada esperaríamos una situación distinta. La energía necesaria para aumentar el momento angular en dos unidades depende, en estos núcleos, de la posición concreta del nivel de Fermi

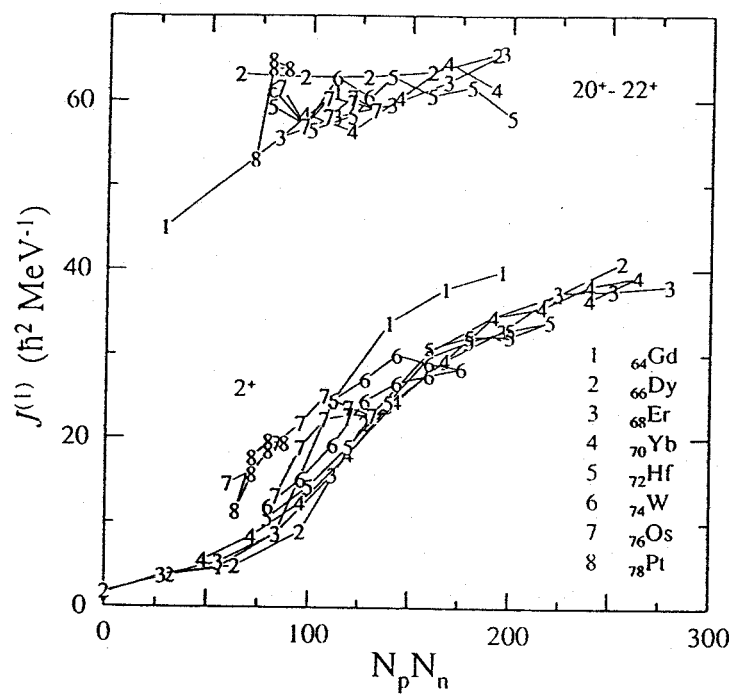


Figura 3.4: Comparación de  $\mathfrak{S}^{(1)}(N_p, N_n)$  correspondiente al primer estado  $2^+$  y a los primeros  $20^+ - 22^+$  en núcleos con  $Z = 64 - 78$ . Las referencias de donde se obtuvieron los datos se especifican en [EG 89].

en el esquema de niveles monoparticulares. Por tanto, dicha energía puede experimentar grandes variaciones al ir de uno a otro de estos núcleos no rotacionales. Entonces se pueden obtener valores muy diferentes para  $\mathfrak{S}^{(1)}$  (dado por la ecuación (3.3)). Sin embargo, debido a la ausencia de datos a alto espín para estos núcleos no se observan dichas variaciones en la figura 3.4.

### 3.1.3 El momento de inercia dinámico, $\mathfrak{S}^{(2)}$

Un análisis similar para los momentos de inercia dinámicos se puede realizar mediante la figura 3.5. En ella se comparan valores de  $\mathfrak{S}^{(2)}(N_p N_n)$ , para las secuencias de los primeros estados  $0^+ - 2^+ - 4^+$  y los  $20^+ - 22^+ - 24^+$ , en los núcleos par-par con  $Z = 64 - 78$ .

La pérdida de la correlación con  $N_p N_n$  al aumentar el momento angular se observa también aquí; no obstante, las fluctuaciones de los valores de  $\mathfrak{S}^{(2)}$  son mayores que las de  $\mathfrak{S}^{(1)}$ . Este hecho no es sorprendente, según las definiciones (3.1) y (3.2) de  $\mathfrak{S}^{(1)}$  y  $\mathfrak{S}^{(2)}$ .  $\mathfrak{S}^{(2)}$  está relacionado con  $d^2 E/dI^2$ , mientras que  $\mathfrak{S}^{(1)}$  lo está con  $dE/dI$ ; por lo tanto,  $\mathfrak{S}^{(2)}$  es más sensible a las variaciones que puedan existir en los datos. El valor medio de  $\mathfrak{S}^{(2)}$  para la secuencia  $20^+ - 22^+ - 24^+$  es  $70.0 \hbar^2 \text{ MeV}^{-1}$ , con una desviación típica de  $19.2 \hbar^2 \text{ MeV}^{-1}$ .

Por otra parte, la correlación de  $\mathfrak{S}^{(2)}$  con  $N_p N_n$  a los espines más bajos es menor que la de  $\mathfrak{S}^{(1)}$ ; ello se debe a que la relación entre las energías de los estados  $0^+$ ,  $2^+$  y  $4^+$  para un núcleo vibracional no produce un valor estable del momento de inercia dinámico,  $\mathfrak{S}^{(2)}$ , característico de un núcleo deformado.

### 3.1.4 La naturaleza microscópica de los momentos de inercia

Otra característica interesante observada en las figuras 3.4 y 3.5 es que los momentos de inercia no están correlacionados con el número de nucleones,  $A$ . Para un rotor rígido se esperaría una dependencia  $\mathfrak{S} \propto A^{5/3}$ . Esta discrepancia evidencia la naturaleza microscópica de los momentos de inercia [GN 88, SD 80], que se expresan en el modelo de cranking como

$$\mathfrak{S}^{(1)} = \frac{I_x}{\omega} = \sum_{\nu} v^2(\nu) \frac{i_x(\nu)}{\omega}, \quad (3.5)$$

$$\mathfrak{S}^{(2)} = \frac{dI_x}{d\omega} = \sum_{\nu} v^2(\nu) \frac{di_x(\nu)}{d\omega}, \quad (3.6)$$

donde  $v^2(\nu)$  es la probabilidad de ocupación del estado  $\nu$ . Para sistemas con correlaciones de pares, estas probabilidades tienen valores entre 0 y 1. En ausencia de correlaciones de pares,  $v^2(\nu)$  vale 1 ó 0, según el estado  $\nu$  se encuentre por debajo o por encima del nivel de Fermi.

Considerando la estructura microscópica del núcleo se puede entender el que los momentos de inercia no dependan de  $A$ . Al principio de una capa, se

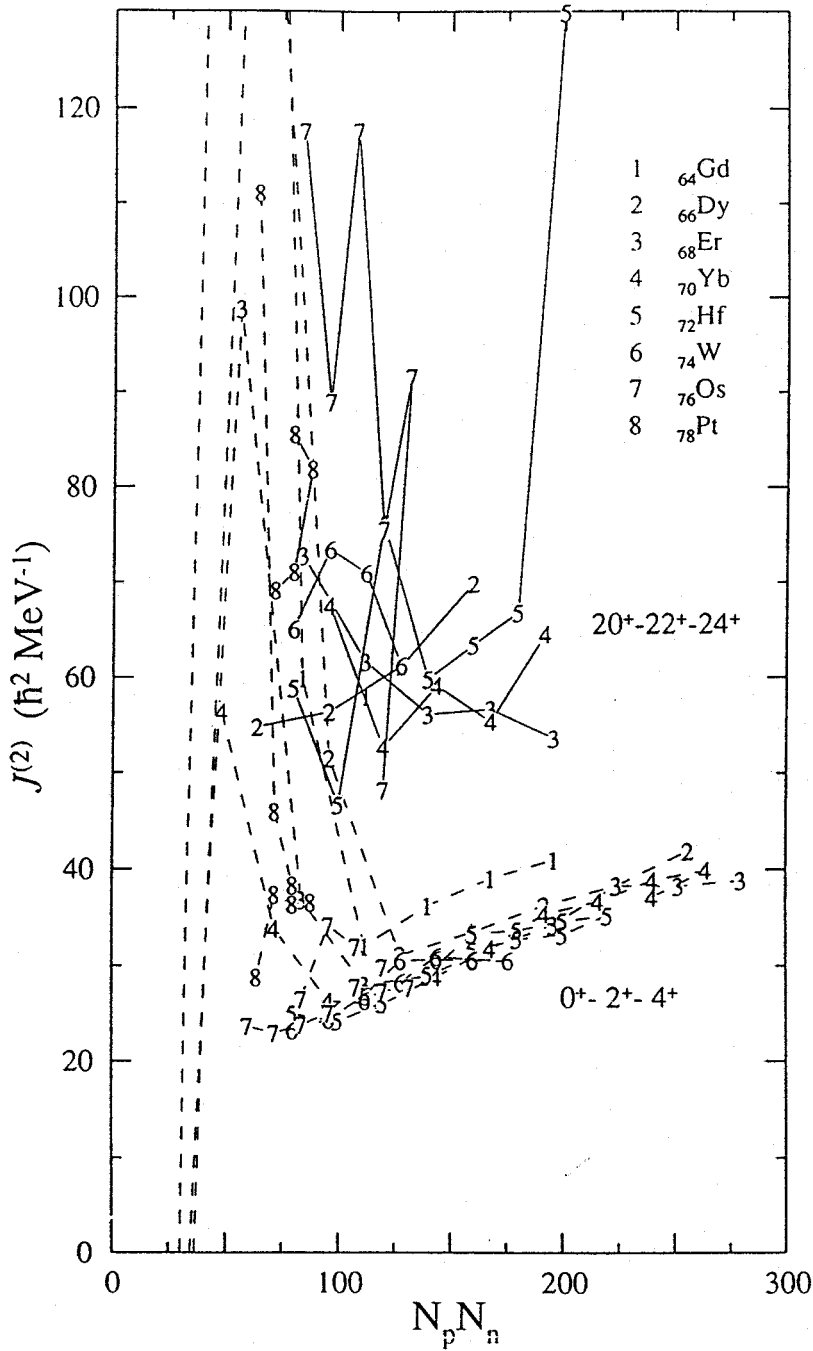


Figura 3.5: Comparación de  $\mathcal{S}^{(2)}(N_p N_n)$  correspondiente a la combinación de los primeros estados  $0^+ - 2^+ - 4^+$  y a la de los primeros  $20^+ - 22^+ - 24^+$  en núcleos con  $Z = 64 - 78$ . Los puntos que se escapan de los límites de la gráfica se indican con líneas que apuntan hacia sus posiciones. Las referencias de donde se obtuvieron los datos se especifican en [EG 89].



ocupan las configuraciones con valores altos de  $i_x$ ; esto hace que  $\mathfrak{S}^{(1)}$ , dado por (3.5), se aproxime rápidamente a un valor asociado con esa capa de valencia específica [Ga 85]. La excitación en el cruce entre bandas del par de cuasipartículas más alineables (con mayor  $i_x$ ) contribuye a los valores grandes de  $\mathfrak{S}^{(1)}$  observados de dos formas: directamente, al aumentar el valor de  $i_x$  de las configuraciones ocupadas, y mediante la reducción de las correlaciones de pares. Esto ocurre para todos los núcleos rotacionales de la capa en cuestión, independientemente del número de nucleones específico. Por otra parte, la excitación de esas cuasipartículas también hace que los valores del momento de inercia sean más estables, pues éste es menos sensible a las correlaciones de pares al haberse reducido éstas.

Observamos también que el valor medio de  $\mathfrak{S}^{(2)}$  para la secuencia de estados  $20^+ - 22^+ - 24^+$  es ligeramente mayor (aunque los valores presentan una gran dispersión) que el de  $\mathfrak{S}^{(1)}$  para los estados  $20^+ - 22^+$ . Los modelos más simples suelen indicar el comportamiento opuesto,  $\mathfrak{S}^{(2)} < \mathfrak{S}^{(1)}$  [Ga 85, Sh 89]. La razón se puede ilustrar considerando nuevamente los routhianos de la figura 1.6. De la relación  $i_x(\nu) = -de'_\nu/d\omega$  y las expresiones (3.5) y (3.6) se deduce que la contribución de un orbital de Nilsson a  $\mathfrak{S}^{(1)}$  es mayor cuanto más negativa sea la pendiente de su routhiano en función de  $\omega$ , mientras que la contribución a  $\mathfrak{S}^{(2)}$  es grande si  $e'_\nu(\omega)$  se curva mucho. Observamos que, a frecuencias de rotación altas (como corresponde a los estados situados después del cruce entre bandas), la curvatura de los orbitales en la figura 1.6 es casi siempre pequeña. En cambio, al principio de la capa  $N = 82-126$  se ocupan ya orbitales con pendiente muy negativa. Éstos contribuyen mucho a  $\mathfrak{S}^{(1)}$  y muy poco a  $\mathfrak{S}^{(2)}$ , con lo que se obtiene  $\mathfrak{S}^{(1)} > \mathfrak{S}^{(2)}$ .

Según las expresiones (3.5) y (3.6), para aumentar el valor de  $\mathfrak{S}^{(2)}$  relativo al de  $\mathfrak{S}^{(1)}$  debe aumentar la pendiente de la función  $I_x(\omega)$  más que  $I_x/\omega$ . Se ha demostrado [Sh 89] que incluyendo adecuadamente las variaciones con la frecuencia de rotación de las correlaciones de pares estáticas y dinámicas (más importantes a alto espín) se obtiene dicho efecto. Asimismo, cambios de la deformación y la función de onda nuclear debidos a la rotación ayudan a explicar esta discrepancia (véase por ejemplo [Ga 85, 88]).  $\mathfrak{S}^{(2)}$ , al depender de  $di_x/d\omega$ , es más sensible que  $\mathfrak{S}^{(1)}$  a las variaciones del campo medio en función de la frecuencia.

En esta discusión se ilustra especialmente la riqueza de la estructura microscópica nuclear. En concreto, los momentos de inercia nucleares tienen un significado más complejo que el derivado de una visión macroscópica. No sólo los efectos de capas de los niveles monoparticulares son importantes. La relación entre la rotación y las correlaciones de pares, y la permanencia de vibraciones de pairing a altos momentos angulares, son también esenciales para entender el comportamiento de los sistemas nucleares. En la siguiente sección ahondamos en el estudio de estos efectos microscópicos.

### 3.2 Rigidez de los núcleos en rotación

Consideremos un cuerpo rígido axialmente simétrico con momento de inercia  $\mathfrak{S}$  respecto de un eje perpendicular al de simetría. Cuánticamente la energía de este cuerpo cuando rota con momento angular  $I$  es:

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}} I(I + 1), \quad (3.7)$$

donde  $\mathfrak{S}$  es constante. Si se intentan ajustar los espectros nucleares mediante (3.7) se encuentra que, aunque en muchos casos esta parametrización da buenos resultados para los niveles con  $I$  menor, las desviaciones se hacen más y más grandes al aumentar  $I$ . Esto es una indicación clara de que en realidad el núcleo no es un rotor perfecto.

De hecho, en la sección 1.4.1 vimos que el movimiento no colectivo de los nucleones se acopla con la rotación colectiva, con consecuencias importantes en los espectros. También se han discutido efectos de la rotación sobre las correlaciones de pares (sección 1.4.3). En concreto, una de las consecuencias de la interacción de pairing es la dramática disminución de los momentos de inercia nucleares [BM 75]; la reducción del efecto del pairing debida a la rotación conlleva, por tanto, un aumento del momento de inercia.

Los anteriores son ejemplos importantes de entre una gran variedad de acoplamientos que perturban a la rotación nuclear. Estos efectos están presentes en todos los núcleos, pero la diferencia entre el comportamiento resultante y el de un rotor perfecto depende de la rigidez de cada núcleo. Los sistemas bien deformados se verán, claramente menos afectados que los núcleos transicionales, al ser éstos más “blandos”. Una forma de estudiar las desviaciones respecto del comportamiento de un rotor perfecto es desarrollar las energías en potencias de  $I(I + 1)$  [BM 75]:

$$E_{rot} = AI(I + 1) + BI^2(I + 1)^2 + CI^3(I + 1)^3 + \dots, \quad (3.8)$$

y comparar la magnitud de los distintos coeficientes del desarrollo.

Nuestro objetivo aquí es realizar un estudio sistemático de la rigidez de los núcleos aprovechando la abundancia de datos tanto a bajo como a alto espín. Para ello utilizamos una fórmula que incluye los términos lineal y cuadrático en  $I(I + 1)$  de (3.8). Puesto que la energía de excitación contiene, en general, una parte no debida a la rotación, añadimos un término que no depende de  $I$ . Tenemos entonces:

$$E(I) = E_0 + AI(I + 1) + BI^2(I + 1)^2. \quad (3.9)$$

Determinamos los tres parámetros  $E_0$ ,  $A$  y  $B$  correspondientes a un momento angular  $I$  ajustando a (3.9) las energías de los tres estados más bajos de paridad positiva con momentos angulares  $I - 2$ ,  $I$  e  $I + 2$ . Las expresiones así obtenidas

para  $A$ ,  $B$  y  $E_0$  se pueden poner en función de otros parámetros ya conocidos,  $\mathfrak{S}^{(1)}$  y  $\mathfrak{S}^{(2)}$  (dados por las ecuaciones (3.3) y (3.4)):

$$A = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}^{(2)}} \left( 1 + \frac{6I^2 + 6I + 5\mathfrak{S}^{(2)} - \mathfrak{S}^{(1)}}{4I^2 + 8I + 3\mathfrak{S}^{(1)}} \right), \quad (3.10)$$

$$B = \frac{1}{(2I+1)(2I+3)} \left( \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}^{(2)}} - \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}^{(1)}} \right), \quad (3.11)$$

$$C = E(I) - AI(I+1) - BI^2(I+1)^2, \quad (3.12)$$

Nuestro análisis se realiza para los estados más bajos de paridad positiva, en función del momento angular y los números de neutrones y protones. Conviene observar que este estudio supone la existencia de una cierta correlación rotacional entre los estados considerados. Claramente, en situaciones en que la configuración intrínseca varía del estado de menor energía con momento angular  $I$  a aquél con  $I+2$  (como por ejemplo en núcleos casi de capas cerradas o, para núcleos rotacionales, en los cruces entre bandas) los valores de  $E_0$ ,  $A$  y  $B$  no serán estables en función de  $I$ ,  $N$  o  $Z$ .

### 3.2.1 Significado de los parámetros $A$ , $B$ y $E_0$

Con objeto de aclarar el significado de los coeficientes que aparecen en (3.9), los hemos representado en función del momento angular para los estados más bajos de paridad positiva de tres cadenas de isótopos par-par:  ${}_{56}\text{Ba}$ ,  ${}_{60}\text{Nd}$  y  ${}_{70}\text{Yb}$  (figuras 3.6, 3.7 y 3.8 respectivamente).

En el extremo superior izquierdo se representan los valores de  $E_0$ . Este término es la energía correspondiente a  $I=0$ . Por lo tanto para un rotor perfecto y sin ninguna energía de excitación no colectiva  $E_0$  sería nulo. De hecho, se observa que a bajo espín  $E_0$  tiene valores pequeños en la mayoría de los casos, como es de esperar para una rotación construida sobre el estado fundamental. Los valores más grandes para esta región de espines corresponden a núcleos con un número de neutrones próximo a la capa cerrada  $N=82$  y, por lo tanto, no rotacionales. Por encima de cierto momento angular se observan, por lo general, valores claramente mayores de  $E_0$ . Este hecho se asocia a la excitación de dos cuasipartículas en el cruce entre la banda del estado fundamental y la banda en que dichas cuasipartículas están alineadas. Las fluctuaciones en los valores de  $E_0$  para estos espines altos son lógicas, por tratarse del punto de corte con el eje de energías ( $I=0$ ) de una curva (eq. 3.9) obtenida de modo que pase por tres puntos con  $I-2$ ,  $I$  e  $I+2$  alejados de dicho eje.

En el extremo superior derecho de las figuras 3.6-3.8 se representan los valores de  $A$ . Para un rotor perfecto, de la ecuación (3.7) y las definiciones de los momento de inercia cinemático y dinámico ( $\mathfrak{S}^{(1)}$  y  $\mathfrak{S}^{(2)}$ ) es fácil ver que  $\mathfrak{S}^{(1)} = \mathfrak{S}^{(2)}$ , con lo que se obtiene  $A = \hbar^2/2\mathfrak{S}^{(2)} = \hbar^2/2\mathfrak{S}^{(1)}$ . Cuando el comportamiento difiere del correspondiente a un rotor perfecto, los valores de  $\mathfrak{S}^{(1)}$

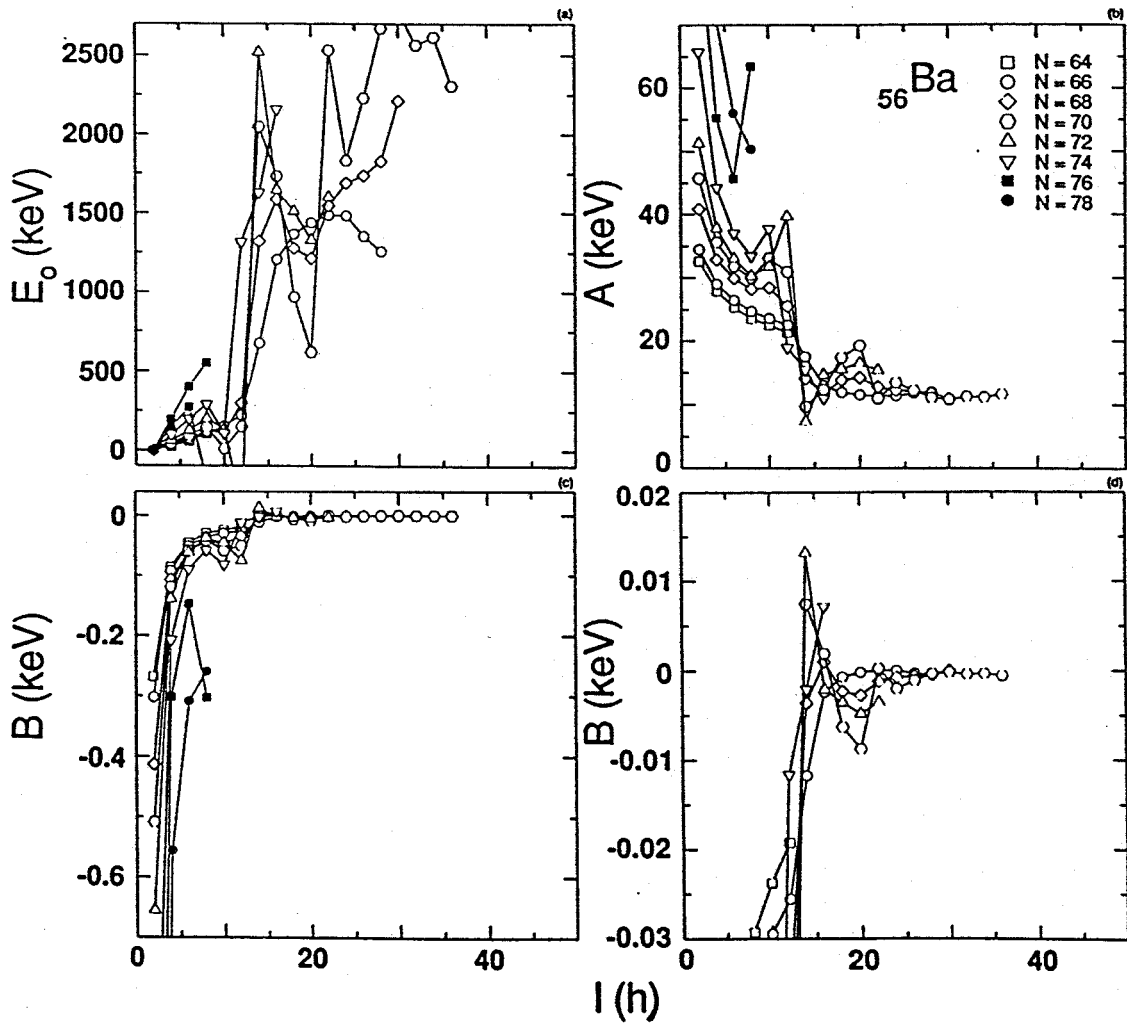


Figura 3.6: Valores de  $E_0$ ,  $A$  y  $B$  en función del momento angular para los estados más bajos de paridad positiva en isótopos par-par de  $^{56}\text{Ba}$ . Las referencias de donde se han extraído los datos utilizados se indican en [EG 89].

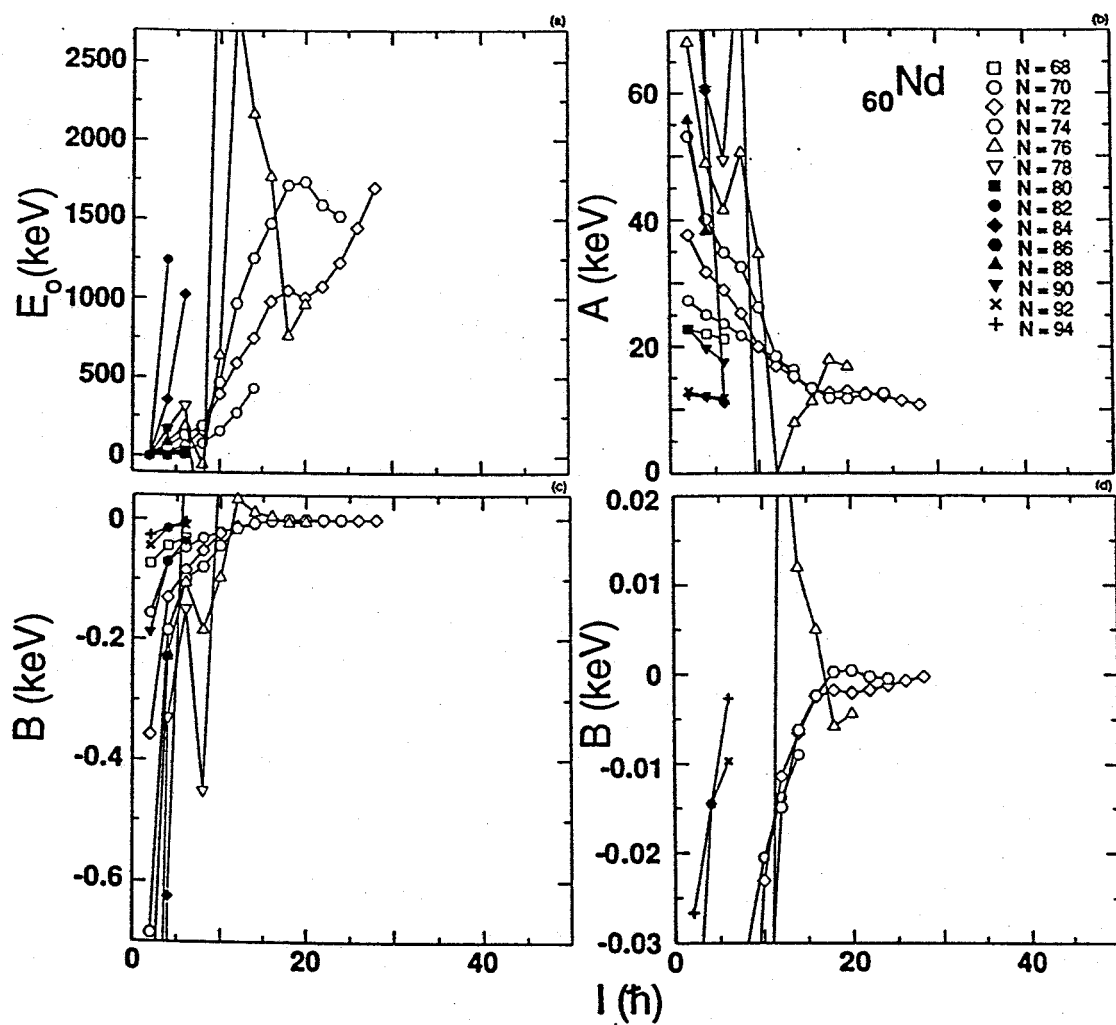


Figura 3.7: Valores de  $E_0$ ,  $A$  y  $B$  en función del momento angular para los estados más bajos de paridad positiva en isótopos par-par de  $^{60}\text{Nd}$ . Las referencias de donde se han extraído los datos utilizados se indican en [EG 89].

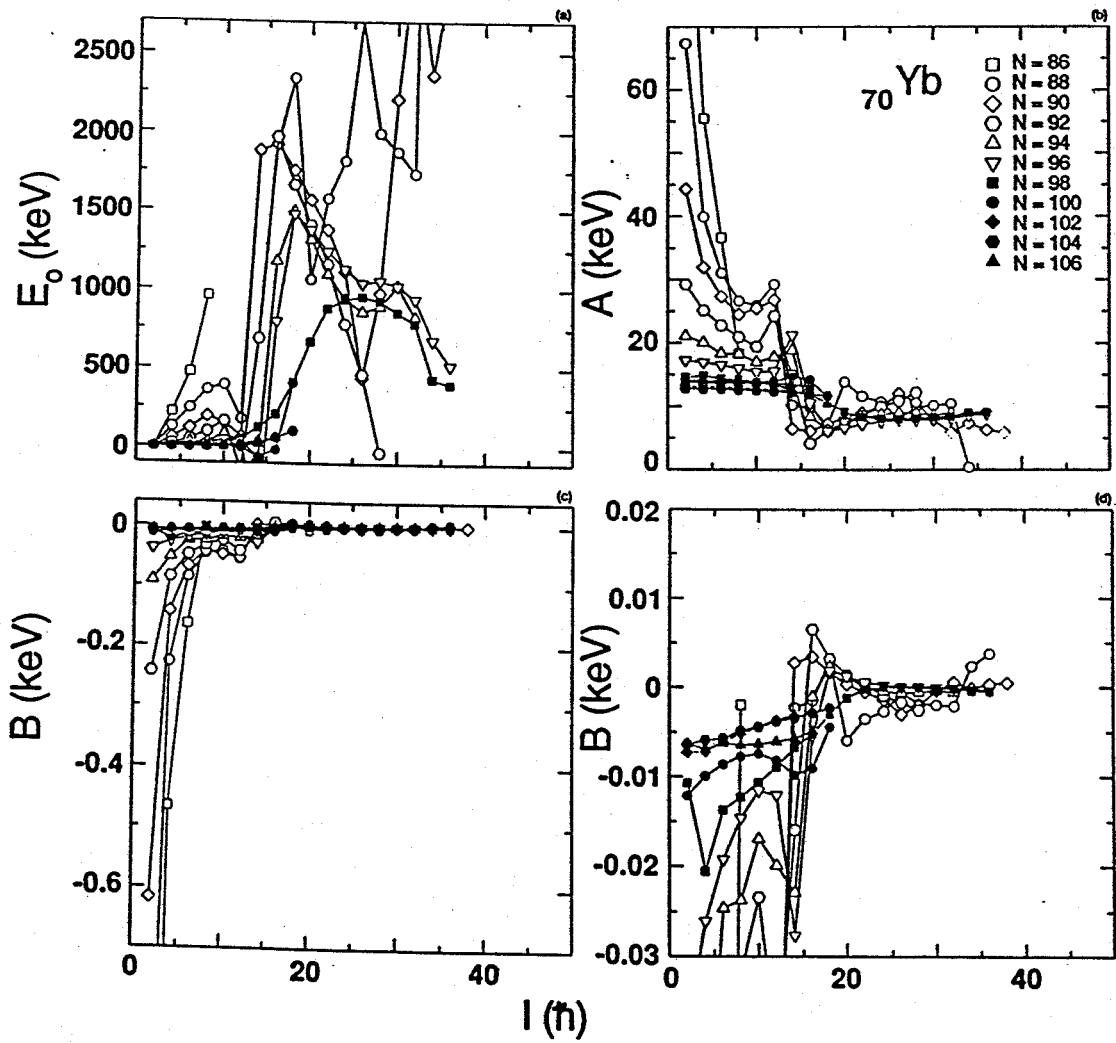


Figura 3.8: Valores de  $E_0$ ,  $A$  y  $B$  en función del momento angular para los estados más bajos de paridad positiva en isótopos par-par de  ${}_{70}\text{Yb}$ . Las referencias de donde se han extraído los datos utilizados se indican en [EG 89].

y  $\mathfrak{S}^{(2)}$  se separan entre sí y la dependencia de  $\mathcal{A}$  se hace más complicada. Las figuras 3.6-3.8 muestran la relación de  $\mathcal{A}$  con los momentos de inercia. Por debajo del cruce entre bandas se observa que los valores de  $\mathcal{A}$  disminuyen al alejarse el número de neutrones de una capa cerrada.; ello se relaciona claramente con el aumento de los momentos de inercia debido al establecimiento de la deformación. La disminución de los valores de  $\mathcal{A}$  en el cruce entre bandas también se entiende como resultado del aumento de los momentos de inercia, en este caso debido a la drástica disminución del pairing [BM 75, RS 80].

Los valores de  $\mathcal{B}$  se representan en la parte inferior de las figuras 3.6-3.8 con dos escalas diferentes.  $\mathcal{B}$  está directamente relacionado con las desviaciones respecto de un rotor perfecto, para el que  $\mathcal{B} = 0$ . Dados dos núcleos con momentos de inercia comparables (y por tanto valores similares de  $\mathcal{A}$ ), el valor de  $\mathcal{B}$  más alejado de cero corresponderá al más blando. Es interesante observar que  $\mathcal{B}$  es negativo prácticamente en la totalidad de los casos. Según la ecuación (3.11) esto corresponde a  $\mathfrak{S}^{(2)} > \mathfrak{S}^{(1)}$ , tal y como ya encontramos en la sección 3.1. Por otra parte, un valor negativo de  $\mathcal{B}$  significa que la pendiente de  $E(I)$  disminuye en valor medio con relación al valor esperado para un rotor rígido. Esto es lo que se espera, por ejemplo, si el efecto del pairing disminuye, pues entonces el momento de inercia aumenta. Un efecto similar se obtendría de un "estiramiento" ("stretching") del núcleo debido a la rotación (el estiramiento conlleva también un aumento del momento de inercia). Sin embargo no está tan claro cómo afectarían al signo de  $\mathcal{B}$  otros factores, tales como el acoplamiento entre modos rotacionales y vibracionales o la posible mezcla de los estados de dos bandas distintas próximas en energía (dicha mezcla tenderá a separar una banda de la otra).

Como hemos dicho la magnitud de  $\mathcal{B}$  da una medida de la estabilidad de un rotor siempre que nos refiramos a núcleos con valores de  $\mathcal{A}$  similares. Esto es evidente en la ecuación (3.9), ya que  $\mathcal{A}$  es el coeficiente del término asociado con una rotación perfecta, no perturbada, mientras que  $\mathcal{B}$  es el coeficiente asociado con la perturbación. Para realizar un estudio comparativo en diferentes regiones nucleares, los valores de  $\mathcal{B}$  han de normalizarse dividiendo por  $\mathcal{A}$ . Esto tiene, en la práctica, un inconveniente:  $|\mathcal{A}/\mathcal{B}|$  resulta muy pequeño en la mayoría de los casos y particularmente en los mejores rotors; por lo tanto, resulta más conveniente trabajar con  $\mathcal{A}/\mathcal{B}$ , que es mayor para los mejores rotors y, por tanto, especialmente sensible a las variaciones para ellos. Ésta es la cantidad escogida para nuestro análisis sistemático.

Vamos, pues, a presentar un estudio sistemático de la estabilidad del núcleo como rotor o de la rigidez nuclear, caracterizada por los valores de  $\mathcal{A}/\mathcal{B}$ , en función de  $I$ ,  $N$  y  $Z$ . Realizamos nuestro análisis para los estados más bajos de paridad positiva en núcleos par-par con  $Z=54-78$ . En las gráficas que mostramos se representa  $\log |\mathcal{A}/\mathcal{B}|$ , pues  $\mathcal{A}/\mathcal{B}$  varía en varios órdenes de magnitud entre los casos más extremos. Para mantener la información sobre el signo e  $\mathcal{B}$ , los puntos de las gráficas que corresponden a  $\mathcal{B} > 0$  se indican con un "+". Para los casos en que la ecuación (3.9) tiene sentido físico,  $\mathcal{A}$  es

siempre mayor que cero. Las gráficas de  $\log |A/B|$  frente a  $I$  se presentan en las figuras 3.9-3.11.

### 3.2.2 Rigidez en función de N y Z

Las características de la deformación nuclear se relacionan estrechamente con el llenado de las capas de valencia de neutrones y protones, como ya hemos discutido (sección 1.2.3). Los datos de las figuras 3.9-3.11 incluyen las capas de neutrones  $N=50-82$  y  $82-126$  y la de protones  $Z=50-82$ . Así pues, podemos no sólo analizar la rigidez nuclear en función de la situación dentro de una capa, sino también comparar las características observadas en ambas capas; con ello se puede estudiar el efecto de la estructura microscópica para posiciones del nivel de Fermi muy diferentes. Vamos a dividir nuestro análisis en dos partes: tratamos primero la región de bajos espines, por debajo del cruce entre bandas, y posteriormente los espines altos, por encima de dicho cruce. Con esta división se realza el diferente carácter de la estructura nuclear a bajo y alto espín. En el siguiente apartado analizamos específicamente la rigidez nuclear en función del momento angular.

#### Región de bajo espín

Para los momentos angulares por debajo de los cruces entre bandas (que tienen lugar para  $I \approx 10 - 15$  en estas regiones de masas), los valores de  $\log |A/B|$  en función de  $N$  presentan un comportamiento similar en prácticamente todos los casos: aumentan conforme  $N$  se aleja del valor correspondiente a una capa cerrada hasta llegar aproximadamente a la mitad de la capa de valencia; entonces disminuyen nuevamente al acercarse al siguiente número mágico. Este comportamiento se relaciona con el llenado de orbitales que contribuyen a deformar el núcleo o a disminuir su deformación. Tales efectos, discutidos en la sección 1.2.3, llevan a una transición gradual de sistemas esféricos (capa cerrada) a sistemas bien deformados (capa casi semillena), seguida del proceso inverso al aproximarnos a la siguiente capa cerrada. Los núcleos con deformaciones más estables son los más rígidos, dando por tanto lugar a valores altos de  $\log |A/B|$ .

Como también se discutió en 1.2.3, los orbitales intrusos menos alineados con el eje de simetría contribuyen de forma especialmente importante a estabilizar la deformación, debido a su pendiente muy negativa en los diagramas de Nilsson. En la figura 5.3 mostramos los diagramas para las zonas de  $N$  y  $Z$  incluidas en nuestro análisis. Los orbitales intrusos correspondientes son los de menor proyección de momento angular sobre el eje de simetría,  $K$ , originados en la capa  $h_{11/2}$  para protones y en la  $h_{9/2}$  e  $i_{13/2}$  para neutrones. Para ilustrar la importancia de estos orbitales vamos a tomar un ejemplo, la capa  $N=82-126$ . Los orbitales intrusos en esta capa provienen de la configuración esférica  $i_{13/2}$ . Concretamente, para deformaciones normales ( $\epsilon_2 \approx 0.2$ ) el más



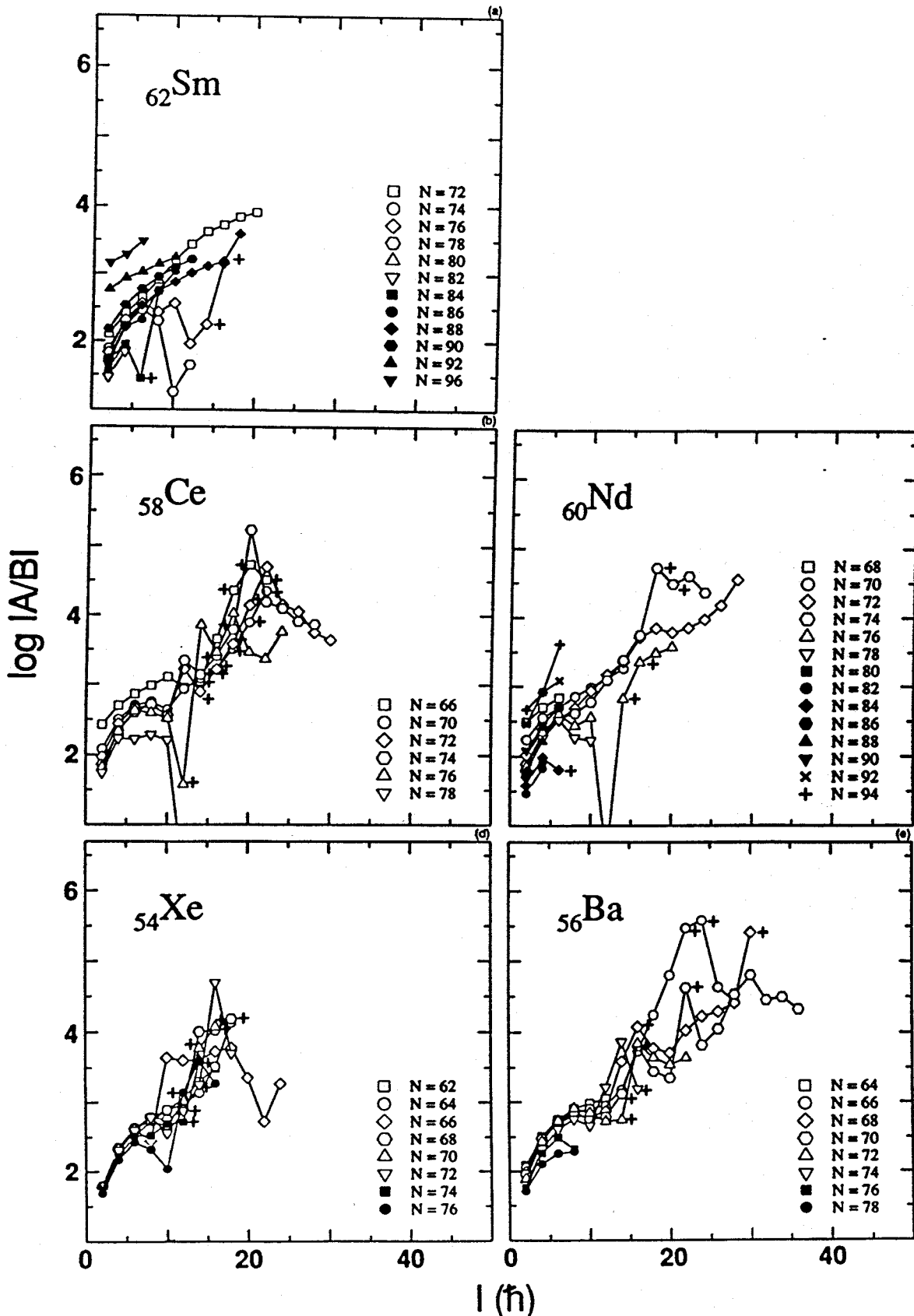


Figura 3.9: Valores de  $\log A/B$  en función del momento angular para los estados más bajos de paridad positiva en isótopos par-par de  $^{54}\text{Xe}$ - $^{62}\text{Sm}$ . Las referencias de donde se han extraído los datos utilizados se indican en ...

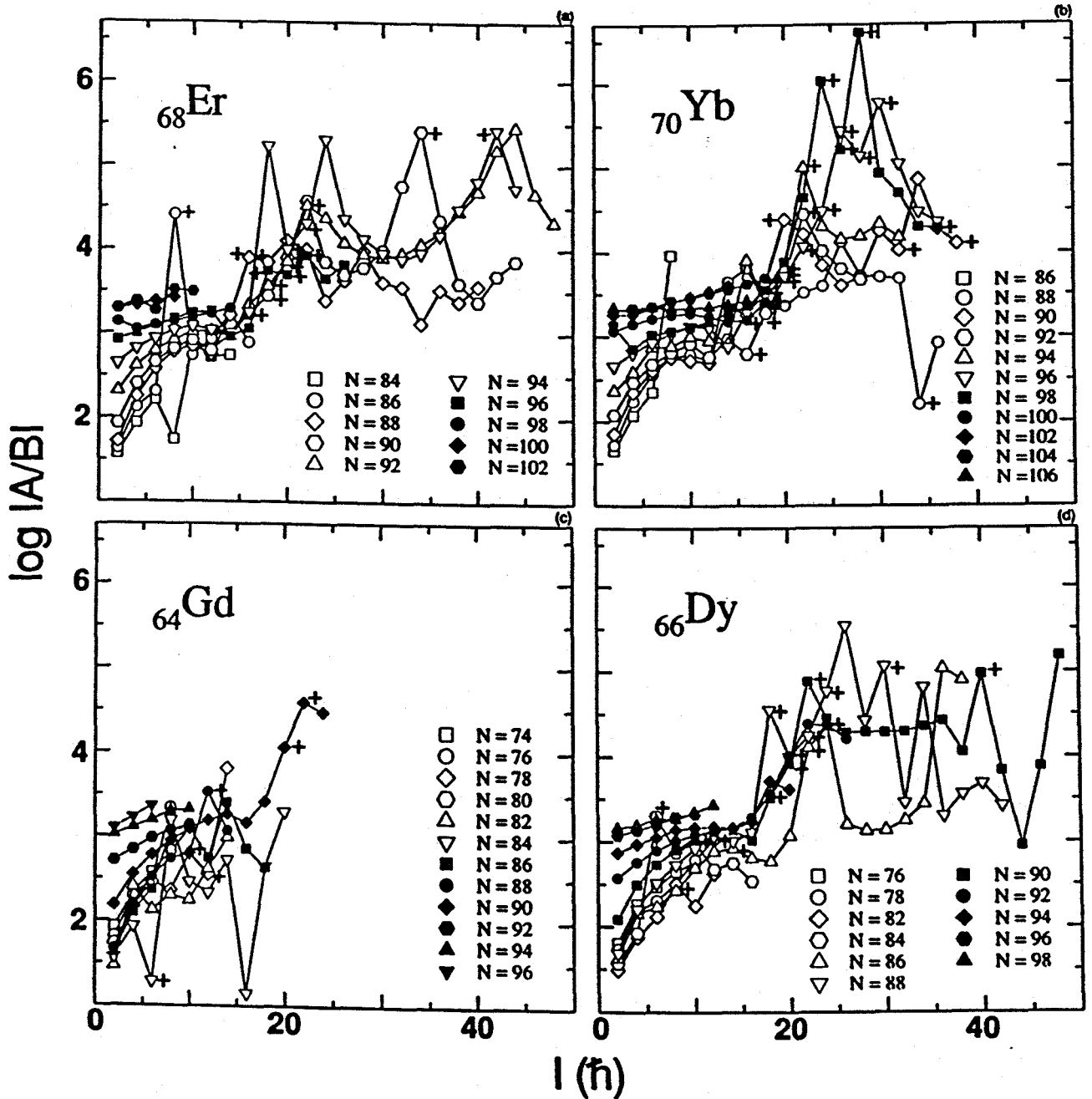


Figura 3.10: Valores de  $\log |A/B|$  en función del momento angular para los estados más bajos de paridad positiva en isótopos par-par de  $^{64}\text{Gd}$ - $^{70}\text{Yb}$ . Las referencias de donde se han extraído los datos utilizados se indican en [EG 89].

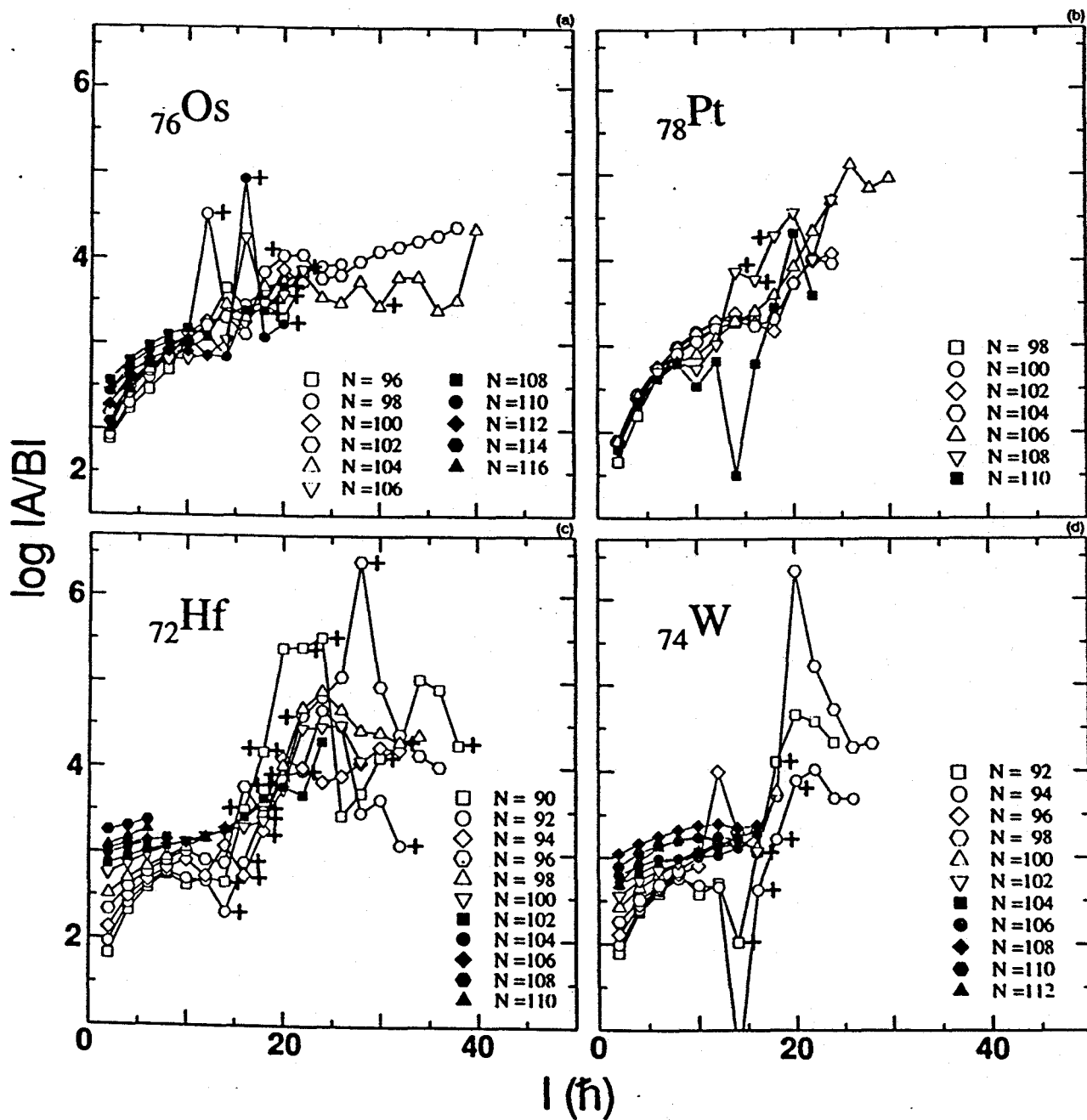


Figura 3.11: Valores de  $\log A/B$  en función del momento angular para los estados más bajos de paridad positiva en isótopos par-par de  $^{72}\text{Hf}$ - $^{78}\text{Pt}$ . Las referencias de donde se han extraído los datos utilizados se indican en [EG 89].

bajo de ellos se ocupa cuando  $N=90$  ó  $92$  (figura 5.3). Es de esperar, entonces, que la estabilidad de la deformación aumente de manera especial al añadir neutrones a partir de estos valores de  $N$ . En las figuras 3.9-3.11 se advierte este efecto. Por ejemplo, para los isótopos de  ${}_{62}\text{Sm}$  (figura 3.9), el aumento de  $\log |A/B|$  es mucho mayor al pasar de  $N=90$  a  $92$  que para valores bajos de  $N$ . Un efecto similar se observa, en general, para los isótopos con  $Z \geq 60$ . Dicho efecto parece, no obstante, disminuir al aumentar  $Z$ . Esto probablemente se debe a que, conforme nos alejamos de la capa cerrada para protones  $Z=50$ , éstos contribuyen más a estabilizar la deformación y entonces el efecto de ocupar un orbital intruso de neutrones no es tan dramático.

Es particularmente interesante observar dónde se encuentran los núcleos más rígidos. Los valores más altos de  $\log |A/B|$  en esta región de bajo espín corresponden a núcleos próximos a la mitad de la capa  $N=82-126$  y la  $Z=50-82$ :  ${}_{68}^{168-170}\text{Er}$ ,  ${}_{70}^{172-176}\text{Yb}$ ,  ${}_{72}^{180}\text{Hf}$ . Esto es de esperar según nuestras consideraciones previas. Por otra parte, la rigidez de los núcleos en la capa  $N=50-82$  es claramente menor que en la  $N=82-126$ , como se refleja en los máximos valores de  $\log |A/B|$  alcanzados. Ello debe asociarse no sólo a una mayor estabilidad de los rotadores en la capa de neutrones  $N=50-82$  que en la  $82-126$ , sino también a que los datos para  $N=82-126$  corresponden a núcleos con un número de protones más próximo al centro de la capa  $Z=50-82$  que los datos mostrados para  $N=50-82$ .

### Región de alto espín

Es de esperar que en la zona de alto espín se observen correlaciones diferentes a las observadas en la de bajo espín. Por una parte, las correlaciones de pares se reducen dramáticamente con la excitación de dos cuasipartículas en el primer cruce. Además, el propio alineamiento de estas cuasipartículas da lugar a una polarización de la forma del núcleo que puede producir, por sí misma, importantes cambios sobre las correlaciones en un núcleo en rotación (sección 1.4.3).

El comportamiento de  $\log |A/B|$  en función del número de neutrones no es tan regular como a bajo espín (figuras 3.9-3.11). En muchos casos se presentan grandes fluctuaciones, que dificultan una comparación precisa entre diferentes isótopos. Estas fluctuaciones son, en general, más acusadas para los valores más altos de  $\log |A/B|$ ; se deben a que, para los pequeños valores  $B$  asociados (figuras 3.6-3.8), pequeñas variaciones pueden provocar cambios grandes en  $\log |A/B|$ .

Aunque no se pueden extraer conclusiones definitivas sobre los detalles de la relación entre la rigidez u el número de nucleones en la capa de valencia podemos, al menos, observar algunas características interesantes: en primer lugar, los rotadores más estables siguen encontrándose en la capa  $N=82-126$ . Los valores más altos de  $\log |A/B|$ , que son para los núcleos  ${}^{166-168}\text{Yb}$ , resultan al menos un orden de magnitud superiores que los correspondientes a la capa

$N=50-82$ . Por otra parte en esta zona de espines el análisis está limitado por la falta de datos (por ejemplo, en las figuras no aparecen isótopos de Yb con  $N > 98$ , o de Er con  $N > 96$ , a alto espín).

También resulta interesante comparar esta región con la de bajos momentos angulares; esta parte del análisis se trata a continuación.

### 3.2.3 Rigidez en función del momento angular

Para estudiar las variaciones de la rigidez nuclear en función del momento angular, se debe tener en cuenta que los valores de  $A/B$  para estados de distinto espín no pueden compararse directamente. Esto se explica considerando nuevamente la ecuación 3.9. La razón del término  $BI^2(I+1)^2$  al  $AI(I+1)$  incluye un factor  $I(I+1)$ ; por lo tanto, un mismo valor de  $A/B$  corresponde a una perturbación (representada por  $BI^2(I+1)^2$ ) cuyo valor relativo es mayor cuanto más alto sea el espín. Debido a esto, es apropiado considerar los valores de  $|A/(BI(I+1))|$  en lugar de  $|calA/calB|$ .

Tomemos, en primer lugar, un ejemplo concreto: los mejores de entre los rotores para los que existen datos tanto a bajo como a alto espín,  $^{166-168}\text{Yb}$ . Se tiene un valor de  $|A/(BI(I+1))| \simeq 20$  para  $I \simeq 8\hbar$ , y de 250 para  $I \simeq 25-30\hbar$ . Dicho de otro modo, el término  $BI^2(I+1)^2$ , asociado con la perturbación de una rotación perfecta en la ecuación 3.9, es el 5% de  $AI(I+1)$  para un espín ( $I \simeq 8\hbar$ ) por debajo del cruce, mientras que se reduce al 0.4% por encima de él ( $I \simeq 25-30\hbar$ ). Esta característica se observa en la mayoría de los núcleos que se pueden considerar rotores: los núcleos son, por lo general, rotores más estables a alto que a bajo momento angular. Nótese, sin embargo, que existe una excepción: los primeros valores de espín,  $I = 2-4\hbar$ . Para ellos se obtiene  $|A/(BI(I+1))|$  típicamente del mismo orden que a alto espín.

Este comportamiento se puede entender como un resultado de la disminución de las correlaciones de pares al rotar el núcleo. A los espines por debajo del cruce entre bandas, dichas correlaciones van disminuyendo conforme el núcleo rota. Esto constituye una modificación de la estructura microscópica del núcleo que, claramente, se desvía del comportamiento de un rotor perfecto. Por el contrario, a los espines por encima del cruce, las correlaciones de pares son muy débiles y, por tanto, los efectos de sus variaciones sobre la rigidez del núcleo menos importantes. Nótese, en este contexto, que los valores grandes de  $|A/(BI(I+1))|$  pueden interpretarse como una indicación de que a estos espines la rotación aún no modifica apreciablemente las correlaciones de pares.

La anterior interpretación indica que las correlaciones de pares son menos estables que las asociadas con la forma del núcleo. Esto no es sorprendente, pues las correlaciones de pares involucran sólo unos pocos de orbitales cercanos al nivel de Fermi, mientras que la deformación es un efecto asociado a todos los nucleones de valencia.

Por otra parte, el aumento de la rigidez nuclear a alto espín también es de esperar como resultado del alineamiento, en el cruce, de dos cuasipartículas con

alto momento angular. Estas cuasipartículas tienen un gran efecto polarizador, tendiendo por tanto a estabilizar la deformación.

## Capítulo 4

### Estudios experimentales: $^{171,172}\text{W}$

En este capítulo describiremos las medidas realizadas para un estudio de estados de alto espín en los núcleos  $^{171,172}\text{W}$  y el análisis de los datos obtenidos, que llevó al establecimiento de los esquemas de decaimiento. El proceso del análisis es largo y lleno de detalles técnicos; tratar de explicarlo completamente sería poco menos que imposible. Por ello daremos una descripción resumida de las partes más significativas. Asimismo, tampoco intentaremos justificar punto por punto los esquemas de niveles obtenidos; nos centraremos sólo en los aspectos más relevantes.

#### 4.1 Medidas realizadas

Mediante la reacción  $^{146}\text{Nd}(^{30}\text{Si},5-4n)$  a una energía de incidencia de 160 MeV se poblaron estados de alto espín de los núcleos  $^{171,172}\text{W}$ . A dicha energía, el núcleo más poblado fue el  $^{171}\text{W}$ , seguido del  $^{170}\text{W}$  y el  $^{172}\text{W}$ . Se eligió esta energía un tanto alta, que favorece la producción de un núcleo que no es objeto de nuestro estudio, el  $^{170}\text{W}$ , sobre la del  $^{172}\text{W}$ , para aumentar la población de los estados con mayor momento angular.

El experimento tuvo lugar en el Laboratorio de Daresbury (Reino Unido), empleando el sistema de detectores ESSA30. Éste consta de hasta 30 detectores de germanio con anti-Compton de BGO (28 en el momento de nuestro experimento) dispuestos alrededor del blanco, en un armazón consistente en 20 hexágonos y 12 pentágonos, igual al del Nordball (figura 4.1). Los detectores se sitúan en seis anillos, formando ángulos  $\theta = 37, 63, 79, 101, 117$  y  $143^\circ$  con respecto a la dirección del haz. El sistema electrónico es el correspondiente al esquema de la figura 4.2. Las características básicas son similares a las de la electrónica del Nordball (véase 2.3.2). La diferencia más notable entre ambos sistemas de detectores es que en el ESSA30 se optó por incorporar el máximo número posible de detectores de Ge posible, no quedando espacio para un calorímetro. No se puede, por lo tanto, medir la multiplicidad ni la en-

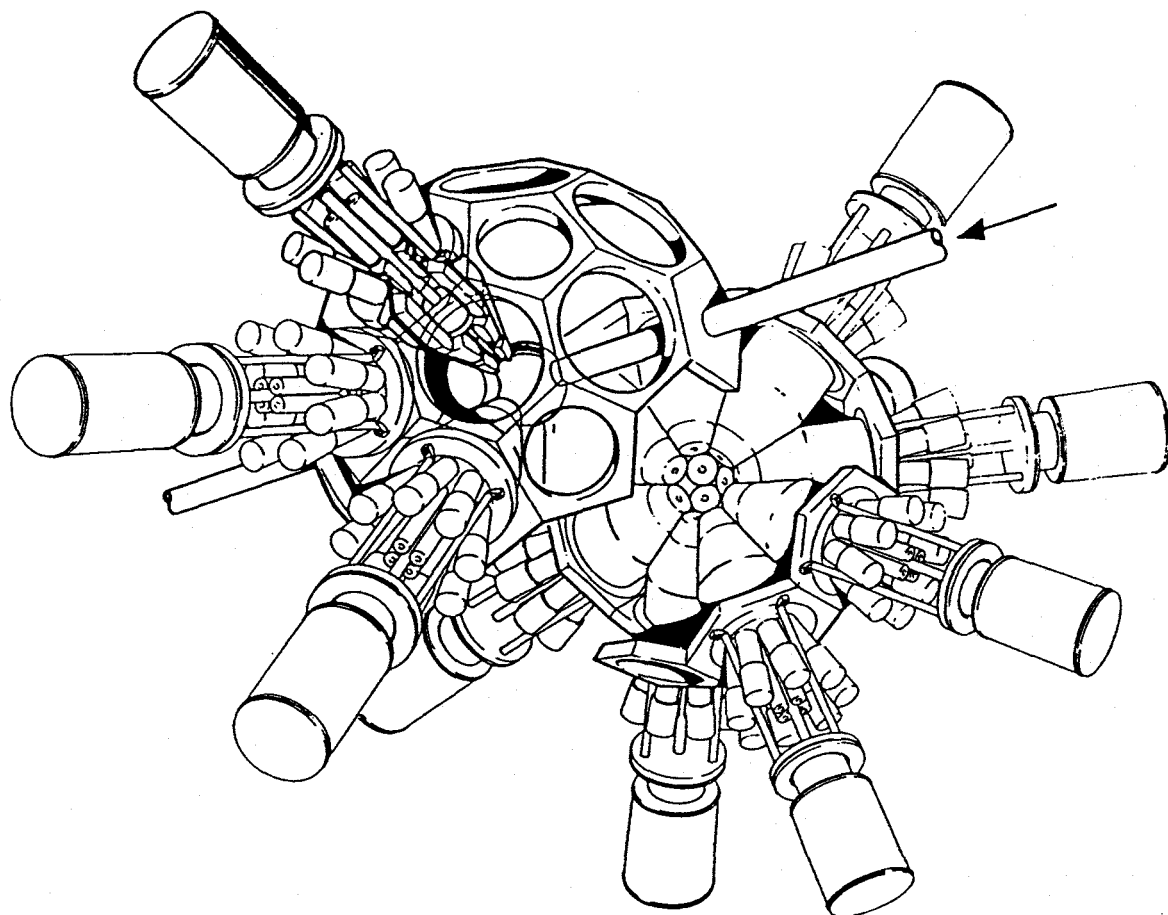


Figura 4.1: El sistema de detectores ESSA30. Los detectores de germanio con anti-Compton de BGO se montan en los espacios hexagonales y pentagonales de un armazón.





ergía suma de los sucesos. La resolución de los detectores viene caracterizada, típicamente, por una anchura a media altura de 2.2 keV para  $E_\gamma = 778$  keV.

Se recogieron sucesos de coincidencia doble y de orden superior, a un ritmo de 4000 sucesos por segundo, durante 18 horas de haz. El número de sucesos triples, un 7% del total, es insuficiente para realizar un análisis separado de ellos. El tanto por ciento de coincidencias de orden mayor que 3 es aún menor.

El blanco consistió en dos láminas enriquecidas isotópicamente de  $^{146}\text{Nd}$ , con un grosor de  $0.50$  mg/cm<sup>2</sup> cada una. En una primera parte del experimento se recogieron 110 millones de sucesos. Posteriormente se añadió una lámina de Pb de  $15$  mg/cm<sup>2</sup>, para observar posibles estados isoméricos, recogándose otros 100 millones de sucesos.

## 4.2 Métodos generales de análisis de datos

### 4.2.1 La matriz de coincidencias gamma-gamma

Como ya dijimos, las cascadas rotacionales de desexcitación son muy rápidas. Todos los rayos  $\gamma$  de una cascada se emiten en un intervalo de tiempo muy corto (típicamente, la vida media de un estado rotacional colectivo es  $\sim 10^{-10}$  s). Este hecho se suele aprovechar para realizar medidas en coincidencia, en las que se requiere que al menos dos detectores de germanio registren una señal casi simultáneamente. Al introducir esta condición se puede, posteriormente, seleccionar los rayos  $\gamma$  en coincidencia con los de una energía determinada. Así se aíslan las secuencias de decaimiento que contienen una transición con esa energía.

La información obtenida en estas medidas se almacena en forma de "sucesos de coincidencia". Éstos contienen una serie de parámetros que, fundamentalmente, representan: (a) el identificativo de cada detector que registró una señal; (b) la energía,  $E_\gamma$ , detectada por cada uno de ellos; (c) el tiempo de ocurrencia de cada señal; y (d) la multiplicidad y/o la energía suma de la cascada correspondiente, si el sistema empleado permite medir estas cantidades.

Generalmente, (c) y (d) se utilizan para restringir los sucesos que se desea incluir en los espectros. La información temporal (c) permite, entre otras cosas, reducir el número de señales debidas a neutrones en lugar de rayos  $\gamma$ , ya que aquéllos emplean más tiempo en recorrer la distancia que separa a los detectores del blanco. (d) puede emplearse para seleccionar un canal de reacción determinado. Por ejemplo, se puede eliminar la excitación coulombiana (cuyos sucesos tienen multiplicidad muy baja).

La energía,  $E_\gamma$ , de un rayo  $\gamma$  detectado por un germanio está representada en un suceso por el canal que el ADC correspondiente le ha asignado. La ganancia, definida como energía por canal, es distinta en cada detector. Además, para un detector puede variar con el transcurso del tiempo. Por lo tanto, es necesario corregirla de forma que un canal dado represente la misma energía en todos los detectores y durante todo el tiempo. Para ello se iden-

tifica un conjunto de picos, correspondiente a transiciones conocidas, en una serie de espectros obtenidos con cada detector en función del tiempo. Una vez determinado el canal en que está situado cada pico, obtenemos la relación energía-canal. La ganancia se corrige realizando una traslación y un escalado de dicha relación, de forma que cada pico se sitúe en el mismo canal en todos los espectros.

El método que se sigue con más frecuencia para establecer las relaciones de coincidencia entre los rayos  $\gamma$  consiste en construir, con los sucesos seleccionados, una "matriz de coincidencias" o espectro bidimensional (si nos referimos a coincidencias dobles). Cada elemento  $(E_i, E_j)$  de ella expresa el número de veces que se ha detectado una pareja de rayos  $\gamma$  con energías  $E_i$  y  $E_j$  correspondientes, respectivamente, a los canales  $i$  y  $j$ . La matriz se construye incrementando el valor del elemento  $(E_i, E_j)$  por cada suceso que contenga dos rayos  $\gamma$  de energías  $E_i$  y  $E_j$ . Los sucesos de coincidencia de orden superior se desdoblán en todos los sucesos dobles que se pueden formar con ellos. Por ejemplo, en el caso de un suceso triple que contenga rayos  $\gamma$  de energías  $E_i$ ,  $E_j$  y  $E_k$ , se incrementan los elementos  $(E_i, E_j)$ ,  $(E_i, E_k)$  y  $(E_j, E_k)$ . Cuando no se hace distinción entre unos detectores y otros se simetriza la matriz, pues el significado del elemento  $(E_i, E_j)$  es igual que el del  $(E_j, E_i)$ . A veces, típicamente para estudios de correlaciones angulares, se construye una matriz con los sucesos de coincidencia entre detectores a un ángulo (o grupo de ángulos)  $\theta_1$  y aquéllos a  $\theta_2$ . En este caso, el elemento  $(E_i, E_j)$  representa el número de veces en que se detectó un rayo  $\gamma$  de energía  $E_i$  a un ángulo  $\theta_1$  en coincidencia con otro de  $E_j$  a  $\theta_2$ , mientras que el elemento  $(E_j, E_i)$  representa el número de veces en que se detectó un rayo  $\gamma$  de energía  $E_j$  a un ángulo  $\theta_1$  en coincidencia con otro de  $E_i$  a  $\theta_2$ ; por lo tanto, esta matriz no se simetriza.

#### 4.2.2 Construcción de esquemas de niveles

A partir de la matriz de coincidencias pueden obtenerse los espectros de una dimensión, con los que se trabaja directamente para establecer los esquemas de niveles nucleares. Para ello se selecciona un intervalo de energías (denominado "puerta" o "ventana de coincidencia") en uno de los ejes ( $X$ ) de la matriz, y se proyecta sobre el otro eje ( $Y$ ). Se obtiene así un espectro en coincidencia con el intervalo de energías, o puerta, seleccionado. Si la puerta corresponde a la totalidad del eje  $X$ , se tiene la *proyección total* de la matriz sobre el eje  $Y$ . Este espectro representa, para cada valor de energía, el número de rayos  $\gamma$  con dicha energía que se ha detectado en coincidencia con otro rayo  $\gamma$  cualquiera. En él aparecen picos a las energías correspondientes a todas las transiciones nucleares detectadas con suficiente intensidad. Cuando la puerta abarca un intervalo estrecho,  $E_\gamma \pm \Delta E_\gamma$ , alrededor de la energía,  $E_\gamma$ , de una transición, el espectro resultante contiene los rayos  $\gamma$  que se detectaron bien en coincidencia con dicha transición o bien con la región del fondo del espectro correspondiente a ese intervalo de energías. Para eliminar la parte en coincidencia con

el fondo, se sustrae a este espectro un "espectro de fondo" convenientemente construido (por ejemplo, mediante alguno de los procedimientos descritos en [PW 85]). Como resultado de esta operación, si la puerta seleccionada corresponde a una transición "limpia" (esto es, que no se solape accidentalmente con una transición de otra cascada rotacional), los picos del espectro así obtenido corresponden a las transiciones de la secuencia rotacional a la que pertenece la puerta, más, posiblemente, transiciones de otras secuencias que decaigan a ella. En la figura 4.3 se ilustra la gran selección que se consigue con este procedimiento. En ella se muestran la proyección total (a) y un espectro en coincidencia con una transición intensa (b), para el caso de nuestro estudio de los núcleos  $^{171,172}\text{W}$  mediante la reacción  $^{146}\text{Nd}(^{30}\text{Si},\text{xn})^{176-x}\text{W}$ .

El esquema de niveles se construye estudiando espectros correspondientes a muchas puertas. La posición de cada rayo  $\gamma$  en una secuencia se determina con ayuda de relaciones entre las intensidades observadas en los diversos espectros. Consideremos, por ejemplo, una puerta cuya energía corresponde a una transición de una secuencia que decae directamente al estado fundamental. Entonces, todo rayo  $\gamma$  que decaiga después del pico elegido como puerta se debe observar con la misma intensidad (tras corregir ésta con arreglo a la eficiencia del sistema), pues hay un único camino que conecta la puerta y dicho rayo  $\gamma$ . Por el contrario, los rayos  $\gamma$  que decaen antes de la puerta tienen intensidades decrecientes, debido a que para cada nivel por encima de la puerta hay muchos rayos  $\gamma$  provenientes de estados situados más altos que pueden decaer a él.

Otro punto importante es la asignación de espines y paridades a los estados. Dicha asignación requiere el estudio de las correlaciones o las distribuciones angulares de los rayos  $\gamma$  emitidos. La distribución espacial de la emisión de rayos  $\gamma$  depende de la dirección del espín del núcleo compuesto. Éste no se orienta aleatoriamente, sino en un plano perpendicular a la dirección de incidencia del haz (con igual probabilidad en cualquier dirección contenida en este plano). Por lo tanto, la emisión de rayos  $\gamma$  que se observa es anisótropa. La dependencia angular difiere según sea la multipolaridad de los rayos  $\gamma$ ; así pues, midiendo la correlación angular entre rayos  $\gamma$  emitidos sucesivamente, o la distribución angular de la emisión, se puede obtener información sobre la multipolaridad. No obstante, esto no es suficiente para determinarla sin ambigüedad. Para ello se necesita realizar otro tipo de medidas, por ejemplo de polarización de rayos  $\gamma$ .

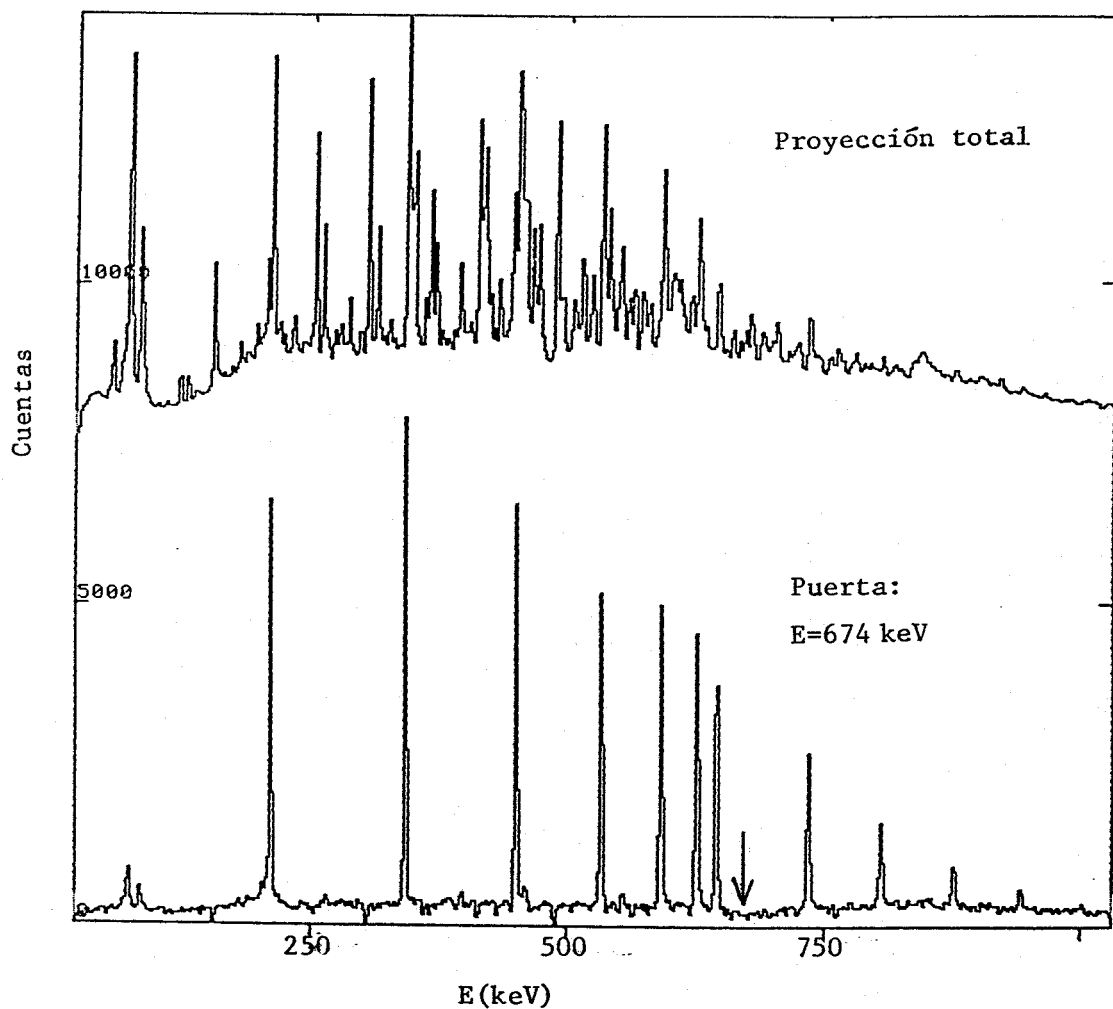


Figura 4.3: Proyección total (a) y espectro en coincidencia con una puerta a energía  $E = 674$  keV (b), correspondientes a sucesos de coincidencia obtenidos con el sistema de detectores "ESSA30" a partir de la reacción  $^{146}\text{Nd}(^{30}\text{Si}, xn)^{176-x}\text{W}$  para  $E(^{30}\text{Si}) = 160$  MeV.

## 4.3 Aspectos del análisis comunes al $^{171}\text{W}$ y el $^{172}\text{W}$

### 4.3.1 Matriz de coincidencias y calibraciones

Para analizar los datos tomados a fin de estudiar los núcleos  $^{171,172}\text{W}$  construimos una matriz de coincidencias con los sucesos de todos los detectores de germanio, en el rango de energías 0 - 1.3 MeV. La corrección de la ganancia de los detectores, necesaria para poder crear la matriz, se llevó a cabo utilizando 5 picos, con energías entre 212 y 642 keV. La desviación máxima entre la posición de uno de estos picos para un detector y el valor medio de las posiciones para todos los detectores se redujo a 0.2 keV. Se eligió una ganancia corregida de 0.5 keV por canal. Posteriormente generamos espectros de coincidencia seleccionando puertas en todos los picos visibles de la proyección total. Los núcleos poblados más intensamente fueron, por este orden:  $^{171}\text{W}$ ,  $^{170}\text{W}$ ,  $^{172}\text{W}$ ,  $^{171}\text{Ta}$  y  $^{168}\text{Hf}$ ; y, en menor medida,  $^{169}\text{Hf}$  y  $^{167}\text{Hf}$ . Dado que el sistema de detección empleado, "ESSA30", no permite seleccionar la multiplicidad ni la energía suma, la presencia de un número grande de canales de reacción bastante intensos complica notablemente el análisis.

Las calibraciones de energía y eficiencia se hicieron utilizando fuentes de  $^{152}\text{Eu}$  y  $^{132}\text{Ba}$ , a excepción de la calibración de eficiencia a energías por debajo de  $\sim 400$  keV. En este caso utilizamos espectros en coincidencia con transiciones de las secuencias yrast de los núcleos  $^{170,172}\text{W}$  (previamente conocidas [Dr 78, Re 85]), pues la eficiencia obtenida con una fuente puede desviarse mucho, a bajas energías, de la eficiencia en coincidencia. Si se pone una ventana de coincidencia en la energía correspondiente a la transición ( $I \rightarrow I - 2$ ) de la secuencia yrast de un núcleo par-par, las intensidades de las transiciones entre los estados ( $I - 2 \rightarrow I - 4$ ), ( $I - 4 \rightarrow I - 6$ ), etc. serían iguales si la eficiencia de los detectores fuese constante. Por tanto, de la intensidad observada puede obtenerse la eficiencia en coincidencia.

### 4.3.2 Correlaciones angulares

Para obtener información sobre la multipolaridad de los rayos  $\gamma$  realizamos un análisis de las correlaciones angulares. Este método se basa en el hecho de que si se observa un rayo gamma,  $\gamma_1$ , en una dirección determinada, la emisión de otro,  $\gamma_2$ , a continuación de él muestra una correlación angular con respecto de  $\gamma_1$ . Experimentalmente, se miden las coincidencias entre  $\gamma_1$  detectado a un cierto ángulo,  $\theta_1$ , con la dirección de incidencia del haz y  $\gamma_2$  detectado a otro ángulo,  $\theta_2$  (figura 4.4). La simetría axial de la orientación del espín, comentada en (4.3), implica que este ángulo es el único de interés.

Cálculos realizados con el programa desarrollado en [Fr 87] muestran que las correlaciones angulares son aproximadamente iguales para los ángulos  $\theta$  y  $180^\circ - \theta$ . Esto permite agrupar los detectores que cumplan dicha condición, con

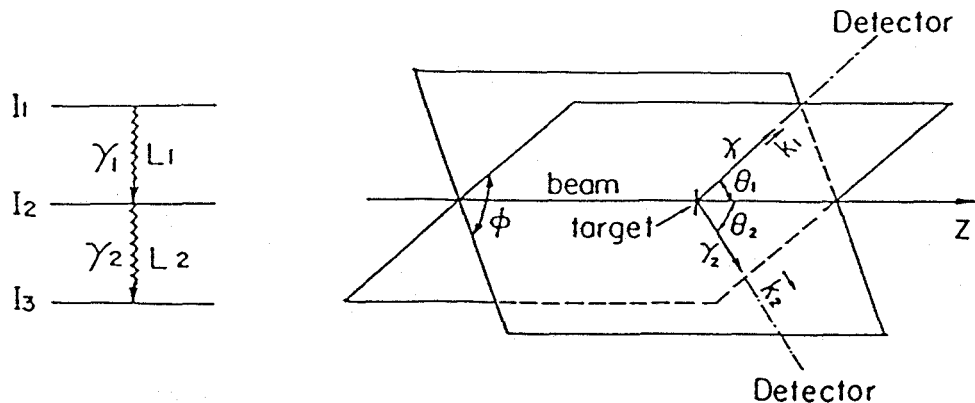


Figura 4.4: Se ilustra la geometría para una medida de correlaciones angulares.

lo cual se mejora la estadística de los espectros. En nuestro estudio se usaron detectores divididos en dos grupos: uno con aquéllos que forman ángulos de  $\theta = 79^\circ$  y  $101^\circ$  respecto a la dirección del haz, y el otro con los que forman  $\theta = 37^\circ$  y  $143^\circ$ . El resto de los detectores ( $\theta = 63^\circ$  y  $117^\circ$ ) no se incluyó, pues los datos tomados con ellos presentan poca anisotropía.

Se construyó una matriz con los sucesos de coincidencia entre un detector del primer grupo y otro perteneciente al segundo. Proyectando una puerta, correspondiente a una transición dada, sobre ambos ejes de esta matriz se pueden obtener espectros en coincidencia con dicha transición observada a cada uno de los grupos de ángulos anteriores. Esto permite extraer dos tipos de intensidades:  $I(37^\circ - 79^\circ)$ , la intensidad de un rayo  $\gamma$  medida en un detector a  $79^\circ$  o  $101^\circ$  con la puerta en una transición observada en un detector a  $37^\circ$  o  $143^\circ$ ; e  $I(79^\circ - 37^\circ)$ , medida en la situación inversa. La magnitud de la razón  $I(37^\circ - 79^\circ)/I(79^\circ - 37^\circ)$  (que llamaremos en ocasiones, abreviadamente, "razón ( $79^\circ/37^\circ$ )") depende de la multipolaridad de los rayos  $\gamma$ . Esta es la cantidad utilizada en nuestro estudio para caracterizar las correlaciones angulares.

Los valores de dicha razón entre las intensidades medidas se deben corregir, debido a la diferente variación de la eficiencia con la energía para distintos ángulos. La causa de esta diferencia es el hecho de que los rayos  $\gamma$  emitidos en direcciones más alineadas con el haz tienen que atravesar una sección mayor del tubo que rodea al haz que aquellos emitidos en direcciones más transversales; esto hace que los rayos  $\gamma$  de energía baja tengan una probabilidad mayor de ser absorbidos en el tubo cuanto más paralelos a la dirección del haz se emitan, con la consiguiente reducción de la eficiencia. Este efecto es más pronunciado para energías más pequeñas. La figura 4.5 muestra, en función de la energía, la razón  $\epsilon(E, 79^\circ)/\epsilon(E, 37^\circ)$  entre las eficiencias para cada grupo de ángulos que se obtuvo en nuestro estudio.

Para ver cómo debe realizarse la corrección, llamemos  $E_\gamma$  a la energía del

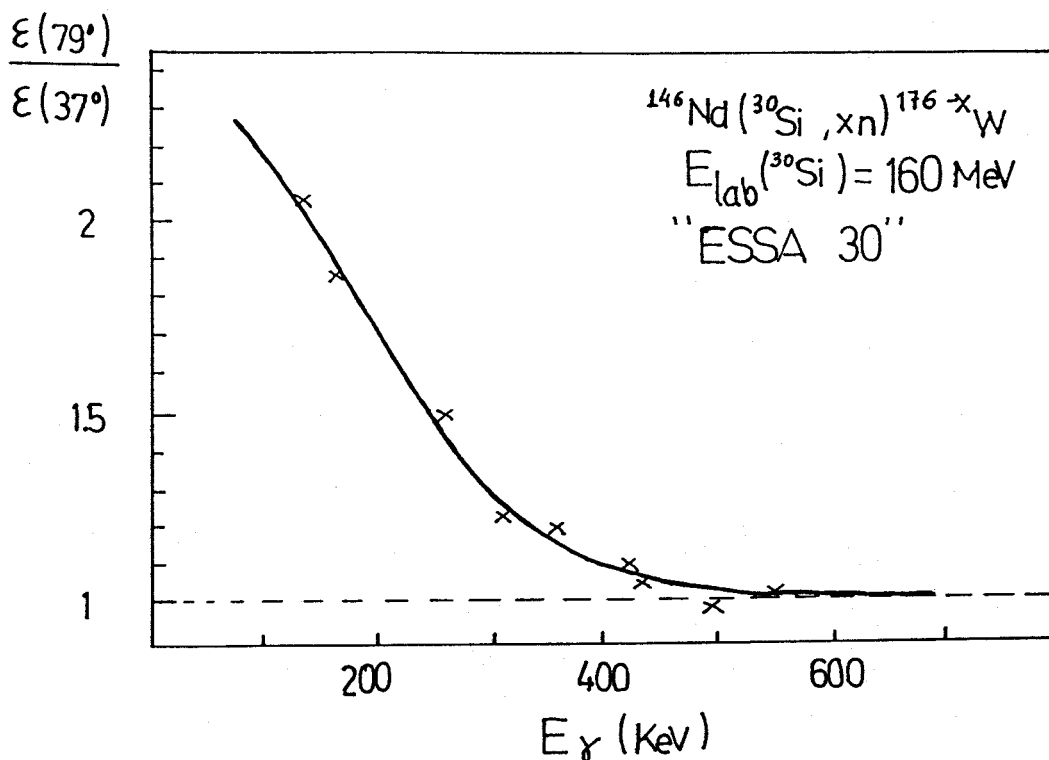


Figura 4.5: Razón entre las eficiencias a  $79^\circ$  y  $37^\circ$ , en función de la energía, para las medidas realizadas con el sistema ESSA30.

rayo  $\gamma$  observado y  $E_p$  a la del que se emplea como puerta. La razón entre las intensidades

$$\frac{I(E_p, 37^\circ; E_\gamma, 79^\circ)}{I(E_p, 79^\circ; E_\gamma, 37^\circ)} \quad (4.1)$$

depende, como puede deducirse fácilmente, de la siguiente relación entre las eficiencias:

$$\frac{\epsilon(E_p, 37^\circ) \times \epsilon(E_\gamma, 79^\circ)}{\epsilon(E_p, 79^\circ) \times \epsilon(E_\gamma, 37^\circ)} \quad (4.2)$$

Así pues, dividiendo (4.1) entre (4.2) se elimina el efecto de las eficiencias. Tal como se observa en la figura 4.5, dicho efecto sólo se manifiesta si  $E_\gamma$  o  $E_p$  (o ambos) es menor que, aproximadamente, 450 keV.

Después de dividir (4.1) entre (4.2), la razón  $I(37^\circ - 79^\circ)/I(79^\circ - 37^\circ)$  depende exclusivamente de las multipolaridades del rayo  $\gamma$  en que se pone la puerta,  $\gamma_1$ , y del observado,  $\gamma_2$ . En nuestro análisis se escogió siempre la puerta en una transición  $\gamma_1$  de tipo  $E2$  y con  $\Delta I = 2$ . Con la normalización escogida, el valor de la razón ( $79^\circ/37^\circ$ ) predicho por los cálculos teóricos (programa de [Fr 87]) es 1 si  $\gamma_2$  es también ( $E2, \Delta I = 2$ ). Si  $\gamma_2$  corresponde a una transición de  $\Delta I = 1$  que no cambia la paridad, el valor depende acusadamente del grado de mezcla  $E2/M1$  de dicha transición, caracterizado por el valor de  $\delta$  (1.44). Si  $\gamma_2$  es puramente  $M1$ , la razón entre intensidades tiene un valor de  $\sim 1.8$ .



Para  $\delta > 0$  dicho valor está entre 1 y 1.8, mientras que para  $\delta < 0$  es mayor que 1.8.

Las multipolaridades  $M1$  y  $E2$  son las que encontramos con más frecuencia, pero también aparecen en nuestros datos transiciones asignadas como  $E1 + M2$  (de  $\Delta I \leq 1$  y que cambian la paridad). La razón ( $79^\circ/37^\circ$ ) para estas transiciones es similar a la de una puramente  $M1$ .

#### 4.4 El esquema de niveles del $^{171}\text{W}$

Los niveles del  $^{171}\text{W}$  conocidos antes de nuestro estudio eran: (a) una secuencia de 9 niveles, a los que se asignó espines y paridad  $I^\pi = 13/2^+ - 45/2^+$  [Ar 83]; y (b) un conjunto de estados poblados en un experimento de decaimiento  $\beta$ , en el que se determinó la configuración de Nilsson del estado fundamental,  $[Nn_z\Lambda]\Omega^\pi = [523]5/2^-$  [Ru 87]. Esta información previa constituyó una ayuda esencial a la hora de asignar  $I^\pi$  a los niveles establecidos en nuestro estudio. Éstos se agrupan en un total de siete secuencias: tres de paridad negativa, dos de paridad positiva y otras dos para las que no ha sido posible una asignación de espines ni paridades. Las energías de excitación de todas las secuencias están determinadas sin ambigüedad, a partir de transiciones observadas que conectan distintas bandas.

Las energías de los rayos  $\gamma$ , los espines y paridades asignados, las intensidades relativas y las razones  $I(37^\circ - 79^\circ)/I(79^\circ - 37^\circ)$  para las transiciones de las distintas secuencias de decaimiento del  $^{171}\text{W}$  se recogen en la tabla 4.1. El esquema de niveles obtenido se muestra en la figura 4.6. En esta sección discutimos los argumentos que llevan al establecimiento de las distintas secuencias a partir de los espectros de coincidencia y exponemos las propiedades principales observadas. Una interpretación más completa se deja para el capítulo siguiente.

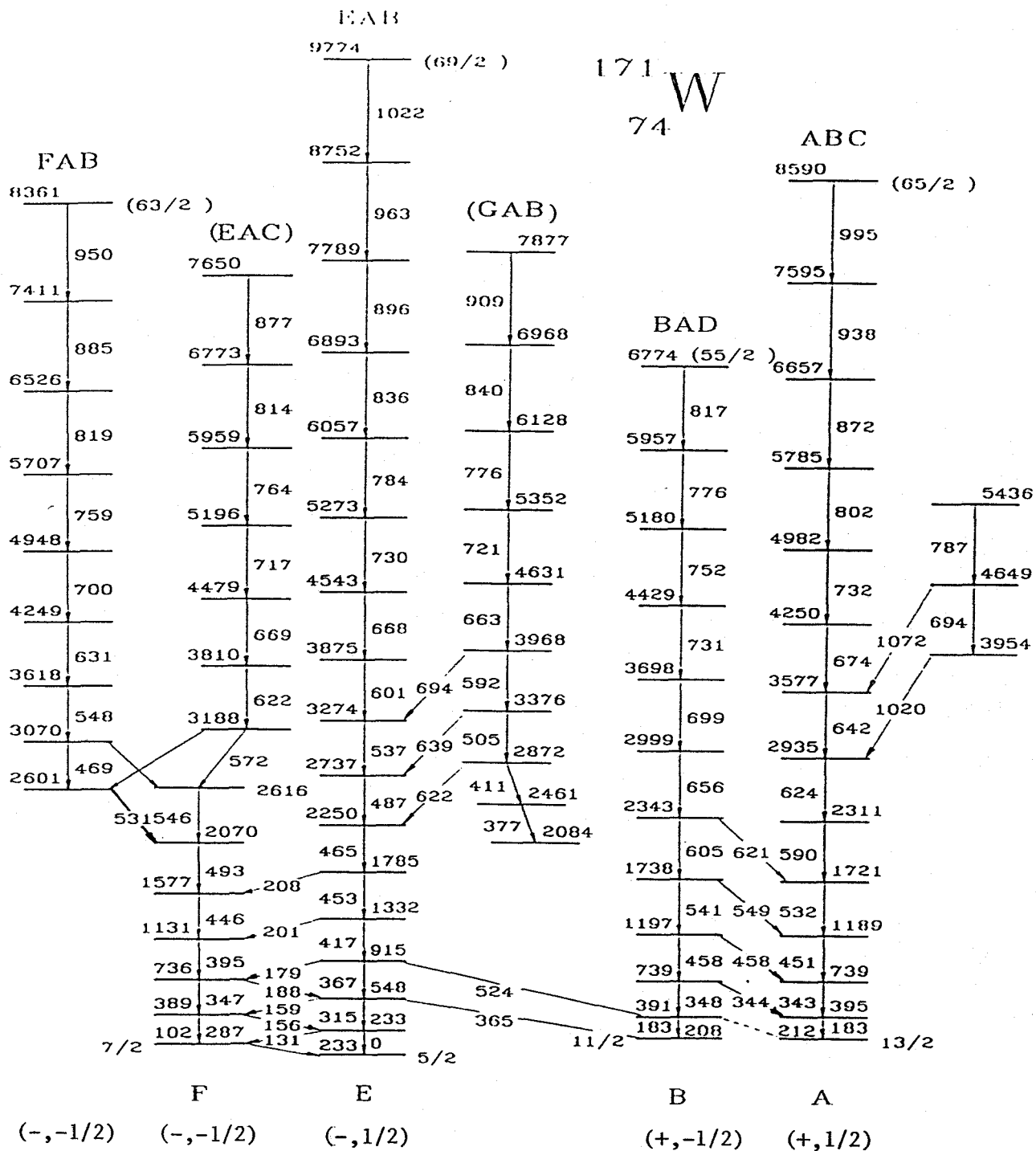


Figura 4.6: Esquema de niveles del  $^{171}\text{W}$  obtenido con el presente estudio.

$E_\gamma$ (keV)	$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$	$I_\gamma^{rel}$	$\frac{I(37^\circ-79^\circ)}{I(79^\circ-37^\circ)}$
<u><math>(\pi, \alpha) = (+, 1/2)</math></u>			
212.2	$17/2^+ \rightarrow 13/2^+$	$743 \pm 11$	$0.93 \pm 0.08$
343.4	$21/2^+ \rightarrow 17/2^+$	$1000 \pm 16$	$0.91 \pm 0.05$
"	$19/2^+ \rightarrow 17/2^+$		$1.67 \pm 0.29$
450.4	$25/2^+ \rightarrow 21/2^+$	$916 \pm 15$	$0.93 \pm 0.05$
532.1	$29/2^+ \rightarrow 25/2^+$	$840 \pm 14$	$1.01 \pm 0.06$
589.5	$33/2^+ \rightarrow 29/2^+$	$708 \pm 12$	$0.97 \pm 0.06$
623.5	$37/2^+ \rightarrow 33/2^+$	$657 \pm 12$	$0.90 \pm 0.06$
642.1	$41/2^+ \rightarrow 37/2^+$	$441 \pm 8$	$1.19 \pm 0.11$
673.5	$45/2^+ \rightarrow 41/2^+$	$304 \pm 7$	$1.03 \pm 0.10$
732.1	$49/2^+ \rightarrow 45/2^+$	$220 \pm 6$	$1.09 \pm 0.10$
802.4	$53/2^+ \rightarrow 49/2^+$	$135 \pm 5$	$0.95 \pm 0.08$
872.3	$57/2^+ \rightarrow 53/2^+$	$79 \pm 5$	$1.06 \pm 0.18$
938.2	$61/2^+ \rightarrow 57/2^+$	$33 \pm 4$	$1.27 \pm 0.40$
997.	$65/2^+ \rightarrow 61/2^+$	$13 \pm 2$	
<u><math>(\pi, \alpha) = (+, -1/2)</math></u>			
207.9	$15/2^+ \rightarrow 11/2^+$	$207 \pm 3$	$1.17 \pm 0.15$
348.1	$19/2^+ \rightarrow 15/2^+$	$171 \pm 4$	$1.09 \pm 0.11$
457.8	$23/2^+ \rightarrow 19/2^+$	$214 \pm 5$	$1.15 \pm 0.09$
541.0	$27/2^+ \rightarrow 23/2^+$	$201 \pm 5$	$1.11 \pm 0.11$
604.8	$31/2^+ \rightarrow 27/2^+$	$199 \pm 6$	$0.94 \pm 0.11$
656.0	$35/2^+ \rightarrow 31/2^+$	$137 \pm 5$	$0.91 \pm 0.11$
698.8	$39/2^+ \rightarrow 35/2^+$	$96 \pm 4$	$1.03 \pm 0.13$
731.1	$43/2^+ \rightarrow 39/2^+$	$54 \pm 3$	$0.91 \pm 0.22$
751.5	$47/2^+ \rightarrow 43/2^+$	$40 \pm 3$	$0.87 \pm 0.15$
776.	$51/2^+ \rightarrow 47/2^+$	$11 \pm 2$	$0.83 \pm 0.21$
817.	$55/2^+ \rightarrow 51/2^+$	-	-

 Tabla 4.1: Tabla de datos para las transiciones asignadas al  $^{171}\text{W}$ .

$E_\gamma$ (keV)	$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$	$I_\gamma^{rel}$	$\frac{I(37^\circ-79^\circ)}{I(79^\circ-37^\circ)}$
<u><math>(\pi, \alpha) = (-, 1/2)</math></u>			
233.1	$9/2^- \rightarrow 5/2^-$	$116 \pm 2$	$0.86 \pm 0.12$
131.4	$9/2^- \rightarrow 7/2^-$	$237 \pm 13$	$1.11 \pm 0.18$
314.8	$13/2^- \rightarrow 9/2^-$	$329 \pm 7$	$0.93 \pm 0.07$
158.9	$13/2^- \rightarrow 11/2^-$	$38 \pm 2$	$1.27 \pm 0.37$
366.5	$17/2^- \rightarrow 13/2^-$	$510 \pm 10$	$1.07 \pm 0.06$
178.9	$17/2^- \rightarrow 15/2^-$	$8 \pm 2$	—
417.0	$21/2^- \rightarrow 17/2^-$	$523 \pm 10$	$1.04 \pm 0.06$
453.0	$25/2^- \rightarrow 21/2^-$	$515 \pm 10$	$0.92 \pm 0.05$
464.5	$29/2^- \rightarrow 25/2^-$	$457 \pm 12$	$0.94 \pm 0.05$
487.0	$33/2^- \rightarrow 29/2^-$	$377 \pm 7$	$0.96 \pm 0.06$
536.9	$37/2^- \rightarrow 33/2^-$	$288 \pm 6$	$0.92 \pm 0.07$
600.4	$41/2^- \rightarrow 37/2^-$	$264 \pm 6$	$1.07 \pm 0.11$
667.9	$45/2^- \rightarrow 41/2^-$	$173 \pm 5$	$0.99 \pm 0.12$
730.2	$49/2^- \rightarrow 45/2^-$	$128 \pm 5$	$0.94 \pm 0.13$
784.2	$53/2^- \rightarrow 49/2^-$	$81 \pm 4$	$1.14 \pm 0.28$
837.0	$57/2^- \rightarrow 53/2^-$	$72 \pm 6$	$1.20 \pm 0.22$
897.5	$61/2^- \rightarrow 57/2^-$	$54 \pm 5$	$1.20 \pm 0.44$
963.	$65/2^- \rightarrow 61/2^-$	—	—
1022.	$(69/2^-) \rightarrow 65/2^-$	—	—
<u>Transiciones <math>(-, 1/2) \rightarrow (+, -1/2)</math></u>			
524.	$17/2^- \rightarrow 15/2^+$	$19.9 \pm 4.4$	—

$E_\gamma$ (keV)	$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$	$I_\gamma^{\text{rel}}$	$\frac{I(37^\circ-79^\circ)}{I(79^\circ-37^\circ)}$
$(\pi, \alpha) = (-, -1/2)$			
102.	$7/2^- \rightarrow 5/2^-$	$< 100$	-
287.4	$11/2^- \rightarrow 7/2^-$	$128 \pm 2$	$1.08 \pm 0.11$
156.3	$11/2^- \rightarrow 9/2^-$	$131 \pm 7$	$1.15 \pm 0.14$
346.7	$15/2^- \rightarrow 11/2^-$	$218 \pm 5$	$1.00 \pm 0.07$
187.8	$15/2^- \rightarrow 13/2^-$	$9.9 \pm 1.4$	-
394.7	$19/2^- \rightarrow 15/2^-$	$254 \pm 5$	$1.05 \pm 0.07$
445.5	$23/2^- \rightarrow 19/2^-$	$241 \pm 5$	$0.98 \pm 0.06$
493.0	$27/2^- \rightarrow 23/2^-$	$249 \pm 6$	$0.92 \pm 0.06$
545.8	$31/2^- \rightarrow 27/2^-$	$76 \pm 3$	$1.31 \pm 0.35$
571.9	$35/2^- \rightarrow 31/2^-$	$39 \pm 2$	$0.91 \pm 0.20$
586.8	$35/2^- \rightarrow 31/2^-$	$36 \pm 2$	$1.11 \pm 0.51$
621.9	$39/2^- \rightarrow 35/2^-$	$56 \pm 2$	$0.97 \pm 0.15$
669.0	$43/2^- \rightarrow 39/2^-$	$48 \pm 2$	$0.98 \pm 0.11$
716.7	$47/2^- \rightarrow 43/2^-$	$41 \pm 2$	$0.86 \pm 0.15$
764.	$51/2^- \rightarrow 47/2^-$	$25 \pm 2$	$0.98 \pm 0.26$
814.	$55/2^- \rightarrow 51/2^-$	$13 \pm 2$	$0.86 \pm 0.32$
877.	$59/2^- \rightarrow 55/2^-$	-	-
530.3	$31/2^- \rightarrow 27/2^-$	$138 \pm 3$	$0.935 \pm 0.060$
468.6	$35/2^- \rightarrow 31/2^-$	$93 \pm 3$	$1.100 \pm 0.274$
454.	$35/2^- \rightarrow 31/2^-$	$44 \pm 3$	$0.920 \pm 0.110 !!$
548.3	$39/2^- \rightarrow 35/2^-$	$100 \pm 3$	$0.930 \pm 0.110$
630.6	$43/2^- \rightarrow 39/2^-$	$81 \pm 3$	$0.919 \pm 0.154$
700.0	$47/2^- \rightarrow 43/2^-$	$69 \pm 3$	$0.960 \pm 0.159$
759.0	$51/2^- \rightarrow 47/2^-$	$41 \pm 2$	$1.043 \pm 0.118$
820.	$55/2^- \rightarrow 51/2^-$	$19 \pm 2$	$0.992 \pm 0.194$
886.	$59/2^- \rightarrow 55/2^-$	$9.7 \pm 1.4$	$1.019 \pm 0.273$
952.	$(63/2^-) \rightarrow 59/2^-$	-	-
<u>Secuencia no asignada</u>			
377.	-	-	$0.82 \pm 0.19$
411.	-	-	$1.05 \pm 0.17$
505.	-	$186.0 \pm 5.5$	$0.97 \pm 0.14$
592.	-	$240.5 \pm 6.0$	$0.94 \pm 0.12$
663.	-	$148.4 \pm 6.1$	$0.88 \pm 0.16$
720.	-	$134.3 \pm 7.3$	$1.08 \pm 0.16$
775.	-	$73.0 \pm 5.9$	$0.91 \pm 0.18$
840.	-	$49.0 \pm 3.7$	$1.23 \pm 0.29$
909.	-	$29.9 \pm 3.7$	

#### 4.4.1 Las secuencias de paridad positiva

Se han establecido dos secuencias de decaimiento de paridad positiva. Una de ellas, con signatura  $\alpha = +1/2$ , se conocía previamente a nuestro trabajo entre los valores de espín  $I = 13/2$  e  $I = 45/2$  [Ar 83].

La figura 4.7b muestra la suma de tres espectros, cada uno en coincidencia con un rayo  $\gamma$  de la secuencia  $(\pi, \alpha) = (+, 1/2)_1$ . Ésta es la que se puebla con más intensidad, lo cual constituye una indicación firme de que se trata de la banda de estados yrast. La otra secuencia de paridad positiva se ha identificado como la de signatura negativa,  $(+, -1/2)_1$ , construida a partir de la misma configuración de Nilsson. En la figura 4.8 se muestran espectros en coincidencia con rayos  $\gamma$  de ella.

La asignación de espines y paridad (dados en la tabla 4.1) se basa en las correlaciones angulares y en argumentos derivados de la comparación con núcleos de la misma región de la tabla periódica, tales como el <sup>169</sup>Hf [Re 75] y los <sup>165,167</sup>Yb [Ro 82]. En estos núcleos, al principio de las secuencias construidas sobre el estado fundamental (de paridad negativa) la energía crece con el momento angular mucho más deprisa que al principio de las secuencias  $(+, \pm 1/2)_1$ ; como resultado, excepto para el espín del estado fundamental la secuencia yrast es de paridad positiva. Además, en general es de esperar que magnitudes como la energía de una transición  $I \rightarrow I - 2$  entre estados similares de núcleos vecinos, o el desplazamiento de la banda con una signatura respecto de la otra, varíen suavemente con  $N$  y  $Z$ . Con otras asignaciones que la propuesta, el <sup>171</sup>W no encajaría en esta sistemática.

La asignación de  $I = 13/2$  al estado más bajo observado en la secuencia  $(+, 1/2)_1$ , realizada ya en [Ar 83], es consistente tanto con el carácter yrast sugerido por las intensidades como con las transiciones que conectan entre sí las secuencias de paridades opuestas (que resultan así ser de  $\Delta I = 1$ ). El hecho de no observarse el decaimiento de los estados con  $I \leq 13/2$  de estas secuencias se debe, con toda probabilidad, a que las transiciones correspondientes son de energías bajas ( $< 90$  keV). A estas energías la intensidad  $\gamma$  se reduce drásticamente, debido a que el decaimiento tiene lugar predominantemente por conversión interna de electrones y a que la eficiencia de los detectores es baja. Además, la presencia de rayos  $X$  muy intensos contamina los espectros. Todo ello hace imposible la observación en nuestras medidas de rayos  $\gamma$  provenientes de desexcitaciones nucleares en dicha región.

La presencia de rayos  $\gamma$  pertenecientes a la secuencia  $(+, 1/2)_1$  en coincidencia con rayos  $\gamma$  de la  $(+, -1/2)_1$  (ilustrada en la figura 4.8) obedece a la observación, por debajo de  $I^\pi = 27/2^+$ , de transiciones  $(I, \alpha = -1/2 \leftrightarrow I \pm 1, \alpha = 1/2)$ . En esta región de espines, el desplazamiento energético entre las dos signaturas hace que niveles con  $\Delta I = 1$  sean casi degenerados. En tales condiciones, las transiciones  $(I + 1, \alpha = 1/2 \rightarrow I, \alpha = -1/2)$  son de energías muy bajas, teniendo lugar solamente por conversión interna. Por su parte, las transiciones  $(I, \alpha = -1/2 \rightarrow I - 1, \alpha = +1/2)$  tienen energías muy

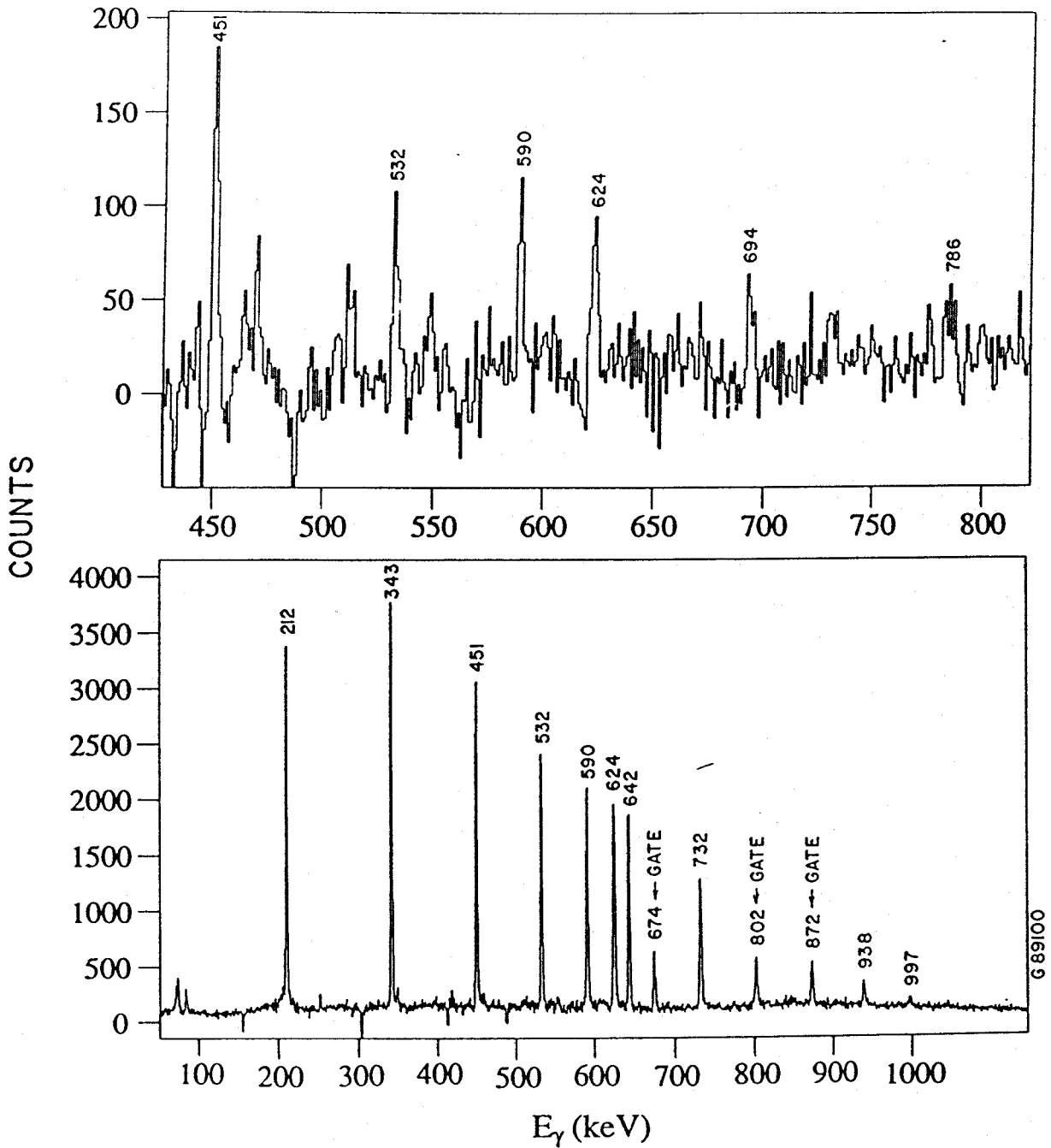


Figura 4.7: Espectros en coincidencia con los rayos  $\gamma$  de: (a)  $E = 1021$  keV, transición que conecta una secuencia no asignada con la  $(+, 1/2)$ ; (b)  $E = 674$ ,  $802$  y  $872$  keV (suma de estas puertas), transiciones de  $(+, 1/2)$  (secuencia de estados *yrast*).

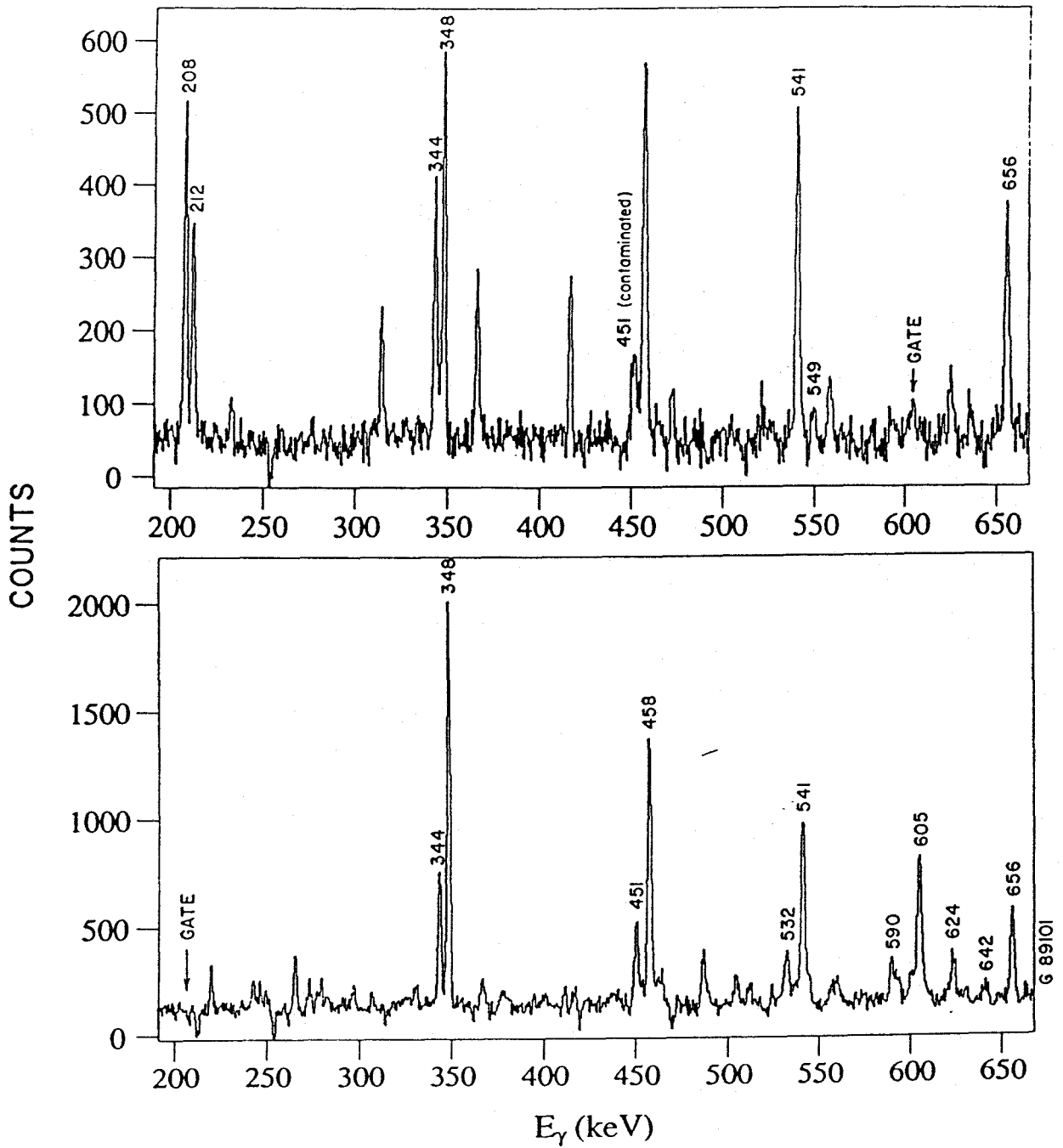


Figura 4.8: Espectros en coincidencia con los rayos  $\gamma$  de  $E = 604$  keV (a) y  $E = 208$  keV (b), pertenecientes a la secuencia  $(+, -1/2)$ .



próximas a las  $I \rightarrow I - 2$  e  $I + 1 \rightarrow I - 1$ , lo cual complica el análisis. En particular, para los pares de transiciones ( $23/2^+ \rightarrow 21/2^+$ ,  $19/2^+ \rightarrow 21/2^+$ ) y ( $19/2^+ \rightarrow 17/2^+$ ,  $19/2^+ \rightarrow 21/2^+$ ) es imposible establecer, a partir de los espectros de coincidencia, si las dos transiciones tienen lugar, pues cada una de ellas produciría por sí sola las mismas relaciones de coincidencia. La presencia de la transición (344 keV;  $19/2^+ \rightarrow 17/2^+$ ) está indicada por el valor alto de la razón  $I(37^\circ - 79^\circ)/I(79^\circ - 37^\circ)$  (tabla 4.1). Sin embargo, para la transición de 458 keV esta razón es sólo ligeramente mayor que la esperada para una transición  $E2$  de  $\Delta I = 2$ ; hacemos notar, no obstante, que el valor de dicha razón dado en la tabla 4.1 corresponde a la suma de intensidades de las transiciones  $23/2^+ \rightarrow 19/2^+$  ( $E2$ ) y  $23/2^+ \rightarrow 21/2^+$  (mezcla de  $E2$  y  $M1$ ). Análogamente, la única indicación de que se pueda observar la transición  $15/2^+ \rightarrow 13/2^+$ , con una energía muy próxima a la de la transición  $15/2^+ \rightarrow 11/2^+$ , (=208 keV), es un valor ligeramente alto de la razón ( $79^\circ/37^\circ$ ) para la suma de ambas transiciones.

La evidencia más firme sobre la existencia de una transición de muy baja energía, ( $I + 1, \alpha = 1/2 \rightarrow I, \alpha = -1/2$ ), es la observación de la transición de 208 keV, con que se desexcita el estado  $15/2^+$ , en coincidencia con todas las transiciones de la secuencia  $(+, 1/2)_1$ , excepto la (212 keV;  $17/2^+ \rightarrow 13/2^+$ ). Estas relaciones de coincidencia, que se muestran en el espectro de la figura 4.8b, se asocian claramente a una transición  $17/2^+ \rightarrow 15/2^+$  de muy baja energía (y, por lo tanto, no observada). Relaciones análogas indican la existencia de otras transiciones de este tipo, aunque mucho más débiles. Éstas se presentan más adelante (sección 5.5), en el estudio de las probabilidades de transición,  $B(M1)$  y  $B(E2)$ .

La figura 4.7a ilustra otra secuencia observada, formada por tres niveles, dos de los cuales decaen a los estados  $37/2^+$  y  $41/2^+$  de la  $(+, 1/2)$  con transiciones de  $E > 1$  MeV. La intensidad extremadamente baja de estas transiciones hace imposible asignar espines y paridades a esta secuencia (no se obtuvieron datos sobre correlaciones angulares para ella).

#### 4.4.2 Las secuencias de paridad negativa

La identificación de las secuencias  $(-, \pm 1/2)$  asociadas con el estado fundamental,  $[523]5/2^-$ , resultó de comparar las transiciones más bajas de ellas con el esquema de decaimiento deducido en [Ru 87]. En la figura 4.9 se muestran espectros en coincidencia con rayos  $\gamma$  de estas dos secuencias.

Se observaron transiciones de  $\Delta I = 1$  que conectan estados de distinta signatura por debajo de  $I^\pi = 17/2^-$ . Aunque los valores de  $I(37^\circ - 79^\circ)/I(79^\circ - 37^\circ)$  correspondientes son sólo ligeramente superiores que para los de  $\Delta I = 2$  (tabla 4.1) y, de hecho, son compatibles (dentro de las barras de error) con un carácter ( $E2, \Delta I = 2$ ), las relaciones de coincidencia no dejan ambigüedad en las asignaciones. Por ejemplo, los rayos  $\gamma$  de  $E_\gamma = 131$  y 102 keV, emitidos uno a continuación del otro, se observaron en coincidencia entre sí, pero no con

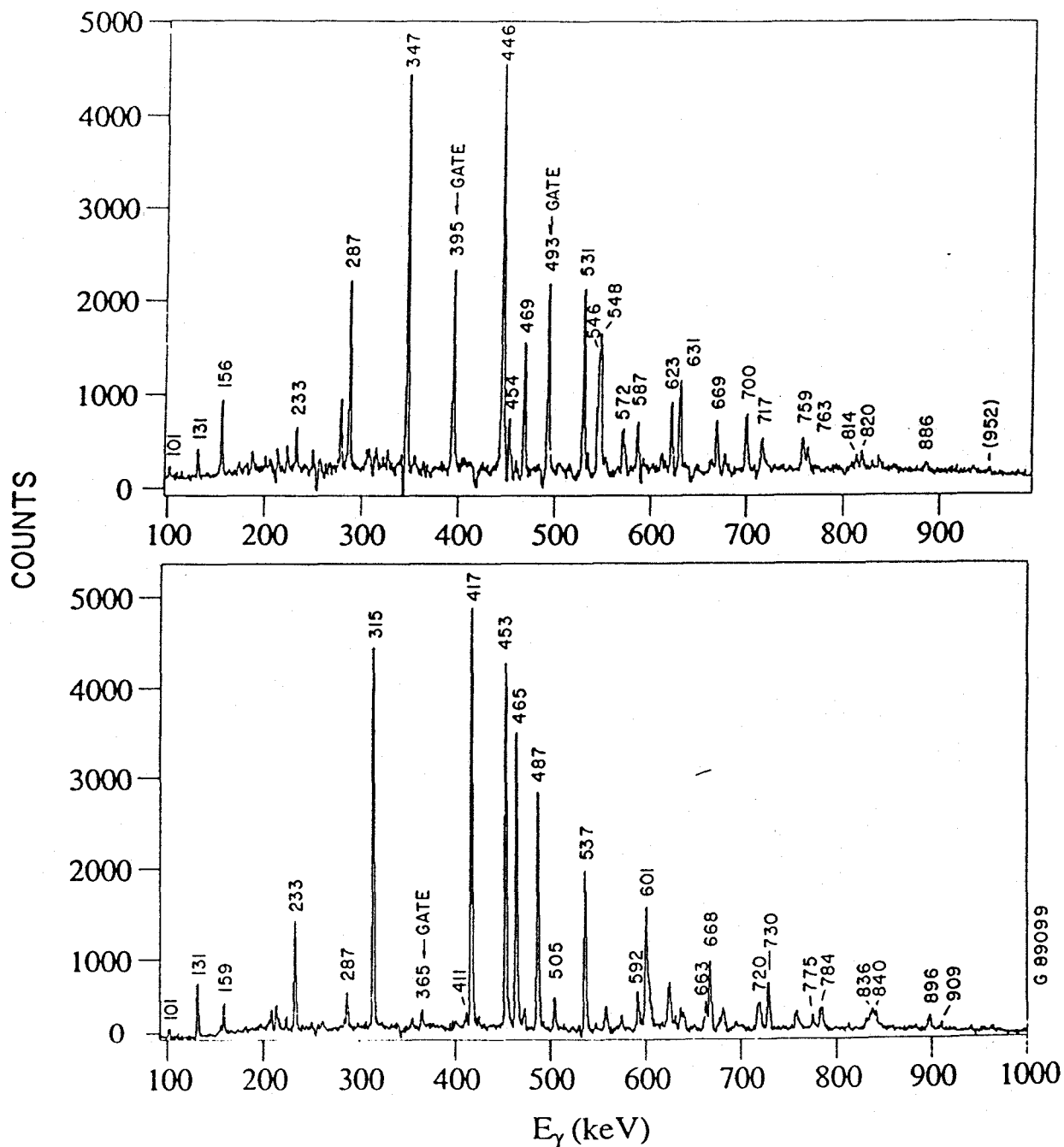


Figura 4.9: Espectros en coincidencia con los rayos  $\gamma$  de: (a)  $E = 395$  y  $493$  keV (suma de estas dos puertas), pertenecientes a la secuencia  $(-, -1/2)$ ; (b)  $367$  keV, perteneciente a  $(-, 1/2)$ . Éstas son las dos secuencias construidas sobre el estado fundamental.

el de  $E_\gamma = 233$  keV, que corresponde a un camino alternativo de desexcitación (véase esquema de niveles, figura 4.6).

Por encima del estado de  $I^\pi = 27/2^-$ , se observan dos secuencias de decaimiento paralelas con  $\alpha = -1/2$ . Las asignaciones de espines para ambas secuencias se basan en los valores de la razón ( $79^\circ/37^\circ$ ). Estas asignaciones son compatibles con la observación de transiciones entre el estado  $35/2^-$  de cada secuencia y el  $31/2^-$  de la otra, que se cruzan entre sí (si los espines de los estados de una de las secuencias se modificasen, una de esas transiciones tendría  $\Delta I > 2$ , lo cual haría muy improbable su observación). Estas dos ramas se interpretan, respectivamente, como la continuación de la secuencia  $(-, -1/2)_1$  basada en el estado fundamental y la secuencia asociada con la excitación de dos cuasineutrones, que se cruza con la anterior cuando la rotación es suficientemente rápida (véase 5.3.2).

Se han establecido dos transiciones de la secuencia  $(-, 1/2)_1$  a la  $(+, -1/2)_1$ . Ello es particularmente importante, porque así queda determinada la energía de excitación de los estados de paridad positiva. Las dos transiciones, (524 keV;  $17/2^- \rightarrow 15/2^+$ ) y (365 keV;  $13/2^- \rightarrow 11/2^+$ ), son muy débiles. Dado que no se observa el decaimiento del nivel  $11/2^+$ , la identificación de la transición  $13/2^- \rightarrow 11/2^+$  se basa en la coincidencia de la energía del rayo  $\gamma$  correspondiente, 365 keV, con la diferencia entre las energías de excitación de estos dos niveles deducida a partir de la transición (524 keV;  $17/2^- \rightarrow 15/2^+$ ).

#### 4.4.3 La secuencia que decae a la $(\pi, \alpha) = (-, 1/2)_1$

Se observó otra secuencia de rayos  $\gamma$  en coincidencia, poblada con una intensidad comparable a la de  $(-, 1/2)_1$ , y que decae a los estados con  $I^\pi = 37/2^-$  y  $33/2^-$  y  $29/2^-$  de esta banda (ver figura 4.6). En la figura 4.10 se muestran espectros en coincidencia con los rayos  $\gamma$  de  $E = 663$  y  $377$  keV. Por debajo de la transición de 504 keV, el decaimiento presenta una estructura complicada; aparentemente, tiene lugar mediante diferentes ramas. Se sugiere que las dos transiciones siguientes tienen  $E = 411$  y  $377$  keV. De hecho, el espectro en coincidencia con el rayo  $\gamma$  de 377 keV (figura 4.10b) presenta el aspecto característico de una banda rotacional bastante regular, que incluye un pico a  $E = 411$  keV. Sin embargo, muestra algunos picos adicionales (a 433, 487 y 525 keV), que también se observan en coincidencia con otros rayos  $\gamma$  pertenecientes a esta secuencia; no se ha podido determinar la procedencia de estos picos. El hecho de que sus energías coinciden con transiciones de otros núcleos poblados con gran intensidad (particularmente, el <sup>170</sup>W) constituye una complicación seria.

No ha sido posible asignar espines y paridad a esta secuencia. Las transiciones que decaen a estados de  $(-, 1/2)_1$  son demasiado débiles para poder obtenerse datos sobre las correlaciones angulares. No obstante, una comparación entre las intensidades nos lleva a sugerir que cada nivel en la secuencia sin asignar tiene probablemente el mismo espín que el nivel de  $(-, 1/2)_1$  más

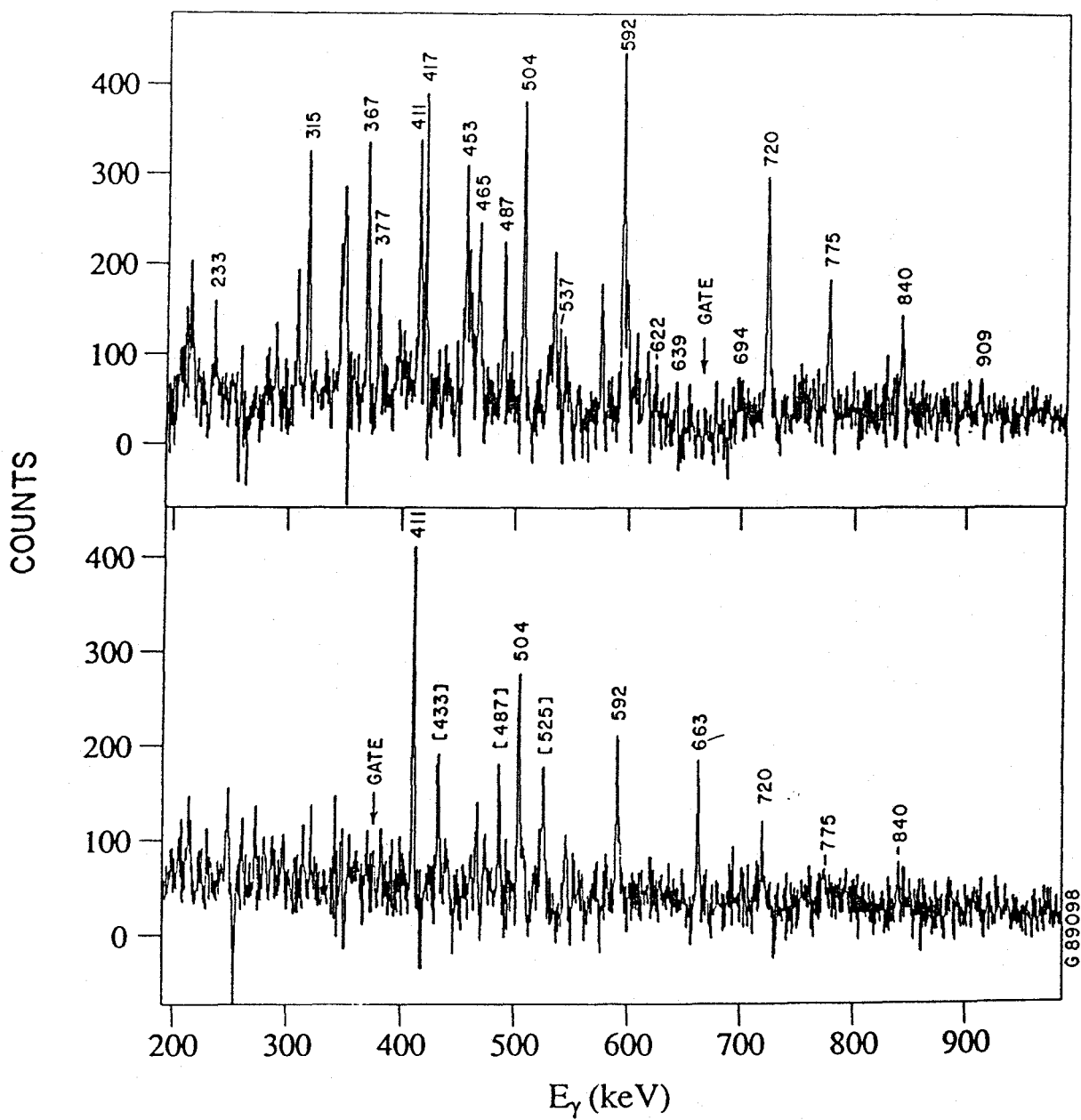


Figura 4.10: Espectros en coincidencia con los rayos  $\gamma$  de  $E = 663$  (a) y  $377$  keV (b), pertenecientes a la secuencia no asignada que decae a la  $(-, 1/2)$ .

próximo a él. En tal caso, el nivel que decae con la transición de  $E = 504$  keV tendría  $I = 37/2$ , el siguiente (que decae con  $E = 592$  keV) tendría  $I = 41/2$ , etc. Entonces, las transiciones entre esta secuencia y la  $(-, 1/2)_1$  serían ( $E2$ ,  $\Delta I = 2$ ) y, consecuentemente, la paridad de la secuencia sería también negativa. En el próximo capítulo volveremos sobre este punto, discutiendo la posible configuración de Nilsson y propiedades de esta secuencia.

## 4.5 El esquema de niveles del $^{172}\text{W}$

En el análisis para el  $^{172}\text{W}$  se utilizó, paralelamente a los datos obtenidos con el ESSA30, una matriz de coincidencias construida a partir de unas medidas experimentales previas. Éstas se realizaron también en el Laboratorio Nacional de Daresbury, con la misma reacción que las llevadas a cabo por nosotros con el ESSA30, si bien a una energía menor. El sistema de detección empleado, "TESSA3" [Tw 83], lo formaban 12 detectores de germanio con anti-Compton más un calorímetro compuesto por 50 elementos de BGO, para medidas de multiplicidad y energía suma. El uso de este calorímetro permitió construir una matriz en que los rayos  $\gamma$  emitidos por el  $^{172}\text{W}$  destacan sobre los emitidos por el resto de los residuos de la reacción. La menor energía también favoreció la producción de  $^{172}\text{W}$ . No obstante, al mismo tiempo esto reduce la población de los estados con momentos angulares más altos. Además, se emplearon blancos de  $^{146}\text{Nd}$  más una lámina de oro más gruesos que en las medidas con el ESSA30. Cuando se usan blancos gruesos los picos de los estados más altos observados se ensanchan debido al diferente corrimiento Doppler de las transiciones emitidas al principio de una secuencia (con el núcleo aún en movimiento) y las emitidas más tarde (con el núcleo ya detenido). Como resultado, las transiciones correspondientes a los estados de mayor momento angular y energía de excitación dan picos más intensos y estrechos en los espectros obtenidos con el ESSA30 que con el TESSA3. Los espectros que presentaremos fueron obtenidos con las medidas del TESSA3, a menos que se especifique lo contrario.

El núcleo  $^{172}\text{W}$  había sido estudiado previamente por Dracoulis et al. [Dr 78], que establecieron la secuencia yrast,  $(\pi, \alpha) = (+, 0)$ , y otras dos, para las que sugirieron las asignaciones  $(-, 0)$  y  $(-, 1)$ . En nuestro trabajo hemos confirmado y extendido las secuencias de decaimiento  $(+, 0)$  y  $(-, 1)$  de [Dr 78]; la secuencia  $(-, 0)$  se ha modificado levemente, encontrándose asimismo que está conectada con otra secuencia  $(-, 0)$ ; finalmente, también se ha establecido una nueva secuencia con  $(-, 1)$ .

Las energías de los rayos  $\gamma$ , los espines y paridades asignados, las intensidades relativas y las razones  $I(37^\circ - 79^\circ)/I(79^\circ - 37^\circ)$  para las distintas secuencias de decaimiento se recogen en la tabla 4.2. El esquema de niveles deducido se muestra en la figura 4.11.

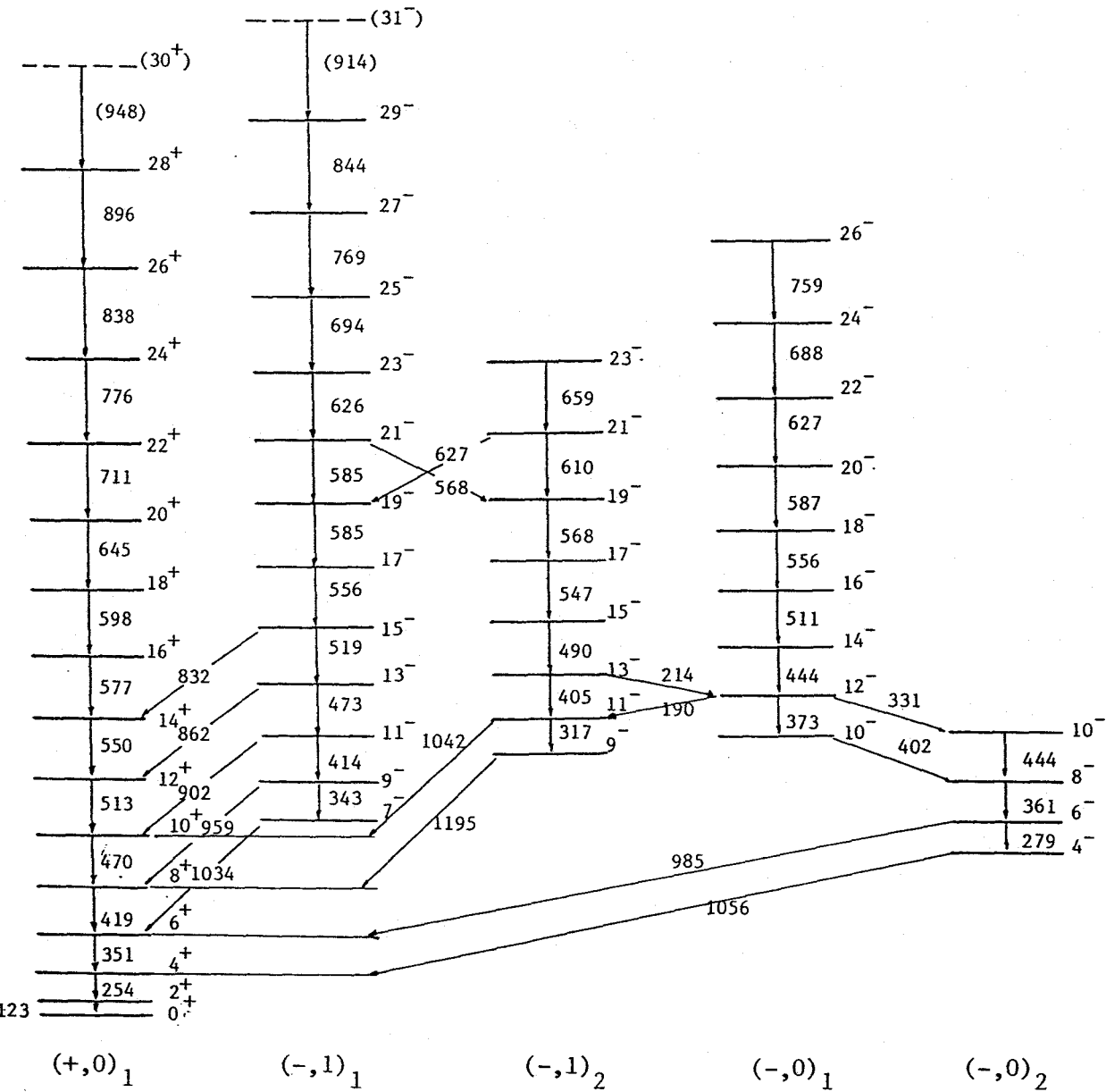


Figura 4.11: Esquema de niveles del <sup>172</sup>W obtenido con el presente estudio.

$E_\gamma$ (keV)	$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$	$I_\gamma^{rel}$	$\frac{I(37^\circ-79^\circ)}{I(79^\circ-37^\circ)}$
<u><math>(\pi, \alpha) = (+, 0)</math></u>			
123.2	$2^+ \rightarrow 0^+$	$473 \pm 5$	$1.03 \pm 0.18$
253.9	$4^+ \rightarrow 2^+$	$907 \pm 8$	$0.94 \pm 0.07$
350.5	$6^+ \rightarrow 4^+$	$1000 \pm 8$	$0.99 \pm 0.06$
419.3	$8^+ \rightarrow 6^+$	$935 \pm 8$	$0.98 \pm 0.06$
470.5	$10^+ \rightarrow 8^+$	$780 \pm 12$	$1.01 \pm 0.07$
512.6	$12^+ \rightarrow 10^+$	$768 \pm 12$	$1.32 \pm 0.16$
549.6	$14^+ \rightarrow 12^+$	$554 \pm 10$	$0.96 \pm 0.12$
576.8	$16^+ \rightarrow 14^+$	$495 \pm 9$	$1.08 \pm 0.10$
598.0	$18^+ \rightarrow 16^+$	$346 \pm 7$	$0.97 \pm 0.08$
644.6	$20^+ \rightarrow 18^+$	$214 \pm 5$	$1.20 \pm 0.28$
710.8	$22^+ \rightarrow 20^+$	$97 \pm 4$	$0.93 \pm 0.19$
776.4	$24^+ \rightarrow 22^+$	$59 \pm 4$	$0.87 \pm 0.23$
838	$26^+ \rightarrow 24^+$	$28 \pm 3$	$1.10 \pm 0.32$
896	$28^+ \rightarrow 26^+$	$25 \pm 3$	—
948	$30^+ \rightarrow 28^+$	—	—
<u><math>(\pi, \alpha) = (-, 1)_1</math></u>			
343.3	$9^- \rightarrow 7^-$	$21 \pm 2$	—
413.8	$11^- \rightarrow 9^-$	$68 \pm 2$	$1.02 \pm 0.43$
472.9	$13^- \rightarrow 11^-$	$108 \pm 5$	$1.04 \pm 0.30$
519.1	$15^- \rightarrow 13^-$	$128 \pm 5$	$0.89 \pm 0.17$
556.1	$17^- \rightarrow 15^-$	$118 \pm 6$	$0.87 \pm 0.18$
584.8	$19^- \rightarrow 17^-$	$124 \pm 7$	$1.01 \pm 0.18$
584.8	$21^- \rightarrow 19^-$	—	—
626.5	$23^- \rightarrow 21^-$	$81 \pm 6$	$0.83 \pm 0.22$
626.5	$21^- \rightarrow 19^-$	—	—
694	$25^- \rightarrow 23^-$	$57 \pm 4$	—
769	$27^- \rightarrow 25^-$	$32 \pm 5$	—
844	$29^- \rightarrow 27^-$	—	—
914	$31^- \rightarrow 29^-$	—	—

 Tabla 4.2: Tabla de datos para las transiciones asignadas al  $^{172}\text{W}$ .

$E_\gamma$ (keV)	$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$	$I_\gamma^{rel}$	$\frac{I(37^\circ-79^\circ)}{I(79^\circ-37^\circ)}$
<u>Transiciones <math>(-,1)_1 \rightarrow (+,0)</math></u>			
1034.5	$7^- \rightarrow 6^+$	$12 \pm 3$	—
958.8	$9^- \rightarrow 8^+$	$54 \pm 4$	$1.41 \pm 0.37$
902.3	$11^- \rightarrow 10^+$	$69 \pm 4$	$1.46 \pm 0.27$
862.2	$13^- \rightarrow 12^+$	$47 \pm 4$	—
832	$15^- \rightarrow 14^+$	—	—
<u><math>(\pi, \alpha) = (-,1)_2</math></u>			
317.4	$11^- \rightarrow 9^-$	$46 \pm 2$	$1.02 \pm 0.23$
404.7	$13^- \rightarrow 11^-$	$80 \pm 5$	$1.01 \pm 0.23$
490.0	$15^- \rightarrow 13^-$	$70 \pm 5$	$0.86 \pm 0.20$
546.7	$17^- \rightarrow 15^-$	$69 \pm 5$	$0.90 \pm 0.17$
567.7	$19^- \rightarrow 17^-$	$53 \pm 5$	$0.86 \pm 0.21$
567.7	$21^- \rightarrow 19^-$	—	—
610	$21^- \rightarrow 19^-$	$20 \pm 5$	$0.80 \pm 0.19$
659	$23^- \rightarrow 21^-$	—	—
<u>Transiciones <math>(-,1)_2 \rightarrow (+,0)</math></u>			
1195.0	$9^- \rightarrow 8^+$	$44 \pm 4$	$1.41 \pm 0.39$
1041.8	$11^- \rightarrow 10^+$	$22 \pm 4$	—



$E_\gamma$ (keV)	$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$	$I_\gamma^{rel}$	$\frac{I(37^\circ-79^\circ)}{I(79^\circ-37^\circ)}$
<u><math>(\pi, \alpha) = (-, 0)_1</math></u>			
401.6	$10^- \rightarrow 8^-$	$83 \pm 3$	$1.05 \pm 0.21$
372.9	$12^- \rightarrow 10^-$	$60 \pm 3$	$0.93 \pm 0.19$
331	$12^- \rightarrow 10^-$	—	—
189.5	$12^- \rightarrow 11^-$	$31 \pm 5$	—
443.7	$14^- \rightarrow 12^-$	$86 \pm 4$	$1.07 \pm 0.16$
511.4	$16^- \rightarrow 14^-$	$71 \pm 3$	$1.14 \pm 0.21$
556.0	$18^- \rightarrow 16^-$	$51 \pm 3$	$0.92 \pm 0.31$
586.6	$20^- \rightarrow 18^-$	$54 \pm 3$	$1.05 \pm 0.22$
627	$22^- \rightarrow 20^-$	$36 \pm 3$	$0.86 \pm 0.20$
688	$24^- \rightarrow 22^-$	$26 \pm 2$	$1.12 \pm 0.40$
759	$26^- \rightarrow 24^-$	$14 \pm 2$	—
<u><math>(\pi, \alpha) = (-, 0)_2</math></u>			
279.0	$6^- \rightarrow 4^-$	$76 \pm 4$	$0.99 \pm 0.22$
361.1	$8^- \rightarrow 6^-$	$84 \pm 3$	$0.93 \pm 0.13$
443.7	$10^- \rightarrow 8^-$	$86 \pm 4$	$1.07 \pm 0.16$
<u>Transiciones <math>(-, 0)_2 \rightarrow (+, 0)</math></u>			
1056.0	$4^- \rightarrow 4^+$	$49 \pm 8$	—
985.5	$6^- \rightarrow 6^+$	$47 \pm 5$	—

#### 4.5.1 La secuencia $(+, 0)_1$ (yrast)

Un espectro representativo de esta secuencia, que es la más intensamente poblada y ya se estableció previamente en [Dr 78] hasta  $I^\pi = 20^+$ , se muestra en la figura 4.12c. En él se aprecia el ensanchamiento de los picos de energías altas que, como ya comentamos, se debe al uso de un blanco grueso. No obstante, el momento angular máximo observado es el mismo que con el ESSA30. Los espines de los estados no establecidos en [Dr 78] se asignaron a partir de las correlaciones angulares. Para todos los rayos  $\gamma$  de la banda observados,

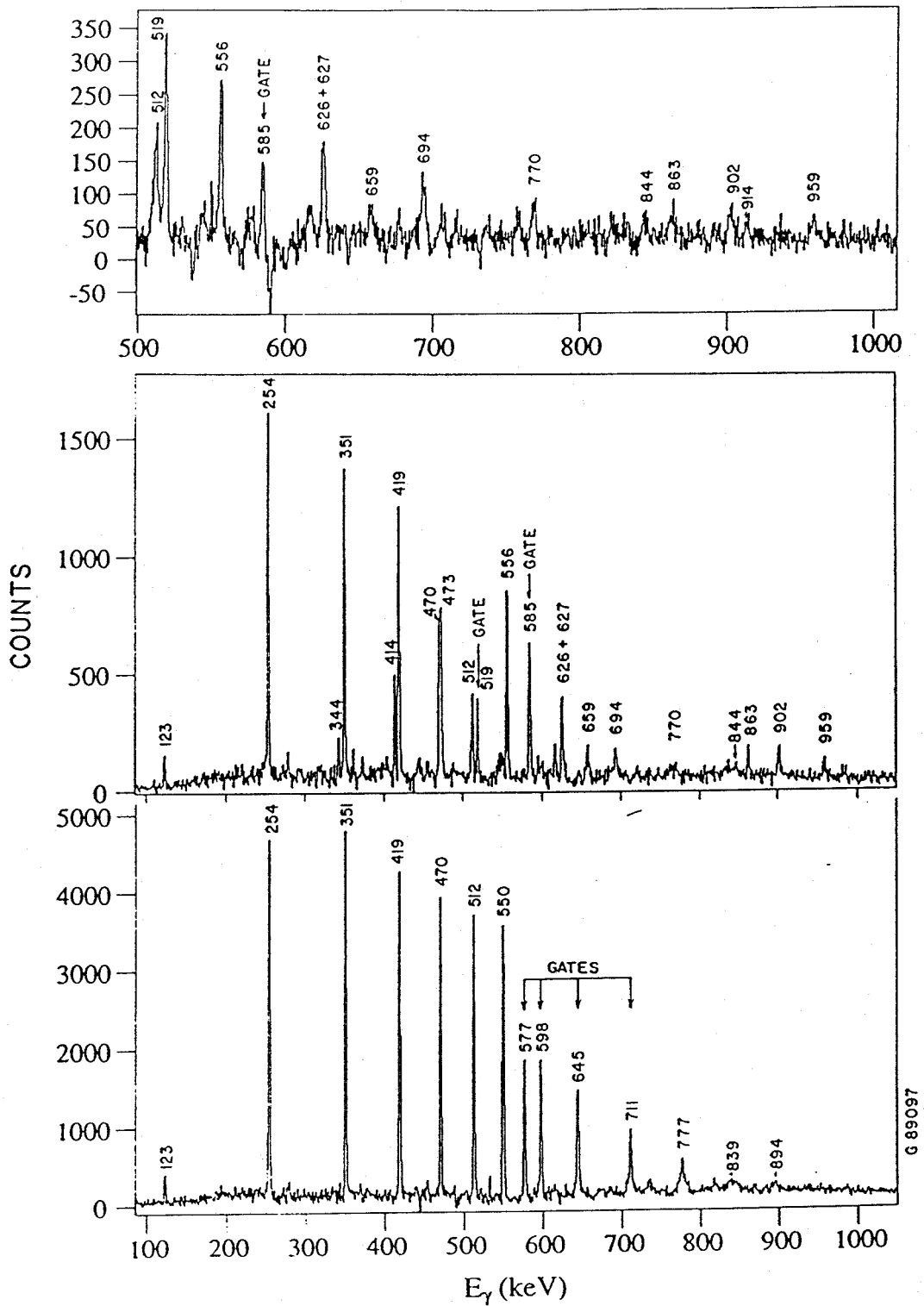


Figura 4.12: Espectros en coincidencia con los rayos  $\gamma$  de: (a)  $E = 585$  keV, obtenido con el ESSA30 (este espectro muestra la parte superior de la secuencia  $(-, 1)_1$ , que contiene a dicha transición); (b)  $E = 585$  keV, obtenido con el TESSA3; (c)  $E = 577, 598, 645$  y  $711$  keV (suma de estas puertas, pertenecientes a la secuencia yrast,  $(+, 0)_1$ ).

los valores de la razón entre intensidades a  $79^\circ/37^\circ$  concuerdan con el carácter ( $E2, \Delta I = 2$ ).

#### 4.5.2 La secuencia $(-, 1)_1$

Dracoulis et al. [Dr 78] establecieron esta secuencia hasta  $I^\pi = 19^-$ . Aparte de sus argumentos para las asignaciones de espines y paridad, las transiciones que conectan entre sí las diferentes bandas que hemos observado imponen restricciones adicionales que concuerdan con dichas asignaciones. Los valores altos de  $I(37^\circ - 79^\circ)/I(79^\circ - 37^\circ)$  (tabla 4.2) para los rayos  $\gamma$  de 902 y 959 keV (transiciones a la secuencia yrast) indican su carácter ( $M1, \Delta I = 1$ ), en concordancia con los resultados de [Dr 78]. Esto todavía sería consistente con una disminución de  $2\hbar$  en los espines de los estados de esta secuencia. Sin embargo, se plantearían entonces problemas para las asignaciones del conjunto de bandas con paridad negativa. Las transiciones observadas entre ellas junto con sus intensidades relativas, hacen muy improbable el que sus espines relativos sean otros que los de la figura 4.11. Si disminuimos en  $2\hbar$  los espines de la secuencia  $(-, 1)_1$  y hacemos lo mismo con el resto de ellas, para mantener los valores de los espines relativos, el estado  $4^-$  en  $(-, 0)_2$  se transformaría en  $2^-$ . esto no es posible, pues se observa que decae al  $4^+$ .

En las figuras 4.12a-b se muestran espectros en coincidencia con la transición de 585 keV, que tiene lugar dos veces en la secuencia. Se observa que los picos correspondientes a la parte superior de la banda destacan más sobre el fondo en el espectro obtenido con el ESSA30 (fig. 4.12a) que en el obtenido con el TESSA3 (fig. 4.12b). Ambas figuras muestran también las conexiones con las secuencias  $(-, 1)_2$  (picos a las energías 627 y 659 keV) y  $(+, 0)_1$  (picos a 512, 470, 419, 351, 254 y 123 keV). El hecho de que no se observen estados de la banda  $(-, 1)_1$  por debajo del  $7^-$  no significa, necesariamente, que éste sea el primer estado de la banda; también se puede interpretar como una consecuencia del decaimiento muy intenso de varios niveles a estados yrast, con la consiguiente pérdida de intensidad para el decaimiento a niveles de la propia banda  $(-, 1)_1$ . En la sección 5.4.2 se discutirán configuraciones de partículas que contemplan ambas posibilidades.

#### 4.5.3 La secuencia $(-, 1)_2$

Las figuras 4.13b-c muestran espectros en coincidencia con transiciones de esta secuencia, observada por primera vez en este trabajo. La pérdida de intensidad dentro de la banda debida a las transiciones a estados yrast hace imposible observar niveles por debajo del  $9^-$ , antes de que se alcance el estado en el que empieza la banda. Aunque no se pudo extraer la multipolaridad de esas transiciones (1195 y 1042 keV), los espines de esta banda se determinaron a partir de los asignados a los estados de la  $(-, 1)_1$ , gracias a las transiciones de 568 y 627 keV que conectan ambas bandas, cruzándose entre sí. El carácter

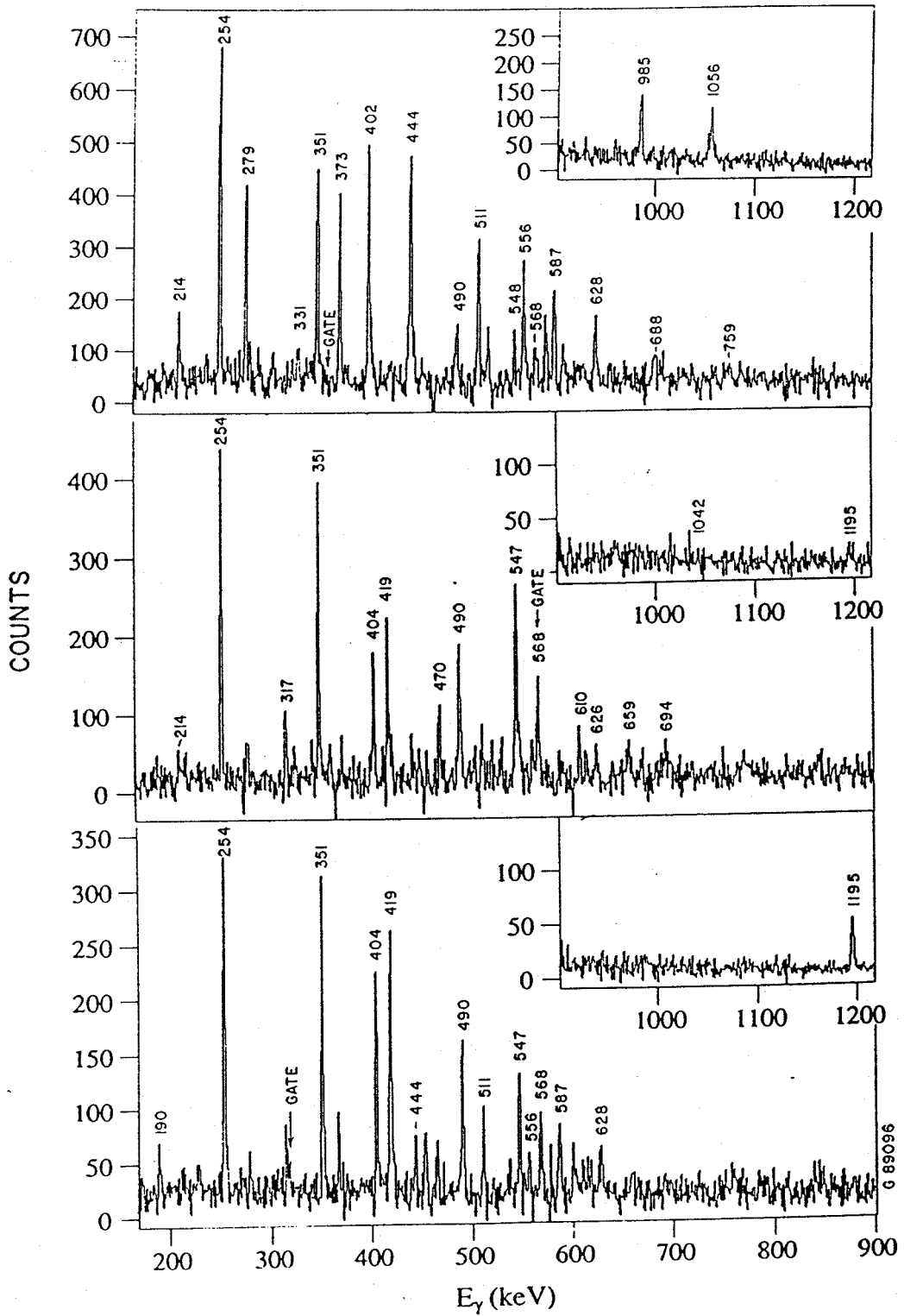


Figura 4.13: Espectros en coincidencia con los rayos  $\gamma$  de: (a)  $E = 361$  keV, perteneciente a la secuencia  $(-,0)_2$ ; (b)  $E = 568$  keV, perteneciente a la secuencia  $(-,1)_2$ ; (c)  $E = 317$  keV, perteneciente igualmente a la secuencia  $(-,1)_2$ .

doble de la transición de 568 keV se muestra en la figura 4.13b; a esta energía, que corresponde a la ventana de coincidencia, aparece al mismo tiempo un pico. También se ilustra en este espectro la observación de dicha transición en coincidencia con rayos  $\gamma$  por encima del estado  $21^-$  de la secuencia  $(-, 1)_1$  (picos a 626 y 694 keV).

Los espectros de las figs. 4.13b-c también muestran picos a las energías de 190 y 214 keV, que corresponden a las transiciones  $12^- \rightarrow 11^-$  y  $13^- \rightarrow 12^-$ , respectivamente. Estas transiciones contribuyen a asegurar las asignaciones de espines para el conjunto de bandas de paridad negativa.

#### 4.5.4 Las secuencias $(-, 0)$

Dracoulis et al. interpretaron una secuencia de cuatro rayos  $\gamma$  en coincidencia, con energías  $E_\gamma = 443, 402, 361$  y  $280$  keV, como una cascada de transiciones cuadrupolares desde  $I^\pi = 12^-$  a  $4^-$  [Dr 78]. Encontraron también que los estados  $6^-$  y  $4^-$  decaían a los niveles yrast  $6^+$  y  $4^+$ , respectivamente. En el presente estudio se ha modificado esta secuencia por encima del estado  $8^-$  (véase el esquema de niveles, en fig. 4.11). La figura 4.13a muestra el espectro en coincidencia con la transición de 361 keV.

El decaimiento entre  $I^\pi = 12^-$  y  $8^-$  tiene lugar mediante dos ramas paralelas, una más intensa con rayos  $\gamma$  de energías  $E_\gamma = 373$  y  $402$  keV, y otra mucho más débil con  $E_\gamma = 331$  y  $444$  keV. El orden de las transiciones de 373 y 402 keV se basa en sus intensidades relativas (fig. 4.13a y tabla 4.2). Puesto que la transición de 444 keV es doble, no se puede aplicar una comparación similar a la otra rama. Sin embargo, si se intercambiasen las transiciones de 331 y 444 keV el estado  $10^-$  de esta rama resultaría tener menor energía de excitación que el de la otra, y entonces deberíamos esperar una inversión de las intensidades relativas de las dos ramas.

La multipolaridad de las transiciones a los niveles yrast  $4^+$  y  $6^+$  no se ha podido determinar a partir de las correlaciones angulares. Las asignaciones de espines y paridades de estas dos secuencias se basan en los valores de  $I(37^\circ - 79^\circ)/I(79^\circ - 37^\circ)$ , que indican el carácter  $E2$ ,  $\Delta I = 2$  de las transiciones identificadas como desexcitaciones dentro de cada banda, y los distintos rayos  $\gamma$  que conectan estas dos secuencias con otras. Como ya se ha comentado, dichas conexiones, junto con las intensidades relativas, harían muy difícil de interpretar otra asignación que la de fig. 4.11.

## Capítulo 5

### Interpretación de los datos

Las medidas y análisis que hemos presentado son parte de un estudio sistemático de las correlaciones en núcleos de las tierras raras rotando a alta velocidad. En este capítulo analizamos detalladamente las propiedades observadas de los estados rotacionales de los isótopos  $^{171,172}\text{W}$ . Básicamente, discutimos: las posibles configuraciones de cuasipartículas presentes; los cruces entre bandas debidos a la excitación de un par de cuasipartículas; relaciones entre las diferentes secuencias observadas, tales como sus energías relativas o transiciones que conectan unas con otras; y probabilidades de transiciones electromagnéticas en un caso particularmente interesante. La comprensión de estas propiedades es un paso necesario para hacer posible el estudio sistemático al que hemos aludido, si bien dicho estudio está más allá de las intenciones del presente trabajo.

#### 5.1 Transformación de magnitudes experimentales al sistema intrínseco

Para comparar los cálculos teóricos de cranking con los datos experimentales es conveniente transformar las magnitudes extraídas de éstos a un sistema intrínseco. Este procedimiento tiene la ventaja adicional de permitir separar en cierto modo las propiedades de tipo monoparticular (o de cuasipartícula, en presencia de correlaciones de pares) de las asociadas con la rotación colectiva. En este apartado exponemos la manera de realizar dichas transformaciones para las magnitudes más relevantes, siguiendo los criterios de [BF 79].

La energía de excitación,  $E$ , y el momento angular,  $I$ , se transforman en el "routhiano",  $E'$ , y la frecuencia de rotación,  $\omega$ . Para una transición de un estado inicial con  $(E_i, I_i)$  a un estado final con  $(E_f, I_f)$ , se toma para la energía y el momento angular la media aritmética de los valores inicial y final. Entonces, se construye  $E'$  a partir de las cantidades experimentales mediante la expresión:

$$E'(I) = \frac{1}{2}(E_i + E_f) - I_x(I)\omega(I), \quad (5.1)$$

siendo  $I = (I_i + I_f)/2$  e  $I_x$  la proyección del momento angular total,  $I$ , sobre el eje de rotación. El valor de  $I_x$  puede obtenerse a partir de  $I$  y de su proyección sobre el eje de simetría,  $K$ :

$$I_x(I) = \sqrt{I(I+1) - K^2}. \quad (5.2)$$

La frecuencia para una rotación alrededor del eje  $X$ ,  $\omega(I)$ , correspondiente a una transición ( $I_i \rightarrow I_f$ ) se expresa, de acuerdo con su definición,  $\omega = dE/dI_x$ , como:

$$\omega(I) \approx \frac{\Delta E}{\Delta I_x} = \frac{E_i - E_f}{I_x(I_i) - I_x(I_f)}. \quad (5.3)$$

Para transiciones de  $\Delta I = 2$  y en el límite de  $K \ll I$ , se reduce a

$$\hbar\omega \approx \frac{E_i - E_f}{2} = \frac{E_\gamma}{2}. \quad (5.4)$$

Los routhianos totales,  $E'$ , así como  $I_x$ , contienen tanto la contribución de la rotación colectiva como la debida a excitaciones de cuasipartículas. Como ya hemos dicho, se desea aislar los routhianos,  $e'$ , y momentos angulares alineados,  $i_x$ , de cuasipartículas. Para conseguirlo se toma una configuración de referencia, a menudo la del estado fundamental del núcleo par-par más próximo (puesto que no contiene ninguna cuasipartícula). Considerando el momento de inercia de esta referencia parametrizado según la fórmula de Harris [Ha 65]:

$$\mathfrak{S}_g = \mathfrak{S}_0 + \mathfrak{S}_1\omega^2, \quad (5.5)$$

los valores de referencia para el routhiano y la proyección del momento angular sobre el eje de rotación vienen dados, respectivamente, por

$$E'_g(\omega) = -\frac{\omega^2}{2}\mathfrak{S}_0 - \frac{\omega^4}{4}\mathfrak{S}_1 + \frac{\hbar^2}{8\mathfrak{S}_0} \quad (5.6)$$

y por

$$I_{xg}(\omega) = \omega\mathfrak{S}_0 + \omega^3\mathfrak{S}_1. \quad (5.7)$$

Entonces, los routhianos y momentos angulares alineados de cuasipartículas se obtienen así:

$$e'(\omega) = E'(\omega) - E'_g(\omega), \quad (5.8)$$

$$i_x(\omega) = I_x(\omega) - I_{xg}(\omega). \quad (5.9)$$

Se puede observar que estas definiciones son consistentes con la relación  $i_x = -de'/d\omega$ .

## 5.2 Notación para los orbitales de cuasipartículas

Para indicar los orbitales de cuasipartículas utilizamos una notación alfabética muy extendida. Las excitaciones de un cuasineutrón con paridad y signatura  $(\pi, \alpha)$  se nombran así:

$$\begin{aligned}
 (+, +1/2)_1 &= A, & (+, -1/2)_1 &= B, \\
 (+, +1/2)_2 &= C, & (+, -1/2)_2 &= D, \\
 (-, +1/2)_1 &= E, & (-, -1/2)_1 &= F, \\
 (-, +1/2)_2 &= G, & (-, -1/2)_2 &= H.
 \end{aligned}
 \tag{5.10}$$

El subíndice en  $(\pi, \alpha)$  indica el orden (con arreglo a la energía) de una excitación, de entre todas las que tienen igual paridad y signatura.

Para los protones se usa una notación equivalente, añadiendo a cada letra el subíndice “p”:

$$\begin{aligned}
 (+, +1/2)_1 &= A_p, & (+, -1/2)_1 &= B_p, \\
 (+, +1/2)_2 &= C_p, & (+, -1/2)_2 &= D_p, \\
 (-, +1/2)_1 &= E_p, & (-, -1/2)_1 &= F_p, \\
 (-, +1/2)_2 &= G_p, & (-, -1/2)_2 &= H_p.
 \end{aligned}
 \tag{5.11}$$

La paridad y la signatura de un estado de varias cuasipartículas se obtienen, respectivamente, como el producto y la suma en base dos de los correspondientes valores para cada cuasipartícula excitada. Así, por ejemplo, “ $AB$ ” representa una excitación de dos cuasineutrones con  $(\pi, \alpha) = (+, 0)$ ; “ $AE$ ”, una excitación de dos cuasineutrones con  $(\pi, \alpha) = (-, 1)$ ; “ $ABC$ ”, de tres cuasineutrones con  $(\pi, \alpha) = (+, +1/2)$ .

En los cruces entre bandas que se observan experimentalmente, en general no se modifican ni la paridad ni la signatura (véase sección 1.4.3). Por lo tanto, el par de cuasipartículas excitado en dichos cruces ha de tener  $(\pi, \alpha) = (+, 0)$ . Es decir, las dos cuasipartículas deben tener la misma paridad y signatura opuesta. Por ejemplo, se pueden excitar  $AB$ ,  $BC$ ,  $AD$  ó  $EF$ . No son posibles cruces de este tipo en que se excitan pares tales como  $AC$  (por ser  $\alpha = 1$ ) ó  $BE$  (por ser  $\pi = -$ ).

Finalmente en ciertos casos, cuando se habla de capas esféricas, se suelen denotar los protones por “ $\pi$ ” y los neutrones por “ $\nu$ ”. Por ejemplo, la capa  $h_{11/2}$  de protones y la de neutrones se denotan, respectivamente, por  $\pi h_{11/2}$  y  $\nu h_{11/2}$ .

## 5.3 Estructura de las bandas del $^{171}\text{W}$

Los routhianos,  $e'$ , y momentos angulares alineados,  $i_x$ , de cuasipartículas obtenidos a partir de las energías de excitación,  $E$ , y momentos angulares,  $I$ , se muestran en la figura 5.1. Los parámetros de Harris empleados en la transformación son  $\mathfrak{S}_0 = 28 \hbar^2 \text{ MeV}^{-1}$  y  $\mathfrak{S}_1 = 70 \hbar^4 \text{ MeV}^{-3}$ .



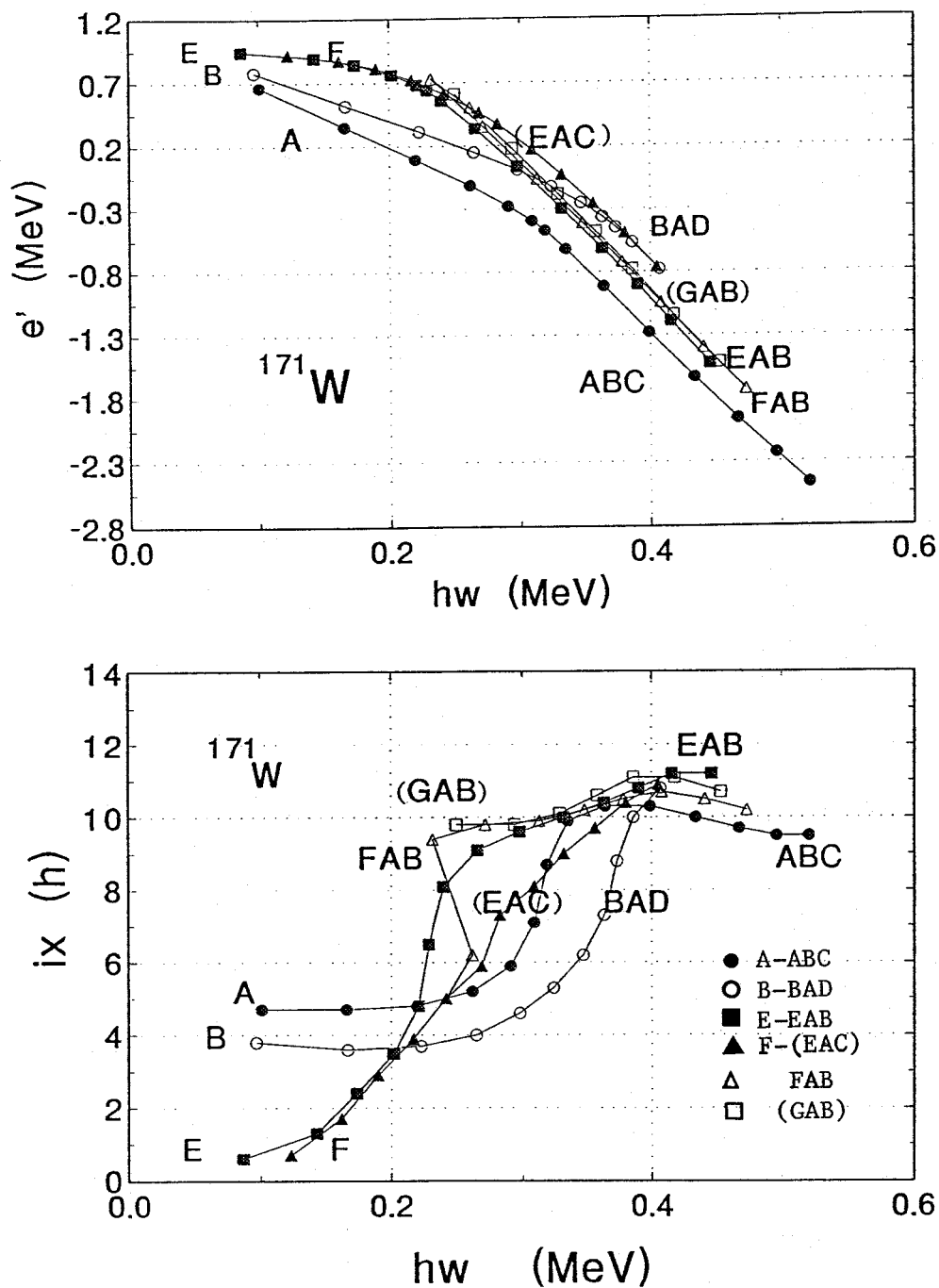


Figura 5.1: Routhianos,  $e'$ , y momentos angulares alineados,  $i_x$ , de cuasipartículas para las secuencias del  $^{171}\text{W}$  observadas. Se indican las configuraciones de cuasipartículas asignadas. Las menos firmes se dan entre paréntesis.

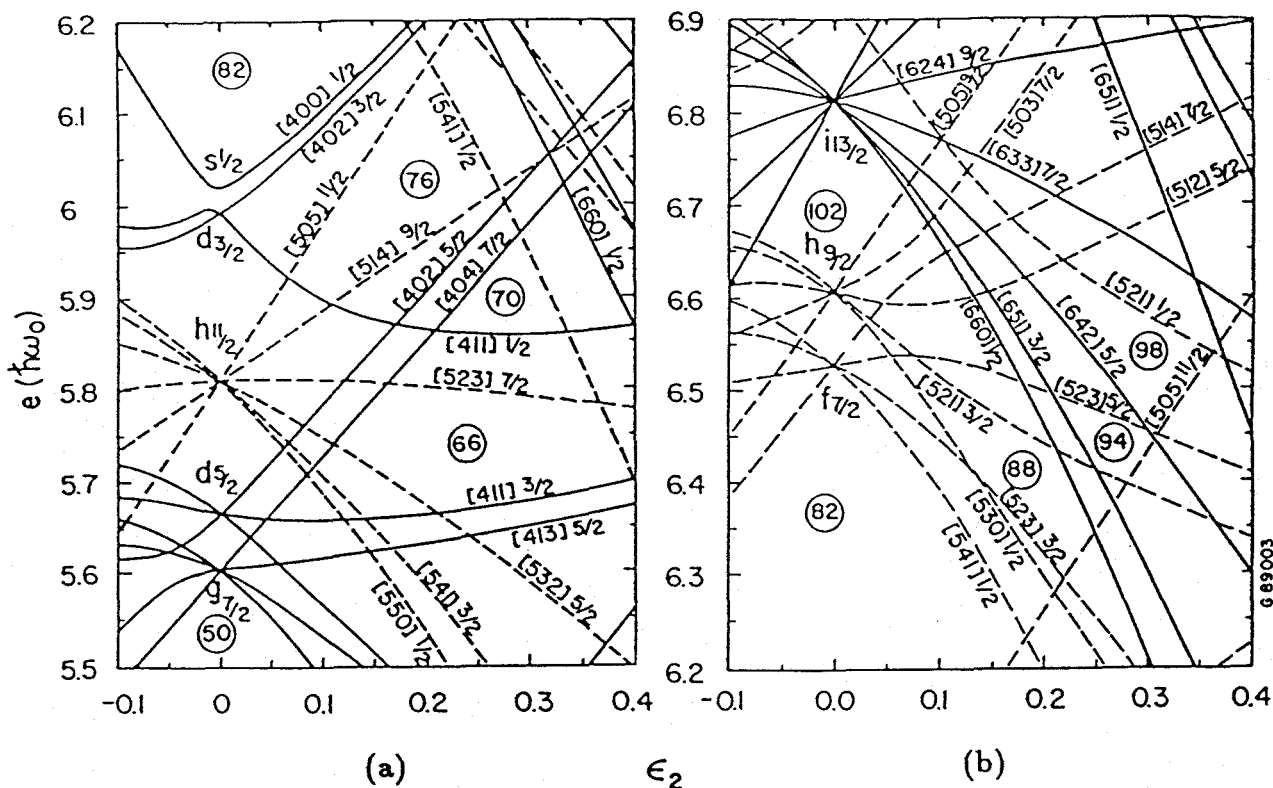


Figura 5.2: Diagramas de Nilsson para protones (a) y neutrones (b), calculados con un potencial de Nilsson con los parámetros de [BR 85].

### 5.3.1 Las secuencias de paridad positiva

Las dos secuencias de paridad positiva observadas corresponden a las excitaciones de cuasineutrones *A* y *B*. La sistemática de esta región de la tabla periódica indica que ambas secuencias están construidas sobre la configuración de Nilsson [642]5/2<sup>+</sup> proveniente de la capa  $\nu i_{13/2}$ . Éste es, de los orbitales cercanos al nivel de Fermi (figura 5.2), el más altamente alineable; es decir, el más favorecido energéticamente por la rotación. Así pues, aunque el estado fundamental corresponde a otra configuración ([523]5/2<sup>-</sup>; véase [Ru 88]), los estados de *A* y *B* se hacen yrast rápidamente. Esta misma situación se da en núcleos vecinos, como el <sup>169</sup>Hf [Re 75] y los <sup>165,167</sup>Yb [Ro 82]. Otra característica observada en el <sup>171</sup>W y que concuerda con esta sistemática es el desplazamiento entre *B* y *A*. En todos estos núcleos los routhianos *B* se encuentran más altos que los *A*, como en la figura 5.1.

En las dos secuencias se observa un cruce asociado con la transición de un estado de una cuasipartícula a uno de tres cuasipartículas. Esto ocurre en el punto en que la pendiente del routhiano cambia (sección 1.4.3), esto es, para  $\hbar\omega_c \approx 0.32$  MeV en el caso de *A* y para  $\hbar\omega_c \approx 0.38$  MeV en el caso de *B* (figura 5.1). Ambas frecuencias de cruce,  $\omega_c$ , son más altas que en las

secuencias de paridad negativa. Ello es consecuencia de la ocupación de uno de los estados  $A$  y  $B$  en las secuencias de paridad positiva. En esta región de la tabla periódica los estados de cuasipartícula que primero se alinean son precisamente  $A$  y  $B$ . Éstos se asocian a orbitales intrusos, provenientes de la capa  $\nu i_{13/2}$ , con una proyección alta del momento angular sobre el eje de rotación; por tanto, son muy favorecidos por la rotación. Como consecuencia el cruce  $AB$ , en el que se excitan ambas cuasipartículas, es el que ocurre a frecuencia de rotación más baja. Dicho cruce está bloqueado en las secuencias  $(+, \pm 1/2)$ , al estar excitada previamente  $A$  o  $B$ . Entonces el primer cruce posible es  $BC$  para la secuencia  $A$  y  $AD$  para la secuencia  $B$ .

El hecho de que el cruce  $A \rightarrow ABC$  se dé antes que el  $B \rightarrow BAD$  es asimismo una característica observada sistemáticamente en estos núcleos. Se debe a que la diferencia de energía entre  $D$  y  $C$  en esta región es mayor que la existente entre  $B$  y  $A$ . La relación entre ambos hechos queda clara observando la figura 5.1: al ser la separación  $BAD - ABC$  mayor que la  $B - A$ , el cruce entre  $B$  y  $BAD$  tiene lugar después que el cruce entre  $A$  y  $ABC$ .

### 5.3.2 Las secuencias de paridad negativa

El estado fundamental  $[523]5/2^-$  da lugar a las dos secuencias  $(-, \pm 1/2)_1$ , que a bajo espín corresponden a  $E$  y  $F$ . En ambas se observa un cruce para  $\hbar\omega_c \approx 0.24$  MeV (figura 5.1), un valor bastante menor que en las secuencias de paridad positiva,  $A$  y  $B$ . Asimismo, las dos secuencias de paridad negativa ganan un momento angular alineado con el eje de rotación  $\Delta i_x \approx 9\hbar$ , mayor que las de paridad positiva ( $\approx 5\hbar$  para  $A$  y  $\approx 7\hbar$  para  $B$ ). Estos dos hechos reflejan precisamente el comportamiento característico del cruce  $AB$ , que en estas dos secuencias no está bloqueado

Además de  $FAB$ , se observa la continuación de  $F$  por encima del cruce  $AB$ . A una frecuencia de rotación ligeramente mayor, dicha continuación experimenta un nuevo cruce. La asignación de la configuración responsable de este cruce es problemática. Una explicación natural sería, en principio, que se tratara de  $FBC$ , pues  $BC$  suelen ser, después de  $AB$ , el par de cuasipartículas más alineable. Sin embargo, debido al desplazamiento entre los routhianos de  $A$  y  $B$ , se puede esperar que la configuración  $EAC$  esté por debajo de la  $FBC$ . Si el cruce se debe realmente a  $EAC$  es necesario que esta configuración esté muy mezclada tanto con  $F$  como con  $FAB$ , para explicar las transiciones observadas entre ellas. De todas formas, esta explicación hace difícil entender el por qué  $AC$  no se ha observado en los núcleos par-par vecinos, si  $EAC$  se encuentra a energía tan baja en el  $^{171}\text{W}$ .

### 5.3.3 La secuencia que decae a la $(-, 1/2)_1$

Ya discutimos la asignación de espines y paridades para esta secuencia, que se encuentra a la derecha de la  $(-, \pm 1/2)_1$  ( $E - EAB$  según nuestra inter-

pretación anterior) en la figura 4.6. La intensidad y el decaimiento a estados de  $EAB$  sugieren que es la segunda secuencia con  $(\pi, \alpha) = (-, 1/2)$ , es decir,  $G - GAB$ . Su energía es muy próxima a la de  $E - EAB$ . Por lo tanto, ambas secuencias deben tener funciones de onda muy distintas; de lo contrario, interaccionarían y se separarían. Un candidato bastante probable para la configuración de Nilsson sobre la que se construye esta secuencia es la  $[521]1/2^-$ , que se encuentra cerca del nivel de Fermi para  $N = 97$  (figura 5.2). Por tener  $\Omega = 1/2$  se espera que los estados con una signatura estén desplazados en energía respecto a los estados con signatura opuesta, lo que concuerda con la observación de solamente una signatura (véanse las secciones 1.4.1 y 1.4.2).

## 5.4 Estructura de las bandas del $^{172}\text{W}$

Los routhianos y momentos angulares de cuasipartículas se muestran en la figura 5.3. Los parámetros de Harris empleados en la configuración de referencia sustraída son los mismos que para el  $^{171}\text{W}$ .

### 5.4.1 La secuencia $(+, 0)_1(\text{yrast})$

Inicialmente los estados de esta secuencia corresponden al vacío de cuasipartículas. Un cruce, interpretado como la excitación del par de cuasineutrones  $AB$ , tiene lugar a  $\hbar\omega_c \approx 0.28$  MeV. Este valor es mayor que para los cruces  $E \rightarrow EAB$  y  $F \rightarrow FAB$  del  $^{171}\text{W}$  en unos 40 keV. Como se argumentó en la sección 1.4.3 esta diferencia se explica por la reducción de las correlaciones de pairing en un núcleo impar respecto a uno par-par.

Observamos, además, que el alineamiento de los cuasineutrones  $AB$  es gradual, en lugar de ocurrir bruscamente a una frecuencia de rotación concreta. Esto es característico de cruces con una gran interacción entre las configuraciones implicadas, como también se explicó en la sección 1.4.3. Tal es el caso en los núcleos con  $N = 98$ ; por ejemplo,  $^{168}\text{Yb}$  [Ba 85],  $^{170}\text{Hf}$  [Li 81],  $^{171}\text{Ta}$  [BC 85] o  $^{174}\text{Os}$  [Hi 88].

### 5.4.2 Las secuencias de paridad negativa

El conjunto de las secuencias de paridad negativa observadas presenta características difíciles de explicar. Existen razones que apoyan distintas configuraciones de cuasipartículas, y todas éstas dejan algún problema sin resolver.

Consideremos, primeramente, la posibilidad de que todas las bandas estén asociadas con excitaciones de cuasineutrones. El estado de 2 cuasineutrones más bajo con paridad negativa es  $AE$ . Si asignamos esta configuración a los niveles de  $(-, 1)_1$  para frecuencias de rotación por debajo del cruce tenemos, en principio, dos posibilidades para la  $(-, 1)_2$ :  $BF$  y  $AG$ . El gran desplazamiento energético de  $B$  respecto de  $A$ , observado en el  $^{171}\text{W}$ , hace a  $AG$  el candidato más probable. Esto concuerda, además, con la asignación de la secuencia

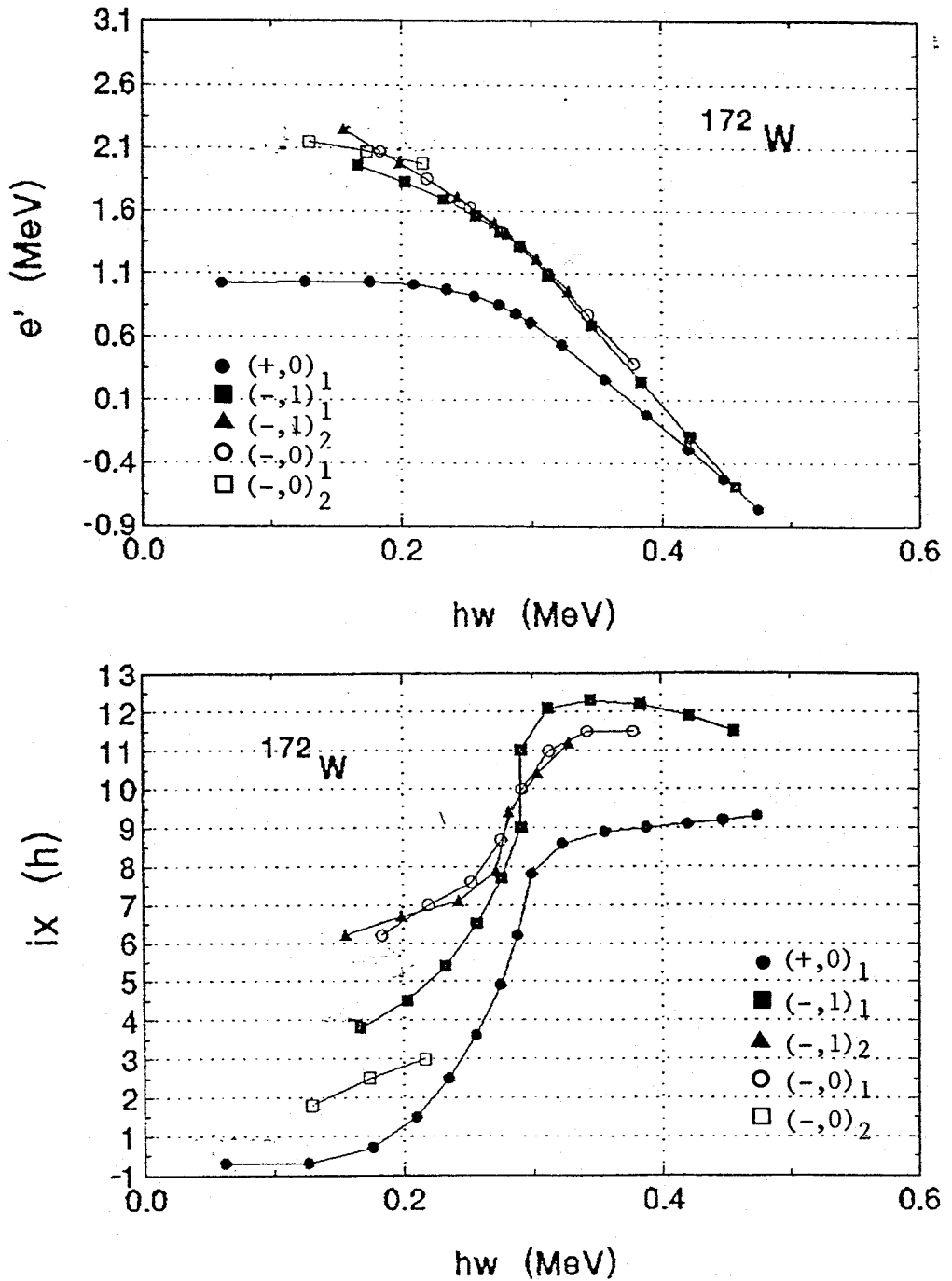


Figura 5.3: Routhianos,  $e'$ , y momentos angulares alineados,  $i_x$ , de cuasipartículas para las secuencias del  $^{172}\text{W}$  observadas. Se indican las configuraciones de cuasipartículas correspondientes a una de las posibilidades discutidas en el texto. Las asignaciones menos firmes se denotan entre paréntesis.

del  $^{171}\text{W}$  que decae a estados de  $(-, 1/2)_1$  como  $G - GAB$ . Sin embargo, resulta entonces extraña la degeneración entre las secuencias  $(-, 1)_2$  y  $(-, 0)_1$ , patente en los routhianos de la figura 5.3. Tanto la configuración  $BG$  como la  $AH$  deben estar desplazadas energéticamente respecto de  $AG$ , de acuerdo con nuestras observaciones para el  $^{171}\text{W}$ . En cuanto a  $AF$ , que también da  $\pi = -$  y  $\alpha = 0$ , la secuencia resultante estaría degenerada con  $AE$ , no con  $AG$ . Tampoco parece probable que  $AG$  corresponda a  $(-, 1)_1$  y  $AE$  a  $(-, 1)_2$ , porque  $AE$  debe tener menor energía de excitación que  $AG$ .

Otra posibilidad es que la primera secuencia con  $\alpha = 1$  se construya excitando dos cuasiprotones,  $A_p E_p$ . Entonces,  $(-, 1)_2$  y  $(-, 0)_1$  pueden ser  $AE$  y  $AF$ , respectivamente. De hecho, hay dos orbitales de Nilsson cercanos al nivel de Fermi para  $Z = 74$ , el  $[402]5/2^+$  y el  $[514]9/2^-$ , que darían un estado  $7^-$  a una energía de excitación aproximada de  $2\Delta_\pi$ . El estado  $7^-$  de la secuencia  $(-, 1)_1$  se observa a  $E = 1.76\text{MeV}$ , un valor razonablemente próximo al esperado para  $2\Delta_\pi$ . El problema que se plantea con estas asignaciones es la explicación de las transiciones que conectan  $(-, 1)_1$  y  $(-, 1)_2$  entre sí. La observación de estas transiciones implica una interacción entre los estados mucho mayor que la esperada entre una función de onda con dos cuasineutrones excitados y una con dos cuasiprotones.

Por otra parte, en ninguna de las posibilidades discutidas está clara la configuración responsable de la secuencia  $(-, 0)_2$ . Esta secuencia comienza teniendo menor energía que la  $(-, 0)_1$ , pero ambas se cruzan a  $\hbar\omega \approx 0.18\text{MeV}$ . Si se tratase de la segunda excitación de dos cuasineutrones con  $\alpha = 0$  ( $AH$  ó  $BG$ ), se esperaría que estuviera por encima de la  $AF$  para todos los valores de  $\omega$ . Si estuviesen excitados los cuasiprotones  $A_p F_p$ , las transiciones entre ambas secuencias plantearían el problema asociado con la interacción ya discutido.

Los cruces observados en tres de las secuencias de paridad negativa tienen lugar a la misma frecuencia que en la  $(+, 0)$ . Esto resulta sorprendente, porque el bloqueo del primer cruce,  $AB$ , esperado en estas secuencias (excepto en  $(-, 1)_1$  si la configuración correspondiente es  $A_p B_p$ ) debería, en principio, aumentar la frecuencia del cruce,  $\omega_c$ . Un comportamiento similar (ausencia de desplazamiento de  $\omega_c$ ) se ha encontrado en el  $^{170}\text{Hf}$  [Li 81, Ir 88, Ba 88]. Ambos núcleos tienen en común la existencia de una gran interacción (típica en sistemas con  $N = 98$ ), manifiesta en el carácter gradual de los cruces (sección 1.4.3). Posiblemente existe una relación entre esta fuerte interacción y la observación de igual  $\omega_c$  para las secuencias de  $\pi = -$  y la de  $\pi = +$ . Tal posibilidad se discute en [Li 81]. La idea básica es que, en presencia de una fuerte interacción, los estados de una secuencia serían combinación lineal de componentes con dos cuasipartículas; por ejemplo,  $AE$ ,  $BF$ ,  $CE$ ,  $DF$ , etc., para una secuencia  $(-, 1)$ . En muchas de estas componentes el cruce  $AB$  no está bloqueado.

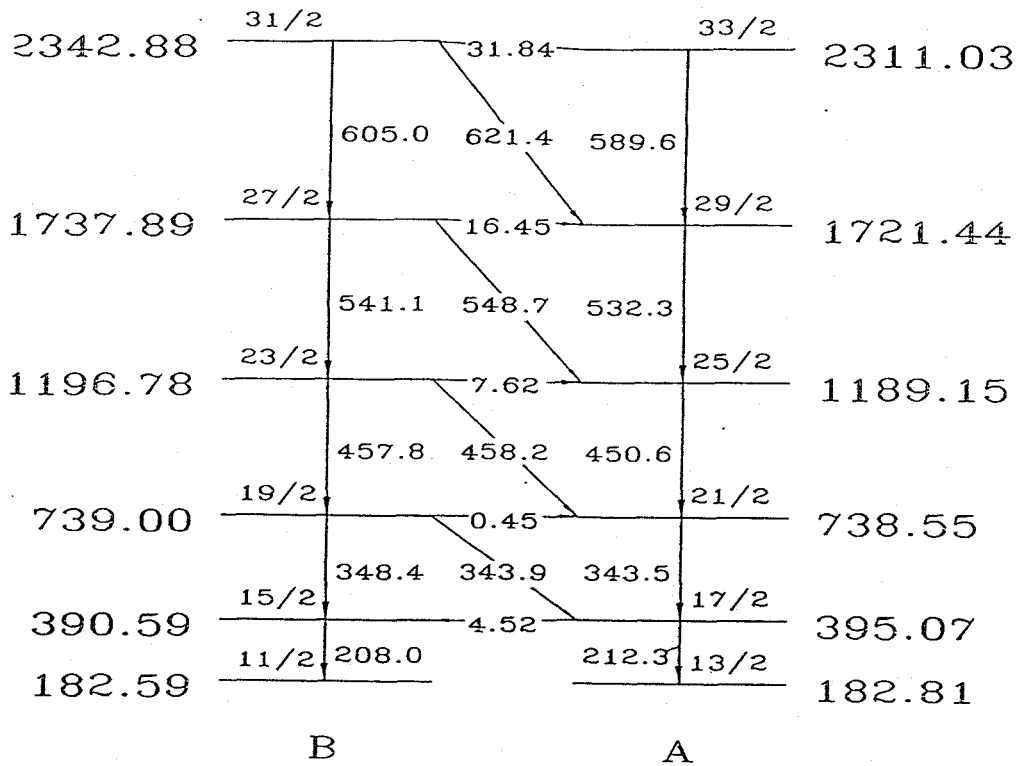


Figura 5.4: Detalle del esquema de niveles correspondiente a la parte inferior de las secuencias A y B del  $^{171}\text{W}$ .

### 5.5 Transiciones electromagnéticas dependientes de la signatura en el $^{171}\text{W}$

Como ya discutimos en (4.4.1), en las secuencias de paridad positiva, A y B, construidas sobre la configuración  $[642]5/2^+$  proveniente de la capa  $\nu i13/2$ , encontramos pares de niveles con  $\Delta I = 1$  casi degenerados. En la figura 5.4 se muestra, ampliada, la región correspondiente del esquema de niveles. En particular, se indican transiciones  $\Delta I = 1$  de muy baja energía no recogidas en la figura 4.6; aunque estas transiciones no se observan, es posible en algunos casos establecer su probabilidad de decaimiento indirectamente, a partir de relaciones de coincidencia.

Es fácil comprobar que la degeneración entre pares de niveles con  $\Delta I = 1$

equivale, en términos de routhianos y frecuencias de rotación, a  $\Delta e' \approx \hbar\omega$  para esos niveles. Dicha situación constituye un límite interesante para el estudio de las probabilidades de transición dipolar magnética,  $B(M1, I \rightarrow I - 1)$ . Vamos a denotar por el subíndice "f" a los estados de la secuencia A (favorecida energéticamente) y por "d" a los estados de B (desfavorecida). Considerando deformaciones cuadrupolares con simetría axial, tanto el modelo de cranking como el de partícula-rotor predicen valores de  $B(M1)$  mucho menores para las transiciones  $I_d \rightarrow (I - 1)_f$  que para las  $I_f \leftrightarrow (I - 1)_d$  [HH 89, Ha 81]. Los resultados con un modelo de partícula-rotor se muestran en la figura 1.11 (sección 1.4.4). En ella se presentan resultados para distintas posiciones del nivel de Fermi; nuestro caso corresponde a  $\Omega = 5/2$ , pues las bandas A y B se construyen sobre el estado de Nilsson [642]5/2<sup>+</sup>. Se observan valores de  $B(M1)$  muy próximos a cero para las transiciones  $I_d \rightarrow (I - 1)_f$ .

En el modelo de cranking se obtiene (sección 1.4.4), para una configuración con la partícula desapareada en una órbita de alto momento angular:

$$B(M1, I \rightarrow I - 1) \propto (1 + (-1)^{I-1/2} \frac{\Delta e'}{\hbar\omega})^2. \quad (5.12)$$

Puesto que  $I_d - 1/2$  es impar, (5.12) se anula para las transiciones  $I_d \rightarrow (I - 1)_f$  cuando  $\Delta e' = \hbar\omega$ .

Resulta interesante comprobar si estas predicciones concuerdan con los resultados que se pueden extraer de nuestras medidas. En concreto, en esta sección vamos a centrarnos en la expresión (5.12) del modelo de cranking.

De las razones entre las intensidades de las transiciones con  $\Delta I = 1$  y  $\Delta I = 2$  es posible obtener  $B(M1, \Delta I = 1)/B(E2, \Delta I = 2)$ , utilizando (1.41) y (1.43). Para núcleos con formas axialmente simétricas (o próximas a ellas) se esperan valores de  $B(E2, \Delta I = 2)$  bastante estables. Por lo tanto, la razón  $B(M1)/B(E2)$  anterior va a ser proporcional al segundo miembro de la ecuación 5.12 si ésta se verifica.

En la tabla 5.1 se recogen los valores de  $B(M1, \Delta I = 1)/B(E2, \Delta I = 2)$ , así como las cantidades experimentales necesarias para su extracción, para tres transiciones  $I_f \leftrightarrow (I - 1)_d$  y para dos  $I_d \rightarrow (I - 1)_f$  (las complicaciones del análisis explicadas en 4.4 hicieron imposible obtener valores para otras transiciones). En esta tabla se dan, para cada par de transiciones con  $\Delta I = 1$  y 2:

Columna 1: Los espines de los estados inicial y final de cada transición.

Columna 2: Las energías de dichas transiciones.

Columna 3: La energía de la puerta usada para obtener las intensidades.

Columna 4: La razón entre las tasas de transición para las desexcitaciones con  $\Delta I = 1$  y 2; dichas tasas corresponden a emisión gamma más conversión interna para las transiciones de muy baja energía ( $< 20$  keV), y a emisión gamma para el resto de las transiciones.



Transición	$E_{tran.}$ (keV)	$E_{puerta}$ (keV)	$\frac{T(\Delta I=1)}{T_\gamma(\Delta I=2)}$	$\frac{B(M1, \Delta I=1)}{B(E2, \Delta I=2)} \left(\frac{\mu_N^2}{e^2 b^2}\right)$	$\frac{\Delta e'}{\hbar\omega}$
17/2 → 15/2	4.5	344	0.083 ± 0.010	0.49 ± 0.10	1.06
17/2 → 13/2	212.3				
25/2 ← 23/2	7.6	541	0.011 ± 0.009	40.9 ± 0.7	0.99
23/2 → 19/2	457.8				
29/2 ← 27/2	16.4	605	0.035 ± 0.018	1.4 ± 0.8	1.02
27/2 → 23/2	541.1				
19/2 → 17/2	343.9	541	0.32 ± 0.09	0.009 <sup>+0.007</sup> <sub>-0.009</sub>	0.95
19/2 → 15/2	348.4				
27/2 → 25/2	548.7	605	0.14 ± 0.02	0.006 <sup>+0.004</sup> <sub>-0.006</sub>	1.02
27/2 → 23/2	541.1				

Tabla 5.1: Transiciones electromagnéticas dependientes de la signatura en el  $^{171}\text{W}$

Columna 5: La razón  $B(M1, \Delta I = 1)/B(E2, \Delta I = 2)$ .

Columna 6: El valor de  $\Delta e'/\hbar\omega$ .

Vamos a explicar ahora algunos detalles importantes para la obtención de las magnitudes de esta tabla.

A las bajas energías de las transiciones  $I_f \leftrightarrow (I - 1)_d$ , el decaimiento es principalmente mediante conversión interna. Es pues necesario incluir los coeficientes de conversión interna,  $\alpha$ , definidos mediante:

$$T_{tot} = T_\gamma(1 + \alpha), \tag{5.13}$$

siendo  $T_{tot}$  y  $T_\gamma$  las tasas de desexcitación total y  $\gamma$ , respectivamente. En la columna 4 de la tabla 5.1,  $T(\Delta I = 1)$  se refiere a  $T_{tot}$  para estas transiciones. Utilizamos los valores de  $\alpha$  tabulados [Rö 78], para obtener  $T_\gamma$  en función de  $T_{tot}$ . Hacemos notar, además, que estas transiciones no se observan en los espectros  $\gamma$ . Sus intensidades se determinan mediante relaciones de coincidencia.

Para obtener  $B(M1, \Delta I = 1)/B(E2, \Delta I = 2)$  a partir de  $T_\gamma(\Delta I = 1)/T_\gamma(\Delta I = 2)$ , es necesario separar la parte  $E2$  de la  $M1$  en la transición con  $\Delta I = 1$ .

Esto se puede hacer, en principio, utilizando la expresión:

$$\frac{B(M1, \Delta I = 1)}{B(E2, \Delta I = 2)} = 0.7 E_1^2 \left\{ \left( \frac{E_2}{E_1} \right)^5 \frac{T_\gamma(\Delta I = 1)}{T_\gamma(\Delta I = 2)} - \frac{B(E2, \Delta I = 1)}{B(E2, \Delta I = 2)} \right\}, \quad (5.14)$$

obtenida a partir de (1.41) y (1.43).  $E_1$  y  $E_2$  son las energías de las transiciones con  $\Delta I = 1$  y  $\Delta I = 2$ , expresadas en MeV, y el resultado viene dado en  $\mu_N^2/e^2b^2$ .

El término  $\frac{B(E2, \Delta I=1)}{B(E2, \Delta I=2)}$  se puede encontrar, en principio, utilizando la expresión (1.40) del límite de acoplamiento fuerte. Se tiene, entonces:

$$\frac{B(E2, \Delta I = 1)}{B(E2, \Delta I = 2)} = \frac{|\langle IK20|I-1K\rangle|^2}{|\langle IK20|I-2K\rangle|^2}. \quad (5.15)$$

Para las transiciones  $I_f \leftrightarrow (I-1)_d$ , dicho término resulta ser despreciable. No es este el caso para las transiciones  $I_d \rightarrow (I-1)_f$ . Entonces las correcciones de ese término en (5.14) son significativas y es importante incluir posibles desviaciones de los valores de  $B(E2)$  respecto de los obtenidos en el límite de acoplamiento fuerte, (5.15). Para ello utilizamos los resultados de [Ha 81] presentados en la figura 1.11. Como ya hemos dicho, nuestro caso corresponde a las graficas del centro ( $\Omega = 5/2$ ). De la figura extraemos que

$$\frac{B(E2, \Delta I = 1)}{B(E2, \Delta I = 2)} \approx 0.7 \frac{|\langle IK20|I-1K\rangle|^2}{|\langle IK20|I-2K\rangle|^2}, \quad (5.16)$$

es decir, una reducción del 30%. La posibilidad de esta reducción se ha tenido en cuenta en el cálculo de  $B(M1, \Delta I = 1)/B(E2, \Delta I = 2)$  mediante (5.14) para las transiciones  $I_d \rightarrow (I-1)_f$ .

En la figura 5.5 se comparan los valores de  $B(M1, \Delta I = 1)/B(E2, \Delta I = 2)$ , obtenidos según se ha explicado, con los de  $(1 + (-1)^{I-1/2} \frac{\Delta e'}{\hbar\omega})^2$  extraídos experimentalmente. El paralelismo entre la dependencia de la signatura para una y otra cantidad queda claramente reflejado. Se observa en ambos casos una diferencia de 2-3 órdenes de magnitud entre los valores para las transiciones  $I_f \leftrightarrow (I-1)_d$  y para las  $I_d \rightarrow (I-1)_f$ . Así pues, el modelo de cranking reproduce bastante bien las grandes diferencias entre los valores de  $B(M1)$  para ambos tipos de transiciones.

Terminamos con comentarios relativos a posibles mejoras de este análisis. Sería interesante realizar medidas de conversión interna para poder obtener directamente los valores de  $T_{tot}$  de las transiciones  $I_f \leftrightarrow (I-1)_d$ . Por su parte, la determinación de los valores de  $\delta$  (definido por 1.44 y 1.45) eliminaría las incertidumbres introducidas por el uso de (5.14). En cuanto a los problemas derivados de la casi degeneración entre transiciones  $I_d \rightarrow (I-1)_f$  y transiciones de  $\Delta I = 2$ , en principio son inevitables.

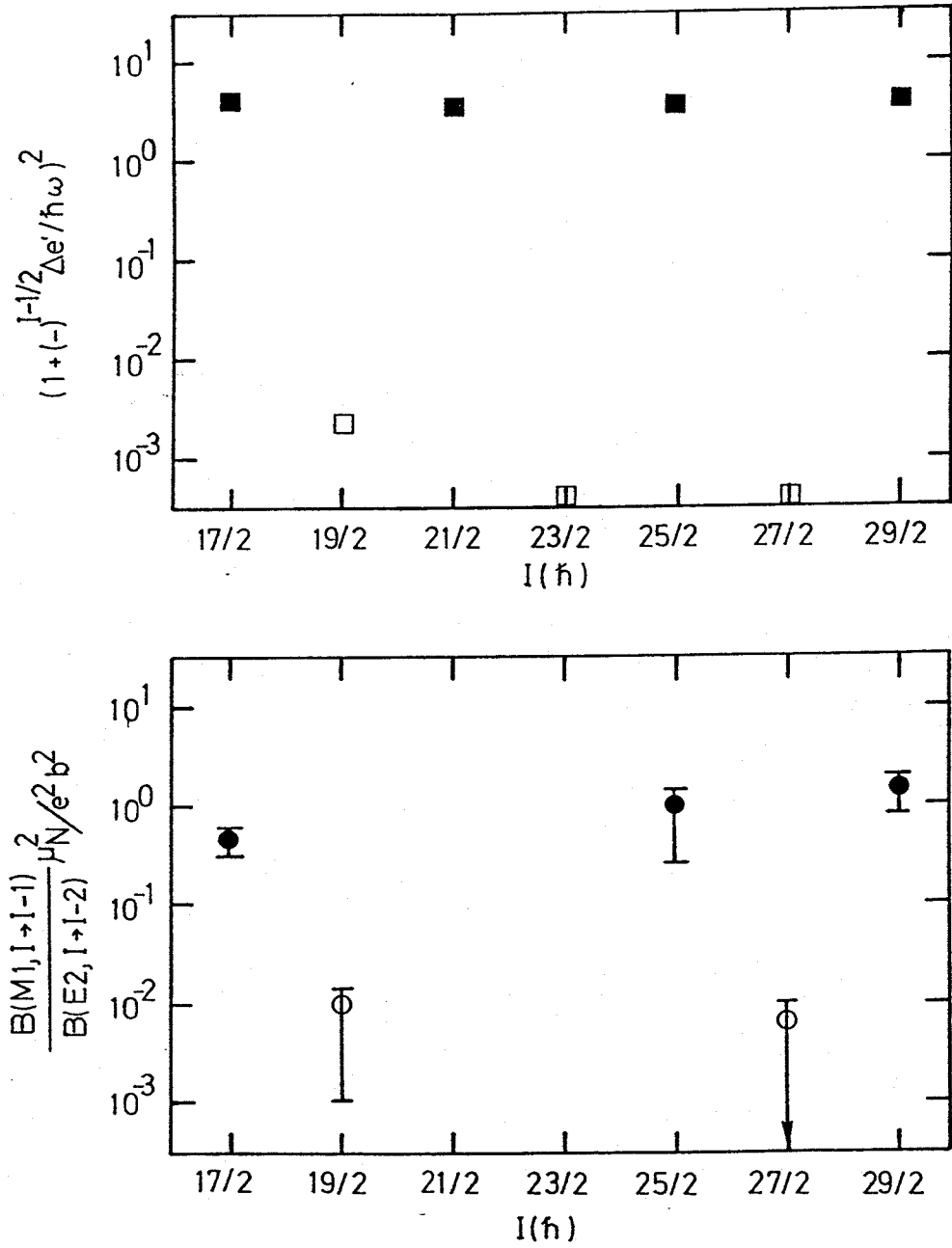


Figura 5.5: Valores experimentales de  $B(M1, \Delta I = 1)/B(E2, \Delta I = 2)$  (parte inferior) y de  $(1 + (-1)^{I-1/2} \frac{\Delta e'}{\hbar \omega})^2$  (parte superior) en función del espín, para las bandas A y B del  $^{171}\text{W}$ . Se espera que para la configuración de estas bandas,  $\nu i_{13/2}$ , las dos cantidades sean proporcionales [HH 89].

## Resumen y conclusiones

1. El apilamiento de señales en los detectores representa un problema serio en experimentos con ritmos de cuentas altos. Hemos comparado dos métodos de anti-apilamiento ("PUR"), denominados "INH." y "C.C". La reducción del fondo que se consigue es de uno o dos órdenes de magnitud a las energías más altas. Esta mejora es prácticamente igual para ambos métodos. Sin embargo, el primero de ellos introduce un efecto no deseado: se rechazan algunos buenos pulsos; este problema no se presenta en el segundo método.
2. Los ADCs utilizados realizan un PUR interno, en los casos en que el segundo pulso comienza después del máximo del primero. Esto da lugar al rechazo de pulsos cuyo máximo no se ha modificado y, por tanto, que representan correctamente la energía del rayo  $\gamma$  correspondiente. Este problema se puede reducir utilizando, en lugar de un amplificador lineal convencional, un integrador con puerta, cuyos pulsos caen rápidamente a partir del máximo.
3. Trabajos anteriores han mostrado que, a bajo espín, cantidades relacionadas con la deformación nuclear, tales como  $E(2^+)$  y  $E(4^+)$ , tienen una correlación con el número de pares protón-neutrón de valencia,  $N_p N_n$ . Hemos encontrado que dicha correlación se observa igualmente para los momentos de inercia cinemático,  $\mathfrak{S}^{(1)}$ , y dinámico,  $\mathfrak{S}^{(2)}$ . A espines apreciables, éstos tienen la ventaja de ser sensibles a un rango local de momentos angulares, mientras que la energía de excitación,  $E(I)$ , depende de las propiedades tanto del estado excitado de interés como del estado fundamental.
4. Hemos realizado un análisis de  $\mathfrak{S}^{(1)}(N_p N_n)$  y  $\mathfrak{S}^{(2)}(N_p N_n)$  para los estados más bajos de paridad positiva de isótopos par-par de las tierras raras ( $Z = 64 - 78$  y  $N = 82 - 116$ ), a momentos angulares que en los sistemas rotacionales se encuentran antes del primer cruce entre bandas (de cuasineutrones) y después del segundo (de cuasiprotones).
5. En dicho análisis se obtuvieron valores casi constantes tanto de  $\mathfrak{S}^{(1)}$  como de  $\mathfrak{S}^{(2)}$ , lo que refleja: (i) el desplazamiento hacia capas cerradas de la transición de núcleos esféricos a deformados en sistemas en rotación. Este desplazamiento se debe principalmente a la ocupación de las configuraciones más alineables después del cruce entre bandas, con el consiguiente efecto polarizador sobre la forma del núcleo. (ii) La reducción de las correlaciones de pares después del cruce entre bandas, que hace que los momentos de inercia sean menos sensibles a posibles cambios en aquéllas.

6. Los valores de  $\mathfrak{S}^{(2)}$  son, en promedio, ligeramente mayores que los de  $\mathfrak{S}^{(1)}$ , en contraposición con las predicciones de los modelos más simples.
7. En conjunto, los resultados del análisis  $N_p N_n$  a alto espín resaltan la naturaleza microscópica de los momentos de inercia.
8. Hemos realizado un análisis de la rigidez de los núcleos par-par con  $Z = 54 - 78$ , en función de  $I$ ,  $Z$  y  $N$ . Para ello hemos estudiado los valores relativos de los coeficientes A y B de la fórmula empírica  $E(I) = E_0 + AI(I+1) + BI^2(I+1)^2$ . Los núcleos considerados incluyen una capa de protones ( $Z = 50 - 82$ ) y dos de neutrones ( $N = 50 - 82$  y  $82 - 126$ ).
9. A bajo momento angular, la rigidez nuclear aumenta al alejarnos de una capa cerrada. Esto refleja la estabilización de la forma nuclear al ocuparse orbitales con una gran tendencia a deformar el núcleo. Dicho efecto es particularmente importante para los orbitales intrusos menos alineados con el eje de simetría. De las dos capas de neutrones estudiadas, los rotors más estables corresponden a la  $N = 82 - 126$ .
10. A alto momento angular, las grandes fluctuaciones de A/B dificultan el análisis. Al igual que en la región de momentos angulares bajos, los rotors más estables se encuentran en la capa  $N = 82 - 126$ . La comparación de las dos regiones indica que los núcleos son más rígidos a alto espín que a bajo espín, con la excepción de los primeros valores,  $I = 2 - 4\hbar$ . Interpretamos esto como un resultado de la disminución gradual de las correlaciones de pares al rotar el núcleo. A los espines más bajos dicha variación aún no es importante. A los más altos las correlaciones de pares prácticamente han desaparecido; por tanto, los efectos de sus variaciones sobre la rigidez del núcleo son menos apreciables.
11. Hemos realizado un estudio experimental de los núcleos  $^{171,172}\text{W}$ , mediante la reacción  $^{146}\text{Nd}(^{30}\text{Si}, 5\text{-}4\text{n})$  para una energía de incidencia  $E(^{30}\text{Si}) = 160$  MeV. Nuestras medidas forman parte de un estudio sistemático de estados de alto momento angular para núcleos de la zona de las tierras raras. Se han observado 7 secuencias rotacionales en el  $^{171}\text{W}$  (2 de paridad positiva, 3 de paridad negativa y 2 para las que no tenemos asignaciones firmes) y 5 secuencias en el  $^{172}\text{W}$  (1 de paridad positiva y 4 de paridad negativa).
12. Las dos secuencias de paridad positiva del  $^{171}\text{W}$  observadas son las secuencias yrast. Hay en ellas un desplazamiento energético grande de los estados con  $\alpha = -1/2$  respecto a los de  $\alpha = 1/2$ . Para los espines menores que  $29/2$  este desplazamiento hace que estados con  $\Delta I = 1$  sean casi degenerados, lo que constituye un límite interesante para el estudio de las probabilidades de transición reducidas  $B(M1, \Delta I = 1)$ .

13. Las secuencias de paridad negativa observadas en el  $^{171}\text{W}$  son, por debajo de los cruces, las construidas sobre el estado fundamental. Se encontraron transiciones de la secuencia  $(-, 1/2)$  a la  $(+, -1/2)$ , importantes para determinar la energía de excitación de los estados de paridad positiva. La secuencia  $(-, -1/2)$  prosigue a alto momento angular mediante dos ramas.
14. Se observó asimismo otra secuencia, algunos de cuyos niveles decaen a estados en la  $(-, 1/2)$ . Sugerimos una asignación de espines y paridad para sus estados, basada en una comparación entre sus propiedades y las de la secuencia  $(-, 1/2)$ . No obstante, dicha asignación es menos segura que las anteriores.
15. La estructura de las bandas del  $^{171}\text{W}$  se entiende bien, por lo general. El único problema lo plantea la asignación para la rama de estados  $(-, -1/2)$  con mayor energía a alto espín. La configuración  $EAC$  se espera a menor energía que la  $FBC$ , pero esa asignación contrasta con la no observación de  $AC$  en los núcleos par-par de esta región.
16. Los valores de  $B(M1, \Delta I = 1)/B(E2, \Delta I = 2)$  para los estados de paridad positiva del  $^{171}\text{W}$  con espines menores de  $29/2$  dependen fuertemente de la signatura. Las predicciones del modelo de cranking para una configuración con una partícula desapareada en un estado de alto momento angular concuerdan bien con los valores extraídos experimentalmente.
17. En el  $^{172}\text{W}$ , la secuencia de paridad positiva corresponde a los estados yrast. Todas las secuencias de paridad negativa decaen mediante transiciones bastante intensas a estados yrast, con la excepción de la  $(-, 0)_1$ ; ésta decae a la  $(-, 0)_2$ . Por lo tanto, se ha establecido la energía de excitación de todos los estados.
18. La asignación de configuraciones de cuasipartículas para el  $^{172}\text{W}$  es más problemática que para el  $^{171}\text{W}$ . La que consideramos más probable asocia, respectivamente, las configuraciones  $A_p E_p$ ,  $AE$  y  $AF$  a las secuencias  $(-, 1)_1$ ,  $(-, 1)_2$  y  $(-, 0)_1$  por debajo del cruce, que es  $BC$  para todas ellas. Esta interpretación no explica la observación de transiciones entre  $(-, 1)_1$  y  $(-, 1)_2$ , que implican una interacción mucho mayor que la esperada entre un estado de dos cuasiprotones y uno de dos cuasineutrones.
19. El cruce en las secuencias de paridad negativa del  $^{172}\text{W}$  tiene lugar a la misma frecuencia que en la secuencia yrast. No se observa el bloqueo del cruce  $AB$ , esperado por la ocupación del estado de cuasipartícula  $A$  en los niveles de paridad negativa. Esta característica, observada también en otro núcleo con  $N = 98$ , el  $^{170}\text{Hf}$ , parece asociarse a la existencia de una gran interacción entre los estados implicados en el cruce.

## Referencias

- [An 76] C.G. Andersson, G. Leander, P. Möller, S.G. Nilsson, I. Ragnarsson, S. Åberg, R. Bengtsson, J. Dudek, B. Nerlo-Pomorska, K. Pomorski, y Z. Szymański, Nucl. Phys. **A268** (1976) 205.
- [Ar 83] H.F.R. Arciszewski, H.J.M. Aarts, R. Kamermans, C.J. van der Poel, R. Holtzmann, M.-A. van Hove, J. Vervier, M. Huyse, G. Lhersonneau, R.V.F. Janssens y M.J.A. de Voigt, Nucl. Phys. **A401** (1983) 531.
- [Ba 85] J.C. Bacelar et al., Nucl. Phys. **A442** (1985) 509.
- [Ba 88] C. Baktash, comunicación privada.
- [BC 85] J.C. Bacelar et al., Nucl. Phys. **A442** (1985) 547.
- [BCS 57] J. Bardeen, L.N. Cooper y J.R. Schrieffer, Phys. Rev. **108** (1957) 1175.
- [Be 81] R. Bengtsson, J.-Y. Zhang y S. Åberg, Phys. Lett. **B105** (1981) 5.
- [BF 79] R. Bengtsson y S. Frauendorf, Nucl. Phys. **A327** (1979) 139.
- [BG 84] R. Bengtsson y J.D. Garrett, en *Collective Phenomena in Atomic Nuclei*, International Rev. of Nucl. Phys., Vol. 2 (World Scientific, Singapur, 1984) 194.
- [BM 69] Aa. Bohr y B.R. Mottelson, *Nuclear Structure - I* (Benjamin, Reading, 1965).
- [BM 75] Aa. Bohr y B.R. Mottelson, *Nuclear Structure - II* (Benjamin, Reading, 1975).
- [BM 81] Aa. Bohr y B.R. Mottelson, *Physica Scripta* **24** (1981) 71.
- [BMP 58] Aa. Bohr, B.R. Mottelson y D. Pines, Phys. Rev. **110** (1958) 936.
- [BR 85] T. Bengtsson e I. Ragnarsson, Nucl. Phys. **A436** (1985) 14.
- [Ca 85] R.F. Casten, Nucl. Phys. **A443** (1985) 1.
- [Dr 78] G.D. Dracoulis, P.M. Walker y A. Johnston, J. Phys. **G4** (1978) 713.
- [EG 89] J.M. Espino y J.D. Garrett, Nucl. Phys. **A492** (1989) 205.
- [FP 77] P. Federman y S. Pittel, Phys. Lett. **B69** (1977) 385.
- [FP 79] P. Federman y S. Pittel, Phys. Rev. **C20** (1979) 820.

- [Fr 87] P. Frandsen, Tesis (Universidad de Copenhague, 1987).
- [Ga 85] J.D. Garrett, *J. Phys. Soc. Japan* **54**, supl.II (1985) 456.
- [Ga 86] J.D. Garrett, en *New Vistas en Nuclear Dynamics*, ed. P.J. Brussaard y J.H. Koch (Plenum, Nueva York, 1986).
- [Ga 88] J.D. Garrett, en *The Response of Nuclei Under Extreme Conditions*, ed. R.A. Broglia y G.F. Bertsch (Plenum, Nueva York, 1988) 1.
- [GN 88] J.D. Garrett, J. Nyberg, C.-h. Yu, J.M. Espino, y M.J. Godfrey, en *Proceedings of the Conference on Contemporary Topics en Nuclear Structure Physics*, Cocoyoc, Mexico, 1988 (World Scientific, Singapur, 1988) 699.
- [GP 89] A. Galindo y P. Pascual, *Mecánica cuántica-II* (EUDEMA, Madrid, 1989).
- [Ha 65] S.M. Harris, *Phys. Rev.* **138** (1965) 509B.
- [Ha 81] I. Hamamoto, *Phys. Lett.* **106B** (1981) 281.
- [HH 89] G.B. Hagemann e I. Hamamoto, *Phys. Rev.* **C40** (1989) 2862.
- [Hi 79] D.L. Hillis, J.D. Garrett, O. Christensen, B. Fernandez, G.B. Hagemann, B. Herskind, B.B. Back, y F. Folkmann, *Nucl. Phys.* **A325** (1979) 216.
- [Hi 88] L. Hildingsson, comunicación privada.
- [In 54] D.R. Inglis, *Phys. Rev.* **96** (1954) 1059.
- [In 55] D.R. Inglis, *Phys. Rev.* **97** (1955) 701.
- [Ir 88] J. Irwin, comunicación privada.
- [Kn 79] G.F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement* (Wiley, Nueva York, 1979).
- [Li 81] J.C. Lisle et al., *Nucl. Phys.* **A366** (1981) 281.
- [Ma 49] M. Mayer, *Phys. Rev.* **75** (1949) 1969.
- [MV 60] B.R. Mottelson y J.G. Valatin, *Phys. Rev. Lett.* **5** (1960) 511.
- [Ni 69] S.G. Nilsson, C.F. Tsang, A. Sobiczewski, S. Szymański, S. Wyceck, G. Gustafson, I.L. Lamm, P. Möller, y B. Nilsson, *Nucl. Phys.* **A131** (1969) 1.
- [NN 66] O. Nathan y S.G. Nilsson, en  *$\alpha$ -,  $\beta$ - y  $\gamma$ -Ray Spectroscopy*, ed. Kai Siegbahn (North-Holland, Amsterdam, 1966) 601.
- [PW 85] G. Palameta y J.C. Waddington, *Nucl. Inst. Meth.* **A234** (1985) 476.





- [Ra 50] J. Rainwater, *Phys. Rev.* **79** (1950) 432.
- [Re 75] I. Rezanka, I.M. Ladenbauer-Bellis, J.O. Rasmussen, W. Ribbe y E. der Mateosian, *Phys. Rev.* **C11** (1975) 1767.
- [Re 85] J. Recht, Y.K. Agarwal, K.P. Blume, M. Guttormsen, H. Hübel, H. Kluge, K.H. Maier, A. Maj, N. Roy, D.J. Decman, J. Dudek y W. Nazarewicz, *Nucl. Phys.* **A440** (1985) 366.
- [Ro 70] D.J. Rowe, *Nuclear Collective Motion* (Methuen, Londres, 1970).
- [Ro 82] N. Roy, S. Jonsson, H. Ryde, W. Waluś, J.J. Gaardhøje, J.D. Garrett, G.B. Hagemann y B. Herskind, *Nucl. Phys.* **A382** (1982) 125.
- [Rö 78] Rösel, Fries, Alder y Pauli, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, Vol. 21, nos. 4-5 (1978).
- [RS 80] P. Ring y P. Schuck, *The Nuclear Many-Body Problem* (Springer-Verlag, Heidelberg, 1980).
- [Ru 87] E. Runte, F. Meissner, V. Freystein, T. Hild, H. Salewski, W.-D. Schmidt-Ott y R. Michaelsen, *Z. Phys.* **A328** (1987) 373.
- [SD 80] H. Sagawa y T. Døssing, *Phys. Lett.* **B96** (1980) 238.
- [SF 74] A. deShalit y H. Feshbach, *Theoretical nuclear physics. Vol.1: Nuclear structure* (Wiley, Nueva York, 1974).
- [SG 53] A. deShalit y M. Goldhaber, *Phys. Rev.* **92** (1953) 1211.
- [Sh 89] Y.R. Shimizu, J.D. Garrett, R.A. Broglia, E. Vigezzi y M.I. Gallardo, *Rev. Mod. Phys.* **61** (1989) 131.
- [Si 84] J. Simpson, P.A. Butler, P.D. Forsyth, J.F. Sharpey-Schafer, J.D. Garrett, G.B. Hagemann, B. Herskind y L.P. Ekström, *J. Phys.* **G10** (1984) 383.
- [Tw 83] P.J. Twin, P.J. Nolan, R. Aryaeinejad, D.J.G. Love, A.H. Nelson y A. Kirwan, *Nucl. Phys.* **A409** (1983) 343c.
- [Zh 86] J.-Y. Zhang, J.D. Garrett, J.C. Bacelar y S. Frauendorf, *Nucl. Phys.* **A453** (1986) 104.

# UNIVERSIDAD DE SEVILLA

Excmo. Sr. Decano de la Facultad de Ciencias Exactas y Naturales,  
en el día de hoy, para hacer la tesis doctoral de  
**JOSE MANUEL ESPINO NAVAS**  
título: **Estudios Experimentales de Nucleos  
en Rotación**

**APTO CUM LAUDE**

El Vocal,



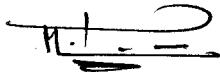
El Secretario,

G. Machado


El Vocal,



El Secretario,



El Vocal,



El Doctorado,

