

UNIVERSITAT DE VALÈNCIA
(ESTUDI GENERAL)

INSTITUT DE FÍSICA CORPUSCULAR

DEPARTAMENT DE FÍSICA ATÒMICA,
MOLECULAR I NUCLEAR

Espectroscopía Total en el ^{145}Sm :
Estudio de estados de tres cuasipartículas
y acoplamiento a las vibraciones del “core”

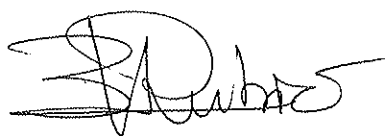
LLUÍS MIQUEL GARCIA RAFFI
TESIS DOCTORAL
30 de Maig de 1995

Berta Rubio Barroso y **José Luis Taín Enríquez**, Colaboradores Científicos del C.S.I.C. y miembros del Instituto de Física Corpuscular (Universidad de Valencia - C.S.I.C.)

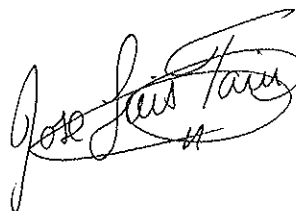
CERTIFICAN: Que la presente Memoria **Espectroscopía Total** en el ^{145}Sm : **Estudio de estados de tres cuasipartículas y acoplamiento a las vibraciones del "core"** ha sido realizada bajo su dirección en el Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear de la Universidad de Valencia por **Lluís Miquel Garcia Raffi**, y constituye su Tesis para optar al grado de Doctor en Física.

Y para que así conste, en cumplimiento de la legislación vigente, presentan ante la Facultad de Física de la Universidad de Valencia la referida Tesis, firmando el presente certificado en

Burjassot a 27 de Abril de 1995.



Fdo. Berta Rubio Barroso



Fdo. José Luis Taín Enríquez

*A la memoria
de mi padre*

De nihilo nihil, in nihilum nihil posse reverti
Persio, 3, 83-84. Doctrina adoptada por Lucrecio
“De Rerum Natura”, 1, 265-266

Errare humanum est; perseverare autem diabolicum
Fórmula medieval contra los herejes

Índice

1	Introducción: Motivación del trabajo	1
1.1	La región del ^{146}Gd	1
1.2	El núcleo $^{145}_{62}\text{Sm}_{83}$: <i>Status Quo</i> experimental	5
1.2.1	Espectroscopía Gamma en Reacciones de Núcleo Compuesto con iones	7
2	Medidas experimentales	11
2.1	Generalidades	11
2.2	Funciones de excitación	16
2.3	Coincidencias γ - γ	19
2.4	Distribución angular direccional	24
2.5	Medida del grado de polarización lineal: Polarímetro Compton	28
2.5.1	Distribución de polarización lineal	28
2.5.2	Análisis de la polarización lineal	32
2.6	Cociente de Correlaciones Direccionales de estados Orientados: DCO	39
3	Análisis de los datos experimentales	45
3.1	Análisis de los datos de la distribución angular direccional y de po- larización	45
3.2	Análisis de los datos del experimento de funciones de excitación	58
3.3	Análisis de los cocientes de Correlaciones Direccionales de estados Orientados: DCO	60
3.4	Niveles Energéticos del Núcleo ^{145}Sm	60
3.5	Esquema de niveles del ^{145}Sm	62
4	Discusión de los resultados y conclusiones	71
4.1	Interpretación de los niveles de paridad negativa	72
4.1.1	El multiplete $2^+ \otimes \nu f_{7/2}$	83
4.2	Interpretación de los niveles de paridad positiva	87
4.2.1	El septuplete $\nu f_{7/2} \otimes 3^-$	87
4.2.2	Estados de tres cuasipartículas y acoplamiento a los estados vibracionales del “core”	88

4.3	Comparación de los núcleos ^{145}Sm y ^{143}Nd	99
4.3.1	Interpretación de los niveles de paridad negativa	99
4.3.2	Interpretación de los niveles de paridad positiva	101
4.4	Estados de paridad positiva con $J^\pi > \frac{25}{2}^+$	112
5	Sumario	113
A	Modelo de Capas Semiempírico : Análisis de masas y estados excitados	115
B	Discusión de los datos espectroscópicos correspondientes a los niveles del ^{145}Sm	117
C	Cálculo indirecto de la intensidad total de las transiciones gamma de 13.95 keV y 48.7 keV	155
	Bibliografía	159

Índice de Figuras

1.1	Valores experimentales de los “gaps” para protones y neutrones, así como de las energías de monopartícula en la región $N = 82$ y $Z = 64$.	2
1.2	La zona del ^{146}Gd en la tabla nuclear.	4
1.3	Esquema de niveles correspondiente a los estados “Yrast” del ^{145}Sm para alto espín obtenido en la referencia [PII91].	8
2.1	Croquis del acelerador Tandem de la Universidad de Colonia.	12
2.2	Espectro directo para el detector Ge6.	13
2.2	Espectro directo para el detector Ge6.	14
2.3	Funciones de excitación para transiciones del ^{144}Sm (izquierda) y ^{145}Sm (derecha). En ellas se aprecia como varía la forma dependiendo de que se trate de un núcleo u otro, lo cual permite en algunos casos la asignación de las mismas como pertenecientes a uno de ellos.	17
2.4	Esquema del multidetector “Würfel”. En las caras octogonales se sitúan los cinco detectores de Ge con sus recubrimientos anti-Compton. En la parte superior se sitúan los cinco detectores que constituyen el polarímetro.	19
2.5	Esquema de la cadena electrónica empleada en el experimento de coincidencias gamma-gamma. Con él se almacenan doce parámetros. Cinco correspondientes a las energías en los cinco Ge con recubrimiento de BGO, 5 correspondientes a las energías en el polarímetro (el dispersor y los cuatro analizadores) y dos correspondientes a los tiempos de los dos fotones respecto al haz.	21
2.6	Ejemplo de espectro en coincidencia. La ventana energética corresponde a la transición de 1105 keV que se desexcita al nivel fundamental. Se puede apreciar la gran cantidad de transiciones observadas lo cual demuestra la gran sensibilidad del experimento.	23
2.7	Esquema de las posiciones angulares para la medida de Distribuciones Angulares Direccionales.	26
2.8	Ajustes de la distribución angular direccional para las transiciones 1105, 945, 1331 y 180 keV en el ^{145}Sm .	29
2.9	Esquema del polarímetro emplazado en el multidetector “Würfel”.	33

2.10	Relación cinemática para sucesos registrados en la combinación dispersor-analizador a 0° para algunas de las transiciones gamma más intensas presentes en el espectro (Pico) y para los fondos adyacentes a las mismas.	35
2.11	Fragmento de los espectros correspondientes a las parejas dispersor-analizador a 0° y dispersor-analizador a 90°	36
2.12	Ajustes de las eficiencias relativas para las cuatro parejas dispersor-analizador. Los puntos corresponden a las intensidades de las transiciones gamma de la fuente de calibración de ^{226}Ra y la forma funcional corresponde a la fórmula 2.3.	38
2.13	Ajuste de la sensibilidad Q para las cuatro parejas dispersor-analizador. Los puntos corresponden a transiciones del ^{144}Sm y ^{145}Sm de multipolaridad y carácter conocidos. La función ajustada corresponde a la fórmula 2.16.	40
2.14	Ajuste de la sensibilidad Q usando las asimetrías calculadas sumando las intensidades a 90° y 270° y restando las intensidades a 0° y 180°	41
2.15	Correlación angular entre dos gammas.	43
2.16	DCO teóricos.	44
3.1	Ajuste por minimización del χ^2 para la transición de 210 keV	48
3.2	Función de excitación de población directa para los niveles 2230 keV $J = \frac{17}{2}$, 2711 keV $J = \frac{19}{2}$, y 2898 keV de espín desconocido. La gran similitud entre esta última y la correspondiente a $J = \frac{17}{2}$, permite asignar éste como espín más probable para el nivel 2898 keV	59
3.3	Espectros en coincidencia con la ventana energética de 1104.86 keV . El pico corresponde a la transición 944.85 keV . Uno corresponde a la matriz detector a 90° frente detectores a 45° y el otro a su inversa. Los dos espectros se han representado en la misma escala y se puede apreciar directamente el cociente de DCO.	61
3.4	Diagrama "Yrast" para los estados excitados del núcleo ^{145}Sm	63
4.1	Estados excitados en el ^{144}Sm y los multipletes degenerados en ^{145}Sm como resultado del acoplamiento de un neutrón en $\nu f_{\frac{7}{2}}$	73
4.2	Representación esquemática de la configuración $(\pi d_{\frac{5}{2}}^{-2}) \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$	75
4.3	Cálculo del término de masa S para las configuraciones de paridad negativa. En cada recuadro se indica el coeficiente con el que interviene la masa (ángulo superior izquierdo), el núcleo y su correspondiente defecto de masa.	76
4.4	Representación esquemática de la configuración $(\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1}) \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$	77
4.5	Representación esquemática de la configuración $(\pi g_{\frac{7}{2}}^{-2}) \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$	78
4.6	Miembros de los diversos multipletes de paridad negativa calculados y estados excitados observados experimentalmente en el núcleo ^{145}Sm	80

4.7	Factores espectroscópicos para los estados excitados del ^{145}Sm para un espín-paridad determinado.	81
4.8	Diagramas de interacción, energías perturbadas, no perturbadas y el valor en la interacción en keV para los estados con $J^{\pi}_{\frac{3}{2}^{-}, \frac{5}{2}^{-}, \frac{7}{2}^{-}}$ y $\frac{9}{2}^{-}$, correspondientes a la mezcla entre los miembros del multiplete $2^{+} \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$ y los estados de neutrón $p_{\frac{3}{2}}, f_{\frac{5}{2}}, f_{\frac{7}{2}}$ y $h_{\frac{9}{2}}$ en el ^{145}Sm	82
4.9	Multiplete $2^{+} \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$ y niveles de cuasipartícula de neutrón en el núcleo ^{145}Sm	84
4.10	Representación gráfica de la configuración $\pi h_{\frac{11}{2}} \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} (\pi^{-2})_{0^{+}} \nu f_{\frac{7}{2}}$ en ^{145}Sm	89
4.11	Representación gráfica de la configuración $\pi h_{\frac{11}{2}} \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1} (\pi^{-2})_{0^{+}} \nu f_{\frac{7}{2}}$ en ^{145}Sm	92
4.12	Representación gráfica del término de masa S correspondiente a las configuraciones $\pi h_{\frac{11}{2}} \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} (\pi^{-2})_{0^{+}} \nu f_{\frac{7}{2}}$ y $\pi h_{\frac{11}{2}} \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1} (\pi^{-2})_{0^{+}} \nu f_{\frac{7}{2}}$ en ^{145}Sm	93
4.13	Representación gráfica de la configuración $\pi d_{\frac{5}{2}}^{-2} \nu f_{\frac{7}{2}} \otimes 3^{-}$ en ^{145}Sm	95
4.14	Representación gráfica de la configuración $\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1} \nu f_{\frac{7}{2}} \otimes 3^{-}$ en ^{145}Sm	96
4.15	Estados calculados para las configuraciones $\pi h_{\frac{11}{2}} \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} (\pi^{-2})_{0^{+}} \nu f_{\frac{7}{2}}$, $\pi h_{\frac{11}{2}} \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1} (\pi^{-2})_{0^{+}} \nu f_{\frac{7}{2}}$ y la interacción $Q - q$ junto con los estados experimentales.	97
4.16	Estados experimentales y calculados para las configuraciones $\pi d_{\frac{5}{2}}^{-2} \nu f_{\frac{7}{2}} \otimes 3^{-}$ y $\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1} \nu f_{\frac{7}{2}} \otimes 3^{-}$ en ^{145}Sm . No se han incluido los estados correspondientes a la interacción $Q - q$	98
4.17	Miembros de los diversos multipletes de paridad negativa calculados y estados excitados observados experimentalmente en ^{143}Nd	102
4.18	Multiplete $2^{+} \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$ y niveles de cuasipartícula de neutrón en el núcleo ^{143}Nd	103
4.19	Multipletes $\pi g_{\frac{7}{2}}^{-1} \nu f_{\frac{7}{2}}$ y $\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} \nu f_{\frac{7}{2}}$ en los núcleos ^{146}Eu , ^{144}Pm y ^{142}Pr . Los símbolos en negro indican que se trata de niveles experimentales y los símbolos en blanco indican que se trata de una estimación.	108
4.20	Estados experimentales y calculados para las configuraciones $\pi h_{\frac{11}{2}} \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} \nu f_{\frac{7}{2}}$, $\pi h_{\frac{11}{2}} \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1} \nu f_{\frac{7}{2}}$, $\pi d_{\frac{5}{2}}^{-2} \nu f_{\frac{7}{2}} \otimes 3^{-}$, $\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1} \nu f_{\frac{7}{2}} \otimes 3^{-}$ e interacción $Q - q$ junto con los estados experimentales en ^{143}Nd	111

Índice de Tablas

2.1	Transiciones utilizadas para la calibración de la sensibilidad Q del polarímetro Compton.	39
3.1	Signos de la polarización y los coeficientes de distribución angular a_n para transiciones de multipolaridades más comunes. En los casos de transiciones de multipolaridad mixta, los signos dependen del grado de mezcla multipolar δ	46
3.2	Parte I: Listado de transiciones gamma correspondientes al ^{145}Sm . . .	49
3.2	Parte II: Listado de transiciones gamma correspondientes al ^{145}Sm . . .	50
3.2	Parte III: Listado de transiciones gamma correspondientes al ^{145}Sm . . .	51
3.2	Parte IV: Listado de transiciones gamma correspondientes al ^{145}Sm . . .	52
3.2	Tabla 3.2. Parte V: Listado de transiciones gamma correspondientes al ^{145}Sm	53
3.2	Tabla 3.2. Parte VI: Listado de transiciones gamma correspondientes al ^{145}Sm	54
3.2	Parte VII: Listado de transiciones gamma correspondientes al ^{145}Sm . . .	55
3.2	Parte VIII: Listado de transiciones gamma correspondientes al ^{145}Sm . . .	56
3.3	Parte I: Resultados experimentales para los Cocientes de DCO	64
3.3	Parte II: Resultados experimentales para los Cocientes de DCO	65
3.4	Parte I: Listado de niveles energéticos correspondientes al ^{145}Sm	66
3.4	Parte II: Listado de niveles energéticos correspondientes al ^{145}Sm	67
3.4	Parte III: Listado de niveles energéticos correspondientes al ^{145}Sm	68
3.4	Parte IV: Listado de niveles energéticos correspondientes al ^{145}Sm	69
4.1	Energías experimentales de los miembros de los multipletes con dos huecos de protón en los orbitales $d_{\frac{5}{2}}$ y $g_{\frac{7}{2}}$ extraídas del trabajo [RIC91] para el núcleo ^{144}Sm	73
4.2	Energías experimentales de los miembros de los multipletes hueco de protón en los orbitales $d_{\frac{5}{2}}$ y $g_{\frac{7}{2}}$ con partícula de neutrón en el orbital $f_{\frac{7}{2}}$ extraídas del trabajo [ERC82] para el núcleo ^{146}Eu . Las cantidades entre paréntesis indican que no se conoce el estado y se trata de una estimación de la energía a la que se encuentra.	74

- 4.3 Valores experimentales de la interacción entre los niveles de cuasi-partícula de neutrón y los miembros del multiplete $2^+ \otimes \nu f_{7/2}$ en los núcleos ^{145}Sm y ^{147}Gd . Los paréntesis indican que se trata de una estimación. Los valores para el ^{147}Gd han sido obtenidos de la referencia [MEN91]. 86
- 4.4 Energías experimentales de los miembros de los multipletes $\pi h_{11/2} \pi d_{5/2}^{-1} (\pi^{-2})_{0+}$ y $\pi h_{11/2} \pi g_{7/2}^{-1} (\pi^{-2})_{0+}$ extraídas del trabajo [RIC91] para el núcleo ^{144}Sm . El símbolo * indica que no se conoce el estado y que se trata de una estimación de la energía con una interacción SDI y el símbolo † indica que la paridad no es del todo firme. 90
- 4.5 Energías experimentales de los miembros de los multipletes $\pi d_{5/2}^{-1} (\pi^{-2})_{0+} \nu f_{7/2}$ y $\pi g_{7/2}^{-1} (\pi^{-2})_{0+} \nu f_{7/2}$ extraídas del trabajo [MAC75] y en [NDS] para el núcleo ^{144}Pm . El símbolo * indica que no se conoce el estado y que se trata de una estimación de la energía con una interacción SDI. 91
- 4.6 Energías experimentales de los miembros del multiplete $\pi h_{11/2} (\pi^{-2})_{0+} \nu f_{7/2}$ extraídas del trabajo [ERC82] para el núcleo ^{146}Eu 91
- 4.7 Energías experimentales de los miembros de los multipletes $\pi d_{5/2}^{-1} \otimes 3^-$ y $\pi g_{7/2}^{-1} \otimes 3^-$ extraídas de [RUB85] para el núcleo ^{145}Eu . El símbolo * indica que no se conoce el estado y que se ha tomado la energía no perturbada. 94
- 4.8 Energías experimentales de los miembros de los multipletes $\nu f_{7/2} \otimes 3^-$ extraídas de [MEN91] para el núcleo ^{147}Gd . El símbolo * indica que la energía del estado correspondiente ha sido determinada en ese trabajo. 94
- 4.9 Energías experimentales de los miembros de los multipletes con dos huecos de protón en los orbitales $d_{5/2}$ y $g_{7/2}$ para el núcleo ^{142}Nd extraídas del trabajo [PRA87]. 100
- 4.10 Energías experimentales de los miembros de los multipletes hueco de protón en los orbitales $d_{5/2}$ y $g_{7/2}$ con cuasipartícula de neutrón en el orbital $f_{7/2}$ extraídas del [NDS] para el núcleo ^{144}Pm . Las cantidades entre paréntesis indican que no se conoce el estado y se trata de un cálculo SDI de la energía a la que se encuentra dicho estado. 100
- 4.11 Energías experimentales de los miembros de los multipletes $\pi h_{11/2} \pi d_{5/2}^{-1}$ y $\pi h_{11/2} \pi g_{7/2}^{-1}$ extraídas del trabajo [PRA87] y [NDS] para el núcleo ^{142}Nd . El símbolo * indica que no se conoce el estado y se ha tomado la energía $E^{unp} + V(J)$ 106

- 4.12 Energías experimentales de los miembros de los multipletes $\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} \nu f_{\frac{7}{2}}$ y $\pi g_{\frac{7}{2}}^{-1} \nu f_{\frac{7}{2}}$ extraídas del [NDS] para el núcleo ^{142}Pr . El símbolo * indica que no se conoce el estado y se ha tomado la energía $E^{unp} + V(J)$ 106
- 4.13 Energías experimentales de los miembros del multiplete $\pi h_{\frac{5}{2}} \nu f_{\frac{7}{2}}$ en el núcleo ^{144}Pm . No se conocen los estados y se ha tomado la energía $E^{unp} + V(J)$, excepto para * que ha sido extraída del [NDS]. 107
- 4.14 Energías calculadas de los miembros de los multipletes $\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} \otimes 3^-$ y $\pi g_{\frac{7}{2}}^{-1} \otimes 3^-$ a. El símbolo * indica que no se conoce el estado y que se ha tomado la energía no perturbada. 109
- 4.15 Energías experimentales de los miembros de los multipletes $\nu f_{\frac{7}{2}} \otimes 3^-$ extraídas de [PII89] y [TRA89] para el núcleo ^{145}Sm . El símbolo * indica que la energía del estado correspondiente ha sido determinada en este trabajo. 109

Capítulo 1

Introducción: Motivación del trabajo

1.1 La región del ^{146}Gd

El Gadolinio es un elemento de los llamados tierras raras en la tabla periódica y que pertenece al grupo de los lantánidos. El isótopo $^{146}_{64}\text{Gd}_{82}$ presenta algunas de las características de núcleo doblemente mágico debido a un “gap” de energía a $Z = 64$ que no es tan marcado como el “gap” a $Z = 82$. La gran ventaja es que es el único núcleo por debajo del Pb que presenta este comportamiento y que además es accesible mediante reacciones en haz, lo cual permite usar técnicas de espectroscopía gamma para su estudio.

Entre los primeros trabajos donde se empieza a dar cuenta del cerramiento de capa o “gap” energético existente en $Z = 64$ se encuentran los de medidas de valores de Q ([RAS53] y [TOT70]), los de medidas de anchuras en desintegración α ([SCH76] y [HOF79]), y los de medidas de factores espectroscópicos en reacciones de transferencia de un protón ([WIL71]).

Aunque alguno de los primeros trabajos de espectroscopía gamma proporcionaba evidencias de un aumento de la estabilidad para $Z = 64$ ([HAE77]), se realizó una asignación errónea del espín y paridad del primer estado excitado del ^{146}Gd como un 2^+ ([KOW72] y [KRI73]), lo que condujo a una interpretación equivocada de su espectro energético y por lo tanto de su estructura nuclear. Fue más tarde ([KLE78a]), cuando se identificó el primer estado excitado como un 3^- y en el trabajo [KLE78b] se vió claramente el carácter colectivo de este estado, comparable al del primer estado excitado 3^- del ^{208}Pb ([JOY77] y [SPR83]), único núcleo con el que comparte dicha característica.

El hecho de que posteriormente se encontrara el primer estado 2^+ a 300 keV por

encima del de cualquier otro núcleo con $N = 82$ ([OGA78]), proporcionó la evidencia espectroscópica más directa de la existencia de un “gap” energético a $Z = 64$, o lo que es lo mismo, una separación grande entre los estados de monopartícula $1\ 2d_{5/2}$ y $3s_{1/2}$ para protón, que inicialmente estaban supuestamente próximos dentro de la misma capa de oscilador armónico (figura 1.1).

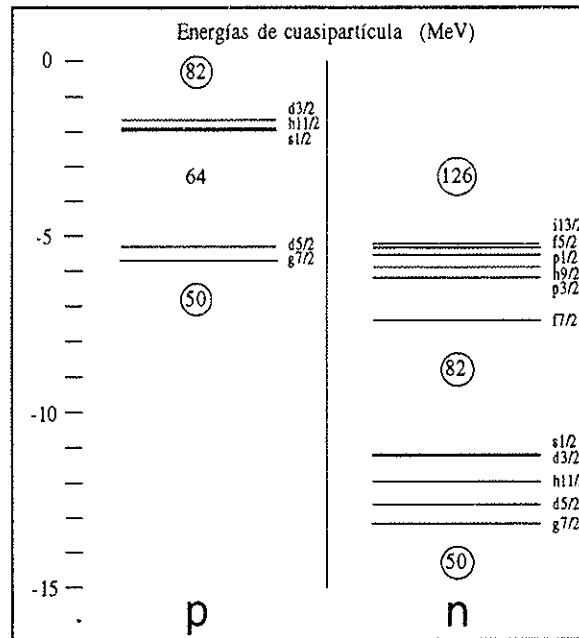


Figura 1.1: Valores experimentales de los “gaps” para protones y neutrones, así como de las energías de monopartícula en la región $N = 82$ y $Z = 64$.

Si bien en un principio se pensó que el “gap” para protones era tan importante como el de neutrones, en un trabajo subsiguiente ([KLE79]) se encontró que, a diferencia de la región del plomo $Z = 82$, $N = 126$, donde los efectos de “pairing” pueden ser despreciados, en el caso del ^{146}Gd éstos debían ser considerados. De la supuesta separación energética inicialmente considerada para el “gap” de protones, se estimó mediante la teoría BCS que aproximadamente 1 MeV correspondían a correlaciones de apareamiento con dispersión de pares de nucleones a través del “gap” y sólo 2.4 MeV correspondían a la separación de niveles de monopartícula.

A partir de las evidencias experimentales en torno a un cerramiento de capa para $Z = 64$ se sucedieron los trabajos teóricos en la región, con diferentes niveles de éxito. Entre ellos podemos citar el de [GOO79], realizado en el formalismo de Hartree-Fock-Bogoliubov esférico, donde los cálculos para $Z = 64$ y $N = 82$ no son capaces de explicar porque debería haber un cerramiento de capa de protones en el ^{146}Gd . Dentro de este mismo formalismo está el trabajo de [PLO79].

¹Cuando hablo de partícula me refiero indistintamente a un nucleón y a un hueco de nucleón

Otro trabajo, en el marco del modelo de partícula independiente deformado, es el de [DOS81]. Entre los cálculos con potenciales de tipo Woods-Saxon cabe mencionar los trabajos de [MUK81] y [DUD82]. Chasman realizó durante la década de los 80 varios trabajos en la región dentro del formalismo de cuasipartícula ([CHA80], [CHA81], [CHA82]). En general podemos decir como crítica a todos ellos que ninguno ha sido capaz de reproducir simultáneamente los niveles de bajo espín con un carácter predominantemente colectivo y las excitaciones de partícula-hueco a más alto espín ([CON83]).

Mención a parte merece el trabajo de [CON84] en el formalismo de QRPA (“Quasiparticle Random-Phase Aproximation”). En él se intenta reproducir simultáneamente los niveles predominantemente colectivos y los niveles a más alto espín con una contribución predominante de excitaciones partícula-hueco, obteniéndose un acuerdo bastante bueno con los niveles experimentales.

A tenor de todas las características mencionadas hasta ahora y de los consiguientes estudios teóricos, he reservado para el final el modelo de capas semiempírico ([TAL62]). Éste parece ser el mejor candidato para la interpretación de las propiedades espectroscópicas de esta zona al igual que se ha hecho en la región del ^{208}Pb ([BER78]). Un tratamiento de modelo de capas usando las energías empíricas de cuasipartícula y de la interacción de dos cuasipartículas parece ser el más adecuado para tratar los estados excitados en núcleos con tres y cuatro cuasipartículas de valencia con respecto al “core”. Por lo tanto un análisis de este tipo requiere el conocimiento de las energías de monopartícula así como las energías de la interacción nucleón-nucleón. Para la zona en la que estamos trabajando, éstas se obtienen a partir del estudio del ^{146}Gd y sus vecinos más cercanos. Los cuatro núcleos impares con un nucleón de valencia respecto al ^{146}Gd son la fuente más directa de las energías de monopartícula. Dichos núcleos han sido estudiados en las referencias : ^{145}Eu [NEW70], ^{145}Gd [LED78] y [PAK82], ^{147}Tb [LED78], [NAG81] y [LIA87], ^{147}Gd [STY81] y [PII84], de tal manera que, en la actualidad, casi todas las energías de monopartícula de las subcapas situadas entre $Z = 50$ y $Z = 82$ para protones y $N = 82$ y $N = 126$ para neutrones son conocidas. Las energías de cada subcapa se obtienen a partir de las energías de ligadura de los núcleos ^{147}Tb , ^{146}Gd y ^{145}Eu en el caso de protones y ^{147}Gd , ^{146}Gd y ^{145}Gd para el caso de neutrones, que a su vez son funciones de la masa de los núcleos. Por lo tanto es fundamental para este tipo de análisis una determinación precisa de las masas y energías de excitación de los núcleos. Los valores que se obtienen con los datos experimentales de que se dispone actualmente para masas ([RUB86] y [AUD93]), y energías de excitación (referencias anteriores), proporcionan los valores para los niveles empíricos de monopartícula que hemos representado en la figura 1.1, de donde se puede deducir que los valores de los “gaps” ¹ de protones y neutrones son:

¹Hay que señalar que en el cálculo se han usado las energías de cuasipartícula experimentales, y por lo tanto, estos valores incluyen además del “gap” propiamente dicho el efecto de las

$$\begin{aligned}\delta_p &= 3423 \text{ keV} = S_p(^{146}\text{Gd}) - S_p(^{147}\text{Tb}) \\ \delta_n &= 3873 \text{ keV} = S_n(^{146}\text{Gd}) - S_n(^{147}\text{Gd})\end{aligned}\quad (1.1)$$

Los valores de ambos "gaps" proporcionan las energías de excitación de los niveles de partícula-hueco de protón y de neutrón en el ^{146}Gd , aparte de los términos de interacción residual nucleón-nucleón e interacción coulombiana.

64	^{146}Gd	^{147}Gd	^{148}Gd
63	^{145}Eu	^{146}Eu	^{147}Eu
62	^{144}Sm	^{145}Sm	^{146}Sm
61	^{143}Pm	^{144}Pm	^{145}Pm
60	^{143}Nd	^{144}Nd	^{144}Nd
59	^{141}Pr	^{142}Pr	^{143}Pr
Z	82	83	84


 Isótopo estable

Figura 1.2 : La zona del ^{146}Gd en la tabla nuclear.

Las energías de interacción nucleón-nucleón en la región pueden obtenerse a partir de las energías de los estados excitados con configuraciones dominantes de dos partículas en los núcleos con dos nucleones, un nucleón y un hueco, o dos huecos de valencia respecto al ^{146}Gd , es decir, los núcleos ^{148}Dy (π^2), ^{146}Tb ($\pi\nu^{-1}$), ^{148}Tb ($\pi\nu$), ^{144}Gd (ν^{-2}), ^{148}Gd (ν^2), ^{144}Eu ($\pi^{-1}\nu^{-1}$), ^{146}Eu ($\pi^{-1}\nu$), ^{144}Sm (π^{-2}), y el propio ^{146}Gd ($\pi\pi^{-1}, \nu\nu^{-1}$). Muchos de estos núcleos han sido estudiados exhaustivamente durante los últimos años y algunas de las interacciones residuales de dos partículas han sido determinadas con resultados muy detallados de manera que han quedado firmemente establecidas sus magnitudes. Como veremos en el capítulo de interpretación de este trabajo, en nuestro caso hemos necesitado otras interacciones extra, ^{144}Sm ($\pi\pi^{-1}$), ^{144}Pm ($\pi^{-1}\nu$). La interpretación de estos multipletes se ha basado, en gran parte, en el conocimiento previo de la interacción nucleón-nucleón en el ^{146}Gd .

A partir del conocimiento de las energías de los multipletes correspondientes a dichas interacciones, es posible el análisis en términos del modelo de capas

correlaciones de apareamiento.

semiempírico y, en particular, la predicción de las energías de excitación de estados excitados en estructuras nucleares complejas por medio de una descomposición en estructuras ya conocidas. Este tipo de análisis fue desarrollado por primera vez por Talmi ([TAL62]) y de Shalit ([SHA63]) en núcleos ligeros, donde el número de orbitales que intervienen en las configuraciones es suficientemente reducido para que las interacciones puedan ser expresadas en términos de un número tratable de elementos de matriz. En núcleos más pesados esto no es en general posible, salvo en aquellas circunstancias en que los estados tratados estén dominados por configuraciones bastante puras de modelo de capas donde intervengan unos pocos nucleones de valencia. En estos casos, se puede analizar la estructura del nivel por medio de una descomposición en coeficientes de reacoplamiento de momento angular en términos de otras configuraciones más simples de núcleos vecinos en la forma descrita en la referencia [BLO83] (**Apéndice A**).

Para estados de tres cuasipartículas en ${}^{145}\text{Sm}$ este análisis ha sido aplicado para los estados “Yrast”² encontrándose que funciona bastante bien con una predicción para las energías de excitación de dichos estados que concuerdan de manera bastante precisa con las experimentales [PII91]. Sin embargo queda abierta por un lado la cuestión de si ocurre lo mismo con los estados no “Yrast” y por otro cuáles son los límites de dicho modelo, es decir, hasta que punto es capaz de predecir las energías de excitación para núcleos por ejemplo con cinco cuasipartículas por encima o por debajo de doble capa cerrada. Esto requiere tanto un estudio de los estados no “Yrast” en dichos núcleos de la zona como un conocimiento exhaustivo de los datos espectroscópicos de los mismos.

El ${}^{145}\text{Sm}$ es un excelente candidato para este tipo de estudios porque sus estados pueden describirse en términos de configuraciones sencillas (pocos nucleones de valencia), y además existe una gran riqueza de datos espectroscópicos como se verá a continuación.

1.2 El núcleo ${}_{62}^{145}\text{Sm}_{83}$: *Status Quo* experimental

El ${}^{145}\text{Sm}$ es un núcleo con 62 protones, dos por debajo de $Z = 64$, y 83 neutrones, uno por encima de la capa cerrada $N = 82$. A continuación haré un desglose detallado de las posibles reacciones que aportan información espectroscópica a este núcleo y los trabajos publicados en torno a las mismas:

a) *Reacciones directas*

1. Reacciones de “stripping”. Este tipo de reacciones aportan información sobre los estados de monopartícula de neutrón. Los trabajos publicados

²Se define como estado “Yrast” el estado de menor energía de excitación para un valor de espín dado.

con deuterones (d, p) son numerosos y el blanco utilizado es el ^{144}Sm que es un núcleo estable. Caben destacar [KEN65], [JOL66], [CHR67], [NOR74], [BOO74] y [BOO75], los dos últimos con energías del proyectil justo por encima de la barrera de Coulomb. Por último y como trabajo más reciente cabe citar la tesis doctoral [SEI83] en donde se utilizaron deuterones polarizados. Las reacciones ($\alpha, {}^3\text{He}$) aportan información sobre los estados de cuasipartícula de neutrón para j alto. El blanco es el mismo, el ^{144}Sm . Como ejemplo citaremos [REK81].

2. Reacciones de "pick-up". Las reacciones (d, t) aportan información sobre los estados de monopartícula de hueco de neutrón. El problema que presenta esta reacción en el caso del ^{145}Sm es que el blanco es un núcleo radioactivo, el ^{146}Sm , que sin embargo se ha logrado construir. Con este blanco se hicieron las reacciones (d, t) y (τ, α), [KAD89] y [KAD90].

En el "pick-up" de dos neutrones (p, t) se pueden estudiar estos estados a través de su acoplamiento a las vibraciones de pairing de dos neutrones y también se pueden estudiar otros posibles modos de vibración. Experimentalmente es más viable debido a que el núcleo blanco ^{147}Sm es estable. Este tipo de trabajo ha sido realizado en la referencia [TRA94].

b) Reacciones de núcleo compuesto

1. Reacciones de captura neutrónica. Consisten en la captura de un neutrón lento, que está dominada por la formación del núcleo compuesto con la posterior desexcitación gamma aunque también existen contribuciones de la reacción directa y de la formación de "doorway states", o sea, de excitaciones 2 partículas - 1 hueco o partícula-hueco. Este tipo de estudios sólo son viables cuando la sección eficaz de captura neutrónica es suficientemente grande. En ellos se pueblan estados de bajo espín ($l_n = 1$). En nuestro caso, la reacción es $^{144}\text{Sm}(n, \gamma)^{145}\text{Sm}$ y como ejemplo tenemos [WAR79].
2. Reacciones con iones. Estas reacciones tienen la ventaja de que en ellas se pueblan estados a gran momento angular (en torno a $50\hbar$), que no son accesibles mediante las reacciones hasta ahora mencionadas. Dentro de este grupo merecen muy especial atención las reacciones tipo ($\alpha, xn\gamma$), las cuales explicaré detalladamente más adelante. El trabajo presentado aquí se enmarca dentro de este grupo de reacciones. La gran ventaja que presenta frente a otro tipo de reacciones con iones más pesados es que el número de canales de salida es mucho más reducido (la secciones eficaces son relevantes para uno o dos canales). Los trabajos realizados con este tipo de reacciones también se citarán más adelante.

- c) Desintegración β . El núcleo padre es el ^{145}Eu que se desintegra β^+ en el ^{145}Sm . El espín del estado fundamental del núcleo padre es $\frac{5}{2}^+$ y los estados que se pueblan en el núcleo hijo son estados de bajo espín. Dentro de este grupo caben destacar los trabajos [HIL67], [ADA68], [NEW73], y el más reciente y completo trabajo [ADA86].

1.2.1 Espectroscopía Gamma en Reacciones de Núcleo Compuesto con iones

La espectroscopía gamma utilizando reacciones de fusión se ha revelado como una de las más importantes herramientas en los estudios de estructura nuclear. Con ellas es posible poblar estados con espín próximo a $50\hbar$.

En las reacciones tipo (α, n) , tras la formación del núcleo compuesto, se produce la evaporación de un neutrón. La distribución energética de los neutrones es Maxwelliana centrada en torno a 1MeV . Este neutrón se lleva muy poco momento angular, ya que para los núcleos pesados, los coeficientes de transmisión sólo son apreciables para $l = 0$ o 1 . Una vez emitido el neutrón hemos alcanzado el núcleo residual objeto de nuestro interés. A continuación el núcleo disipa energía de excitación y momento angular a través de la emisión de radiación gamma. La cascada gamma tiende a alcanzar el estado de más baja energía para un espín dado y de-sexcitarse a continuación a través de la secuencia de niveles de más baja energía de excitación para cada espín (línea "Yrast"), hasta alcanzar el estado fundamental. Esto, sin embargo, no se hace en un solo paso, por lo que es posible poblar estados intermedios o no "Yrast" antes de alcanzar la línea "Yrast". Con una elección de blanco y energía de bombardeo adecuadas se puede conseguir una gran sensibilidad y una población apreciable de niveles por encima de la línea "Yrast". Este tipo de reacciones no presentan la gran selectividad en estados "Yrast" de las reacciones con haces de iones más pesados.

Los estados de alto espín a baja energía de excitación en el ^{145}Sm , deberían estar formados por los acoplamientos del neutrón de valencia en la capa $\nu f_{7/2}$ con las excitaciones "Yrast" de dos huecos de cuasiprotones en el "core" ^{144}Sm . Sorprendentemente este núcleo no ha sido exhaustivamente estudiado en experimentos en haz. Como primeros trabajos cabe citar las referencias [KLE75] y [HAR77] donde no se interpretan los datos en el marco del modelo de capas. En la siguiente referencia pasamos al año 1986 [TRA86], donde se presentaron en una conferencia internacional los resultados correspondientes a la misma reacción que este trabajo $^{142}\text{Nd}(\alpha, n)^{145}\text{Sm}$ pero a energía del proyectil menor, más cerca de la barrera de Coulomb. No existe ninguna publicación en revista alguna al respecto.

El siguiente trabajo es [PII91]. En él la reacción es $^{145}\text{Nd}(\alpha, 4n)^{145}\text{Sm}$ y, como ya he explicado anteriormente, se pueblan casi exclusivamente los niveles "Yrast". En él se hace una interpretación de la estructura del ^{145}Sm en términos de modelo

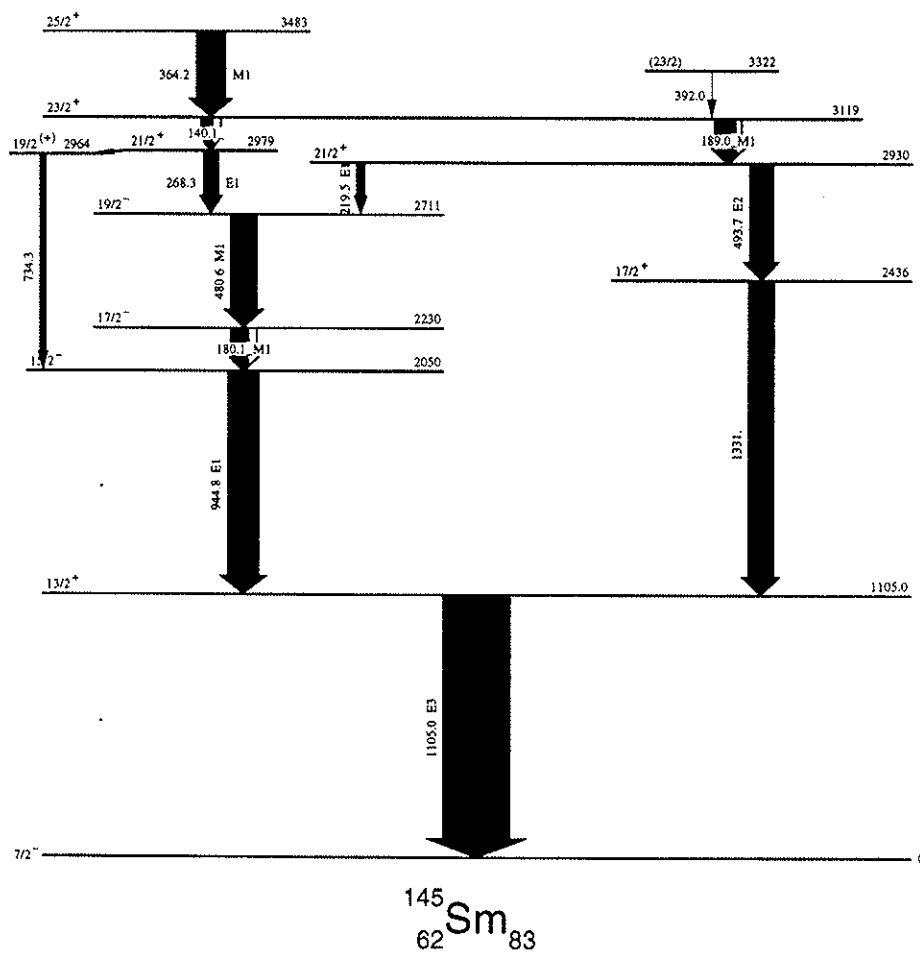


Figura 1.3: Esquema de niveles correspondiente a los estados "Yrast" del ^{145}Sm para alto espín obtenido en la referencia [PII91]

de capas semiempírico. Los estados “Yrast” de paridad negativa con espín hasta $\frac{19}{2}^-$ tienen una estructura de estados de tres cuasipartículas, dos huecos de protón acoplado a un neutrón de valencia. Los estados “Yrast” de paridad positiva por debajo de 3MeV presentan una estructura más compleja que involucra la excitación octupolar del ${}^{146}\text{Gd}$. En contraste con el ${}^{147}\text{Gd}$, donde los estados desde $\frac{17}{2}^+$ hasta $\frac{25}{2}^+$ son estados “Yrast” bien aislados de estados con igual espín con un claro carácter $\pi h_{\frac{11}{2}}\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1}\nu f_{\frac{7}{2}}$ y $\pi h_{\frac{11}{2}}\pi g_{\frac{7}{2}}^{-1}\nu f_{\frac{7}{2}}$, en el ${}^{145}\text{Sm}$ las configuraciones son menos claras y los estados dos huecos de protón, neutrón en el orbital $\nu f_{\frac{7}{2}}$ acoplados a la excitación octupolar del “core” se espera que estén próximos en energía, no pudiéndose determinar a partir exclusivamente de los estados “Yrast” el concurso de cada una de ellas.

El último trabajo publicado es el [ODA94]. En él se hacen las reacciones ${}^{20}\text{Ne}({}^{136}\text{Xe}, \alpha 7n)$, ${}^{139}\text{La}({}^{10}\text{B}, 7n)$ y ${}^{138}\text{Ba}({}^{13}\text{C}, 6n)$. El objetivo es estudiar los isómeros de alto espín, encontrándose uno a $8786\text{ keV } J^\pi = \frac{49}{2}^+$ de $0.96\ \mu\text{s}$. Se llega hasta un espín de $J = \frac{65}{2}$ y en la zona de energías de interés en esta tesis, sólo se ve lo ya conocido en la referencia anterior [PII91].

Como resultado de todo lo expuesto, el objetivo de este trabajo es determinar la energía de los diversos miembros de cada multiplete y clarificar su estructura en términos de los modos de excitación mencionados, naturalmente en el marco del modelo de capas semiempírico y comprobar que dicho marco sigue resultando válido para configuraciones en donde intervienen tres cuasipartículas, para lo que se requiere por un lado información espectrocópica lo más extensa y exhaustiva posible y por otro, observar el mayor número de miembros de cada multiplete, determinando de manera precisa su energía de excitación, espín y paridad.

El caso del ${}^{145}\text{Sm}$ es también interesante en tanto en cuanto de su homólogo en la región del ${}^{208}\text{Pb}$, el ${}^{207}\text{Hg}$, no se conoce absolutamente nada de su estructura, ya que es un núcleo difícilmente accesible y sólo ha podido ser estudiado mediante la reacción ${}^{208}\text{Pb}(n, 2p)$, midiéndose únicamente su masa. Si conseguimos interpretar la estructura de los estados del ${}^{145}\text{Sm}$ en términos de unos cuantos modos de excitación cabe esperar la misma estructura para los estados excitados del ${}^{207}\text{Hg}$, donde sóloamente nos cambiarían los orbitales involucrados y la magnitud de las energías de cuasipartícula y de la interacción de dos cuasipartículas.

En la figura 1.3 se muestra el esquema de niveles del ${}^{145}\text{Sm}$ con los estados “Yrast” de alto espín que se vieron en la referencia [PII91].

Capítulo 2

Medidas experimentales

2.1 Generalidades

Todos los experimentos que se presentan en esta tesis fueron realizados con haces de partículas α en el acelerador de la Universidad de Colonia (Alemania). Se trata de un acelerador Tandem Van der Graaf en el que la máxima tensión que se alcanza es de 12 MV. La instalación dispone de tres fuentes de iones, de las cuales en todas nuestras medidas se utilizó la de tipo *duoplasmatrón* ([LIV62]). En la figura 2.1 se muestra un croquis de la instalación.

Las medidas presentadas en este trabajo son en *haz* (“*in-beam*”), es decir, los detectores están mirando directamente al blanco mientras el haz incide sobre él.

Los blancos utilizados fueron preparados en la Universidad de Colonia. Se trata de blancos de Nd producidos por evaporación sobre soporte de Au, enriquecidos al 93.4% y al 95.7% de ^{142}Nd .

Se realizaron un total de tres experimentos, a saber:

- Funciones de excitación de la reacción $^{142}\text{Nd}(\alpha, n\gamma)^{145}\text{Sm}$.
- Coincidencias gamma-gamma y polarización lineal de la radiación gamma para la reacción anterior.
- Distribución angular de la radiación gamma para la misma reacción.

Los detectores utilizados en todas las medidas fueron detectores de Ge hiperpuro que son actualmente los mejores detectores en cuanto a su resolución energética y eficiencia para la detección de la radiación gamma. En el caso concreto de la medida de coincidencias gamma-gamma se utilizó una bola compuesta por cinco detectores de Ge con anticompton rodeando el blanco y tratando de cubrir el mayor ángulo sólido.

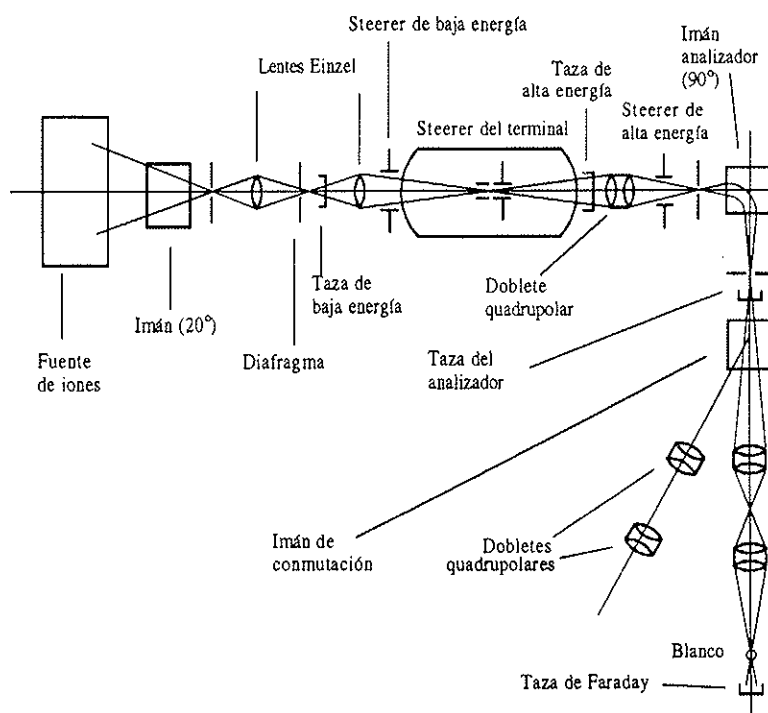


Figura 2.1 : Croquis del acelerador Tandem de la Universidad de Colonia.

La toma de datos en las diversas medidas se realizó con un sistema de adquisición multiparamétrico desarrollado en la misma Universidad. El ordenador empleado fue un *PDP11/70* en la medida de coincidencias y un *VME* en la de distribución angular. Los datos de los experimentos fueron almacenados en:

- Espectros directos: por espectros directos entendemos aquéllos en los que, para su adquisición no se ha establecido ninguna condición ni temporal ni lógica, salvo la propia llegada al detector de un fotón que produce en él una señal que está por encima del ruido. En la figura 2.2 se muestra un ejemplo de espectro directo tomado por un detector situado a 90° donde se indica la energía y el núcleo correspondiente a cada transición.
- Ficheros en modo lista: en este caso se escriben los datos suceso a suceso en secuencia temporal. Para escribir un suceso se exige normalmente que haya habido una señal en al menos dos detectores dentro de un intervalo temporal que se fija al hacer el montaje del circuito. Para cada detector se puede construir un histograma con todos los sucesos que haya habido en coincidencia con cualquier otro detector. A estos espectros se les denomina proyecciones.

De los primeros se pretende obtener dos informaciones esenciales: la energía y la intensidad de cada transición gamma. De los segundos se obtiene en principio información de qué gamma está en coincidencia con cuál, con el objeto de la construcción

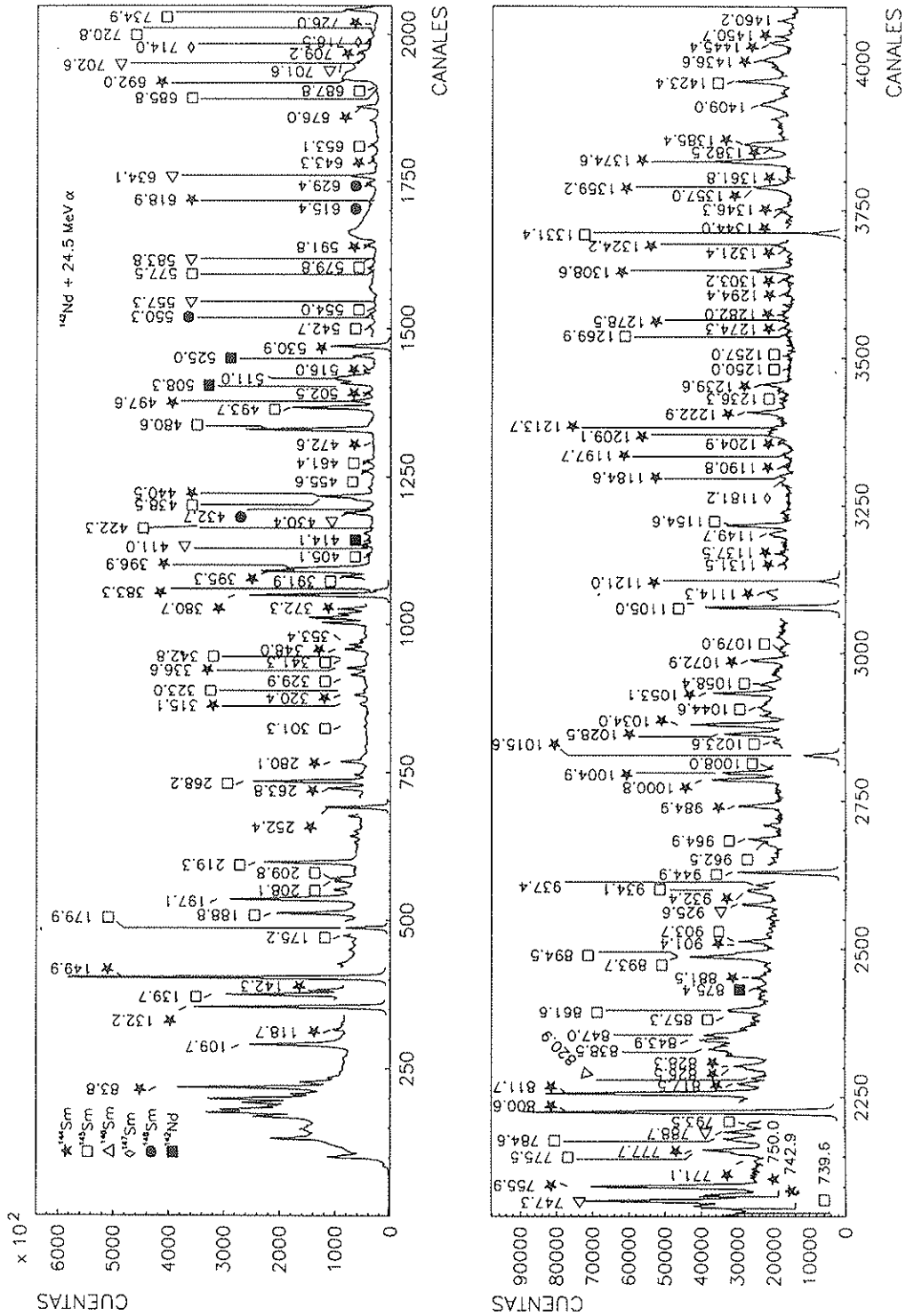


Figura 2.2 : Espectro directo para el detector Ge6.

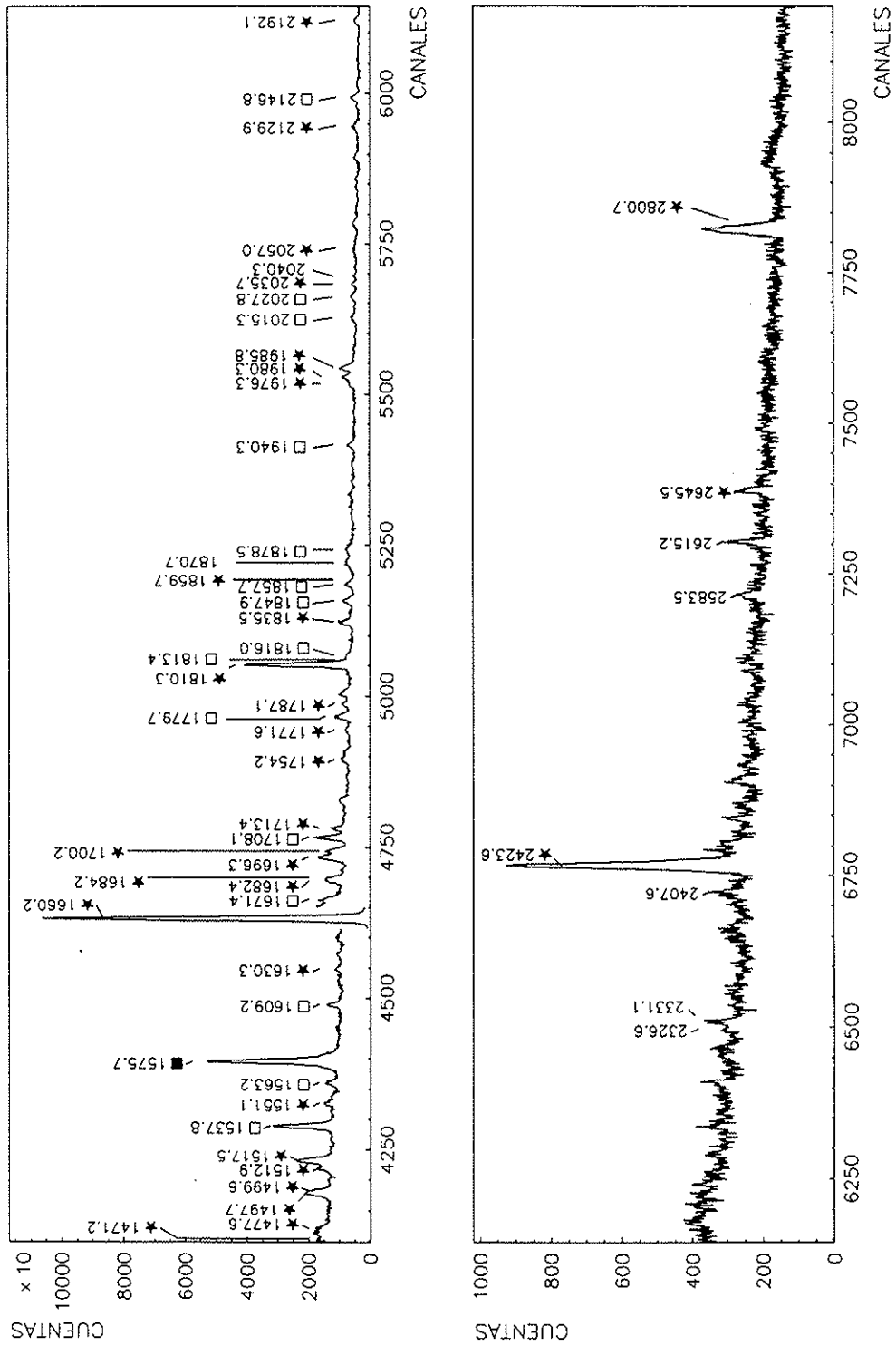


Figura 2.2 : Espectro directo para el detector Ge6.

del esquema de niveles del núcleo objeto de estudio o del cálculo de una correlación direccional, etc...

Para obtener la información de energías y eficiencias, el procedimiento experimental es el siguiente: lo primero que hay que tener es una calibración en energías y eficiencias de los detectores utilizados. Después de adquirido el espectro de interés, se realiza una integración del mismo de la cual obtendremos para cada fotopico ¹ la posición del centroide y el número de cuentas de su área. Dicha integración se realiza mediante un ajuste de la forma de cada fotopico a una gaussiana con una cola exponencial por la izquierda tras la substracción del fondo. La energía de la transición gamma ² se obtiene, dada una calibración energética del detector y conocido el centroide del fotopico, por:

$$E_\gamma = a_0 + a_1 \cdot x + a_2 \cdot x^2 \quad (2.1)$$

donde x representa el canal del espectro donde está situado el centroide del fotopico y a_0 , a_1 , a_2 son los coeficientes de la calibración a segundo orden. La razón de tomar un polinomio a segundo orden es para corregir posibles alinealidades de la cadena electrónica que codifica cada señal producida en un detector y la guarda en el espectro. En cuanto a la intensidad de la transición, conocida el área, ésta viene dada por:

$$I_\gamma = \frac{\text{área}}{\text{eficiencia}} \quad (2.2)$$

donde la forma de la curva de eficiencia en función de la energía se determina empíricamente ajustando los puntos de calibrado (fuentes de intensidad conocida) a una expresión del tipo ([JAC87]):

$$\ln \epsilon(E_\gamma) + 25 = (b_1 + b_2 \cdot x + b_3 \cdot x^2) \cdot \frac{2}{\pi} \cdot \arctan(\exp(b_4 + b_5 \cdot x + b_6 \cdot x^3)) \quad (2.3)$$

siendo $x = \ln(E_\gamma)$.

Las calibraciones de los detectores (determinación de los parámetros a_i y b_i en las dos fórmulas anteriores), fueron realizadas con fuentes radiactivas de ¹⁵²Eu, ¹³³Ba y ²²⁶Ra. En el caso de las calibraciones en eficiencia, las fuentes fueron situadas en la posición del blanco, ya que se pretende medir no sólo la eficiencia intrínseca de cada detector sino también la geométrica debida a la posición de cada uno de ellos respecto del blanco. La calibración de energías se realizó con fuente más el haz incidiendo sobre el blanco, cuidando que las tasas de cuentas en los detectores fueran las mismas que se iban a dar posteriormente cuando sólo tuvieramos haz y

¹El fotopico contiene aquellos sucesos correspondientes a fotones que depositaron toda su energía en el detector.

²Cada fotopico corresponde a una cierta transición gamma.

obteniendo un espectro con picos procedentes de la fuente y picos procedentes de la desexcitación gamma del núcleo objeto de nuestro estudio. La energías e intensidades relativas para las fuentes de calibración fueron obtenidas de las referencias [LED78] y [GEE83].

2.2 Funciones de excitación

En un experimento de funciones de excitación, dados un blanco y un proyectil, podemos estudiar cuál es la energía de bombardeo que maximiza la producción de los estados en el núcleo objeto de nuestro interés. Además, como se explicará más adelante, a energías de bombardeo en torno a la barrera de Coulomb son una buena herramienta para la determinación de los espines de los estados.

En el caso que nos ocupa los proyectiles eran partículas α y el blanco elegido ^{142}Nd (enriquecimiento al 93.4%). Se pretendía estudiar la población de estados no "Yrast" en los canales:

- $^{142}\text{Nd}(\alpha, 2n\gamma)^{144}\text{Sm}$
- $^{142}\text{Nd}(\alpha, n\gamma)^{145}\text{Sm}$

en función de la energía de las α .

La energía del haz se varió en un rango de 20 a 28 MeV en pasos de 0.4 MeV . Para cada energía se tomaron espectros directos de tres detectores de Ge: dos Coaxiales de eficiencia del 20% ³, uno de los cuales se utilizó como monitor de la intensidad del haz, y un planar de 4 cc de volumen para la radiación gamma de baja energía. Los detectores coaxiales estaban situados a 10 cm de distancia del blanco y a 125° y 270° respecto del haz. El detector planar se situó a 8 cm y 219°. La intensidad media del haz durante la medida fue de 10 nA.

Una vez obtenidos los espectros, se integran los picos correspondientes a transiciones gamma ya conocidas en los núcleos residuales de los canales más importantes de la reacción utilizada. El área de los picos variará en función de dicha energía de bombardeo, lo cual permitirá determinar cuál es la energía de bombardeo que maximiza la población de estados en el núcleo que deseamos estudiar y que por tanto hace dominante el canal de interés. Evidentemente, las áreas de los picos deberían variar únicamente por esta razón y no por variaciones en la intensidad del haz. Es, para prevenir este tipo de variaciones, por lo que se utiliza uno de los detectores como monitor. La producción de rayos X del blanco es una medida directa de la

³Aquí la palabra eficiencia hace referencia tan sólo a la eficiencia intrínseca del detector. Ésta se da para la línea 1332 keV de una fuente de ^{60}Co situada a 25 cm del detector y relativa a la eficiencia en las mismas condiciones de un detector centelleador de NaI de 3" x 3". Por tanto, cuando se dice que un detector de Ge tiene una eficiencia de un X%, en realidad se está dando información del volumen del mismo.

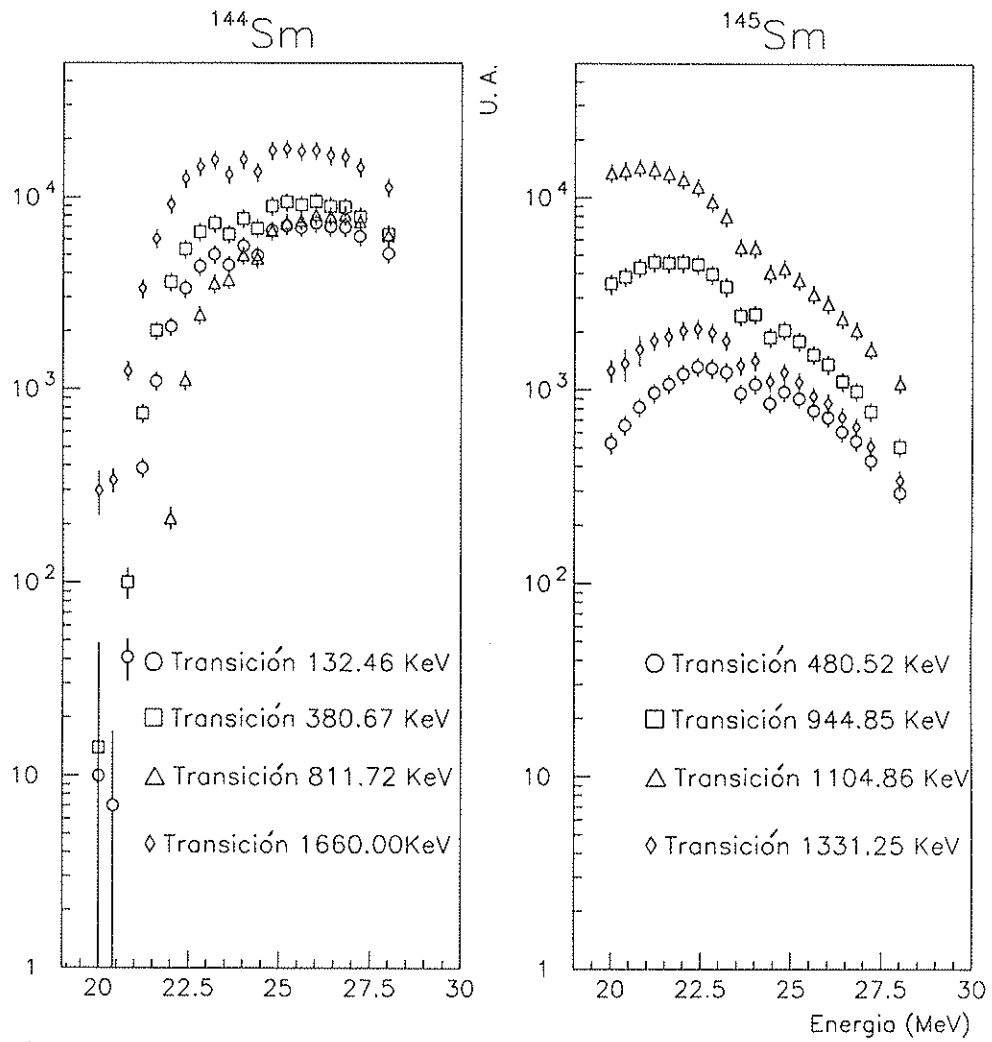


Figura 2.3: Funciones de excitación para transiciones del ^{144}Sm (izquierda) y ^{145}Sm (derecha). En ellas se aprecia como varía la forma dependiendo de que se trate de un núcleo u otro, lo cual permite en algunos casos la asignación de las mismas como pertenecientes a uno de ellos.

intensidad total del haz durante una medida a una determinada energía. Esto nos va a permitir normalizar las áreas de los picos de nuestros espectros a la intensidad del haz. La normalización consiste en dividir el área de cada fotopico por el área de los rayos X de la capa K del Nd en ese mismo espectro. Sin embargo, hay que tener en cuenta que la producción de rayos X en el blanco no sólo depende de la intensidad del haz, sino también de la energía; la razón no es otra que la variación de la sección eficaz de ionización de la materia con la energía. Esta variación ha sido estudiada en la referencia [GAR73]. Es de ella de donde se han obtenido los factores de corrección a cada energía del haz de partículas α para la producción de rayos X de la capa K del Nd.

El resultado de la medida, en cuanto al primer objetivo de las funciones de excitación, fue elegir una energía de bombardeo para el proyectil de 24.5 MeV. Con esta energía se maximizaban los canales (α, n) y $(\alpha, 2n)$ aunque también se observaba una cierta producción de ^{146}Sm debido a la contaminación en el blanco de otros isótopos de Nd. Con esta elección también se intentó maximizar la producción de estados no "Yrast" que son los que se deseaba estudiar, pues la producción de éstos parece disminuir conforme aumenta la energía.

En lo referente a las funciones de excitación como una herramienta para la determinación de espines, una medida de la función de excitación de un nivel lo es también de la sección eficaz de población directa del mismo y nos da información sobre el espín de dicho nivel. La manera de obtener la población directa de un nivel es calculando la diferencia entre la suma de las intensidades de todas las transiciones gamma que desexcitan dicho nivel, menos la suma de las intensidades de todas las transiciones que lo pueblan indirectamente para cada una de las energías de bombardeo del haz. La dependencia de la sección eficaz de población $\sigma_F(I, E_x, E_\alpha)$ con el espín I , la energía de excitación E_x y la energía de bombardeo del haz E_α tiene las siguientes propiedades ([BRE86]):

1. La sección eficaz de población $\sigma_F(I, E_x, E_\alpha)$ depende fuertemente de la energía de bombardeo del haz E_α en torno a la barrera.
2. Las pendientes de la sección eficaz de población frente a la energía de bombardeo del haz $\frac{d\sigma_F}{dE_\alpha}$ parecen ser iguales para niveles con el mismo espín.
3. La población de niveles con el mismo espín decrece monótonamente con la energía de excitación.

El cálculo de la sección eficaz de población directa de un nivel pasa, como se deduce de lo dicho anteriormente, por el conocimiento exhaustivo de todas las transiciones que pueblan y desexcitan dicho nivel. Ello requiere la elaboración de un esquema de niveles lo más completo posible. De los detalles de esta parte del análisis hablaremos más adelante.

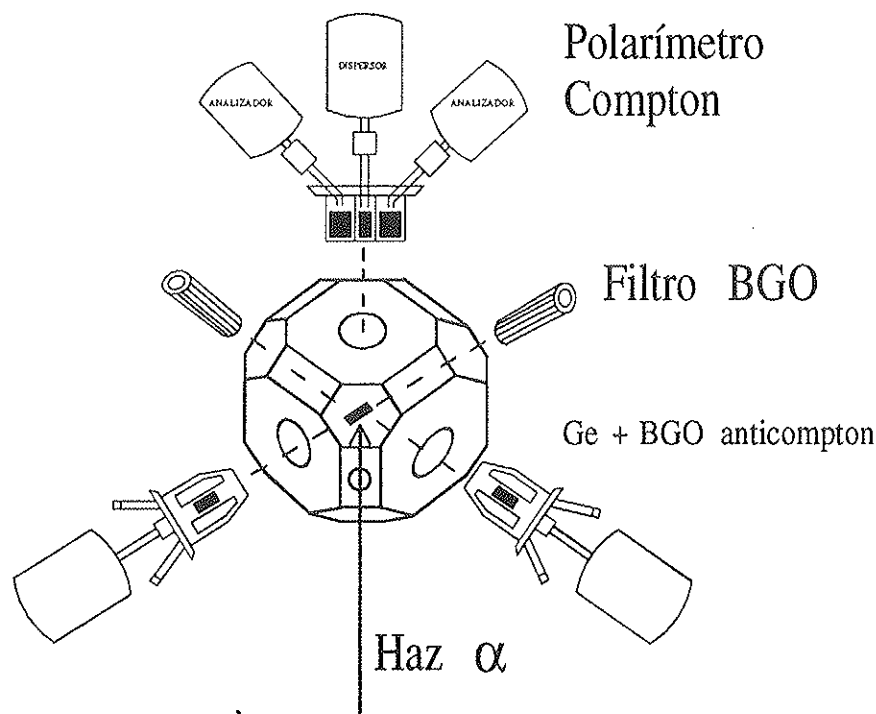


Figura 2.4 : Esquema del multidetector "Würfel". En las caras octogonales se sitúan los cinco detectores de Ge con sus recubrimientos anti-Compton. En la parte superior se sitúan los cinco detectores que constituyen el polarímetro.

Las propiedades mencionadas anteriormente tienen una implicación fundamental: el perfil de las funciones de excitación para transiciones pertenecientes al ^{144}Sm y al ^{145}Sm son netamente distintas. Esto nos permitirá la asignación de transiciones a cada núcleo lo cual tiene una extrema importancia en el caso de las transiciones al fundamental. Éstas resultan invisibles en un experimento de coincidencias. De las funciones de excitación hemos sido capaces de asignarlas a un núcleo concreto.

En la figura 2.3 se muestran algunas funciones de excitación correspondientes al ^{144}Sm y ^{145}Sm donde se aprecia el diferente perfil para transiciones que pertenecen a diferentes núcleos.

2.3 Coincidencias γ - γ

Con una medida de coincidencias gamma-gamma se obtiene una información fundamental para el estudio de la estructura nuclear, como es la secuencia de niveles energéticos del núcleo.

Para la obtención del esquema de niveles del ^{145}Sm , se llevó a cabo la reacción $^{142}\text{Nd}(\alpha, n)^{145}\text{Sm}$ a 24.5 MeV de energía de bombardeo como ya se indicó en el apartado anterior. La medida fue realizada con una intensidad promedio del haz de

10 nA incidiendo sobre un blanco de $3.8 \frac{mg}{cm^2}$ de ^{142}Nd enriquecido al 95.7% sobre un soporte de Au de $0.3 \frac{mg}{cm^2}$.

El detector empleado en la medida es el espectrómetro llamado “Würfel” (que en alemán significa *dado*), diseñado y construido en la Universidad de Colonia. Consta de seis detectores coaxiales de Ge de dimensiones estandar (eficiencia aproximada del 25%) con recubrimiento anticompton de tipo simétrico. Los seis detectores se sitúan en el centro de las caras de este *dado* de vértices y aristas cortadas (ver figura 2.4), cuatro de ellos en el plano horizontal a $\pm 45^\circ$ y $\pm 135^\circ$ respecto a la dirección del haz y los otros dos a $\pm 90^\circ$ respecto a dicha dirección. La distancia de los detectores al blanco es de 10.5 cm. Primero hay que hacer notar el hecho de que cada detector tiene un recubrimiento anticompton. Este reduce enormemente el fondo Compton. Se trata de cristales de BGO que van alojados en una carcasa de aluminio simétrica que está rodeando al detector de Ge. Si un fotón incide sobre el detector de Ge, deposita parte de su energía en él, escapando y depositando el resto en el BGO, la señal producida en el recubrimiento actúa de veto de tal manera que la señal producida en el Ge no es adquirida. Segundo, el hecho de disponer de un sistema de detección formado por varios detectores hace que aumente enormemente la estadística respecto de los experimentos tradicionales con tan sólo dos detectores, confiriéndole a la medida una mayor sensibilidad.

Durante la medida se quitó el detector situado a $+90^\circ$ con el fin de sustituirlo por un polarímetro, detector al cual me referiré detalladamente más adelante. Este detector consta a su vez de cinco detectores de Ge y su objetivo era medir el grado de polarización lineal de la radiación gamma

La adquisición de los datos se hizo suceso a suceso ⁴ (“list-mode”), y cada coincidencia gamma-gamma válida, o sea, cada pareja de detectores en anticoincidencia con sus recubrimientos anti-compton, generaba una señal lógica rápida que actuaba de “trigger” habilitando el sistema de adquisición para registrar dicho suceso. La medida se realizó con una haz pulsado de periodo $T = 400 ns$, con resolución de $\Delta T = 2 ns$, de tal manera que para cada coincidencia se registraban los tiempos de llegada de los dos fotones con respecto al haz. Además, la electrónica desarrollada en Colonia permitía ordenar los parámetros de tiempo independientemente de qué dos detectores hubieran dado señal.

Un suceso típico consta de cinco palabras:

- Un patrón (“bit pattern word”), con la identificación de qué detectores han dado señal.
- Dos palabras correspondientes a las energías depositadas en los detectores codificadas en 8192 canales cada una.

⁴Los sucesos son registrados uno a uno en cinta magnética, al contrario de lo que sucede con los espectros directos en los que un suceso detectado constituye una cuenta añadida en los espectros para los canales correspondientes a sus energías.

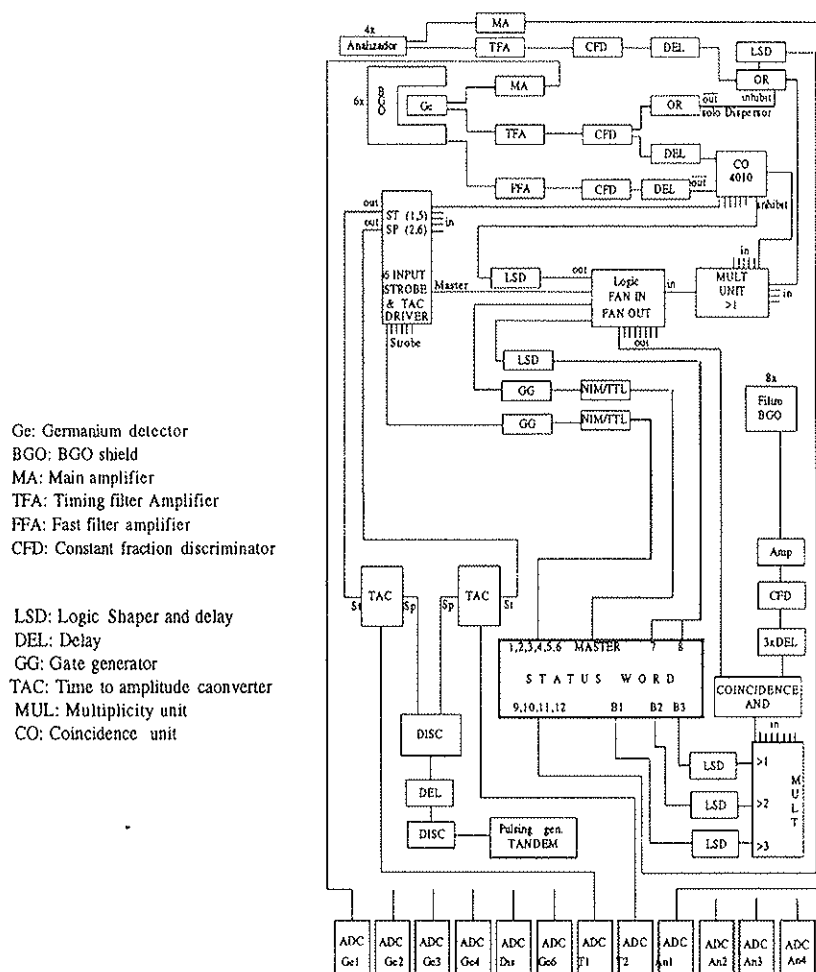


Figura 2.5 : Esquema de la cadena electrónica empleada en el experimento de coincidencias gamma-gamma. Con él se almacenan doce parámetros. Cinco correspondientes a las energías en los cinco Ge con recubrimiento de BGO, 5 correspondientes a las energías en el polarímetro (el dispersor y los cuatro analizadores) y dos correspondientes a los tiempos de los dos fotones respecto al haz.

- Dos palabras correspondientes a los tiempos de ambos fotones respecto a la llegada del haz, codificadas en 1024 canales cada una.

Las tasas de cuentas típicas durante el experimento fueron de 2 KHz de coincidencias y 10 KHz de "singles". Se situaron delante de los detectores de Ge pantallas

de 1 mm de Cu para evitar tasas de cuentas en cada detector individual muy altas debidas a los rayos X producidos en el blanco, ya que entonces resultaría que la mayor parte de las coincidencias serían coincidencias con los rayos X, además de que tasas de cuentas muy altas hubieran empeorado la resolución energética de los detectores. La medida duró un total aproximado de cinco días y se acumuló un estadística de $6 \cdot 10^7$ coincidencias gamma-gamma válidas.

El esquema de la electrónica se puede ver en la figura 2.5.

En el detector "Würfel" también había instalado un filtro de multiplicidad, que a su vez actuaba como espectrómetro de energía suma. Éste consistía en ocho cristales centelleadores de BGO situados en los vértices cortados del cubo y a una distancia de 3 cm del blanco, cubriendo entre todos un ángulo sólido del 50%. Aunque la medida se hizo con dicho detector, la información dada por él no se utilizó por su poca utilidad en estudios a bajo espín.

La forma de tratar los datos de coincidencias para realizar el análisis es mediante la construcción de unas estructuras bidimensionales denominadas matrices. Cada vez que dos detectores cualesquiera hayan dado una coincidencia válida nosotros tenemos información de cuáles fueron las energías depositadas en cada detector y en las consiguientes coordenadas (E_1, E_2) colocamos una cuenta. Pero si pretendemos colocar en nuestra matriz coincidencias de dos detectores cualesquiera debemos renormalizar los datos a las ganancias de los detectores entre sí y a lo largo del tiempo de medida de tal manera que podamos juntar los datos provinientes de cualquier pareja de detectores y de cualquier momento de la medida sin temor a destruir la resolución de los detectores,⁵ como si se tratara de una medida hecha con tan sólo dos detectores, de eficiencia equivalente a la del sistema.

Así pues el primer paso para el análisis del experimento de coincidencias ha sido la corrección via "software" de la ganancia de los detectores. Para ello se construyeron proyecciones de los cinco detectores de forma que cada proyección contenía los datos de coincidencias de un único detector con cualquiera de los demás durante un intervalo de aproximadamente dos horas. A partir de dichas proyecciones se obtuvieron los coeficientes de renormalización de ganancias que se utilizaron para la construcción de la matriz de coincidencias. Los datos originales fueron comprimidos de tal manera que los espectros de cada detector se redujeron a 4096 canales.⁶

Se contruyeron dos matrices atendiendo a la información temporal contenida en cada suceso de coincidencias:

- Una matriz *Open-Open*: la condición que se exigía es que los dos gam-

⁵Pequeñas variaciones en la ganancia producirían el desplazamiento del centroide de los picos de unos detectores respecto de otros y de un determinado momento de la medida respecto a otro y por tanto al considerar todos los datos juntos obtendríamos picos más anchos de lo que la resolución energética de los detectores proporciona.

⁶Se trataba de minimizar el espacio ocupado por una matriz que con este procedimiento quedaba en 32 Mbytes.

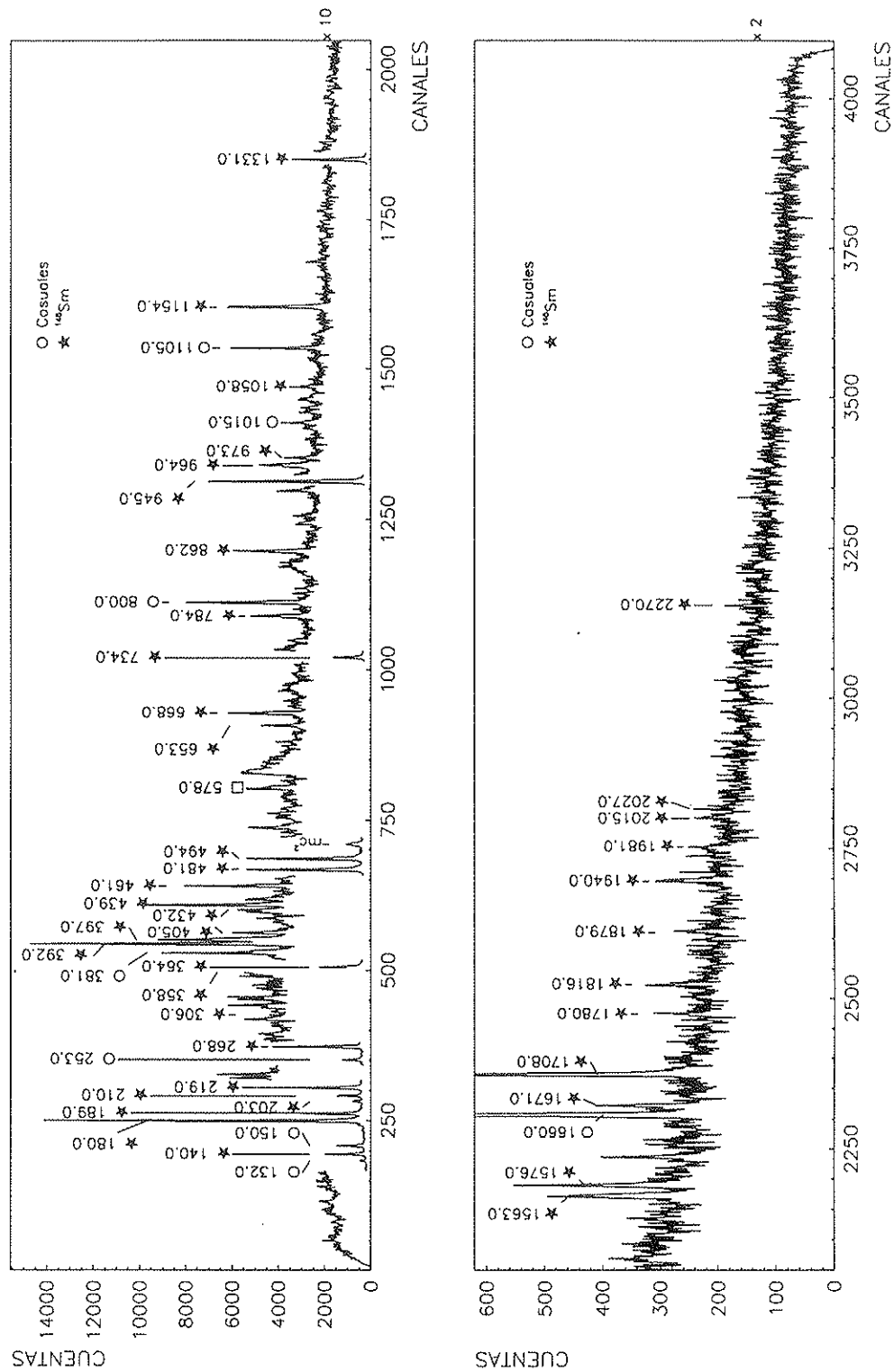


Figura 2.6 : Ejemplo de espectro en coincidencia. La ventana energética corresponde a la transición de 1105 keV que se desexcita al nivel fundamental. Se puede apreciar la gran cantidad de transiciones observadas lo cual demuestra la gran sensibilidad del experimento.

mas hubieran llegado dentro del intervalo temporal que definía la coincidencia (400 ns).

- Una matriz *Prompt-Prompt*: los tiempos de llegada de los gammas deben estar en un intervalo de 40 ns.

Previamente al análisis de las matrices éstas fueron simetrizadas, es decir, para una coincidencia entre dos gammas de energías E_1 y E_2 colocamos una cuenta en la coordenadas (E_1, E_2) y (E_2, E_1) .

La razón de construir una matriz *Open-Open* fue debido al mal "timing" de los detectores de Ge que podía dejar fuera de la matriz *Prompt-Prompt* los gammas de baja energía.

La forma de analizar una matriz de coincidencias es la siguiente: se realizan cortes en uno de los ejes, primero seleccionando un pico y posteriormente seleccionando zonas de fondo en torno a él para realizar una sustracción promediada del mismo. Así se obtiene un espectro proyectado sobre el otro eje que contiene todo aquello que está en coincidencia con el gamma seleccionado. En la figura 2.6 se muestra un ejemplo de espectro en coincidencia.

Al final del tiempo de haz, también se tomaron en esta medida espectros directos de todos los detectores con la condición anticompton habilitada, que junto con los de las funciones de excitación y los tomados también en la medida de distribuciones angulares servirían para la asignación de energías e intensidades de las distintas transiciones.

2.4 Distribución angular direccional

Con una medida de coincidencias gamma-gamma tenemos información sobre la secuencia de niveles en el núcleo que deseamos estudiar y a qué energía de excitación se encuentran con respecto al estado fundamental, pero evidentemente con esta única información no tenemos caracterizados dichos niveles. Necesitamos conocer su espín y paridad. Para ello habrá que realizar una serie de medidas complementarias.

Para conocer el espín y paridad de los niveles necesitamos conocer el orden multipolar y el carácter de las transiciones electromagnéticas que conectan dichos niveles. Así, conocido el espín y paridad del nivel en el que acaba una transición y conocido el carácter y multipolaridad de la misma, por conservación de la paridad, seremos capaces de deducir la paridad del estado de partida:

$$\pi_i \cdot \pi_f = \pi_\gamma \quad (2.4)$$

así como el espín o los espines compatibles con la transición.

Una posibilidad para medir el carácter y multipolaridad de una transición electromagnética es medir los electrones de conversión interna. Una medida de este tipo

en una reacción en haz presenta, sin embargo, una gran dificultad. Por un lado está el gran número de electrones δ que se producen en el blanco. Por otro hemos de disponer para la medida de un espectrómetro de electrones que cubra el rango de energías de interés.

La otra posibilidad que existe es realizar dos medidas complementarias: una de polarización lineal de la radiación γ , a la cual me referiré en detalle más adelante y que como ya he mencionado se realizó simultáneamente a la medida de coincidencias γ - γ , y otra medida de la distribución angular direccional. Al analizar conjuntamente los datos correspondientes a ambas medidas obtendremos el carácter, la multipolaridad y el grado de mezcla de cada una de ellas y seremos capaces de deducir espines y paridades de niveles nucleares.

Obviamente el hecho de realizar dos medidas independientes, las cuales posteriormente se desea analizar de manera conjunta, introduce una complicación adicional puesto que las condiciones experimentales de los dos experimentos tendrán que ser los más idénticas posible. Por eso, la medida de distribuciones angulares se hizo con la misma reacción, a la misma energía de bombardeo y con el mismo blanco que la medida de polarización.

Los espines de los estados excitados poblados en una reacción nuclear, están en general orientados alrededor de una dirección perpendicular a la dirección del proyectil. El grado de orientación depende del proceso de población de dichos estados y, por tanto, de los mecanismos de reacción. En general, el momento angular j toma $2 \cdot j + 1$ componentes m sobre el eje de cuantización. Lo que encontramos en un experimento es un conjunto de núcleos en una serie de subestados m con respecto al eje de cuantización (dirección del haz), a los que caracterizaremos desde el punto de vista estadístico por unos parámetros de población $P(m)$ ([MOR76a]).

Como ya se ha comentado, en las reacciones de fusión-evaporación se produce la fusión entre el proyectil y el blanco, dando lugar a la formación del núcleo compuesto. Éste, antes de alcanzar los estados de interés en el núcleo residual, sufre procesos de evaporación de neutrones y emisión de radiación γ . La orientación original formada en la colisión, se mantiene en alto grado, si el momento angular transferido por el proyectil es grande, ya que el momento angular que se llevan neutrones y fotones es demasiado pequeño como para producir un gran cambio en la orientación. Además en este caso el proyectil aporta momento angular orbital al núcleo compuesto únicamente en el subestado magnético $m = 0$ y hablamos de orientación axialmente simétrica o de alineamiento ([MOR76b]). Los espines de los estados del núcleo residual estarán alineados en un plano perpendicular a la dirección del haz.

El resultado del alineamiento de los núcleos excitados es que la radiación gamma procedente de la desexcitación de los mismos presenta una distribución angular **no isótropa** respecto a la dirección del haz, siempre y cuando no se pierda el alineamiento por interacciones con campos extranucleares.

La distribución angular direccional o probabilidad de detección de un fotón en

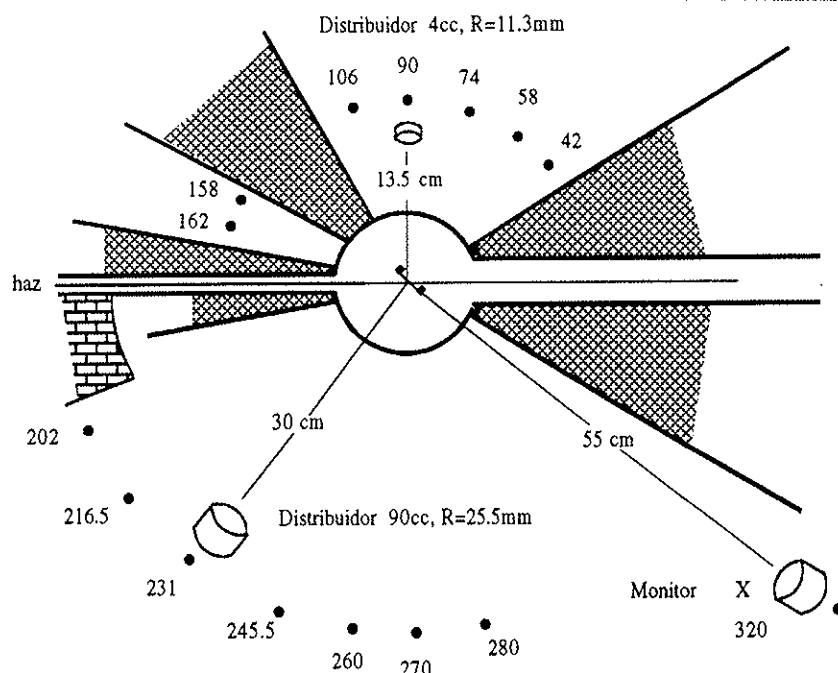


Figura 2.7 : Esquema de las posiciones angulares para la medida de Distribuciones Angulares Direccionales.

una dirección θ con respecto al haz emitido por un conjunto de núcleos con orientación axialmente simétrica, viene expresada de la forma ([STE75]):

$$W(\theta) = \frac{d\Omega}{4\pi} \sum_{n=\text{par}} a_n P_n(\cos \theta) \quad (2.5)$$

donde $P_n(\cos \theta)$ son los polinomios de Legendre y los coeficientes a_n dependen del grado de orientación nuclear, de los espines de los niveles que conecta la transición y del orden multipolar de la misma, pero no de su carácter. Por tanto, a partir de la medida de la distribución angular de una determinada transición, podemos obtener información sobre los espines de los estados que conecta.

Para realizar esta medida se utilizaron tres detectores:

- Un detector coaxial de Ge de 90 cc, llamado *distribuidor* S_1 , que se situó a 30 cm del blanco para reducir en lo posible el ángulo sólido subtendido por el mismo. Con este detector se tomaron espectros directos en siete posiciones angulares comprendidas en el intervalo $[202^\circ, 280^\circ]$ respecto del haz.
- Un detector planar de Ge de 4 cc de volumen para la radiación γ de baja energía, llamado *distribuidor* S_2 . Éste se situó a 13.5 cm del blanco para que el ángulo sólido subtendido fuera igual al del *distribuidor* S_1 . Con él se tomaron espectros directos en siete posiciones angulares comprendidas en el intervalo $[42^\circ, 162^\circ]$ respecto del haz.

Los límites a la hora de elegir las posiciones angulares venían determinados por las zonas de *sombra* del blanco. En la figura 2.7 se muestra un esquema de la medida.

En una distribución angular, se está interesado en medir las variaciones en el área de los fotopicos para las diversas posiciones angulares (no isotropía). Por ello, en la medida se utilizó un tercer detector para normalizar los espectros por posibles variaciones en la producción de ^{145}Sm debidas a variaciones en la intensidad del haz o una posible desfocalización. Se trataba de un detector de Ge γ - X llamado *monitor* que se situó a 55 cm del blanco y un ángulo de 320° , posición que se mantuvo fija. Las variaciones en las áreas de los fotopicos de los espectros adquiridos con este detector son una medida directa de las variaciones de la intensidad del haz. De ellas se pueden obtener los factores de corrección que hay que aplicar a los espectros.

Otra corrección importante, que se ha de tener en cuenta a la hora de analizar los espectros es la corrección de tiempo muerto de los convertidores ADC (“Analogical to Digital Converter”). Éstos, cuando les llega un suceso en forma de señal analógica, inician su conversión a digital para poder transmitirlo por el sistema de adquisición a un ordenador que lo guardará en un espectro. Por lo tanto, tienen un tiempo finito de conversión durante el cual no admiten la entrada de otro suceso, están ocupados (“busy”). Esto da lugar a que exista un cierto tiempo muerto en el que no hay adquisición. Este tiempo depende de la tasa de cuentas y por tanto, si lo que queremos comparar son diferencias en áreas de picos debidas únicamente a la posición angular en que fue adquirido el espectro, deberemos corregirlas por este efecto. La manera en que se hizo fue comparando la señal de tiempo muerto total (“busy time”) de los convertidores con la señal de un generador de pulsos de precisión de alta frecuencia (1 MHz), en una unidad rápida de coincidencia lógica. El cociente entre el número de coincidencias entre ambas señales y el número de pulsos del generador, proporciona el tiempo muerto de la adquisición debido al tiempo finito de conversión de los ADC.

Una vez hechas ambas correcciones, las diferencias de intensidad entre los picos correspondientes a espectros adquiridos en diferentes ángulos se obtuvo integrándolos de la manera explicada en el preambulo de esta sección y corrigiendo lógicamente por la eficiencia de cada detector. Una vez conocidas las intensidades relativas de un pico para diversos ángulos se procedio a obtener, para cada transición, los coeficientes de distribución angular mediante el ajuste de la expresión:

$$I_\gamma(\theta) = I_\gamma \{1 + a_2 \alpha_2 P_2(\cos \theta) + a_4 \alpha_4 P_4(\cos \theta)\} \quad (2.6)$$

donde sólo se ha desarrollado hasta segundo orden multipolar, a_n son los coeficientes de distribución angular y α_n son los coeficientes de atenuación que dependen de la geometría de la medida. La razón de estos coeficientes es que el tamaño finito de los detectores causa normalmente una atenuación importante de la distribución angular medida frente a la teórica. Los detectores subtienden un ángulo sólido respecto del blanco de tal manera que no estamos midiendo la intensidad de una transición γ

en un ángulo definido sino promediando en un cierto intervalo angular. Esa es la razón de que los detectores fueran alejados lo máximo posible del blanco. En la referencia [CAM69] están calculados los coeficientes de atenuación para detectores coaxiales y planares de diversos tamaños y para diversas distancias blanco-detector. Se observa en las tablas de dicha referencia que para detectores de tamaños similares a los utilizados en la medida, estos coeficientes sólo son importantes para distancias menores a 7 cm en el caso del planar y 10 cm en el caso del coaxial. Por lo tanto, dadas las distancias a las que se colocaron los detectores se han considerado iguales a uno.

En la figura 2.8 se muestran algunos ajustes para algunas de las transiciones en el ^{145}Sm y en la tabla 3.2 viene la compilación de todos ellos.

2.5 Medida del grado de polarización lineal: Polarímetro Compton

2.5.1 Distribución de polarización lineal

La otra medida complementaria a la distribución angular direccional, que nos dará información sobre el carácter eléctrico o magnético de la radiación gamma es la medida del grado de polarización lineal de la misma.

Ya hemos visto en el apartado anterior como, en reacciones nucleares de fusión-evaporación, se produce un alineamiento de los espines de los núcleos excitados en un plano perpendicular al haz. Esto no sólo da lugar a una distribución angular direccional no isótropa, sino también a que la radiación gamma emitida como consecuencia de la desexcitación de dichos estados nucleares, esté linealmente polarizada.

En general se puede escribir la distribución angular medida con un detector sensible a la polarización como ([STE75]):

$$W(\theta, \Phi) = \frac{d\Omega}{8\pi} \sum_{n=\text{par}} B_n(I_i) A_n P_n(\cos \theta) + 2A_{n,2} \sqrt{\frac{(n-2)!}{(n+2)!}} P_n^{(2)}(\cos \theta) \cos(2\Phi) \quad (2.7)$$

donde θ es el ángulo que forma la dirección de salida del fotón con el haz, Φ es el ángulo entre el plano de polarización definido por el eje de orientación (haz incidente) y la dirección de emisión del fotón y el eje del polarímetro, $P_n^{(2)}$ son los polinomios generalizados de Legendre de segundo orden, $B_n(I_i)$ son los parámetros de orientación para el espin inicial I_i y A_n y $A_{n,2}$ son los coeficientes de distribución angular.

Experimentalmente, si los detectores que situamos en las diferentes posiciones θ , no son sensibles al grado de polarización lineal de la radiación gamma que incide sobre ellos, estaremos midiendo sólo una distribución angular direccional y la anterior

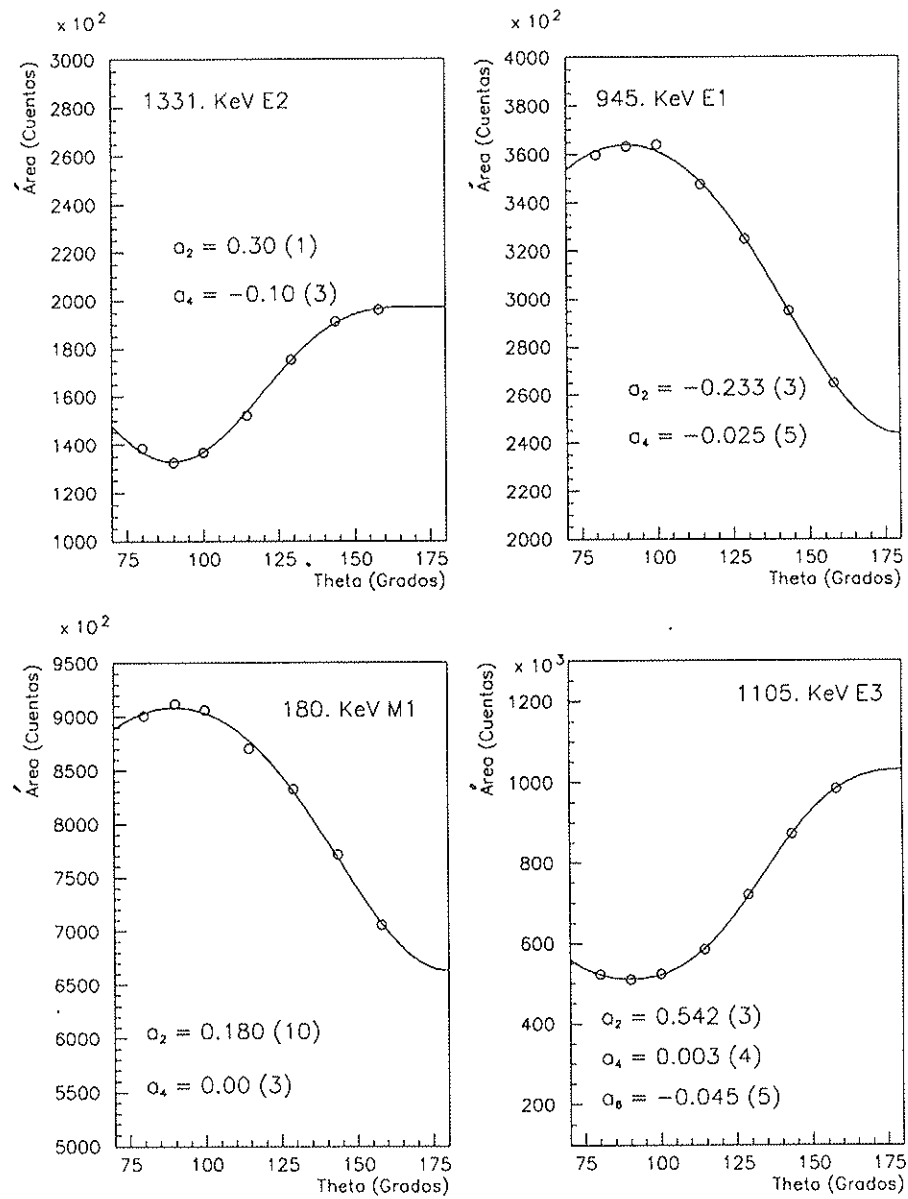


Figura 2.8 : Ajustes de la distribución angular direccional para las transiciones 1105, 945, 1331 y 180 keV en el ^{145}Sm .

fórmula queda reducida a la expresión 2.5. En cambio, si estamos interesados en una medida puramente del grado de polarización lineal, entonces haríamos medidas de $W(\theta, \Phi)$ para un ángulo θ determinado. Éste suele ser $\theta = 90^\circ$ pues el efecto de la polarización es mayor en este ángulo ([TAR71]). Como veremos más adelante, se suele medir la asimetría para $\Phi = 0^\circ$ y $\Phi = 90^\circ$.

En el caso general en el que a una transición contribuyan varias terceras componentes m de un orden multipolar dado L e incluso varios órdenes multipolares L_1, L_2, \dots , la polarización será la suma pesada de estas contribuciones dando lugar a un haz de fotones de polarización arbitraria. Un haz como éste siempre es posible representarlo como dos haces completamente polarizados linealmente y con direcciones de polarización mutuamente perpendiculares, una de ellas en el plano de polarización, digamos I_{\parallel} y I_{\perp} . Se define ([FRA65]) el *grado de polarización lineal* o simplemente *polarización* como:

$$P = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}} \quad (2.8)$$

La distribución de polarización lineal depende de la paridad de la radiación electromagnética a través del segundo sumando de 2.7 ([STE75]). Por lo tanto una medida de la distribución de polarización puede aportar información sobre la paridad de la radiación electromagnética y por tanto sobre la paridad relativa de los estados que ésta conecta.

Para medir el grado de polarización lineal de la radiación gamma, se puede utilizar lo que se denomina un polarímetro Compton. Éste es un detector que se basa en el hecho de que la dispersión Compton depende del grado de polarización de la radiación ([BLE48] y [MET50]). Dicha dispersión viene gobernada por la sección eficaz de Klein-Nishima, que integrada respecto de la polarización del fotón saliente tiene la forma:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_e = \frac{r_0^2}{4} \left(\frac{E'}{E_0}\right)^2 \left(\frac{E_0}{E'} + \frac{E'}{E_0} - 2 \sin^2 \theta \cos^2 \Phi\right) \quad (2.9)$$

donde

- $d\sigma$ es la sección eficaz de dispersión Compton en $d\Omega$.
- r_0 es el radio clásico del electrón.
- E_0 es la energía del fotón incidente.
- θ es el ángulo de dispersión del fotón.
- Φ es el ángulo que forman el plano de dispersión y el plano de polarización incidente.

- E' es la energía del fotón dispersado que viene dada por la fórmula Compton:

$$E' = \frac{E_0}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \quad (2.10)$$

$$\alpha = E_0/m_e c^2$$

De la fórmula de Klein-Nishina se ve que existe una probabilidad mayor de dispersión en direcciones perpendiculares al plano de polarización incidente. La diferencia máxima relativa entre ambos valores se obtiene para un ángulo θ_M que depende de la energía y que para bajas energías del fotón incidente se aproxima a 90° .

Un polarímetro consta de dos elementos fundamentales: un dispersor y un analizador. El primero, como su nombre indica, tiene por función dispersar la radiación gamma que incide sobre él y el segundo tiene por función detectar la radiación dispersada. Si colocamos nuestro dispersor en la dirección del haz de fotones y nuestro analizador alternativamente en las posiciones $\Phi = 0^\circ$, $\Phi = 90^\circ$, con respecto al plano de polarización, detectaremos el número de veces que un fotón de una energía determinada sale dispersado en la dirección perpendicular o paralela. De esta manera podremos definir una magnitud experimental denominada *asimetría* definida por:

$$A = \frac{\frac{N(90^\circ)}{\epsilon_{90^\circ}} - \frac{N(0^\circ)}{\epsilon_{0^\circ}}}{\frac{N(90^\circ)}{\epsilon_{90^\circ}} + \frac{N(0^\circ)}{\epsilon_{0^\circ}}} \quad (2.11)$$

donde se ha normalizado el número de cuentas por la eficiencia en cada una de las orientaciones del conjunto dispersor-analizador. La relación que existe entre la asimetría y el grado de polarización lineal, viene dado por ([FRA65]):

$$P = \frac{1}{Q} \cdot A \quad (2.12)$$

Q es una magnitud denominada sensibilidad del polarímetro. Esta magnitud depende de la energía y para detectores puntuales viene dada por:

$$Q = \frac{R - 1}{R + 1} = \frac{1 + \alpha}{1 + \alpha + \alpha^2} \quad (2.13)$$

$$\alpha = E_0/m_e c^2$$

$$R = \frac{d\sigma(\theta = 90^\circ, \Phi = 90^\circ)}{d\sigma(\theta = 90^\circ, \Phi = 0^\circ)}$$

Para polarímetros reales Q es siempre menor que este valor.

Éste es uno de los parámetros que caracterizan a un polarímetro. Otro parámetro, cuya importancia veremos en el siguiente apartado es el *Mérito* que se define como ([LOG73] y [LOG74]):

$$M = \epsilon \cdot Q^2 \quad (2.14)$$

donde ϵ representa la eficiencia total del polarímetro.

2.5.2 Análisis de la polarización lineal

En el apartado anterior se han dado las bases de como medir el grado de polarización lineal y se ha hablado de un polarímetro ideal. Aquí se detallará cómo se ha llevado a cabo una medida de este tipo.

De lo expuesto hasta ahora se deduce que, si sólo tuvieramos una transición gamma, el dispersor no necesitaría ser un elemento sensible a la energía, o sea, un detector. Pero la situación real en un experimento es muy distinta, teniendo transiciones de muy distinta energía y grado de polarización. Por lo tanto tendremos que ser capaces de distinguir entre cada una de ellas y para ello necesitamos un dispersor que sea también un detector, y que ambos, analizador y dispersor, sean sensibles a la energía. De esta manera, a partir de las energías depositadas por un gamma en ambos detectores, seremos capaces de reconstruir la energía total del gamma incidente.

La sensibilidad de un polarímetro es máxima para detectores puntuales. El problema es que un detector como éste, tendría una eficiencia de detección paupérrima. Es aquí donde entra en juego el parámetro Mérito (2.14). Éste nos dará un equilibrio entre la sensibilidad y la eficiencia, maximizando la relación.

Para tener una buena resolución en energía, los detectores que se utilizan son de Ge hiperpuro. Para maximizar la eficiencia, en lugar de tener un sólo analizador, lo cual nos obligaría a medir la mitad del tiempo en una posición y la otra mitad en la perpendicular, se colocan cuatro detectores en las posiciones, con respecto al plano de polarización, $\Phi = 0^\circ$, $\Phi = 90^\circ$, $\Phi = 180^\circ$ y $\Phi = 270^\circ$ siendo equivalentes dos a dos, lo cual permite medir en las cuatro posiciones al mismo tiempo y tener dos analizadores por cada dirección.

El polarímetro del detector "Würfel", estaba situado a 90° con respecto a la dirección del haz y constaba de un detector coaxial de Ge de eficiencia aproximada del 5% como dispersor y cuatro detectores coaxiales de Ge de eficiencia aproximada del 25% como analizadores en las posiciones ya mencionadas, (figura 2.9). Los analizadores se encuentran apantallados de la radiación incidente por sendos bloques de plomo. Así pues, sólo detectaban la radiación dispersada por el dispersor.

La medida de polarización se realizó al mismo tiempo que la de coincidencias $\gamma - \gamma$. En ella se registraron, suceso a suceso, las coincidencias entre el dispersor y cualquiera de los analizadores. El análisis de los datos consiste en la reconstrucción

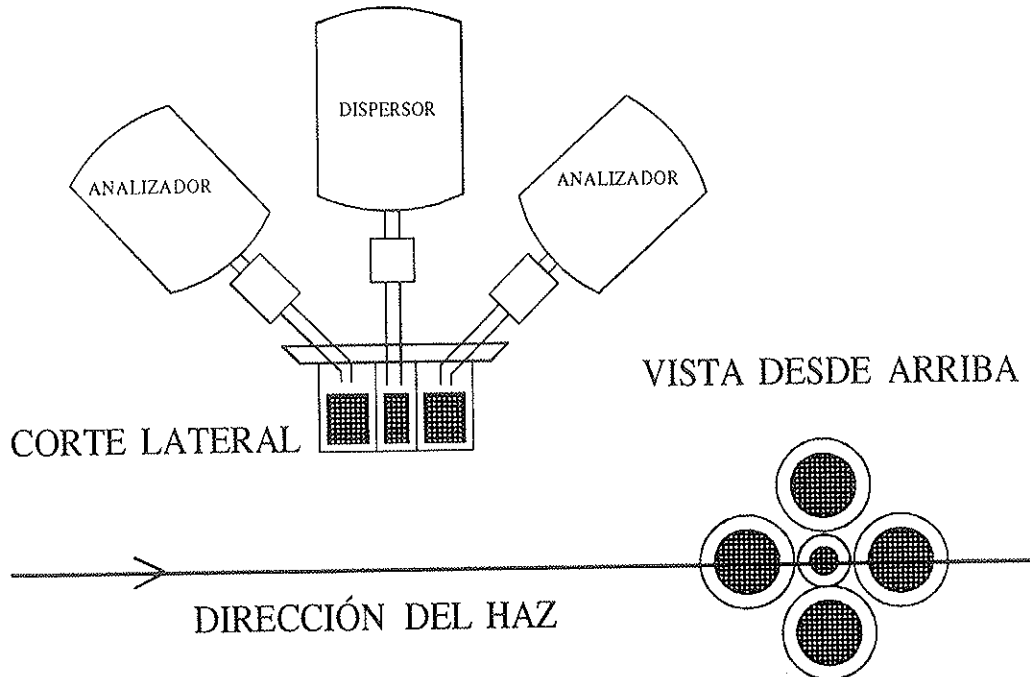


Figura 2.9 : Esquema del polarímetro emplazado en el multidetector "Würfel".

de cada suceso a partir de las energías depositadas en el dispersor y en alguno de los analizadores. Esto permite construir cuatro espectros, correspondientes a las cuatro parejas dispersor-analizador. En estos espectros podremos integrar cada uno de los picos correspondientes a cada una de las transiciones gamma y a partir de las áreas calcular la asimetría correspondiente (fórmula 2.11). Pero este análisis no está exento de problemas. Por razón de la eficiencia, no tenemos detectores ni mucho menos puntuales. Éstos tendrán un tamaño finito de tal manera que la probabilidad de que un fotón sufra varias dispersiones en el dispersor antes de alcanzar un analizador será importante. Igualmente serán no válidos aquellos sucesos que, después de haber sufrido una dispersión en el dispersor, no son totalmente absorbidos en el analizador. Este tipo de sucesos son registrados y forman el fondo Compton en el espectro reconstruido.

Existe una manera de librarse de parte de estos sucesos. A partir de las energías depositadas en el dispersor y el analizador, teniendo en cuenta la fórmula Compton 2.10, podemos calcular la relación cinemática:

$$\cos(\theta) = 1 - \frac{m_e c^2 E_d}{(E_d + E_a) E_a} \quad (2.15)$$

donde:

- E_a es la energía depositada en el analizador
- E_d es la energía depositada en el dispersor

- $E_a + E_d$ es la energía del fotón incidente.

Para que un suceso sea válido, tiene que cumplir esta relación, es decir, tiene que dar un valor de $\cos\theta$ posible. En el caso de detectores puntuales tenemos al ángulo θ perfectamente definido. Pero cuando los detectores tiene un tamaño finito, los ángulos sólidos subtendidos por cada elemento de volumen desde el dispersor al blanco y desde cada analizador con respecto al dispersor son relativamente grandes (ver figura 2.10) lo que causará que nuestras direcciones no estén perfectamente definidas y se nos seguirán metiendo ambos tipos de sucesos. Para aumentar la potencia de la relación cinemática se pueden considerar solamente sucesos que den un valor de θ en un intervalo más restringido. Esto nos mejorará la relación pico-fondo de nuestros espectros. Si hacemos esto, en la práctica es como si estuviéramos disminuyendo el volumen útil de nuestros detectores y por tanto la eficiencia de las parejas. Habrá que encontrar un compromiso entre la relación pico-fondo, directamente relacionada con la sensibilidad del polarímetro y la estadística en nuestros picos (eficiencia). Es aquí en donde entra en juego el Mérito. Se ha escogido el intervalo angular $[40^\circ, 120^\circ]$, para el que se encontró, de manera empírica, que daba la mejor relación pico-fondo y el Mérito más alto. En la figura 2.11 se muestra un fragmento de los espectros correspondientes a 0° y 90° después de hacer el sorteo de los datos con la mencionada ventana cinemática.

Nuestro objetivo final es el cálculo de la polarización. Para ello necesitamos conocer las eficiencias de las parejas (para poder calcular correctamente la asimetría), y la sensibilidad Q .

La medida de la eficiencia no es una medida estándar como la que se haría para un único detector. En este caso estamos interesados en cada pareja dispersor-analizador. Se procedió a colocar una fuente de ^{226}Ra en la posición del blanco y se adquirieron de la misma manera que los datos en haz, o sea suceso a suceso, y con la misma cadena electrónica que se iba a utilizar para la medida las coincidencias entre cada pareja. Se trata de una fuente radiactiva dónde no existe un alineamiento de los núcleos en desintegración. Por lo tanto, la posterior reconstrucción de los espectros a partir de las energías depositadas entre los detectores de cada pareja, con la misma ventana cinemática que se pensaba utilizar para la medida, contendrá diferencias en el área de un fotopico para diferentes parejas exclusivamente debidas a las diferencias de eficiencia. Estas diferencias pueden provenir de diferentes zonas activas en cada analizador, desalineamiento en alguna de las parejas, etc... Conociendo las intensidades relativas entre las diversas transiciones gamma de la fuente, es posible calibrar cada pareja. La manera de hacerlo es integrando los picos en cada espectro, corrigiendo las áreas por su intensidad y ajustándolas a una función, dada en la referencia [JAC87], donde si bien se propone una dependencia funcional para la eficiencia para detectores de Ge, el resultado de los ajustes (ver figura 2.12), muestra que es perfectamente válida para el caso de parejas de detectores de Ge. Una vez conocidas la eficiencias, con la expresión 2.11, somos capaces de calcular la

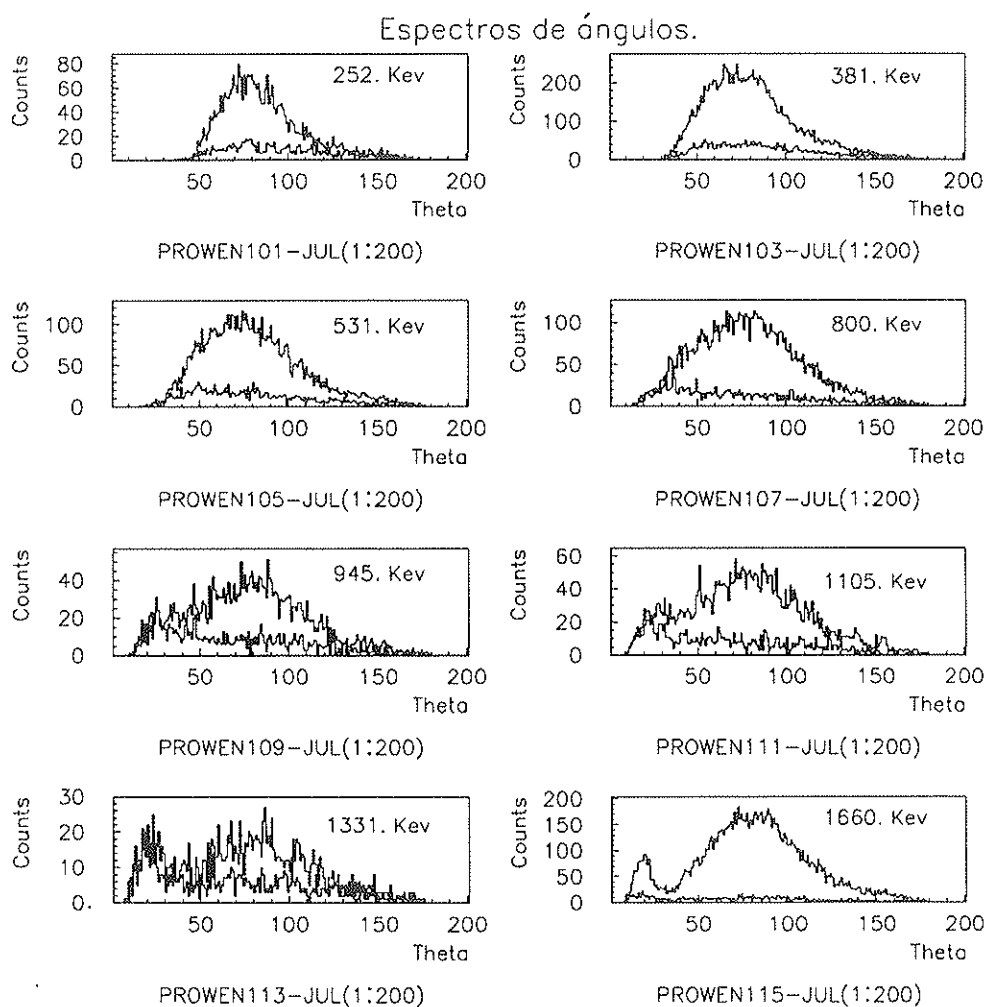


Figura 2.10: Relación cinemática para sucesos registrados en la combinación dispersor-analizador a 0° para algunas de las transiciones gamma más intensas presentes en el espectro (Pico) y para los fondos adyacentes a las mismas.

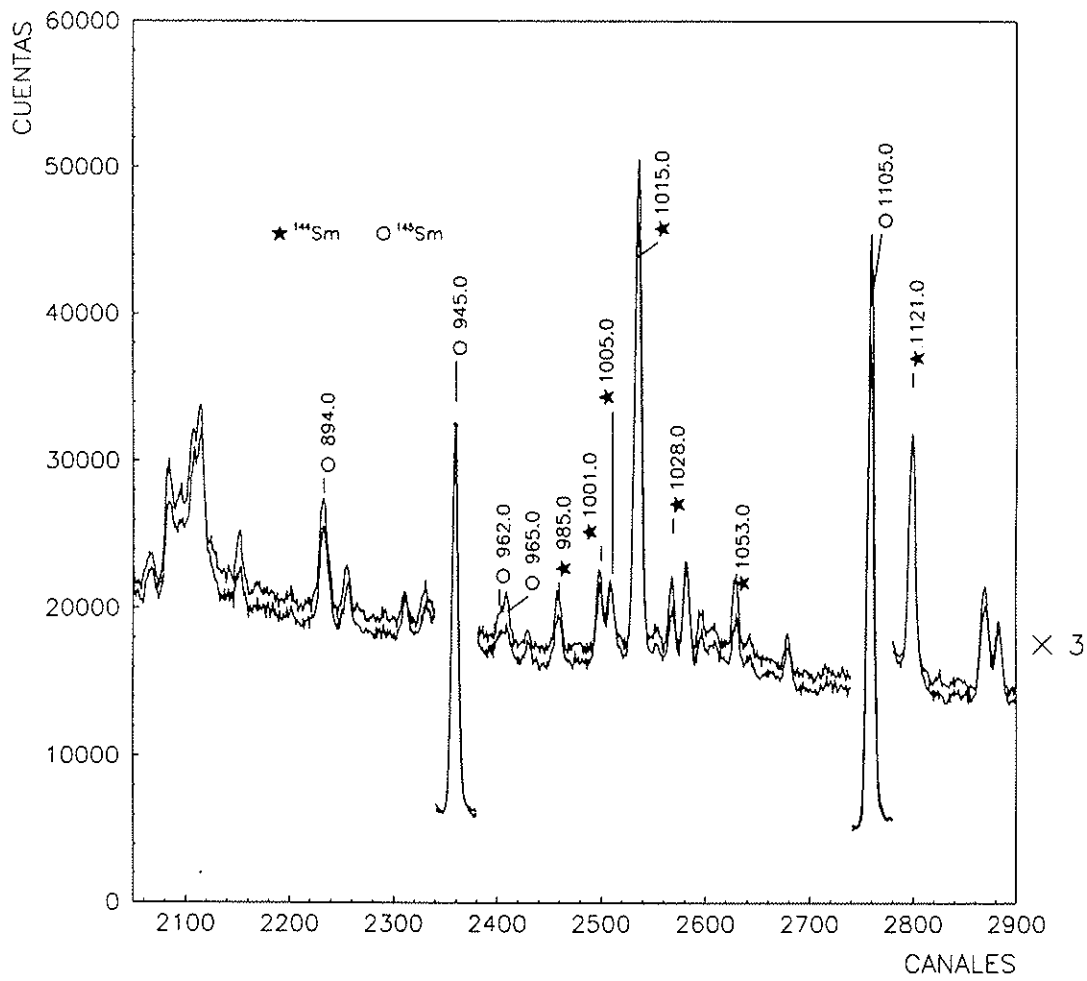


Figura 2.11 : Fragmento de los espectros correspondientes a las parejas dispersor-analizador a 0° y dispersor-analizador a 90° .

asimetría.

Para poder obtener el grado de polarización (2.12), necesitamos conocer no sólo la asimetría sino también la sensibilidad Q de nuestro polarímetro. Ésta, para el caso de un polarímetro ideal con detectores puntuales, se podía calcular a partir de la fórmula 2.13. Pero en nuestro caso, tenemos detectores extensos. Esto va a suponer una reducción en la sensibilidad. La manera de hacer una calibración de este tipo es utilizando transiciones de polarización conocida, midiendo la asimetría y usando la relación 2.12. Se utilizan transiciones eléctricas las cuales no presentan mezcla, con lo cual en este caso se puede calcular la polarización a partir de los coeficientes de distribución angular a través de la expresión:

$$P = \pm \frac{\frac{3}{2}a_2 + \frac{5}{8}a_4}{1 - \frac{1}{2}a_2 + \frac{3}{8}a_4} \quad (2.16)$$

donde el signo $+$ corresponde a las multipolaridades sin mezcla $M1$ o $E2$, el signo $-$ a las multipolaridades sin mezcla $E1$ o $M2$ y a_2 y a_4 son los coeficientes de distribución angular definidos en 2.6. Para el caso de transiciones $E3$ tendríamos:

$$P = \frac{-a_2 + \frac{5}{2}a_4 + \frac{7}{16}a_6}{1 - \frac{1}{2}a_2 + \frac{3}{8}a_4 - \frac{5}{16}a_6} \quad (2.17)$$

donde de nuevo a_2 , a_4 y a_6 son los coeficientes de distribución angular.

Del cociente entre la asimetría y la polarización, obtendremos para cada una de ellas el correspondiente valor Q . Aunque en principio parece fácil, encontrar transiciones, con el blanco y proyectil de la reacción, para la energía de bombardeo utilizada, que cubran todo el rango energético de interés, cuya medida de distribución angular no haya sido problemática (que esté contaminada, que el fotopico sea de difícil integración, que sea un doblete, que no sea fácil la sustracción de fondo, etc...), no es trivial.

Las transiciones elegidas se listan en la tabla 2.1 y se han tomado transiciones de los núcleos ^{144}Sm , ^{145}Sm y ^{146}Sm . En la figura 2.13 se muestran los ajustes para la sensibilidad Q de las cuatro parejas y en la figura 2.14 los resultados obtenidos sumando las parejas equivalentes $0^\circ - 180^\circ$ y $90^\circ - 270^\circ$. En esta figura también se representa la sensibilidad teórica para detectores puntuales Q_0 según 2.13. Vemos que a parte de una reducción, aparece una dependencia en la energía adicional que se ha parametrizado según la expresión:

$$Q = Q_0 \cdot (a \cdot E + b) \quad (2.18)$$

como se propone en las referencias [KIM75] y [RIK85] y se ha realizado un ajuste χ^2 de los puntos para la obtención de los parámetros a y b . La razón de esta dependencia no es otra que, por el hecho de tener detectores con un cierto volumen en realidad estamos realizando una integración de la sección eficaz de Klein-Nishima en

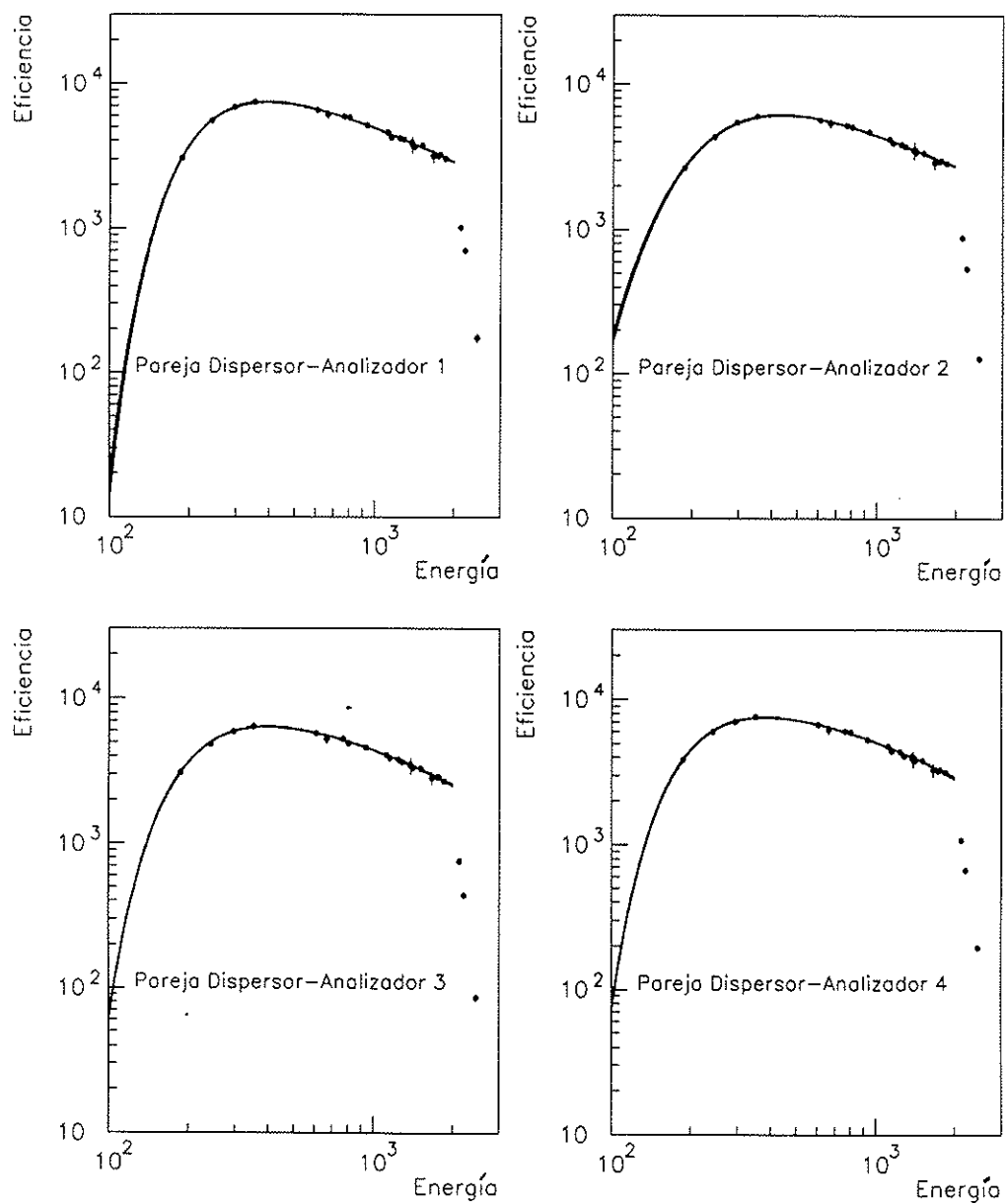


Figura 2.12: Ajustes de las eficiencias relativas para las cuatro parejas dispersor-analizador. Los puntos corresponden a las intensidades de las transiciones gamma de la fuente de calibración de ^{226}Ra y la forma funcional corresponde a la fórmula 2.3.

Núcleo	$E(keV)$	<i>Mult. y car.</i>	<i>Ref.</i>
^{145}Sm	268	$E1$	[PII91]
^{144}Sm	336	$E2$	[PEN79]
^{146}Sm	430	$E2$	[ROZ82]
^{145}Sm	494	$E2$	[PII91]
^{146}Sm	747	$E2$	[ROZ82]
^{144}Sm	800	$E1$	[PEN79]
^{145}Sm	945	$E1$	[PII91]
^{145}Sm	1105	$E3$	[PII91]
^{145}Sm	1331	$E2$	[PII91]
^{144}Sm	1810	$E3$	[PEN79]

Tabla 2.1 : Transiciones utilizadas para la calibración de la sensibilidad Q del polarímetro Compton.

un cierto intervalo angular en θ y en Φ . Como la forma de dicha sección eficaz depende de la energía es por ello que aparecerá esa dependencia adicional, que hemos parametrizado en la expresión 2.18.

En realidad, los ajustes de las distintas parejas, especialmente aquellos en los que interviene el detector 2, no son muy buenos. Los puntos, en algún caso, no parecen seguir la ley 2.18. Estas desviaciones sistemáticas se reducen en el caso de parejas sumadas (fig 2.14), que es el Q que hemos tomado finalmente.

Una vez determinadas eficiencias y sensibilidad, a partir del valor de las áreas en los cuatro espectros de las cuatro parejas para las transiciones gamma objeto de nuestro estudio, es fácil calcular primero la asimetría y después la polarización utilizando las formulas mencionadas anteriormente, 2.11 y 2.12.

2.6 Cociente de Correlaciones Direccionales de estados Orientados: DCO

La teoría de las *Correlaciones Direccionales de estados Orientados* ha sido bien establecida por Steffen y Alder ([STE75]), y por Krane y autores ([KRA73]).

Para muchas aplicaciones, la teoría se ve ampliamente simplificada si se cumplen dos condiciones experimentales:

- a) Se utilizan haces de partículas no polarizados.

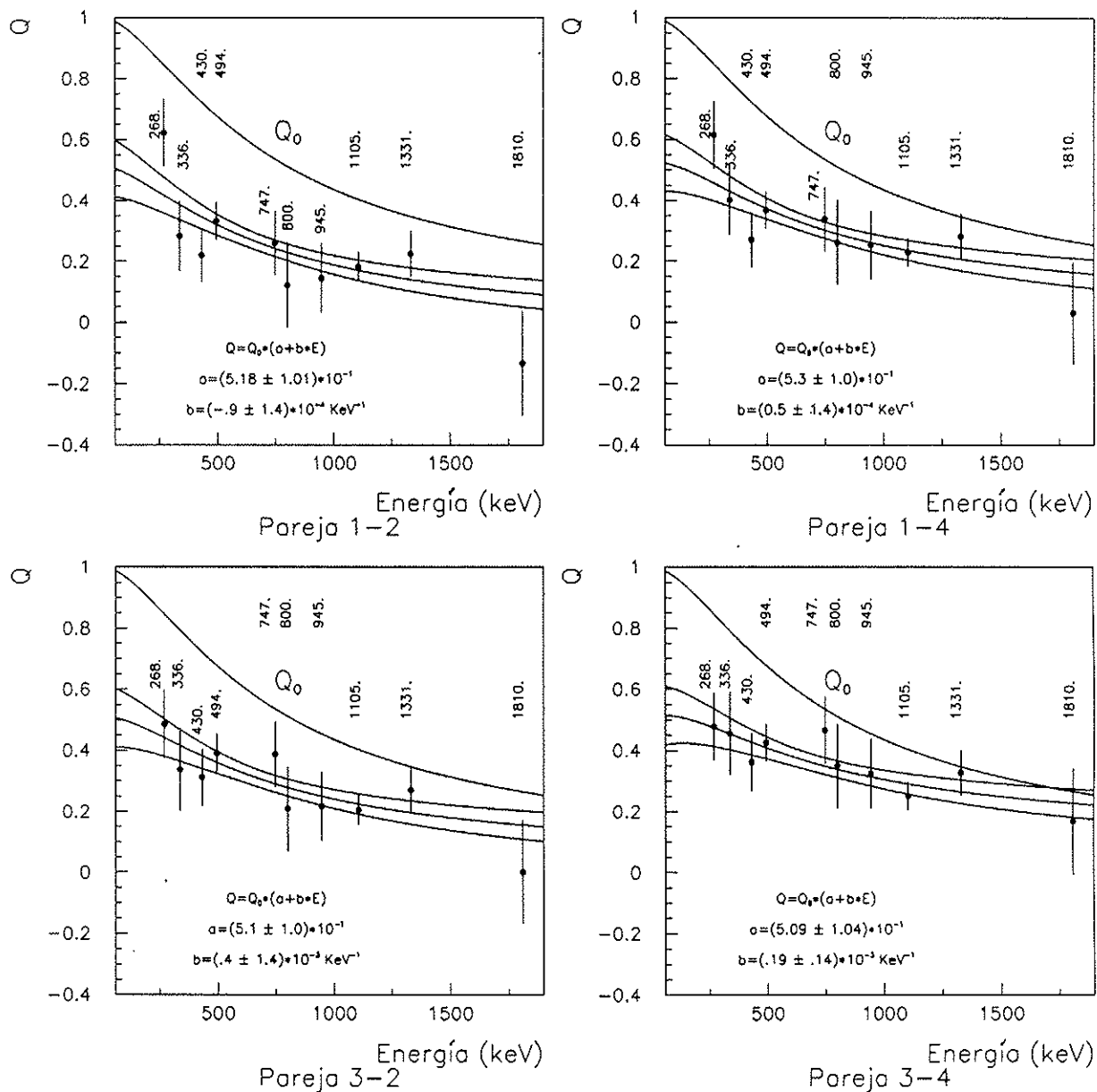


Figura 2.13: Ajuste de la sensibilidad Q para las cuatro parejas dispersor-analizador. Los puntos corresponden a transiciones del ^{144}Sm y ^{145}Sm de multipolaridad y carácter conocidos. La función ajustada corresponde a la fórmula 2.16.

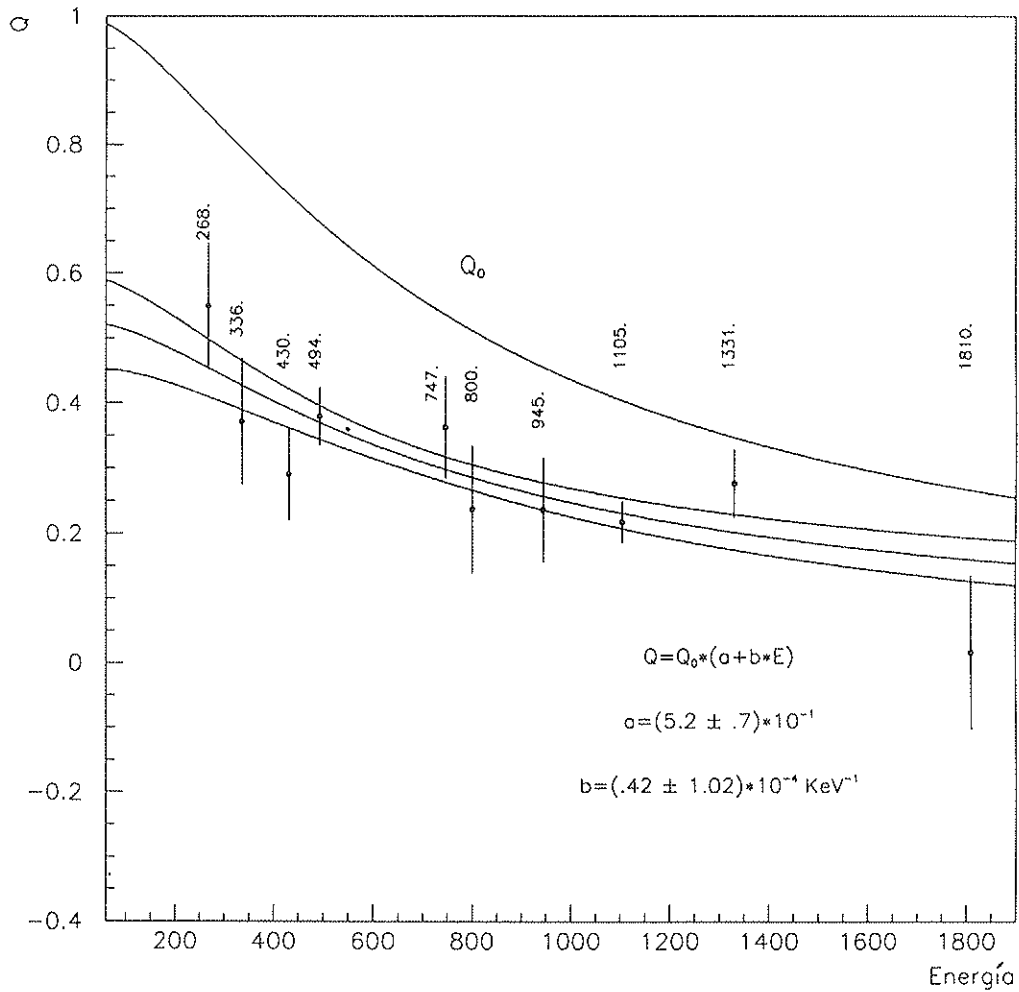


Figura 2.14: Ajuste de la sensibilidad Q usando las asimetrías calculadas sumando las intensidades a 90° y 270° y restando las intensidades a 0° y 180° .

- b) Los detectores no son sensibles al estado de polarización de la radiación gamma emitida.

Entonces, los detectores situados en direcciones hacia delante y hacia atrás con respecto a la dirección del haz pueden ser tratados de manera equivalente.

La *Correlación Direccional de estados Orientados* depende del espín de los estados involucrados, la multipolaridad y grado de mezcla de las transiciones gamma que conectan dichos estados así como de la distribución de subestados magnéticos m del estado inicial.

Son necesarios dos detectores como se muestra en la figura 2.15 para medir una correlación angular de una cascada de dos gammas. Los ángulos entre los detectores y el haz son θ_1 y θ_2 . Para describir la posición angular de los detectores se necesita un tercer ángulo Φ , que es el ángulo que forman los planos que contienen a cada uno de los detectores y la línea del haz. La intensidad de la transición γ_2 detectada en el detector 2 cuando ha sido detectada la transición γ_1 en el detector 1 la representamos por $W(\theta_1, \theta_2, \Phi)$. La intensidad de la radiación γ_2 en el detector 1, cuando la transición γ_1 va al detector 2 la representamos por $W(\theta_2, \theta_1, \Phi)$. El cociente de *Correlaciones Direccionales de estados Orientados* viene dado por:

$$R_{DCO} = \frac{W(\theta_2, \theta_1, \Phi)}{W(\theta_1, \theta_2, \Phi)} \quad (2.19)$$

y es la magnitud que se suele utilizar para comparar con los datos.

Experimentalmente, el cociente *DCO* corresponde a la cantidad

$$R_{DCO} = \frac{I_{\theta_1}^{\gamma_2}(Ventana_{\theta_2}^{\gamma_1})}{I_{\theta_2}^{\gamma_2}(Ventana_{\theta_1}^{\gamma_1})} \quad (2.20)$$

Se deduce que, un intercambio entre los ángulos o entre el gamma en el que se pone la condición (ventana) y el gamma observado, invierte el cociente. Por otro lado, si se trata de transiciones eléctricas se obtiene un cociente igual a 1, independientemente del valor de θ_2 si las dos transiciones tienen el mismo orden multipolar. Algunos ejemplos de cocientes *DCO* se muestran en la figura 2.16.

Los *DCO* experimentales deben de ser corregidos por la eficiencia relativa de los detectores. Esta corrección es muy importante porque nos puede falsear la información. Una comprobación sencilla de que la eficiencia relativa de los detectores que se están considerando es la misma, podría ser simplemente el cálculo de dicho cociente para cascadas de espín, multipolaridad y grado de mezcla conocidos que abarquen el rango de energías de interés, que es la que hemos llevado a cabo.

Un cociente *DCO* siempre aporta una información que es más pobre que la aportada por la distribución angular, puesto que sólo se dispone de un punto. Sin embargo resulta útil en el caso de transiciones contaminadas o de dobletes en donde la información obtenida de distribuciones angulares está falseada.

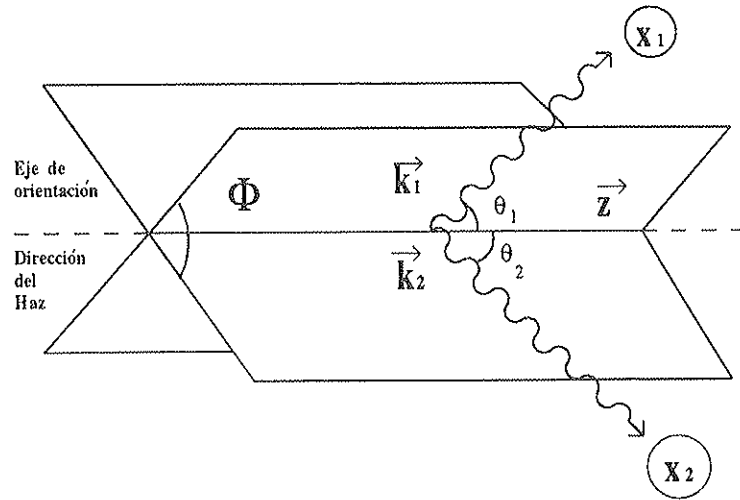


Figura 2.15 : Correlación angular entre dos gammas.

En el multidetector "Würfel", se disponía de un detector a 90° y cuatro detectores en las posiciones angulares equivalentes 45° , 135° , 225° y 315° . El ángulo Φ es de 90° . Se hizo un sorteo previo de los datos, donde se contruyeron 4 matrices, el detector a 90° frente a cada uno de los detectores situados a 45° o equivalente. Se compararon las proyecciones de estas matrices con el fin de determinar la eficiencia relativa entre los detectores y se comprobó que eran iguales, excepto para el detector situado a 135° que presentaba problemas. Como resultado de este análisis se decidió eliminar las coincidencias con este detector.

A continuación se procedió a la suma de las matrices correspondientes a los otros tres detectores y esta suma se invirtió. El resultado fueron dos matrices que equivalían a tener un detector de germanio a 90° y otro a 45° con una eficiencia suma de la de los otros tres detectores.

Sobre estas matrices se pusieron ventanas energéticas y en las mismas se integraron los picos correspondientes a las transiciones gamma en coincidencia con la transición en la que se había puesto la ventana. De esta manera el cociente *DCO* se calcula como:

$$R_{DCO} = \frac{A(\gamma_2(90^\circ), \gamma_1(\text{ventana en } 45^\circ))}{A(\gamma_2(45^\circ), \gamma_1(\text{ventana en } 90^\circ))} \quad (2.21)$$

En el capítulo de resultados experimentales y en su discusión se mostrarán los resultados de esta medida.

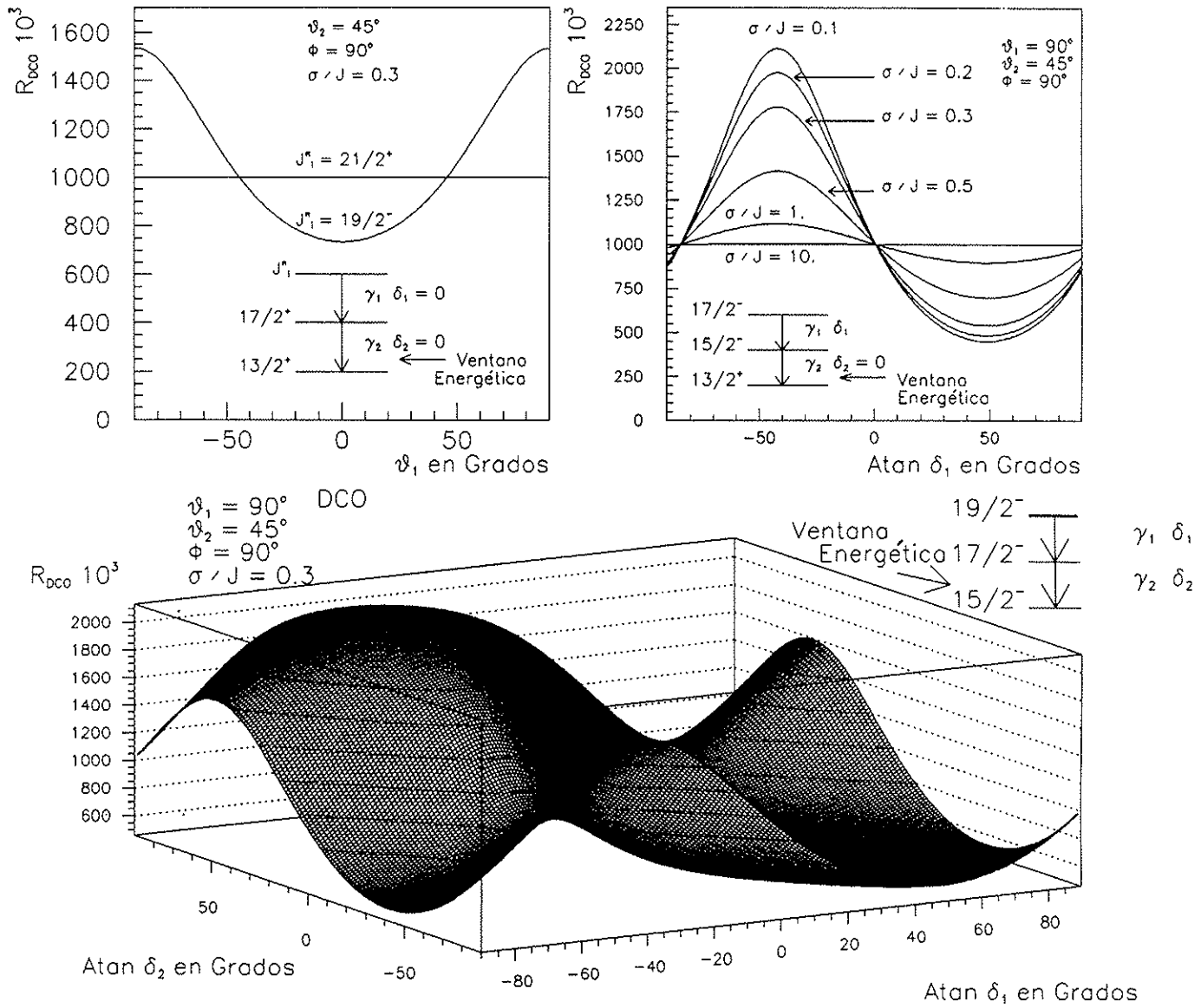


Figura 2.16 : DCO teóricos.

Capítulo 3

Análisis de los datos experimentales

En este capítulo se pretende hacer un sumario de toda la información espectroscópica disponible del ^{145}Sm . Se explicará el análisis llevado a cabo con cada una de las medidas y los resultados obtenidos de las mismas. En el **Apéndice B** se hace una discusión nivel a nivel.

3.1 Análisis de los datos de la distribución angular direccional y de polarización

Como se explicó en el capítulo anterior, del análisis de la distribución angular direccional se obtienen valores de los parámetros a_2 , a_4 y en el caso de transiciones octupolares del a_6 , que corresponden a la fórmula 2.5.

Del análisis del grado de polarización lineal, se obtuvieron una serie de valores para la polarización de las transiciones del ^{145}Sm .

Con esta información, es posible a veces asignar espines y paridades unívocamente a los niveles nucleares o en general estimar los valores más probables. Téngase en cuenta que los valores experimentales obtenidos tienen su correspondiente barra de error que los hacen en general compatibles con más de una posibilidad de espín-paridad. La forma que se ha elegido para el análisis es realizar un ajuste por el método de minimización de χ^2 . Como entradas se dan los valores de los parámetros de distribución angular direccional y el valor de la polarización experimentales con su error. Se hace una hipótesis sobre el espín y paridad del nivel inicial, supuesto conocido el espín y paridad del nivel final. Como parámetros libres del ajuste se tienen el grado de orientación del nivel inicial expresado como $\frac{\alpha}{j}$ y el grado de mezcla expresado como $\tan^{-1} \delta$. A estos parámetros se les da un valor inicial, unos límites y un paso. En el caso de que la hipótesis de espín paridad inicial

corresponda a una transición de tipo eléctrico, el grado de mezcla se fija a cero.

MULTIPOLARIDAD	P	a_2	a_4
$E1(J \rightarrow J + 1)$	> 0	< 0	$= 0$
$M1(J \rightarrow J + 1)$	< 0	< 0	$= 0$
$E1(J \rightarrow J - 1)$	> 0	< 0	$= 0$
$M1(J \rightarrow J - 1)$	< 0	< 0	$= 0$
$E1(J \rightarrow J)$	< 0	> 0	$= 0$
$M1(J \rightarrow J)$	> 0	> 0	$= 0$
$M1/E2$	$f(\delta)$	$f(\delta)$	$f(\delta)$
$E2$	> 0	> 0	< 0
$M2$	< 0	> 0	< 0
$M2/E3$	$f(\delta)$	$f(\delta)$	$f(\delta)$
$E3$	> 0	> 0	> 0

Tabla 3.1 : Signos de la polarización y los coeficientes de distribución angular a_n para transiciones de multipolaridades más comunes. En los casos de transiciones de multipolaridad mixta, los signos dependen del grado de mezcla multipolar δ .

El programa calcula unos valores teóricos de los parámetros de distribución angular y de la polarización ([STE75]) de tal manera que la función a minimizar es:

$$\chi^2 = \frac{1}{N-l} \left(\sum_i \frac{(a_{i,exp} - a_{i,teo})^2}{(\Delta a_{i,exp})^2} + \frac{(P_{exp} - P_{teo})^2}{(\Delta P_{exp})^2} \right) \quad (3.1)$$

donde $i = 2, 4, 6$ y l es el número de grados de libertad.

El análisis mediante la minimización del χ^2 , en teoría, permite de entre todas las posibles hipótesis sobre el espín del estado inicial del que parte la transición analizada, determinar cuál es la mejor de ellas. Esto no siempre es así, ya que muchas veces hay más de una combinación que da un valor de χ^2 aceptable. Lógicamente, el añadir un parámetro independiente de la medida de la distribución angular, como es el grado de polarización lineal, reduce el número de hipótesis. Esto se puede ver ejemplizado en la figura 3.2. La transición de 210 keV conecta el nivel 3350 keV con el nivel 3140 keV. En la parte superior de la figura se muestra el ajuste para la distribución angular con una transición de carácter eléctrico o magnético conectando ambos niveles con hipótesis de espín de $\frac{21}{2} \rightarrow \frac{21}{2}^+$. En la segunda se muestra el ajuste para la misma hipótesis de espín pero ahora considerando la polarización y carácter

magnético. Vemos que el mínimo está bastante definido. La hipótesis eléctrica no ajusta y da un valor del χ^2 enorme, dado que el signo de la polarización es opuesto en cada caso.

La manera en que se ha procesado la información ha sido la siguiente: se ha realizado primeramente un ajuste de la distribución angular direccional y la polarización de la transición de 1105 keV , que es la transición más intensa del esquema de niveles y une el estado $\frac{13}{2}^+$ con el estado fundamental $\frac{7}{2}^-$. Se trata de una transición octupolar de carácter eléctrico. El ajuste da un valor para el grado de alineamiento de aproximadamente $\frac{\sigma}{j} = 0.3$. Este parámetro está relacionado con los mecanismos de reacción y se ha observado que es aproximadamente constante para otras transiciones intensas conocidas y con una tendencia a disminuir conforme aumenta la energía de excitación. El resto de las transiciones se han ajustado haciendo hipótesis del espín inicial del nivel y descartando aquellas posibilidades que conduzcan a un valor del parámetro $\frac{\sigma}{j}$ que se aleja mucho de esta tendencia. Ahora bien, la situación en general ha sido más compleja pues para todas las transiciones no siempre ha sido posible tener valores tanto de los parámetros de distribución angular como la polarización, bien por estar contaminadas, bien por estar fuera del rango de sensibilidad del polarímetro ($E \leq 200\text{ keV}$ o $E \geq 1500\text{ keV}$), o bien por ser muy débiles.

Las hipótesis de espín y paridad se han hecho de acuerdo con los signos y valores teóricos de los coeficientes de distribución angular y polarización que se dan en la tabla 3.1 y por lo tanto no se han probado hipótesis espín-paridad absurdas.

Los resultados de este análisis se reflejan en la tabla 3.2. En esta tabla se incluye:

1. La energía de la transición.
2. Su intensidad relativa. Para la normalización se ha tomado como 1000 unidades la suma total de las intensidades de todas las transiciones que van a parar al fundamental.
3. Los coeficientes de distribución angular y la polarización.
4. La energía del nivel que desexcita la transición gamma en cuestión.
5. Espín-paridad inicial y final como resultado del análisis de distribución angular y polarización. Esta información, para el espín inicial, sólo se incluye en el caso en que haya datos de distribución angular y polarización para la transición gamma en cuestión.
6. Una casilla donde vienen reflejadas las claves de los diversos comentarios aclaratorios sobre los diversos problemas que plantea cada transición gamma.

El significado de cada una de las claves con las que se han etiquetado algunas transiciones gamma en la columna *comentario* es el siguiente:

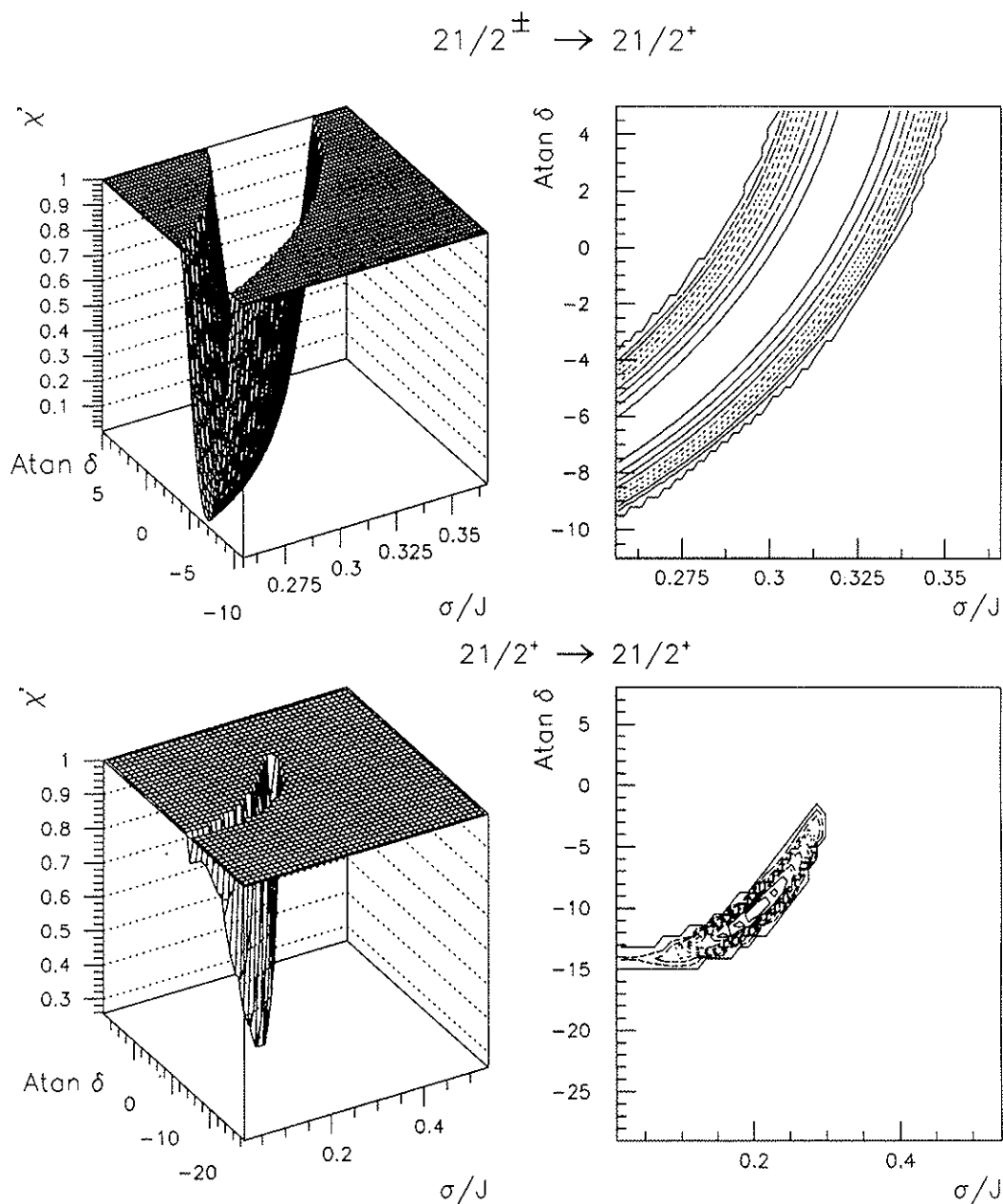


Figura 3.1: Ajuste por minimización del χ^2 para la transición de 210 keV. Las figuras de la derecha son diagramas de contorno de las de la izquierda donde las líneas unen puntos con el mismo valor de χ^2 . En la figura derecha superior el mínimo viene representado por la franja blanca central mientras que en la inferior izquierda, es una región mucho más reducida.

E_γ (keV)	I_γ	a_2	a_4	P	E_i	$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	Comentario
13.95(13)	24(3)	-	-	-	2978.51(10)	$\rightarrow \frac{19^+}{2}$	g, v
48.7(8)	12(2)	-	-	-	2978.51(10)	$\rightarrow \frac{21^+}{2}$	g, v
102.0(3)	3.6(15)	-	-	-	3031.8(4)	$\rightarrow \frac{21^+}{2}$	c, j
108.4(3)	5.(3)	-	-	-	3140.0(2)	-	n, p
111.5(5)	0.12(6)	-	-	-	1547.07(17)	$\rightarrow \frac{1^+}{2}$	a, b, p
140.05(5)	39(6)	-0.12(1)	-0.01(5)	< 0	3118.56(11)	$\frac{23^+}{2}, \frac{19^+}{2} \rightarrow \frac{21^+}{2}$	-
161.4(5)	0.7(3)	-	-	-	3483.2(3)	$\rightarrow \frac{21^+}{2} (\frac{19^+}{2})$	a, b
166.5(5)	5.1(12)	-	-	-	2313.3(5)	-	a, c, d
169.1(5)	1.0(5)	-	-	-	3133.4(3)	$\rightarrow \frac{19^+}{2}$	a, b, h
170.9(5)	0.4(2)	-	-	-	4092.1(3)	-	a, b, h
175.3(1)	6(3)	-	-	-	3140.0(2)	$\rightarrow \frac{19^+}{2}$	-
180.06(3)	234(12)	-0.180(10)	0.00(3)	-0.4(2)	2229.77(8)	$\frac{17^-}{2} \rightarrow \frac{15^-}{2}$	-
188.86(5)	39(6)	-0.180(10)	0.00(5)	< 0	3118.56(11)	$\frac{23^+}{2}, \frac{19^+}{2} \rightarrow \frac{21^+}{2}$	-
191.5(5)	1.5(6)	-	-	-	1628.1(5)	-	a, b, h, p
192.6(5)	2(2)	-	-	-	4420.4(6)	-	a, d, h, p
203.1(5)	-	-	-	-	3321.5(2)	$\rightarrow \frac{23^+}{2}, (\frac{19^+}{2})$	a, b, h, p
203.5(5)	3.6(15)	-	-	-	3133.4(3)	$\rightarrow \frac{21^+}{2}$	a, b, h, p
208.16(5)	4.2(6)	-	-	-	2259.29(9)	$\rightarrow \frac{15^-}{2}$	h
209.95(5)	17(2)	0.37(2)	0.02(5)	$0.9_{-0.2}^{+0.1}$	3140.0(2)	$\frac{21^+}{2} \rightarrow \frac{21^+}{2}$	h, j
218.9(3)	14(8)	-0.18(3)	-	-	3031.8(4)	-	h
219.5(2)	45(8)	-0.24(10)	0.07(2)	0.28(7)	2929.8(2)	$\frac{21^+}{2} \rightarrow \frac{19^-}{2}$	h
226.2(2)	2.1(12)	< 0	-	> 0	2681.4(5)	-	-

 Tabla 3.2. Parte I: Listado de transiciones gamma correspondientes al ^{145}Sm .

E_γ (keV)	L_γ	a_2	a_4	P	E_i	$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	Comentario
231.3(1)	4.8(12)	—	—	—	2912.7(5)	—	—
235.17(5)	6.9(9)	—	—	—	3375.2(2)	$\rightarrow \frac{21^+}{2}$	o
254.4(5)	1.5(3)	—	—	—	2964.56(9)	$\frac{19^+}{2} \rightarrow \frac{19^-}{2}$	a, b, j
268.22(5)	81(3)	-0.24(1)	0.00(5)	0.41(8)	2978.51(10)	$\frac{21^+}{2} \rightarrow \frac{19^-}{2}$	—
274.1(5)	1.4(4)	< 0	—	—	2710.29(9)	$\rightarrow \frac{17^-}{2}$	a, b
282.2(5)	1.2(6)	—	—	—	3246.8(5)	$\rightarrow \frac{19^+}{2}$	h, j
284.0(2)	3.0(15)	—	—	—	3262.6(4)	$\rightarrow \frac{21^+}{2}$	a, b, h
288.2(5)	1.5(6)	—	—	—	3428.2(5)	$\rightarrow \frac{21^+}{2}$	h
289.6(5)	0.8(4)	—	—	—	3772.4(5)	$\rightarrow (\frac{25^+}{2})$	h
301.4(1)	4.2(15)	—	—	—	3077.7(3)	$\rightarrow \frac{15^+}{2}, \frac{15^-}{2}$	—
306.1(2)	3.6(15)	> 0	—	—	4227.7(4)	—	h
308.0(3)	1.5(12)	—	—	—	3629.5(4)	$\rightarrow \frac{23^+}{2}, (\frac{19^+}{2})$	h
323.0(1)	7.5(15)	—	—	—	3287.60(14)	$\rightarrow \frac{19^+}{2}$	—
329.9(1)	2.7(12)	-0.8(3)	0.0(3)	—	3448.6(2)	$\frac{21^+}{2} \rightarrow \frac{23^+}{2}, \frac{19^+}{2}$	r
332.9(5)	4.5(18)	—	—	—	3262.6(4)	$\rightarrow \frac{21^+}{2}$	r
342.6(3)	2.1(9)	—	—	—	3321.5(2)	$\frac{13^+}{2}, (\frac{19^+}{2}) \rightarrow \frac{23^+}{2}$	r
357.7(1)	4.5(9)	> 0	—	< 0	3287.60(14)	$\rightarrow \frac{21^+}{2}$	—
359.9(1)	3.3(18)	< 0	—	—	4452.0(3)	—	—
363.98(5)	48(3)	-0.03(3)	0.03(5)	-0.75(15)	3483.2(3)	$\frac{25^+}{2}, (\frac{21^+}{2}) \rightarrow \frac{23^+}{2}$	—
376(1)	2(1)	—	—	—	2813.0(3)	$\rightarrow \frac{17^+}{2}$	a, b
391.78(5)	27.2(15)	-0.07(3)	-0.01(5)	-0.75(25)	3321.5(2)	$\frac{23^+}{2}, (\frac{19^+}{2}) \rightarrow \frac{21^+}{2}$	—
396.7(5)	19(5)	—	—	—	3375.2(2)	$\rightarrow \frac{21^+}{2}$	a, b, j

Tabla 3.2. Parte II: Listado de transiciones gamma correspondientes al ^{145}Sm .

E_γ (keV)	L_γ	a_2	a_4	P	E_i	$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	Comentario
405.16(10)	5.1(15)	-	-	< 0	2454.87(12)	$\rightarrow \frac{15^-}{2}$	-
422.28(10)	5(2)	-	-	-	2681.4(5)	$\rightarrow (\frac{11^-}{2}, \frac{15^-}{2})$	f
429.5(5)	2.8(4)	-	-	-	3140.0(2)	$\rightarrow \frac{19^-}{2}$	a, b
432.75(10)	10(2)	-	-	-	1537.6(2)	$\rightarrow \frac{13^+}{2}$	h, m
434.6(3)	2.4(9)	-	-	-	1857.7(4)	$\rightarrow \frac{9^-}{2}$	h, m
438.3(2)	21(2)	-0.23(5)	0.00(10)	-	3921.5(4)	$\rightarrow (\frac{25^+}{2})$	j
445.51(6)	3.6(15)	< 0	-	< 0	3375.2(2)	$\rightarrow \frac{21^+}{2}$	m
455.2(5)	4(3)	-	-	-0.8(3)	2714.2(5)	$\rightarrow \frac{11^-}{2}, \frac{15^-}{2}$	a, b, m
461.36(12)	14.7(6)	-0.25(5)	-0.01(7)	> 0	2897.48(16)	$\frac{19^-}{2}, (\frac{15^+}{2}) \rightarrow \frac{17^+}{2}$	-
470.1(2)	0.9(5)	-	-	-	3448.6(2)	$\rightarrow \frac{21^+}{2}$	f
480.52(5)	190(9)	-0.09(1)	-0.02(3)	-0.68(11)	2710.29(9)	$\frac{19^-}{2} \rightarrow \frac{17^-}{2}, (\frac{15^-}{2})$	-
484.4(2)	5(3)	> 0	-	-	3448.6(2)	$\rightarrow \frac{19^+}{2}$	j
493.6(5)	165(15)	0.35(1)	-0.12(3)	0.60(10)	2929.8(2)	$\frac{21^+}{2} \rightarrow \frac{17^+}{2}$	-
496.4(5)	6(3)	-	-	-	3474.9(5)	$\rightarrow \frac{21^+}{2}$	a, b, j
498.8(5)	2.4(12)	-	-	-	4420.4(6)	-	a, b, j
512.0(5)	12(9)	-	-	-	2049.71(7)	$\rightarrow \frac{11^-}{2}$	a, b
532.0(5)	12(6)	-	-	-	2069.70(9)	$\rightarrow \frac{11^-}{2}$	a, b, j
542.3(5)	2.7(12)	-	-	-	2978.51(10)	$\rightarrow \frac{17^+}{2}$	a, b, h
542.68(8)	6(2)	-	-	-	1436.60(11)	$\rightarrow \frac{3^-}{2}$	b, h
543.1(5)	2.7(12)	-	-	-	1966.44(12)	$\rightarrow \frac{9^-}{2}$	a, b, h
554.0(2)	5.1(12)	-0.14(11)	0.08(18)	-	2813.0(3)	$\frac{17^\pm}{2}, \frac{15^\pm}{2} \rightarrow \frac{15^-}{2}, \frac{11^-}{2}$	-
575.6(5)	2.1(12)	-	-	-	2112.9(2)	$\rightarrow \frac{11^-}{2}$	a, b, h, s

Tabla 3.2. Parte III: Listado de transiciones gamma correspondientes al ^{145}Sm .

E_γ (keV)	I_γ	a_2	a_4	P	E_i	$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	Comentario
577.44(11)	7(3)	-	-	-	3287.60(14)	$19^-, \frac{15^-}{2}$	h, s
579.8(3)	5(2)	-0.15(14)	-	-0.5(2)	3901.5(3)	$\frac{25^+}{2}, \frac{21^+}{2}, (\frac{23^+}{2}) \rightarrow \frac{23^+}{2}, (\frac{19^+}{2})$	h, s
595.9(5)	6(1)	-	-	-	3031.8(4)	$\rightarrow \frac{17^+}{2}$	a, b, s
608.5(5)	3.9(6)	-	-	-	3044.7(5)	$\rightarrow \frac{17^+}{2}$	a, b, h, s
609.1(5)	1.8(9)	-	-	-	2146.5(3)	$\rightarrow \frac{11^-}{2}$	a, b, h, s
653.4(5)	12(9)	-	-	-	2912.7(5)	$\rightarrow \frac{11^-, 15^-}{2}, \frac{15^-}{2}$	a, b, h
653.5(5)	3.3(12)	-	-	-	1547.07(17)	$\rightarrow \frac{3^-}{2}$	a, b, h
663.6(5)	2(1)	-	-	-	2714.2(5)	$\rightarrow \frac{15^-}{2}$	a, b
667.72(14)	12(3)	-	-	-0.7(3)	2897.48(16)	$\rightarrow \frac{17^-}{2}$	-
675.6(5)	1.2(6)	-	-	-	4597.1(6)	-	a, b, j
684.4(5)	3.6(18)	-	-	-	3662.9(5)	$\rightarrow \frac{21^+}{2}$	l
689.9(5)	15(6)	-	-	< 0	2112.9(2)	$\rightarrow \frac{9^-}{2}$	a, b, s
694.5(5)	4.2(9)	-	-	-	3131(1)	$\rightarrow \frac{17^+}{2}$	a, b, s
697.3(5)	4.2(9)	-	-	-	3133.4(3)	$\rightarrow \frac{17^+}{2}$	a, b, s
701.8(5)	0.8(4)	-	-	-	4023.3(5)	$\rightarrow \frac{23^+}{2}, (\frac{19^+}{2})$	k, r, s
713.78(10)	3.0(15)	-	-	-	1607.70(13)	-	f, o
720.79(7)	3.6(18)	-	-	-	2259.29(9)	$\rightarrow \frac{13^+}{2}$	f
725.4(5)	1.8(9)	-	-	-	4647.3(4)	-	a, b, m
734.79(5)	68(10)	-0.22(1)	-0.03(2)	0.27(10)	2964.56(9)	$\frac{19^+}{2} \rightarrow \frac{17^-}{2}$	-
738.3(5)	3.9(6)	-	-	-	3448.6(2)	$\rightarrow \frac{19^-}{2}$	a, b, k
744.6(5)	4(2)	-	-	-	4227.7(4)	$\rightarrow \frac{25^+}{2}$	a, b, j
775.9(5)	5(2)	0.34(8)	-0.07(11)	0.0(3)	2313.3(5)	$\frac{11^-, 13^-}{2}, \frac{11^-}{2} \rightarrow \frac{11^-}{2}$	a, b, j

Tabla 3.2. Parte IV: Listado de transiciones gamma correspondientes al ^{145}Sm .

E_γ (keV)	I_γ	a_2	a_4	P	E_i	$J_i^- \rightarrow J_f^+$	Comentario
783.2(5)	4(2)	-0.33(10)	0.0(10)	-	3901.5(3)	$\frac{25^\pm}{2}, \frac{21^\pm}{2}, \frac{23^+}{2} \rightarrow \frac{23^+}{2}, \frac{19^+}{2}$	a, b, h, j
784.66(20)	9.9(15)	-0.42(10)	-0.03(11)	< 0	3714.5(3)	$\rightarrow \frac{21^+}{2}$	h
793.3(5)	1.5(6)	-	-	-	2330.9(5)	$\rightarrow \frac{11^-}{2}, \frac{19^+}{2}$	a, b, h
793.4(5)	9(4)	< 0	-	< 0	3772.4(5)	$\rightarrow \frac{21^+}{2}, \frac{19^+}{2}$	a, b
835.1(5)	1.2(5)	-	-	-	1729.0(5)	$\frac{1^+}{2} \rightarrow \frac{3^-}{2}$	a, b, s
847.9(5)	4.5(15)	-	-	-	3077.7(3)	$\rightarrow \frac{17^-}{2}$	a, b, q, s
851.5(5)	3(1)	-	-	-	3287.60(14)	$\rightarrow \frac{17^+}{2}$	a, b, s
857.2(2)	3.9(15)	-	-	< 0	3821.8(2)	$\rightarrow \frac{19^+}{2}$	-
861.58(11)	14(4)	-	-	-	1966.44(12)	$\rightarrow \frac{13^+}{2}$	r
872.4(5)	3.6(15)	-	-	-	2295.5(6)	$\rightarrow \frac{9^-}{2}$	a, b
893.92(8)	32(3)	(0.03(3))	(0.016(47))	(-0.03(12))	893.92.	$\rightarrow \frac{7^-}{2}$	h
894.8(5)	3.3(18)	-	-	-	4378.0(6)	$\rightarrow (\frac{25^+}{2})$	a, b, h
903.6(5)	6(3)	-	-	-	3133.4(3)	$\rightarrow \frac{17^-}{2}$	a, b, j
917.50(15)	3(3)	> 0	-	< 0	2454.87(12)	$\rightarrow \frac{11^-}{2}$	-
933.98(10)	11(3)	-0.24(10)	0.00(10)	-	2984.2(6)	$\frac{17^\pm}{2}, \frac{15^-}{2}, \frac{13^\pm}{2} \rightarrow \frac{15^-}{2}$	f, j, r
944.85(5)	$39.6(2) \cdot 10^1$	-0.233(3)	-0.025(5)	0.29(11)	2049.71(7)	$\frac{15^-}{2} \rightarrow \frac{13^+}{2}$	-
962.3(2)	6(3)	-0.13(7)	0.07(10)	-0.6(4)	3398.4(2)	$\frac{19^+}{2}, \frac{15^+}{2} \rightarrow \frac{17^+}{2}$	-
964.84(7)	17(3)	0.39(5)	-0.16(9)	$-1.0_{-0.3}^{+0}$	2069.70(9)	$\frac{13^-}{2}, \frac{15^+}{2} \rightarrow \frac{13^+}{2}$	-
973.22(10)	5.4(12)	-	-	> 0	4092.1(3)	$\rightarrow \frac{23^+}{2}, \frac{19^+}{2}$	f
1008.0(2)	3.9(18)	-	-	-	2112.9(2)	$\rightarrow \frac{13^+}{2}$	f
1023.5(5)	4(2)	-	-	-	2561.1(5)	$\rightarrow \frac{11^-}{2}$	-
1027.8(5)	8(3)	-	-	-	3077.7(3)	$\rightarrow \frac{15^-}{2}$	a, b, j

 Parte V: Listado de transiciones gamma correspondientes al ^{145}Sm .

E_γ (keV)	I_γ	a_2	a_4	P	E_i	$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	Comentario
1029.1(5)	2(1)	—	—	—	2451(1)	$\rightarrow \frac{9^-}{2}$	a, b, j
1032.7(5)	3.9(15)	—	—	—	3262.6(4)	$\rightarrow \frac{17^-}{2}$	a, b, j
1044.4(3)	7(3)	—	—	—	4163.0(3)	$\rightarrow \frac{23^+}{2}, \frac{19^+}{2}$	j, s
1058.2(2)	11(5)	—	—	—	3988.0(3)	$\rightarrow \frac{21^+}{2}$	f, j, o
1078.9(5)	1.8(15)	—	—	—	1972.8(5)	—	a
1089.0(5)	2.4(18)	—	—	—	4229.0(5)	$\rightarrow \frac{21^+}{2}$	a, f, j
1104.86(5)	$90(6) \cdot 10^4$	0.542(3)	0.003(4) _{$a_6 = -0.045(5)$}	0.70(17)	1104.86	$\frac{13^+}{2} \rightarrow \frac{7^-}{2}$	—
1154.43(7)	29(2)	-0.15(3)	0.04(5)	0.4(2)	2259.29(9)	$\frac{11^-, 15^-}{2} \rightarrow \frac{13^+}{2}$	—
1209.3(5)	2.7(12)	—	—	—	3645.4(5)	$\rightarrow \frac{17^+}{2}$	a, b, h, j
1209.8(5)	3.0(15)	—	—	—	2747.3(6)	$\rightarrow \frac{7^-}{2}, \frac{11^-}{2}, \frac{11^+}{2}$	a, b, h, j
1235.1(5)	8(4)	—	—	—	4213.3(5)	$\rightarrow \frac{21^+}{2}$	a, b, p
1239.1(5)	2.1(12)	—	—	—	2776.5(5)	$\rightarrow \frac{7^-}{2}, \frac{11^-}{2}, \frac{11^+}{2}$	a, b
1257.2(5)	2.7(12)	—	—	—	4740.4(6)	—	a, b
1269.9(2)	1.8(9)	—	—	—	4388.5(2)	$\rightarrow \frac{23^+}{2}, \frac{19^+}{2}$	e
1283.3(5)	3.0(15)	—	—	—	4213.3(5)	$\rightarrow \frac{21^+}{2}$	a, b
1324.1(5)	3.6(18)	—	—	—	2747.3(6)	—	a, b, j
1331.25(10)	250(12)	0.30(1)	-0.10(3)	0.66(19)	2436.11(11)	$\frac{17^+}{2} \rightarrow \frac{13^+}{2}$	—
1385.4(5)	1.8(9)	—	—	—	4868.6(6)	$\rightarrow \frac{25^+}{2}$	a, b, j
1406.4(5)	3(2)	—	—	—	2511.3(5)	$\rightarrow \frac{13^+}{2}$	a, b, r
1423.1(3)	36(3)	0.19(3)	0.03(5)	< 0	1423.1(3)	$\rightarrow \frac{7^-}{2}$	—
1430.8(5)	3.6(18)	—	—	—	4360.6(5)	$\rightarrow \frac{21^+}{2}$	a, b
1537.6(2)	74(8)	0.20(2)	-0.04(3)	0.5(2)	1537.6(2)	$\frac{7^-}{2}, \frac{11^-}{2}, \frac{11^+}{2} \rightarrow \frac{7^-}{2}$	f, j, t

Parte VI: Listado de transiciones gamma correspondientes al ^{145}Sm .

E_γ (keV)	I_γ	a_2	a_4	P	E_i	$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	Comentario
1542.4(5)	6(3)	-	-	-	3592.1(5)	$\rightarrow \frac{15^-}{2}$	a, b, j
1563.2(3)	12(6)	< 0	-	< 0	2668.1(3)	$\rightarrow \frac{13^+}{2}$	f, t
1576.5(5)	15(6)	-	-	-	2681.4(5)	$\rightarrow \frac{13^+}{2}$	a, b, n, t
1609.0(2)	6.9(15)	-	-	-	2714.2(5)	$\rightarrow \frac{13^+}{2}$	f
1658(1)	< 30	-	-	-	1658(1)	$\rightarrow \frac{7^-}{2}$	a, b, j, u
1671.5(5)	6(5)	-0.28(10)	-	> 0	2776.5(5)	$(\frac{15^-}{2}) \rightarrow \frac{13^+}{2}$	-
1707.9(2)	30(6)	-	-	> 0	2813.0(3)	$\rightarrow \frac{13^+}{2}$	-
1779.5(5)	12(2)	-	-	-	1979.5(5)	$\rightarrow \frac{7^-}{2}$	h, u
1780.5(5)	3(2)	-	-	-	2884.4(5)	$\rightarrow \frac{13^+}{2}$	a, b, h
1804(1)	1.8(12)	-	-	-	1804(1)	$\rightarrow \frac{7^-}{2}$	f, c, d, u
1815.8(5)	6(3)	0.34(18)	0.0(3)	< 0	2920.7(5)	$(\frac{15^+}{2}, \frac{13^+}{2}, \frac{11^+}{2}) \rightarrow \frac{13^+}{2}$	a, b
1847.4(4)	9.0(15)	-	-	> 0	1847.4(4)	$\rightarrow \frac{7^-}{2}$	c, d, e, f, t, u
1857(1)	7(2)	-	-	-	1857.7(4)	$\rightarrow \frac{7^-}{2}$	c, d, e, f, j, t, u
1876.3(2)	3.6(18)	-	-	-	1876.3(2)	$\rightarrow \frac{7^-}{2}$	c, d, f, h, t, u
1879.9(5)	5(2)	-	-	-	2984.2(6)	$\rightarrow \frac{13^+}{2}$	a, b, h, t
1940.03(20)	9(2)	-	-	> 0	3044.7(5)	$\rightarrow \frac{13^+}{2}$	t
1980.1(5)	3(2)	-	-	-	3085.0(5)	$\rightarrow \frac{13^+}{2}$	a, b
1997(1)	< 1.8	-	-	-	1997(1)	$\rightarrow \frac{7^-}{2}$	c, d, u
2015.34(20)	5(3)	-	-	-	3120.2(2)	$\rightarrow \frac{13^+}{2}$	j, t
2027(1)	2.1(18)	-	-	-	3131(1)	$\rightarrow \frac{13^+}{2}$	a, b, t
2110.2(5)	4.5(15)	-	-	-	2110.2(5)	$\rightarrow \frac{7^-}{2}$	c, d, f, u
2112.8(5)	2.1(15)	-	-	-	2112.9(2)	$\rightarrow \frac{7^-}{2}$	c, d, f, u

 Tabla 3.2. Parte VII: Listado de transiciones gamma correspondientes al ^{145}Sm .

E_γ (keV)	I_γ	a_2	a_4	P	E_i	$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	Comentario
2142(1)	4.8(18)	—	—	—	2142(1)	$\rightarrow \frac{7^-}{2}$	c, d, u
2146.5(3)	10.8(6)	—	—	—	2146.5(3)	$\rightarrow \frac{7^-}{2}$	c, d, e, t, u
2191(1)	8(4)	—	—	—	2191(1)	$\rightarrow \frac{7^-}{2}$	c, d, e, f, u
2295(1)	3(2)	< 0	—	—	2295.5(6)	$\rightarrow \frac{7^-}{2}$	c, d, u
2269.5(5)	3(2)	—	—	—	3374.4(5)	$\rightarrow \frac{13^+}{2}$	a, b
2451(1)	—	—	—	—	2451(1)	$\rightarrow \frac{7^-}{2}$	c, d, u

Tabla 3.2. Parte VIII: Listado de transiciones gamma correspondientes al ^{145}Sm .

3.1 Análisis de los datos de la distribución angular direccional y de polarización 57

- a-) Energía obtenida de las coincidencias.
- b-) Intensidad obtenida de las coincidencias.
- c-) Energía obtenida de Funciones de Excitación para la energía de bombardeo $E_{\alpha} = 24.5 \text{ MeV}$.
- d-) Intensidad obtenida de Funciones de Excitación para la energía de bombardeo $E_{\alpha} = 24.5 \text{ MeV}$.
- e-) Intensidad para el detector situado a 90° en el multidetector Würfel.
- f-) Intensidad para el detector situado a 45° en el multidetector Würfel.
- g-) Energía obtenida como diferencia de energías entre niveles, o sea, $E_i - E_f$.
- h-) Doblete en ^{145}Sm .
- j-) Contaminación de ^{144}Sm .
- k-) Contaminación de ^{146}Sm .
- l-) Contaminación de ^{147}Sm .
- m-) Contaminación de ^{148}Sm .
- n-) Contaminación de ^{142}Nd .
- o-) Contaminación de ^{143}Pm .
- p-) Contaminación de ^{19}F .
- q-) Contaminación de ^{56}Fe .
- r-) Contaminación desconocida.
- s-) Sobre el pico de neutrones.
- t-) Ensanchamiento Doppler.
- u-) Observada en el experimento de Funciones de Excitación y sin coincidencias.
- v-) Intensidad total y no intensidad gamma. La forma en que han sido estimadas estas intensidades se explica en al **Apéndice C**.

3.2 Análisis de los datos del experimento de funciones de excitación

Como ya se explicó en el capítulo segundo, las funciones de excitación, además de proporcionarnos la energía óptima de bombardeo para una elección de blanco-proyectil que maximice la población de los estados que se pretende estudiar, puede revelar información acerca del espín de estos estados.

A partir de los espectros correspondientes a cada energía del proyectil se pueden obtener los valores de las áreas de fotopico de una cierta transición gamma. Estas áreas, como ya se dijo, se normalizan a los rayos X del ^{142}Nd con el fin de obtener una relación entre áreas independiente de la intensidad que tuviera el haz en cada medida. Si se conocen todas las transiciones gamma que desexcitan y que alimentan un nivel, es posible construir para ese nivel su función de excitación de población directa. Es decir, para cada energía de bombardeo del haz, se suma toda la intensidad que sale del nivel y se le resta toda la que le entra a través de la desexcitación de otros niveles. De esta manera, esa diferencia de área supondrá una medida de lo que estamos poblando ese nivel directamente via reacción a núcleo compuesto.

Un análisis de este tipo plantea no pocos problemas. Por un lado, es fundamental tener un buen esquema de niveles, saber si las transiciones involucradas son dobletes, si están contaminadas y si se separan bien de su contaminación al integrar su área. Además, para las transiciones de baja energía, es necesario corregir su intensidad por conversión interna, aunque no siempre es posible pues se debe conocer previamente su carácter y orden multipolar.

Una vez conocemos las funciones de excitación de población directa de los niveles, como ya se mencionó en el capítulo segundo, su pendiente está relacionada con el espín del nivel. Los niveles de los que, o bien era conocido su espín en la literatura, o bien ha sido determinado en este trabajo mediante el análisis de los datos de distribución angular direccional y polarización de alguno de los gammas que desexcitan el mismo, se toman como patrones. Para una función de excitación de un nivel del cual no se conoce su espín o se desprende más de una posibilidad del análisis de distribución angular direccional y polarización, la comparación directa de la misma con las funciones de excitación ejemplo nos da información sobre el espín correcto. Si dos niveles tienen el mismo espín la forma y pendiente de sus funciones de excitación será prácticamente la misma y se diferenciará de la forma y pendiente correspondientes a funciones de excitación de niveles con una unidad de espín por encima o por debajo. Un ejemplo práctico de como se ha llevado a cabo este análisis se muestra en la figura 3.3. En ella se comparan las funciones de excitación de los niveles $2230\text{ keV } J = \frac{17}{2}$, $2711\text{ keV } J = \frac{19}{2}$ y 2898 keV de espín desconocido. Se ve la coincidencia existente entre este último y el correspondiente a $J = \frac{17}{2}$, lo cual permite seleccionar esta hipótesis de espín como la más probable.

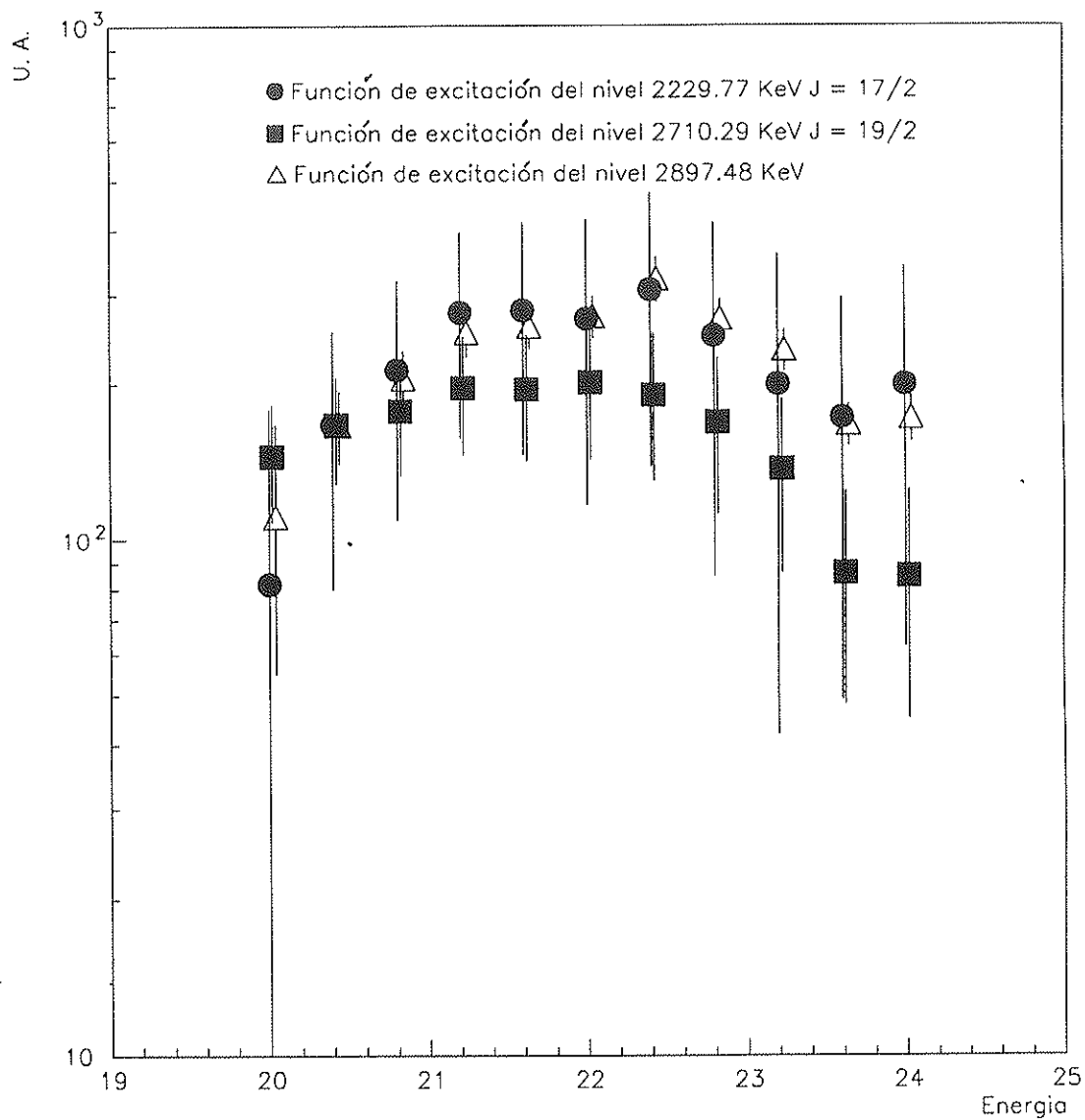


Figura 3.2: Función de excitación de población directa para los niveles 2230 keV $J = \frac{17}{2}$, 2711 keV $J = \frac{19}{2}$, y 2898 keV de espín desconocido. La gran similitud entre esta última y la correspondiente a $J = \frac{17}{2}$, permite asignar éste como espín más probable para el nivel 2898 keV.

3.3 Análisis de los cocientes de Correlaciones Direccionales de estados Orientados: DCO

Como se ha explicado en el capítulo 2, se construyeron dos matrices una la inversa de la otra, que contenían las coincidencias del detector situado a 90° con los detectores situados a 45° y 135° . En estas matrices, se han puesto ventanas energéticas en cada gamma y se han integrado, de la manera que se explicó en la primera sección del anterior capítulo, los picos de las transiciones gamma justo encima o debajo de la que hemos puesto la ventana.

Como ya se comentó, las eficiencias de los detectores considerados son las mismas excepto para bajas energías donde las discrepancias son mayores. Es por ello que se ha procedido a hallar el cociente directamente entre las áreas. La validez del método viene avalada, como se indicó en el capítulo 2, por la coincidencia entre el valor teórico y experimental para el cociente *DCO* de determinadas transiciones para las cuales se conocen los espines de los niveles que conectan y se trata o bien de transiciones eléctricas o bien de magnéticas con un grado de mezcla conocido, considerando en todos los casos el mismo grado de alineamiento de los niveles que para el análisis de distribuciones angulares y polarización.

Como ejemplo, en la figura 3.3 se muestra el pico correspondiente a la transición 944.86 keV en los espectros en coincidencia con la ventana energética de 1104.86 keV para cada una de las matrices. Se han superpuesto los dos espectros de tal manera que se puede apreciar directamente la diferencia de áreas para estos picos en uno y otro.

Como ya se indicó en el capítulo anterior y como se deduce de la figura 2.16, ésta es una medida bastante menos determinante que la de distribución angular direccional, especialmente para el caso de multipolos de carácter magnético. Esto se ve aumentado por el hecho de que al tratarse de una medida en coincidencia, la estadística de los picos es en general bastante reducida, siendo ésta la fuente de error principal, muy por encima de las posibles diferencias en eficiencia que se comentaron en el párrafo anterior.

La tabla 3.3 muestra los resultados de los cocientes de *DCO* para aquellas transiciones con mayor estadística. Los cocientes han sido calculados según 2.21.

3.4 Niveles Energéticos del Núcleo ^{145}Sm

A continuación se da en la tabla 3.4 la lista de los niveles energéticos del núcleo ^{145}Sm observados en este trabajo. Además de la energía de cada uno de ellos, se da su espín y paridad siempre que haya sido posible su obtención. Aunque esta tabla encierra parte de la información de la tabla 3.2 correspondiente a las transiciones gamma, es mucho más completa pues en ella se incluye el análisis del experimento

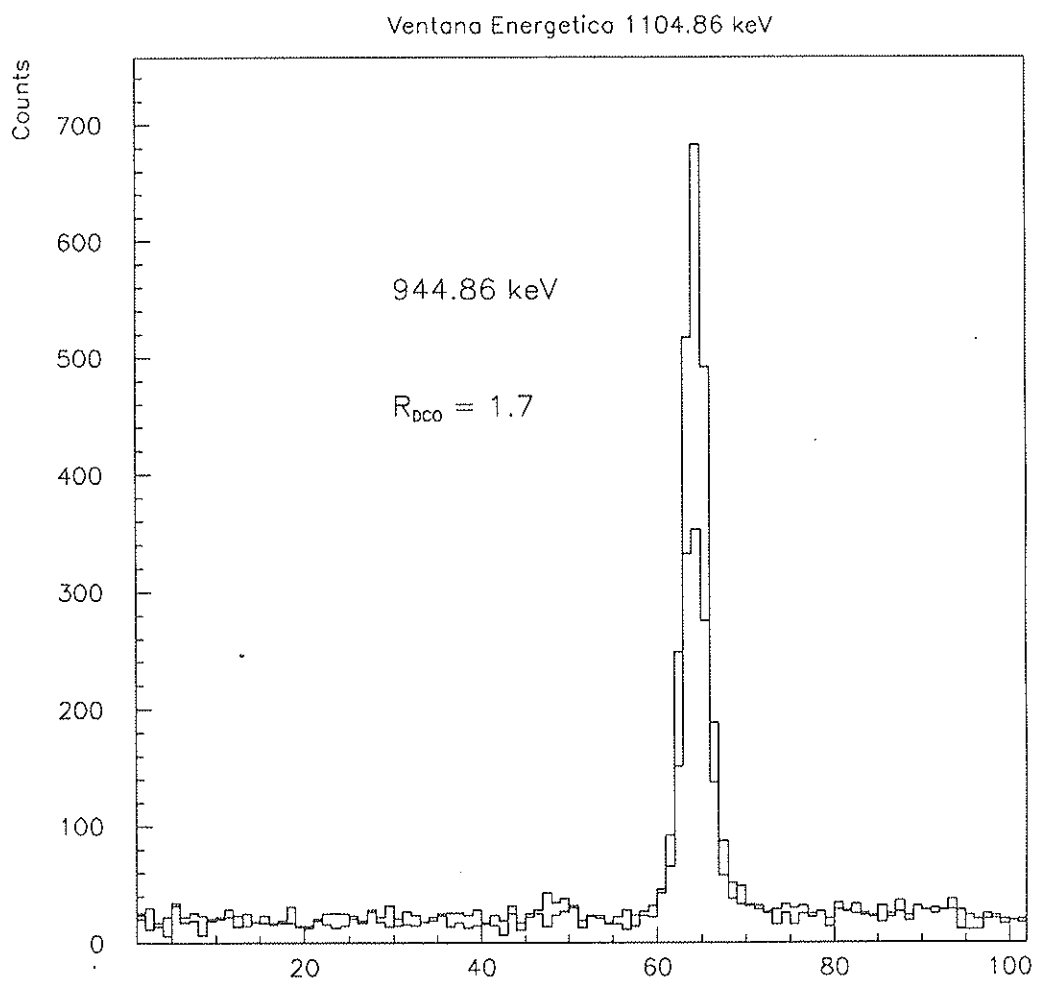


Figura 3.3: Espectros en coincidencia con la ventana energética de 1104.86 keV. El pico corresponde a la transición 944.85 keV. Uno corresponde a la matriz detector a 90° frente detectores a 45° y el otro a su inversa. Los dos espectros se han representado en la misma escala y se puede apreciar directamente el cociente de DCO.

de funciones de excitación según se explicó en la sección anterior, así como cualquier otra información espectroscópica relevante (DCO,...) que haya podido ser utilizada. Información más detallada, al igual que en el caso de la tabla anterior, se puede encontrar en el **Apéndice B**.

3.5 Esquema de niveles del ^{145}Sm

El fruto de todo este análisis viene compilado en la figura que se presenta al final de esta tesis. Se trata del esquema de niveles del ^{145}Sm . En él se presentan los estados excitados con su espín-paridad cuando se conoce o entre paréntesis con más de una posibilidad en algunos casos si el resultado del análisis no ha sido concluyente y no se trata de un nivel conocido en la literatura con espín-paridad firme.

Además en la figura 3.4 se han representado la intensidad de población directa normalizada al estado de más baja energía de excitación (estado "Yrast") para los estados en que ha sido posible. Como se observa de la figura, para un cierto espín, a medida que vamos subiendo en energía de excitación, la intensidad de población directa va disminuyendo. Esta propiedad ya se comentó en el capítulo dos al hablar de la sección eficaz de población directa.

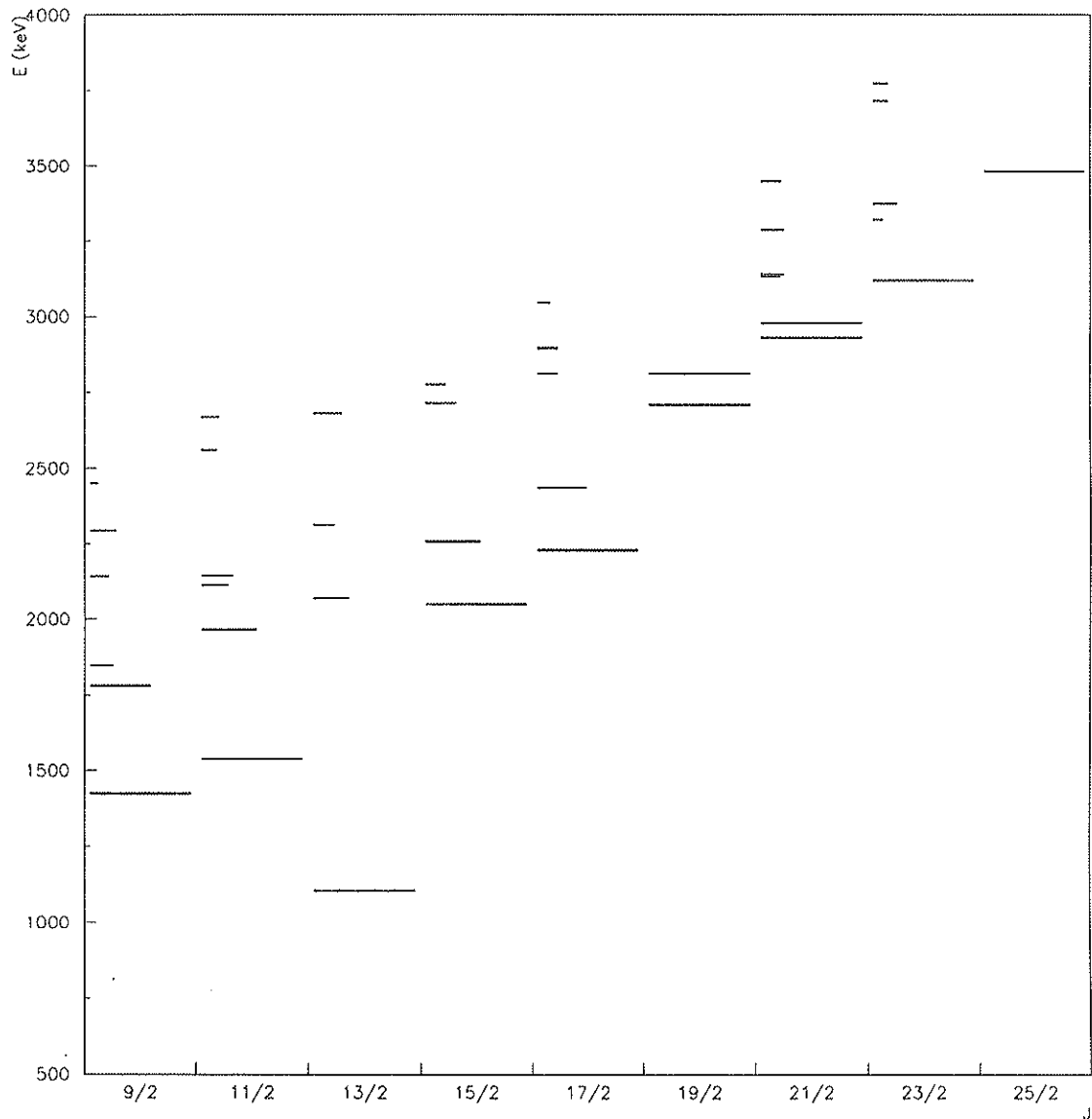


Figura 3.4: Diagrama "Yrast" para los estados excitados del núcleo ^{145}Sm . La longitud de las rayas para cada valor del espín representa la intensidad de población directa normalizada a la del estado "Yrast" que se ha tomado como una unidad.

$E_{ventana}$ en keV	$E_{observada}$ en keV	R_{DCO}
140.05	203.1	0.6(3)
	329.9	1.0(5)
	363.98	1.00(9)
	973.22	1.0(3)
180.06	480.52	0.94(3)
	667.72	1.3(4)
	734.79	1.15(9)
188.86	203.	1.2(5)
	329.9	0.9(3)
	339.9	0.9(3)
	363.98	0.87(6)
	973.22	1.4(7)
209.95	235.17	1.3(2)
219.5	188.86	1.02(8)
	203.	0.8(3)
	209.95	0.62(11)
	391.78	0.95(14)
	445.51	0.7(2)
	784.66	1.0(4)
268.22	140.05	1.06(5)
	396.7	0.81(11)
	496.4	0.9(4)
306.1	192.6	1.7(8)
363.98	289.6	1.0(5)
	306.1	0.8(2)
	438.3	1.07(10)
391.78	161.	1.4(5)
	579.78	0.9(3)
438.3	170.9	1.2(5)
	306.1	0.8(2)
	498.8	0.8(3)

Tabla 3.3 : Parte I: Resultados experimentales para los Cocientes de DCO .

$E_{ventana}$ en keV	$E_{observada}$ en keV	R_{DCO}
480.52	219.5	1.01(6)
	268.22	1.14(5)
	577.44	1.0(5)
493.6	188.86	1.49(9)
	203.	1.1(3)
	209.95	1.03(13)
	332.4	1.4(6)
	357.7	0.9(3)
	391.78	1.33(17)
	445.51	1.3(5)
	784.66	1.6(5)
734.79	169.1	0.9(5)
	175.3	0.84(14)
	323.0	1.4(7)
	484.4	1.3(5)
893.92	542.68	0.9(3)
	653.5	1.2(6)
944.85	180.06	0.93(3)
	933.98	0.7(4)
1104.86	944.85	1.66(8)
	1331.25	1.07(10)
	1154.43	1.8(11)
	1707.9	1.5(8)
1331.25	461.36	2.0(8)
	493.6	1.00(6)
1423.1	434.6	1.0(2)
	689.9	0.9(4)
1707.9	218.9	0.77(14)

Tabla 3.3: Parte II: Resultados experimentales para los Cocientes de DCO .

$E_{\text{nivel}} \text{ (keV)}$	J^π	Comentario
0.	$\frac{7}{2}^-$	<i>d</i>
893.92(8)	$\frac{3}{2}^-$	<i>c, e, f, g, h</i>
1104.86(5)	$\frac{13}{2}^+$	<i>a, e, g, h, i, j</i>
1423.1(3)	$\frac{9}{2}^-$	<i>a, b, c, e, f, g</i>
1436.60(11)	$\frac{1}{2}^+$	<i>c, f, g, h</i>
1537.6(2)	$\frac{11}{2}^-$	<i>a, b, g, j</i>
1547.07(17)	$\frac{3}{2}^+$	<i>c, f, g, h</i>
1607.70	$\frac{1}{2}^-$	<i>b, f, g, h</i>
1628.1(5)	$\frac{3}{2}^+$	<i>f, g, h</i>
1658(1)	$\frac{5}{2}^-$	<i>b, e, f</i>
1729.0	$\frac{1}{2}^+$	<i>b, e, f, h</i>
1779.5(5)	$\frac{9}{2}^-$	<i>b, e, f, h</i>
1804(1)	$\frac{5}{2}^+$	<i>e, f, g</i>
1847.4(4)	$\frac{9}{2}^+$	<i>b, e, f, g</i>
1857.7(4)	$\frac{7}{2}^+$	<i>b, c, f, g</i>
1876.3(2)	$\frac{7}{2}^-$	<i>b, e, f</i>
1966.44(12)	$\frac{11}{2}$	<i>b</i>
1972.8(5)	$\frac{3}{2}^-$	<i>e, f</i>
1997(1)	$\frac{5}{2}^-$	<i>b, e, f, h</i>
2049.17(7)	$\frac{15}{2}^-$	<i>a, b, c, i, j</i>
2069.70(9)	$\frac{13}{2}^-, (\frac{15}{2}^+)$	<i>a, b</i>
2110.2(5)	$\frac{5}{2}^-, \frac{7}{2}^-$	<i>b, f</i>
2112.9(2)	$\frac{11}{2}$	<i>b, c, g</i>
2142(1)	$\frac{7}{2}, \frac{9}{2}$	<i>b</i>
2146.5(3)	$\frac{11}{2}$	<i>b, h</i>
2191(1)	$\frac{7}{2}^+$	<i>b, f, h</i>
2229.77(8)	$\frac{17}{2}^-$	<i>a, b, c, i, j</i>
2259.29(9)	$\frac{15}{2}^-$	<i>a, b, c</i>

Tabla 3.4 : Parte I: Listado de niveles energéticos correspondientes al ^{145}Sm .

$E_{\text{nivel}} \text{ (keV)}$	J^π	Comentario
2295.5(6)	$\frac{9}{2}^{(+)}$	a, b, f
2313.3(5)	$\frac{11}{2}^-, \frac{13}{2}^-$	a, b
2330.9(5)	$\frac{11}{2}^-$	h
2436.11(11)	$\frac{17}{2}^+$	a, b, c, i, j
2451(1)	$\frac{7}{2}, \frac{9}{2}$	b
2454.87(12)	$\frac{11}{2}^-$	a, b, h
2511.3(5)	—	f, h
2561.1(5)	$\frac{11}{2}$	b, h
2668.1(3)	$\frac{11}{2}^+, (\frac{13}{2}^+)$	a, b
2681.4(5)	$\frac{13}{2}^+$	a, e, g
2710.29(9)	$\frac{19}{2}^-$	a, b, c, i, j
2714.2(5)	$(\frac{15}{2}^-)$	a
2747.3(6)	$(\frac{11}{2})$	b
2776.5(5)	$(\frac{15}{2}^-)$	a, b
2813.0(3)	$(\frac{17}{2}^+, \frac{15}{2}^-)$	a, b, j
2884.4(5)	—	—
2897.48(16)	$(\frac{19}{2}^-)$	a, b, c, j
2912.7(5)	—	—
2920.7(5)	$\frac{13}{2}^+, (\frac{11}{2}^+, \frac{15}{2}^+)$	a, b
2929.8(2)	$\frac{21}{2}^+$	a, b, c, i, j
2964.56(9)	$\frac{19}{2}^+$	a, b, c, i, j
2978.51(10)	$\frac{21}{2}^+$	a, c, j
2984.2(6)	$\frac{15}{2}^-, \frac{13}{2}^\pm$	b, c
3031.8(4)	$(\frac{19}{2}^+)$	a, c, j
3044.7(5)	$(\frac{17}{2}^+)$	a, b
3077.7(3)	—	—
3085.0(5)	—	—

Tabla 3.4 : Parte II: Listado de niveles energéticos correspondientes al ^{145}Sm .

$E_{\text{nivel}} \text{ (keV)}$	J^π	Comentario
3118.56(11)	$\frac{23^+}{2}$	a, b, c, i, j
3120.2(2)	—	—
3131(1)	—	—
3133.4(3)	$(\frac{21^+}{2}, \frac{19^\pm}{2})$	c
3140.0(2)	$\frac{21^+}{2}$	a, c
3246.8(5)	—	—
3262.5(4)	$(\frac{21^-}{2}, \frac{19^\pm}{2})$	c
3287.60(14)	$\frac{21^+}{2}, (\frac{19^+}{2})$	a, b, c
3321.5(2)	$\frac{23^+}{2}$	a, b, c, i, j
3374.4(5)	—	—
3375.2(2)	$\frac{23^+}{2} (\frac{19^+}{2}, \frac{21^+}{2})$	a, b, c
3398.4(2)	$\frac{19^+}{2}$	a, b
3428.2(5)	—	—
3448.6(2)	$\frac{21^+}{2}$	a, b, c
3474.9(5)	$(\frac{23}{2}, \frac{21}{2}, \frac{19}{2})$	a, c
3483.2(3)	$\frac{25^+}{2}$	a, b, c, i, j
3592.1(5)	—	—
3629.5(4)	—	—
3645.4(5)	—	—
3662.9(5)	—	—
3714.5(3)	$\frac{23^+}{2} (\frac{19^+}{2}, \frac{21^+}{2})$	a, c
3772.4(5)	$(\frac{23^+}{2})$	a, c
3821.8(2)	—	—
3901.5(3)	$(\frac{25^+}{2}, \frac{21^+}{2}, \frac{23^+}{2})$	a, c
3921.5(4)	$\frac{27^+}{2}$	a, b, c, j
3988.0(3)	—	—

Tabla 3.4 : Parte III: Listado de niveles energéticos correspondientes al ^{145}Sm .

$E_{\text{nivel}} \text{ (keV)}$	J^π	Comentario
4023.3(5)	—	—
4092.1(3)	$(\frac{25}{2})$	<i>a, c, j</i>
4163.0(3)	—	—
4213.3(5)	—	—
4227.7(4)	$(\frac{27}{2})$	<i>a, c, j</i>
4229.0(5)	—	—
4360.6(5)	—	—
4378.0(6)	—	—
4388.5(2)	$(\frac{27}{2})$	<i>j</i>
4420.4(6)	$\frac{29}{2}^+$	<i>c, j</i>
4452.0(3)	—	<i>a, j</i>
4597.1(6)	—	—
4647.3(4)	$(\frac{29}{2})$	<i>j</i>
4740.4(6)	$\frac{29}{2}^+$	<i>j</i>
4868.6(6)	$(\frac{29}{2})$	<i>j</i>

Tabla 3.4 : Parte IV: Listado de niveles energéticos correspondientes al ^{145}Sm .

- a-) Espín asignado a partir del análisis de distribución angular más polarización.
- b-) Espín asignado a partir del análisis de funciones de excitación de población directa de los niveles nucleares.
- c-) Espín asignado a partir del análisis de los cocientes de DCO.
- d-) Conocido previamente en el trabajo [NDS]
- e-) Conocido previamente en el trabajo [SEI83]
- f-) Conocido previamente en el trabajo [ADA86]
- g-) Presentado en la Conferencia [TRA86]
- h-) Conocido previamente en el trabajo [KAD90]
- i-) Conocido previamente en el trabajo [PII91]
- j-) Conocido previamente en el trabajo [ODA94]

Capítulo 4

Discusión de los resultados y conclusiones

Como se ha mostrado en la introducción, existe una extensa literatura sobre el ^{145}Sm debido a la accesibilidad de este núcleo a través de diversos tipos de reacciones entre los que destacan las de “pick-up ” y “stripping” de un neutrón, reacciones en haz y desintegración β . El primer trabajo con reacciones de “Stripping” o captura de un nucleón por el blanco es del año 1965 aunque los mejores resultados se obtuvieron unos años más tarde ya que hay una diferencia cuantitativa importante en cuanto a la resolución cuando se empezaron a usar espectrógrafos magnéticos. En lo referente a las reacciones de “Pick-up” o extracción de un nucleón, sólo han sido posibles recientemente a partir de la construcción de blancos radiactivos.

En lo referente a reacciones en haz, las referencias dadas en la introducción se refieren a trabajos que se han limitado al estudio de los niveles “Yrast” (excepto [TRA86]). Nosotros elegimos la reacción de tal manera que esperábamos poblar de manera no selectiva todos los estados hasta 2.5 MeV de energía y así ser capaces de ver todos los estados dentro de esta ventana de energía. Esto ha sido fundamental a la hora de interpretar la estructura del ^{145}Sm ya que nos ha permitido conocer todos los miembros de cada uno de los multipletes de las diversas configuraciones de tres cuasipartículas (figuras 4.6, 4.15 y 4.16) dentro de nuestra ventana de sensibilidad.

Como también se comentó en la introducción, la interpretación de los estados en términos de estructura nuclear la vamos a abordar desde el punto de vista del modelo de capas semiempírico ([BLO83] y Apéndice A). Nos proponemos calcular los estados de tres cuasipartículas a partir de las configuraciones de dos cuasipartículas en los núcleos vecinos. Esto ha sido posible gracias a que los núcleos vecinos han sido muy bien estudiados en los últimos años y entendida su estructura a la luz del modelo de capas.

En nuestro estudio nos limitaremos a unos cuantos orbitales activos más las posibles excitaciones del “core”. Desde este punto de vista, tenemos un neutrón

de valencia en la capa $\nu f_{7/2}$ en el estado fundamental y tendremos en cuenta las excitaciones de neutrón a los orbitales $\nu p_{3/2}$, $\nu h_{9/2}$, $\nu p_{1/2}$, $\nu f_{5/2}$ e $\nu i_{13/2}$. Éstas se conocen de las reacciones de transferencia que como comentaremos posteriormente aportan una información valiosísima en torno a la estructura de los estados. El siguiente paso es considerar que el ^{145}Sm puede ser descrito como un "core" constituido por el ^{144}Sm más un neutrón de valencia. El "core" lo consideraremos activo y a los estados excitados del mismo les podemos acoplar el neutrón de valencia en alguno de los orbitales de neutrón antes mencionados, correspondiendo los estados de más baja energía al neutrón en el orbital $\nu f_{7/2}$.

Dentro de esta imagen en la cual queremos interpretar los estados excitados del ^{145}Sm vamos a hacer un tratamiento por separado entre los niveles de paridad positiva y los de paridad negativa.

4.1 Interpretación de los niveles de paridad negativa

Los estados hasta aproximadamente 2.5 MeV en el ^{144}Sm son estados de paridad positiva $\pi = +$, si exceptuamos la excitación octupolar que es un estado $J^\pi = 3^-$. Los orbitales de neutrón para $N > 82$ pertenecen a la capa de oscilador armónico de número cuántico principal $N = 5$, con excepción del $\nu i_{13/2}$ que es un estado intruso de la capa de oscilador armónico de número cuántico principal $N = 6$. Por tanto la paridad de estos estados de cuasipartícula de neutrón es $\pi = -$ y uno espera que todos los estados en el ^{145}Sm dentro de una ventana de energía de 2.5 MeV sean estados de paridad negativa como resultado de acoplar el neutrón con las excitaciones del "core" o por ser estados de monopartícula, con excepción de los resultantes del acoplamiento con el octupolo que tendrán paridad positiva y los cuales se tratarán más adelante y del estado $\nu i_{13/2}$ que como veremos más adelante está a más energía de excitación.

Dado que la primera excitación de cuasipartícula de neutrón $\nu f_{7/2} \rightarrow \nu p_{3/2}$ está a aproximadamente 1 MeV de energía de excitación y que el primer estado excitado en el núcleo ^{144}Sm está a 1.7 MeV , dentro de la ventana energética de 2.5 MeV que estamos considerando podemos suponer que los estados excitados corresponden a una configuración de dos huecos de protón π^{-2} en ^{144}Sm acoplados a neutrón en el orbital $\nu f_{7/2}$. Esto se representa esquemáticamente en la figura 4.1.

Pero estos multipletes no van a estar degenerados pues existe una interacción residual nucleón-nucleón que modifica las energías de los miembros de cada multiplete, rompiendo la degeneración. La magnitud de la interacción nucleón-nucleón en esta zona de la tabla nuclear se puede extraer empíricamente de los núcleos ^{144}Sm y ^{146}Eu que han sido estudiados en los trabajos [RIC91] y [ERC82] respectivamente ya que en estos trabajos se asignan los estados observados experimentalmente a cada

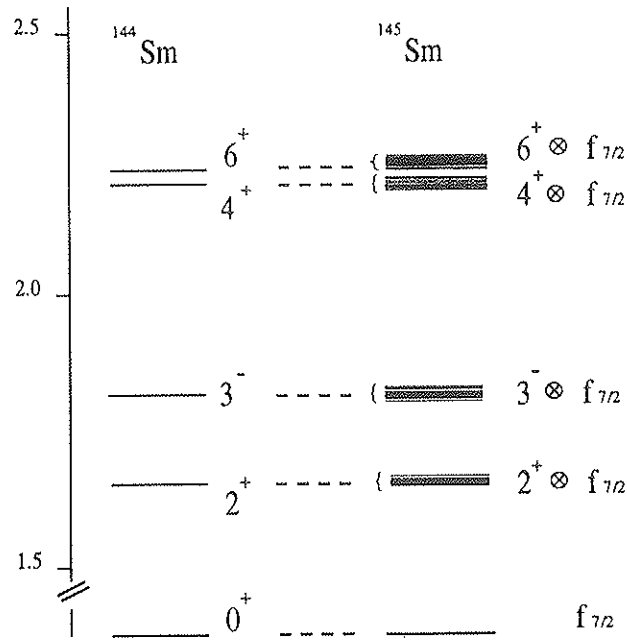


Figura 4.1 : Estados excitados en el ^{144}Sm y los multipletes degenerados en ^{145}Sm como resultado del acoplamiento de un neutrón en $\nu f_{7/2}$.

J^π	$\pi d_{5/2}^{-2}$	$\pi d_{5/2}^{-1} \pi g_{7/2}^{-1}$	$\pi g_{7/2}^{-2}$
0^+	0 keV	—	2478 keV
1^+	—	2645 keV	—
2^+	1660 keV	2661 keV	2800 keV
3^+	—	2688 keV	—
4^+	2191 keV	2588 keV	3019 keV
5^+	—	2707 keV	—
6^+	—	2323 keV	3079 keV

Tabla 4.1 : Energías experimentales de los miembros de los multipletes con dos huecos de protón en los orbitales $d_{5/2}$ y $g_{7/2}$ extraídas del trabajo [RIC91] para el núcleo ^{144}Sm .

una de las subestructuras de dos cuasipartículas en las que vamos a descomponer nuestras configuraciones de tres cuasipartículas y se conocen los miembros de cada multiplete y su separación respecto de la energía no perturbada. Los valores vienen reflejados en las tablas 4.1 y 4.2.

Utilizando como ingredientes estas energías de excitación podemos calcular los

J^π	$\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} \nu f_{\frac{7}{2}}$	$\pi g_{\frac{7}{2}}^{-1} \nu f_{\frac{7}{2}}$
0^-	—	(1300 keV)
1^-	(1210 keV)	385 keV
2^-	230 keV	498 keV
3^-	115 keV	421 keV
4^-	0 keV	331 keV
5^-	14 keV	316 keV
6^-	289 keV	373 keV
7^-	—	648 keV

Tabla 4.2: Energías experimentales de los miembros de los multipletes hueco de protón en los orbitales $d_{\frac{5}{2}}$ y $g_{\frac{7}{2}}$ con partícula de neutrón en el orbital $f_{\frac{7}{2}}$ extraídas del trabajo [ERC82] para el núcleo ^{146}Eu . Las cantidades entre paréntesis indican que no se conoce el estado y se trata de una estimación de la energía a la que se encuentra.

estados de cada configuración en el ^{145}Sm pues tenemos todos los ingredientes necesarios. Se tratará de ir acoplando en momento angular los miembros de cada multiplete de las configuraciones de dos cuasipartículas que contribuyen a un estado de la configuración de tres cuasipartículas en ^{145}Sm . Para el caso del estado de máximo alineamiento el cálculo no es complicado y se mostrará a modo de ejemplo para las diversas configuraciones. Vamos a considerar primeramente el multiplete $\pi d_{\frac{5}{2}}^{-2} \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$ que está representado esquemáticamente en la figura 4.2. Los dos protones en $\pi d_{\frac{5}{2}}^{-2}$, dado que son dos partículas idénticas en el mismo orbital, se pueden acoplar a los espines 0^+ , 2^+ , 4^+ a los que acoplaremos el neutrón en $\nu f_{\frac{7}{2}}$. La energía del estado de máximo alineamiento, viene dada por las fórmulas del **Apéndice A** de la siguiente manera:

$$\begin{aligned}
 E\left(\frac{15}{2}^-, \pi d_{\frac{5}{2}}^{-2}, \nu f_{\frac{7}{2}}, {}^{145}\text{Sm}\right) = \\
 E(4^+, \pi d_{\frac{5}{2}}^{-2}, {}^{144}\text{Sm}) + 2E(6^-, 5^-, \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1}, \nu f_{\frac{7}{2}}, {}^{146}\text{Eu}) - \\
 2E(\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1}, {}^{145}\text{Eu}) - E(\nu f_{\frac{7}{2}}, {}^{147}\text{Gd}) + S
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

donde por un lado se restan las excitaciones de una partícula, ya que se ha hecho un doble recuento y por otro lado se renormaliza a las masas de los núcleos en donde se han medido dichas energías. Este término S lo podemos calcular a partir de las masas para cada uno de los núcleos considerados que vienen tabulados en [AUD93] según:

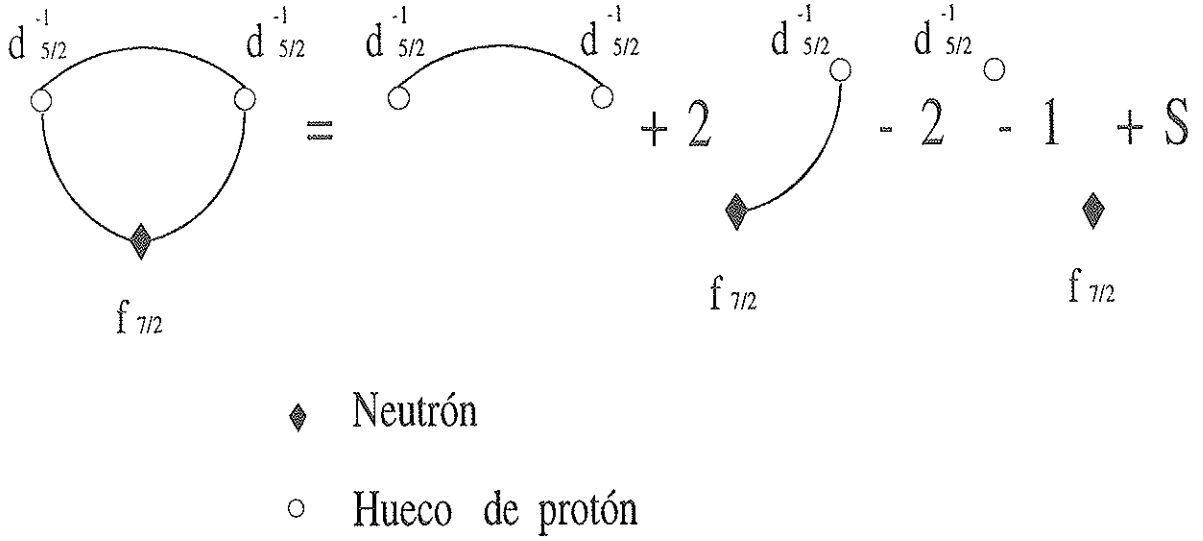


Figura 4.2 : Representación esquemática de la configuración $(\pi d_{5/2}^{-2}) \otimes \nu f_{7/2}$.

$$S = M(^{146}\text{Gd}) - M(^{147}\text{Gd}) - 2M(^{145}\text{Eu}) + 2M(^{146}\text{Eu}) + M(^{144}\text{Sm}) - M(^{145}\text{Sm}) = -296\text{keV} \quad (4.2)$$

El cálculo se muestra en la figura 4.3.

El término $E(6^-, 5^-, \pi d_{5/2}^{-1}, \nu f_{7/2}, ^{146}\text{Eu})$ lo podemos calcular a partir:

$$E(6^-, 5^-, \pi d_{5/2}^{-1}, \nu f_{7/2}, ^{146}\text{Eu}) = U^2\left(\frac{5}{2}, \frac{5}{2}, \frac{15}{2}, \frac{7}{2}; 4, 5\right) E(5^-, \pi d_{5/2}^{-1}, \nu f_{7/2}, ^{146}\text{Eu}) + U^2\left(\frac{5}{2}, \frac{5}{2}, \frac{15}{2}, \frac{7}{2}; 4, 6\right) E(6^-, \pi d_{5/2}^{-1}, \nu f_{7/2}, ^{146}\text{Eu}) \quad (4.3)$$

donde los coeficientes U pesan la contribución de cada uno de los estados padres $J^\pi = 6^-$ y 5^- al estado final $J^\pi = \frac{15}{2}^-$.

Finalmente nos queda que la energía esperada para el estado $\frac{15}{2}^-$ es:

$$E\left(\frac{15}{2}^-, \pi d_{5/2}^{-2}, \nu f_{7/2}, ^{145}\text{Sm}\right) = 2191\text{ keV} + 2 \cdot (0.292 \cdot 14\text{ keV} + 0.708 \cdot 289\text{ keV}) + 0\text{ keV} + 0\text{ keV} - 296\text{ keV} = 2312\text{ keV} \quad (4.4)$$

Este valor se usará para normalizar todos los estados de esta misma configuración.

+1	¹⁴⁶ Gd	-1	¹⁴⁷ Gd	= - 296 keV
-76097		-75367		
-2	¹⁴⁵ Eu	+2	¹⁴⁶ Eu	
-78001		-77127		
+1	¹⁴⁴ Sm	-1	¹⁴⁵ Sm	
-81975		-80661		

Figura 4.3: Cálculo del término de masa S para las configuraciones de paridad negativa. En cada recuadro se indica el coeficiente con el que interviene la masa (ángulo superior izquierdo), el núcleo y su correspondiente defecto de masa.

Para el resto de espines se ha utilizado el programa de acoplamiento angular MCB ([BOS87]). Para cada valor de espín en ^{145}Sm obtendremos una serie de estados calculados. La bondad del cálculo viene reflejada por el hecho de que se obtiene una energía de excitación para el estado fundamental $J^\pi = \frac{7}{2}^-$ de -7 keV .

La segunda configuración que vamos a calcular corresponde a los siguientes estados de paridad positiva observados en el "core" ^{144}Sm , $\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1}$ acoplados al neutrón en el orbital $\nu f_{\frac{7}{2}}$. En este caso, el cálculo del estado de máximo alineamiento es más sencillo todavía, dado que no tenemos dos partículas idénticas en el mismo orbital como ocurría en el anterior. Esta configuración viene representada en la figura 4.4.

El término de masa es el mismo que en el caso anterior pues las energías que intervienen en el cálculo se han extraído de los mismos núcleos. La energía de excitación del estado de $\frac{19}{2}^-$ viene dada por:

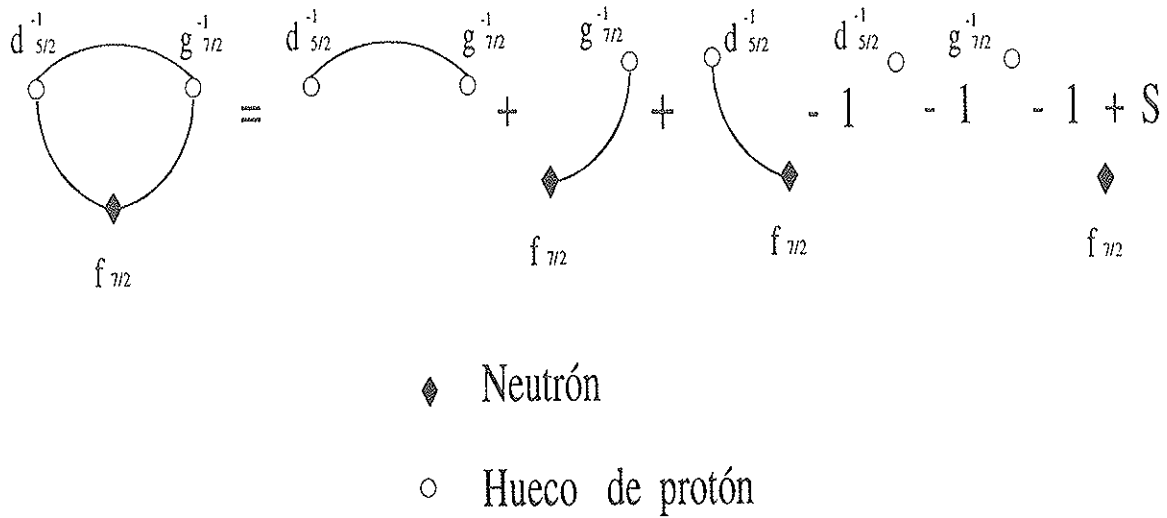
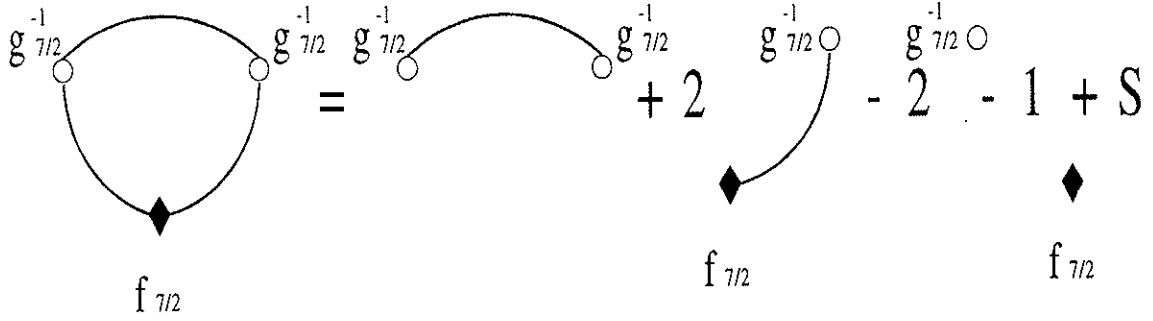


Figura 4.4 : Representación esquemática de la configuración $(\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1}) \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$.

$$\begin{aligned}
 & E\left(\frac{19}{2}^{-}, \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1}, \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1}, \nu f_{\frac{7}{2}}, {}^{145} S m\right) = \\
 & E\left(6^{+}, \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1}, \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1}, {}^{144} S m\right) + E\left(7^{-}, \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1}, \nu f_{\frac{7}{2}}, {}^{146} E u\right) + \\
 & E\left(6^{-}, \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1}, \nu f_{\frac{7}{2}}, {}^{146} E u\right) - E\left(\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1}, {}^{145} E u\right) - \\
 & E\left(\pi g_{\frac{7}{2}}^{-1}, {}^{145} E u\right) - E\left(\nu f_{\frac{7}{2}}, {}^{147} G d\right) + S = \\
 & 2323 \text{ keV} + 648 \text{ keV} + 289 \text{ keV} - 0 \text{ keV} - 330 \text{ keV} \\
 & - 0 \text{ keV} - 296 \text{ keV} = 2634 \text{ keV}
 \end{aligned} \tag{4.5}$$

La última configuración que consideraremos de estados de paridad negativa corresponde a dos huecos de protón en $(\pi g_{\frac{7}{2}}^{-2})$ acoplados a neutrón en $\nu f_{\frac{7}{2}}$. Aquí, al igual que en la primera configuración, tenemos dos partículas idénticas en el mismo orbital. Esta configuración se representa esquemáticamente en la figura 4.5.

El término de masa vuelve a ser el mismo y la energía de excitación del estado de máximo alineamiento viene dada por:



◆ Neutrón

○ Hueco de protón

Figura 4.5 : Representación esquemática de la configuración $(\pi g_{7/2}^{-2}) \otimes \nu f_{7/2}$.

$$\begin{aligned}
 E(\frac{19}{2}^-, \pi g_{7/2}^{-2}, \nu f_{7/2}, ^{145}Sm) = \\
 E(6^+, \pi g_{7/2}^{-2}, ^{144}Sm) + 2E(7^-, 6^-, \pi g_{7/2}^{-1}, \nu f_{7/2}, ^{146}Eu) - \\
 2E(\pi g_{7/2}^{-1}, ^{145}Eu) - E(\nu f_{7/2}, ^{147}Gd) + S
 \end{aligned} \quad (4.6)$$

De nuevo, el término $E(7^-, 6^-, \pi g_{7/2}^{-1}, \nu f_{7/2}, ^{146}Eu)$ lo podemos calcular a partir de los coeficientes U de la siguiente manera:

$$\begin{aligned}
 E(7^-, 6^-, \pi g_{7/2}^{-1}, \nu f_{7/2}, ^{146}Eu) = \\
 U^2(\frac{7}{2}, \frac{7}{2}, \frac{19}{2}, \frac{7}{2}; 6, 7)E(7^-, \pi g_{7/2}^{-1}, \nu f_{7/2}, ^{146}Eu) + \\
 U^2(\frac{7}{2}, \frac{7}{2}, \frac{19}{2}, \frac{7}{2}; 6, 6)E(6^-, \pi g_{7/2}^{-1}, \nu f_{7/2}, ^{146}Eu)
 \end{aligned} \quad (4.7)$$

El resultado vale:

$$\begin{aligned}
 E(\frac{19}{2}^-, \pi g_{7/2}^{-2}, \nu f_{7/2}, ^{145}Sm) = \\
 3079 \text{ keV} + 2 \cdot (0.750 \cdot 648 \text{ keV} + 0.250 \cdot 373 \text{ keV}) \\
 - 2 \cdot 330 \text{ keV} - 0 \text{ keV} - 296 \text{ keV} = 3281 \text{ keV}
 \end{aligned} \quad (4.8)$$

En la figura 4.6 se presentan los estados calculados correspondientes a las tres configuraciones explicadas junto con los niveles medidos experimentalmente en el ^{145}Sm .

En el caso de la configuración $\pi d_{\frac{5}{2}}^{-2} \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$ se encuentra que los estados calculados se pueden atribuir a cada uno de los posibles multipletes $0^+ \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$, $2^+ \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$ y $4^+ \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$ ya que en cada estado domina claramente una amplitud específica. Por eso, a lo largo de la discusión, se hará referencia a estos estados como los multipletes $0^+ \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$, $2^+ \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$ y $4^+ \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$. En el caso de la configuración $(\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1}, \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1}) \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$, sólo en el caso en que los huecos de protón se acoplan a 6^+ , los estados presentan una función de onda con una amplitud dominante $6^+ \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$. El resto de estados están muy mezclados no pudiendo ser asignados a ningún multiplete en concreto. Por ello en la discusión de esta configuración no hablaremos de multipletes, salvo en el caso mencionado.

Como se observa de la figura 4.6, los estados pertenecientes al multiplete $2^+ \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$ de la configuración $\pi d_{\frac{5}{2}}^{-2} \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$ están claramente separados en energía de los estados pertenecientes al multiplete $4^+ \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$ de la misma configuración. La asignación de estados experimentales observados como los miembros de $2^+ \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$ se ha realizado en base a criterios energéticos pues no existen a dichas energías otros posibles candidatos. Se observa que el acuerdo entre los estados observados y los calculados es excelente excepto para el estado $\frac{3}{2}^-$. Excluyendo este caso, la desviación máxima es de 124 keV . Más adelante volveremos a discutir este multiplete, haciendo referencia explícita al $\frac{3}{2}^-$.

En cuanto a los miembros del multiplete $4^+ \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$ y los miembros de los diversos multipletes de la configuración $(\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1}, \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1}) \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$, la asignación se va a discutir para cada espín ya que los miembros de más baja energía de la segunda configuración están incluso por debajo de los miembros del multiplete $4^+ \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$. Para el valor $J^\pi = \frac{19}{2}^-$ la asignación es clara pues junto al estado calculado correspondiente al multiplete $6^+ \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$, se observa un estado excitado experimental con el mismo espín-paridad a 76 keV por encima del mismo. Existe otro estado a 2897 keV pero la asignación de espín-paridad no es totalmente firme. En principio este estado se encuentra demasiado alejado para ser el miembro de máximo alineamiento de la configuración $(\pi g_{\frac{7}{2}}^{-2}) \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$.

Para $J^\pi = \frac{17}{2}^-$ tenemos dos estados calculados, uno perteneciente al multiplete $6^+ \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$ y otro más de la misma configuración pero muy separados en energía uno del otro. Se ha identificado el de más baja energía de excitación que se encuentra a 4 keV por debajo de la energía calculada.

Para $J^\pi = \frac{15}{2}^-$ tenemos tres estados correspondientes a multipletes de la configuración $(\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1}, \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1}) \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$ más un estado correspondiente al multiplete $4^+ \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$. Se han asignado los dos de más baja energía, pues estos dos estados están bastante

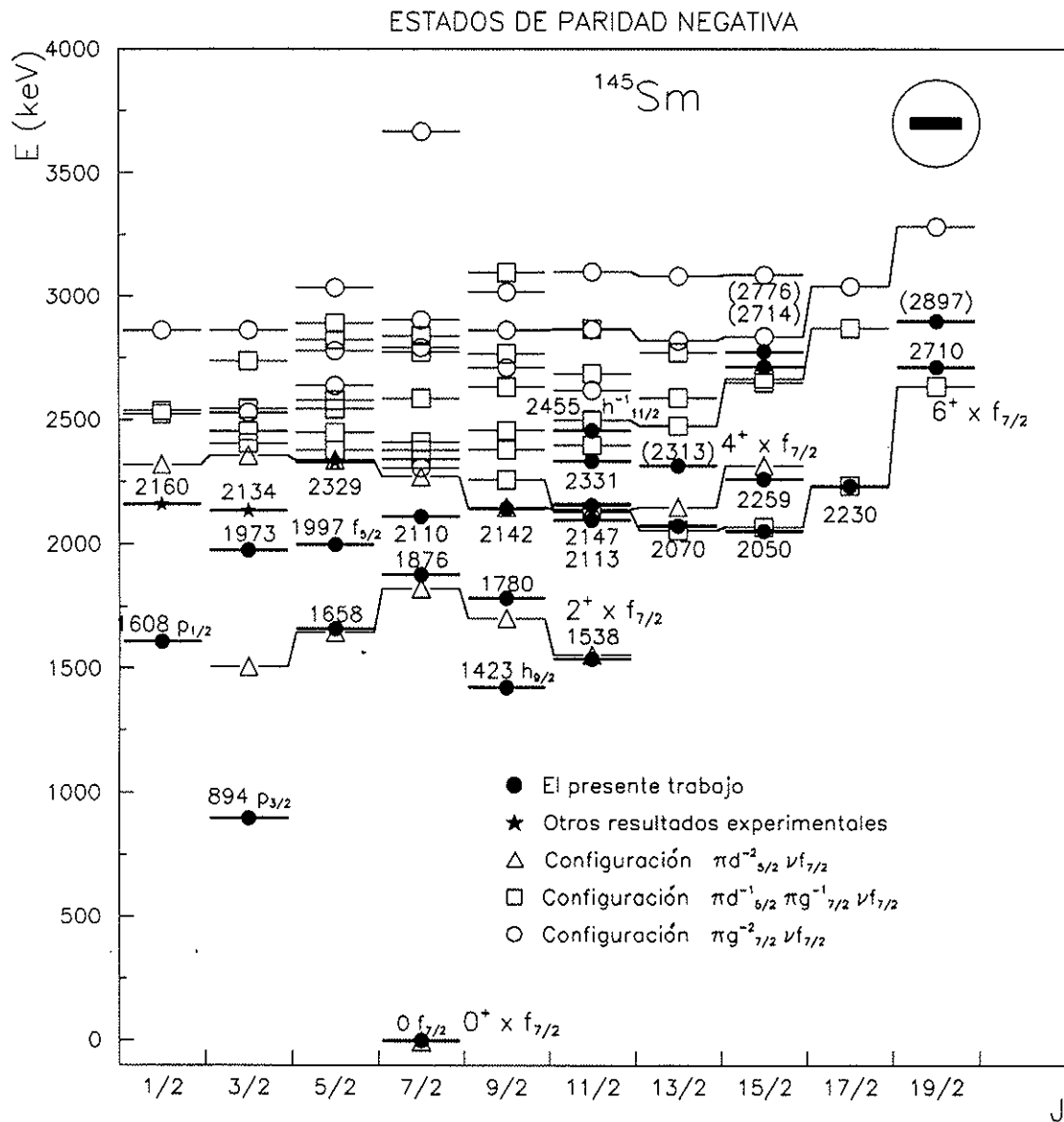


Figura 4.6 : Miembros de los diversos multipletes de paridad negativa calculados y estados excitados observados experimentalmente en el núcleo ^{145}Sm .

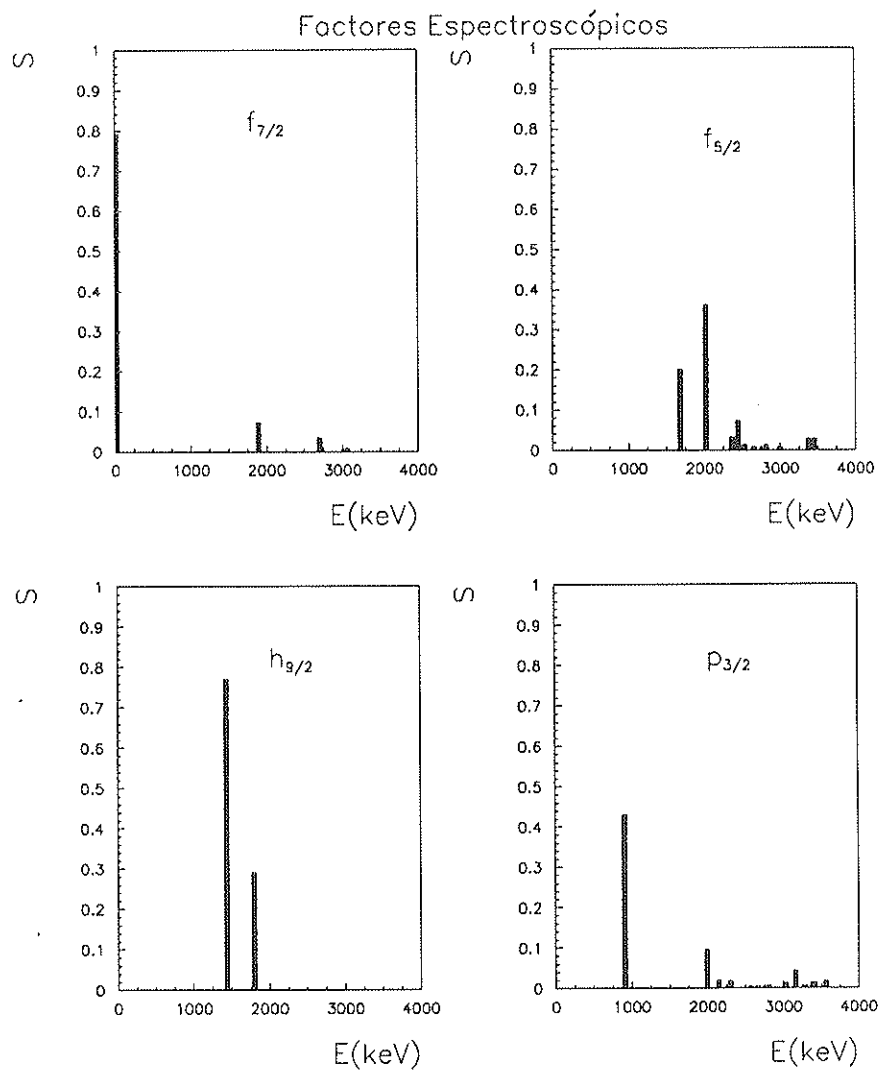


Figura 4.7: Factores espectroscópicos para los estados excitados del ^{145}Sm para un espín-paridad determinado.

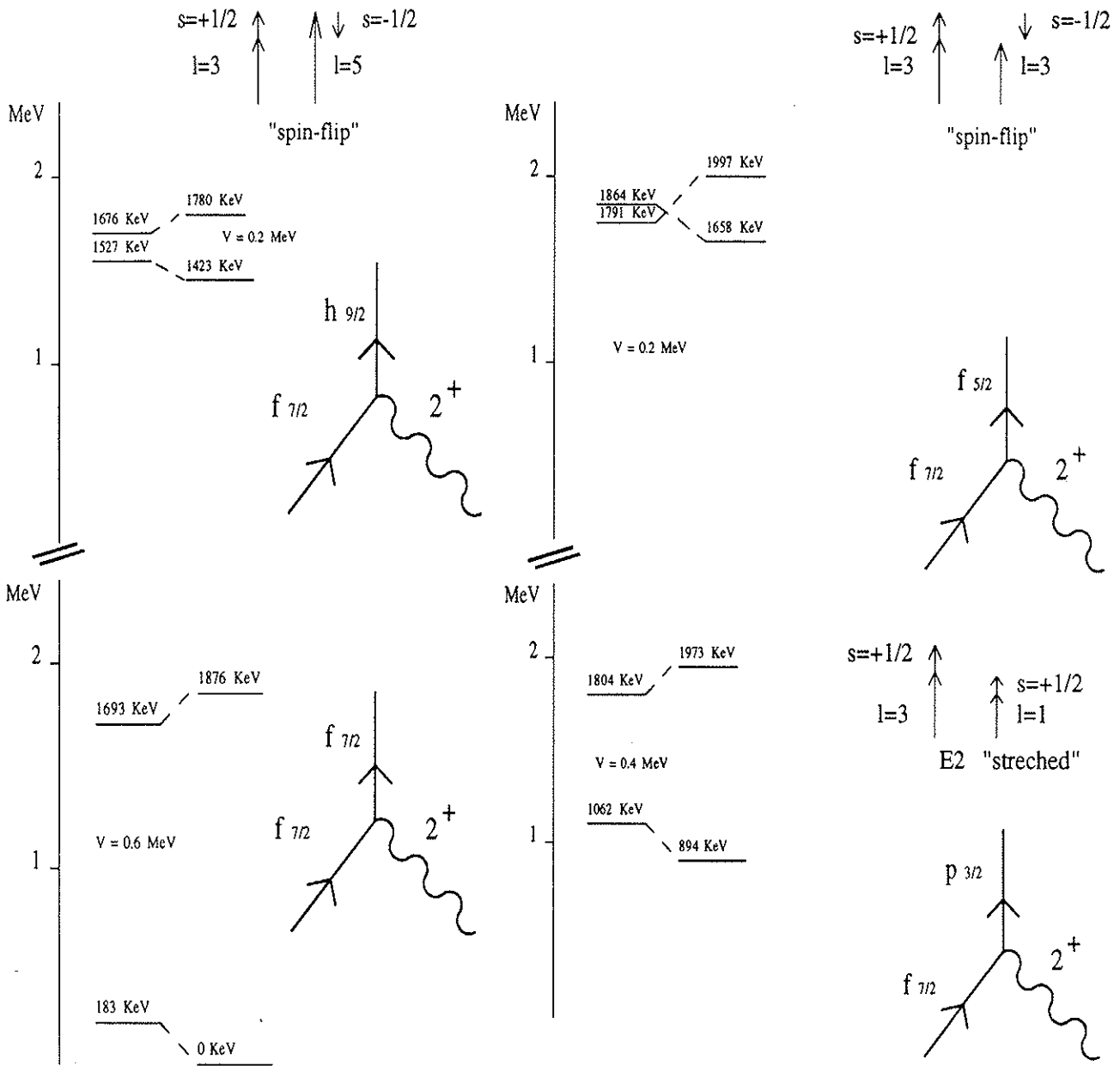


Figura 4.8: Diagramas de interacción, energías perturbadas, no perturbadas y el valor en la interacción en keV para los estados con $J^\pi \frac{3}{2}^-, \frac{5}{2}^-, \frac{7}{2}^-$ y $\frac{9}{2}^-$, correspondientes a la mezcla entre los miembros del multiplete $2^+ \otimes \nu f_{7/2}$ y los estados de neutrón $p_{3/2}, f_{5/2}, f_{7/2}$ y $h_{9/2}$ en el ^{145}Sm .

separados de los otros dos y a su vez entre ellos, permitiendo asignarle a cada uno una estructura distinta. Las diferencias en este caso entre estados calculados y estados experimentales es de 17 keV para el estado asignado como perteneciente a la configuración $(\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1}, \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1}) \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$ y 55 keV para el del multiplete $4^+ \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$ siendo la separación entre ambos de 192 keV que permite su asignación energética con un alto grado de confianza. Existen dos estados a 2714 y 2776 keV pero su asignación de espín-paridad no es del todo firme, aunque existen muy próximos en energía estados calculados que podrían dar perfecta cuenta de su presencia.

Para $J^\pi = \frac{13}{2}^-$ tenemos calculados cuatro estados de la configuración $(\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1}, \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1}) \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$, el de más baja energía a mucha distancia de los otros tres y cercano a un estado del multiplete $4^+ \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$. En este caso solo se observa experimentalmente un estado el cual puede ser de cualquiera de las dos configuraciones. Hay un estado a 2313 keV cuyo espín-paridad no es del todo firme, pero que tiene cerca estados calculados que podrían dar cuenta de él.

Para $J^\pi = \frac{11}{2}^-$ la situación es análoga al caso anterior, siendo los dos estados de más baja energía de excitación cada uno perteneciente a una configuración y estando separados del resto de estados para el mismo espín-paridad. Se observan experimentalmente dos estados prácticamente a la misma energía que la calculada que corresponden sin duda a estas dos configuraciones. Hay un estado a 2331 keV que tiene próximo un estado calculado de la configuración $(\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1}, \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1}) \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$.

Para $J^\pi = \frac{9}{2}^-$, sólo se observa un estado que está a 3 keV del calculado para el multiplete $4^+ \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$. El resto de estados que pertenecen a la otra configuración están separados en energía por encima de la hipotética línea que marca la sensibilidad de nuestro experimento y, de hecho, no hemos observado ningún otro $\frac{9}{2}^-$.

Para $J^\pi = \frac{7}{2}^-$ se observa un estado a 2110 keV , estando el estado calculado más próximo a 160 keV no siendo la asignación tan evidente.

Para $J^\pi = \frac{5}{2}^-$, $\frac{3}{2}^-$ y $\frac{1}{2}^-$, los miembros tanto del multiplete $4^+ \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$ como de la configuración $(\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1}, \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1}) \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$, están por encima de la línea de sensibilidad de nuestro experimento. Sin embargo en la figura 4.6 se han incluido algunos estados observados en reacciones de transferencia y en desintegración β por completitud. Son los estados 2329 keV , 2134 keV y 2160 keV . Mientras que el primero cae a la energía calculada los otros dos se apartan bastante del cálculo.

4.1.1 El multiplete $2^+ \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$

Vamos a volver a hablar del multiplete $2^+ \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$ de la configuración $\pi d_{\frac{5}{2}}^{-2} \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$. En la ventana energética entre 0 y 2 MeV están los miembros de este multiplete junto con los estados correspondientes a excitación de un neutrón, excepto para el espín $J^\pi = \frac{11}{2}^-$ para el cual tenemos el estado de hueco de neutrón $\nu h_{\frac{11}{2}}^{-1}$ que está

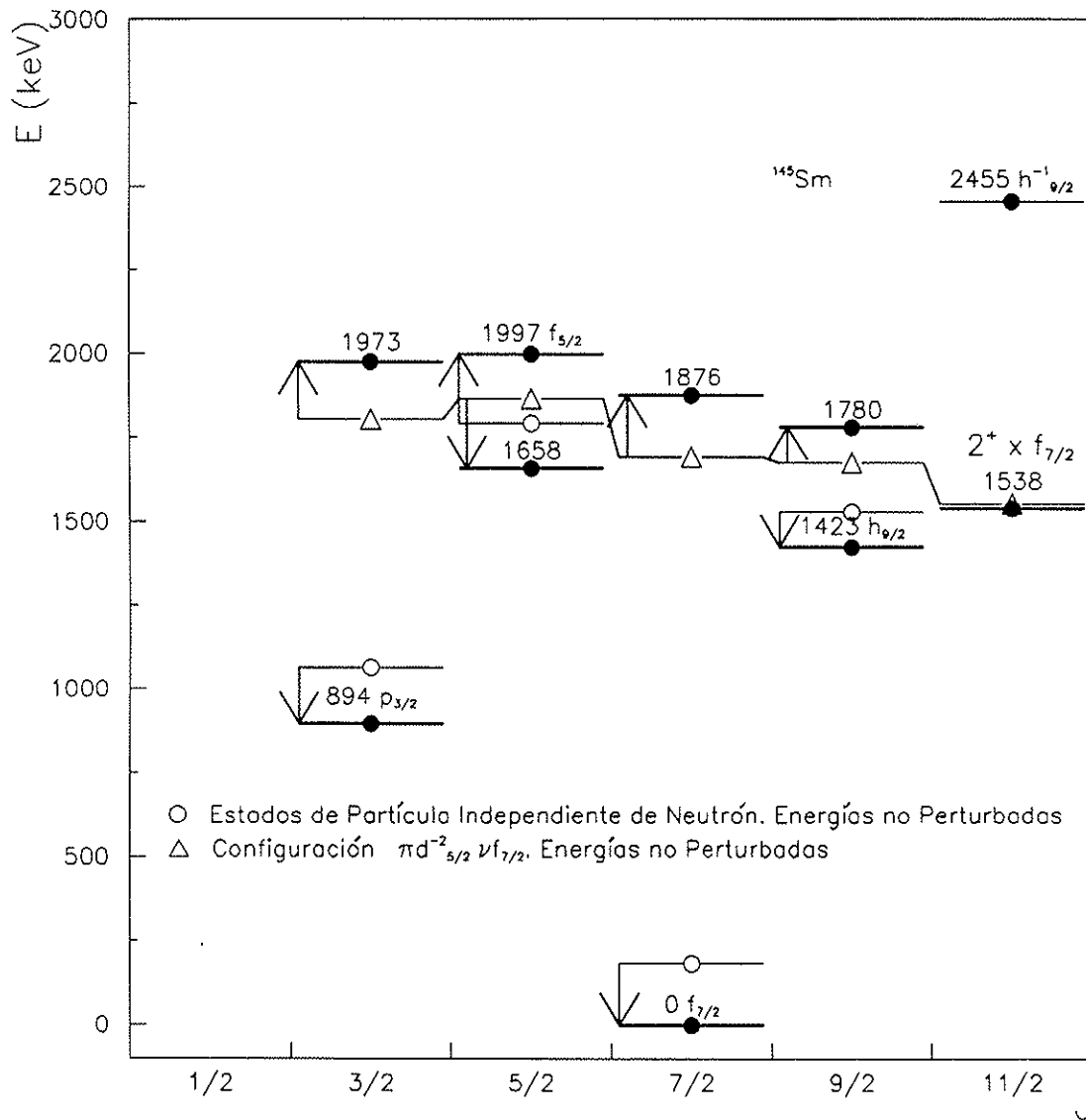


Figura 4.9 : Multiplete $2^+ \otimes \nu f_{7/2}$ y niveles de cuasipartícula de neutrón en el núcleo ^{145}Sm .

a 2455 keV. Tal y como hemos realizado el cálculo, no hemos considerado mezcla de los estados del multiplete $2^+ \otimes \nu f_{7/2}$ con los estados de neutrón. Sin embargo ya habíamos comentado la separación que había entre el miembro experimental y el calculado de este multiplete para $J^\pi = \frac{3}{2}^-$ siendo un indicativo de que existe una interacción que *empuja* este estado hacia arriba. Efectivamente, considerando que los estados del multiplete $2^+ \otimes \nu f_{7/2}$ no están muy alejados energéticamente de los estados de cuasipartícula $\nu p_{3/2}$, $\nu f_{5/2}$, $\nu f_{7/2}$ y $\nu h_{9/2}$, parece razonable considerar una posible mezcla entre ellos.

Del presente experimento, conocemos las energías perturbadas tanto de los miembros del multiplete $2^+ \otimes \nu f_{7/2}$ como de los estados de neutrón. Es en este punto donde es crucial la información suministrada por las reacciones de transferencia. De las reacciones de "stripping" a través de los factores espectroscópicos podemos conocer cual es la contribución de partícula independiente a cada uno de los estados que se observan para un valor de espín-paridad dado. Truncando la dimensión del espacio a dos estados, es posible calcular la energía no perturbada de cada miembro del multiplete y del estado de neutrón, así como la interacción existente entre ellos (que hace que se separen de su posición no perturbada). Este cálculo se hace con la condición de que el estado propio correspondiente a cada valor propio tenga el factor espectroscópico obtenido experimentalmente. En nuestro caso, esto es una buena aproximación ya que para cada J^π se observa que el factor espectroscópico se concentra en los dos estados considerados. Esto se muestra en la figura 4.7 en donde se representan gráficamente los factores espectroscópicos de los estados de paridad negativa $J^\pi = \frac{3}{2}^-, \frac{5}{2}^-, \frac{7}{2}^-, \frac{9}{2}^-$. Estos factores espectroscópicos han sido obtenidos de la referencia [SEI83] donde se estudia la reacción (\vec{d}, p) sobre un blanco de ^{144}Sm . Para $J^\pi = \frac{11}{2}^-$, la información sobre la contribución de partícula independiente que contiene cada uno de los estados observados se ha de obtener de una reacción de "pick-up" de un neutrón ya que el estado de monopartícula que interviene en la mezcla es el $\nu h_{11/2}^-$. Estos datos existen en la referencia [KAD90] que estudia la reacción (\vec{d}, t) sobre un blanco radiactivo de ^{146}Sm . En esta reacción no se observó el estado 1537.6 keV, lo cual indica que probablemente esté poco mezclado con el estado $\nu h_{11/2}^-$ a 2455 keV, aunque una contribución de hasta un 10% podría estar oscurecida por el estado 1547 keV.

Los diagramas de la interacción, así como las energías perturbadas, las no perturbadas y la interacción para los espines $J^\pi = \frac{3}{2}^-, \frac{5}{2}^-, \frac{7}{2}^-$ y $\frac{9}{2}^-$, se presentan en la figura 4.8. Queda así configurada una nueva imagen de este multiplete como se muestra en la figura 4.9.

Los valores de la interacción obtenidos para cada espín vienen comparados en la tabla 4.3 con los obtenidos en [MEN91] para el multiplete $2^+ \otimes \nu f_{7/2}$ en ^{147}Gd . Los valores son muy similares. Este hecho resulta un poco curioso pues, para calcular el multiplete en el ^{145}Sm , se ha tomado el primer estado 2^+ en el ^{144}Sm que se

Núcleo	V en MeV				
	$\frac{3}{2}^-$	$\frac{5}{2}^-$	$\frac{7}{2}^-$	$\frac{9}{2}^-$	$\frac{11}{2}^-$
^{147}Gd	(0.5)	—	(0.7)	0.2	0.3
^{145}Sm	0.4	0.2	0.6	0.2	—
^{143}Nd	0.4	0.2	0.5	0.2	0.3

Tabla 4.3: Valores experimentales de la interacción entre los niveles de cuasi-partícula de neutrón y los miembros del multiplete $2^+ \otimes \nu f_{7/2}$ en los núcleos ^{145}Sm y ^{147}Gd . Los paréntesis indican que se trata de una estimación. Los valores para el ^{147}Gd han sido obtenidos de la referencia [MEN91].

considera un estado de dos huecos de protón. El estado 2^+ en ^{146}Gd , que daría lugar al multiplete $2^+ \otimes \nu f_{7/2}$ en el ^{147}Gd , en general se considera un estado colectivo de tipo excitación partícula-hueco. El que las interacciones sean tan parecidas, indica que estos estados son más similares de lo que se pensaba a priori.

En la referencia [MEN91], el multiplete $2^+ \otimes \nu f_{7/2}$ se ha interpretado usando una interacción cuadrupolo-cuadrupolo. Este tipo de cálculo no ajustaría dicho multiplete en el ^{145}Sm , por lo cual se cuestiona si este tipo de interpretación es correcta en [MEN91], donde al fin y al cabo de los cinco estados experimentales, solamente en dos casos se conoce la mezcla con los estados de monopartícula y por tanto las energías no perturbadas. Una reacción de tipo (α, n) sobre un blanco de ^{144}Sm esclarecería probablemente la situación.

Los datos referentes al ^{143}Nd se comentarán más adelante y volveremos entonces sobre esta cuestión.

De la tabla se observa que $V(\nu f_{5/2}, 2^+ \otimes \nu f_{7/2})$ es del mismo orden que $V(\nu h_{3/2}, 2^+ \otimes \nu f_{7/2})$ lo cual concuerda perfectamente con el hecho de que en ambos casos las transiciones $h_{3/2} \rightarrow f_{7/2}$ y $f_{5/2} \rightarrow f_{7/2}$ implican un cambio de espín ("spin-flip") y por tanto se espera que su acoplamiento sea débil.

Merece la pena resaltar que en el caso del $h_{3/2}$ para el ^{147}Gd , en el cálculo de la interacción residual no se ha utilizado la información de los factores espectroscópicos obtenidos en reacciones del tipo (d, p) como en el resto de los casos (ya que esta reacción no es de momento posible), sino que la información sobre la contribución de partícula independiente que contiene cada uno de los estados experimentales observados se ha deducido a partir de la desintegración β^+ del ^{147}Tb en ^{147}Gd donde la transición $\pi h_{11/2} \rightarrow \nu h_{3/2}$ es una transición *Gamow – Teller* permitida. La interacción deducida coincide con la obtenida en ^{145}Sm lo cual da confianza a la estimación en tanto en cuanto el método experimental para obtener la información de la contribución de partícula independiente es completamente distinto al de las reacciones

(d, p) .

4.2 Interpretación de los niveles de paridad positiva

4.2.1 El septuplete $\nu f_{\frac{7}{2}} \otimes 3^-$

Como ya comentamos al discutir los niveles de paridad negativa, los únicos estados de paridad positiva que se espera encontrar en el ^{145}Sm por debajo de 2.5 MeV son los correspondientes al acoplamiento $\nu f_{\frac{7}{2}} \otimes 3^-$. La razón es la baja energía de excitación del estado 3^- que es muy colectivo. Este acoplamiento ha sido observado igualmente en la región del ^{208}Pb . En el caso que nos ocupa, resulta un septuplete cuyo centroide está a 1810 keV que es la energía de excitación del octupolo en el ^{144}Sm . La interpretación, en términos de estructura nuclear de este septuplete, ha sido ampliamente estudiada en la literatura ([KAD89] y [TRA89]). La separación en energía de los diversos miembros con respecto a la energía no perturbada se explica por el acoplamiento del momento cuadrupolar del estado 3^- del "core" el cual es bastante grande, al momento cuadrupolar del neutrón en $\nu f_{\frac{7}{2}}$ ([DeS61] y [BOH75]). Esta interacción cuadrupolo-cuadrupolo produce una rotura de la degeneración en energía que tiene la forma :

$$\delta E(I) = K \cdot (-)^{J-\frac{1}{2}} \cdot \begin{pmatrix} 3 & \frac{7}{2} & J \\ \frac{7}{2} & 3 & 2 \end{pmatrix} \quad (4.9)$$

donde la constante K vale 2340 keV ([KAD89]). Esta interacción da cuenta perfectamente de la forma del multiplete teniendo en cuenta que los miembros $\frac{1}{2}^+$, $\frac{3}{2}^+$ y $\frac{13}{2}^+$ se mezclan con los estados de neutrón $s_{\frac{1}{2}}^{-1}$, $d_{\frac{3}{2}}^{-1}$ y $i_{\frac{13}{2}}$, siendo la interacción en los dos primeros casos débil y del orden de -0.8 MeV en el último por lo que ambos estados $\frac{13}{2}^+$ exhiben un fuerte desplazamiento. Esta situación se representa en la figura 4.15. Ésta no es la única imagen que tenemos de este septuplete. De nuestro cálculo de modelo de capas semiempírico se deduce un septuplete perteneciente a la configuración $\pi h_{\frac{11}{2}} \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} \nu f_{\frac{7}{2}}$. Aunque este multiplete se tratará más adelante se ve de la misma figura que este cálculo y el obtenido a partir de 4.9 son parecidos aunque el tratamiento más adecuado en este caso es el correspondiente a la interacción cuadrupolo-cuadrupolo.

También en la referencia [KAD89], se da como explicación al desplazamiento respecto del cálculo del miembro $\frac{9}{2}^+$, la mezcla entre este estado con el correspondiente a el cuarteto $(\nu p_{\frac{3}{2}} \otimes 3^-)_{\frac{9}{2}^+}$, cuya energía no perturbada se encuentra a 2.7 MeV . Como se verá más adelante la situación es un tanto más compleja debido a la presencia de un estado a 2295 keV correspondiente al multiplete $2^+ \otimes \frac{13}{2}^+$ de la

configuración $\pi d_{\frac{5}{2}}^{-2} \nu f_{\frac{7}{2}} \otimes 3^-$, pudiendo ser que exista una interacción entre ambos niveles que podría ser del orden de $\sim 0.3 \text{ MeV}$. También como se verá más adelante, este multiplete $2^+ \otimes \frac{13}{2}^+$ ha sido observado en ^{143}Nd estimándose el mismo valor para la interacción.

Respecto al septuplete $\nu f_{\frac{7}{2}} \otimes 3^-$, merece la pena destacar que faltaba por identificar el miembro $\frac{11}{2}^+$. La razón de que este estado no hubiera sido visto hasta la fecha es que experimentalmente es el más difícil de detectar dado que:

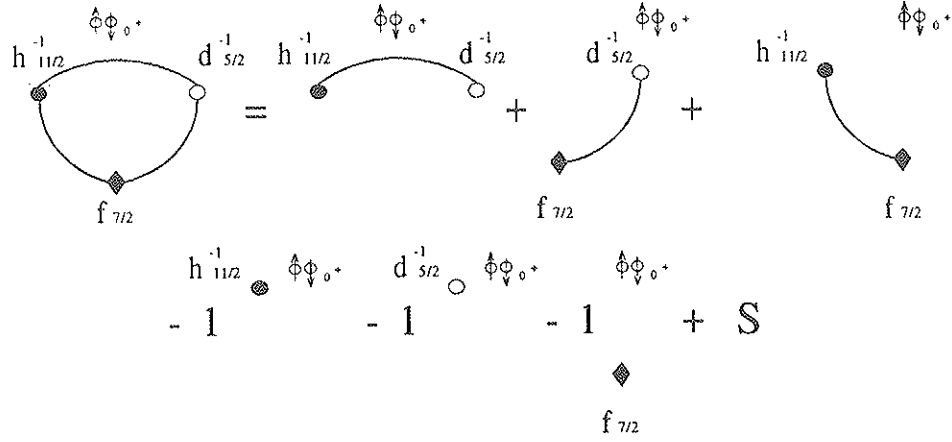
1. Es un estado no "Yrast".
2. No se puebla en desintegración β .
3. No existe cercano a él ningún estado de tipo partícula o hueco con el que se pudiera mezclar de tal manera que fuera detectado en reacciones de transferencia de nucleones.

En nuestro caso, dado que en la reacción poblamos estados de manera no selectiva por encima de la línea "Yrast" hemos sido capaces de identificarlo. Se trata del estado a 1966 keV , que como se esperaba, se encuentra prácticamente a la energía deducida de la interacción cuadrupolo-cuadrupolo, ya que como hemos indicado, no se mezcla con ningún otro estado próximo. Con este hallazgo se confirma el carácter de interacción cuadrupolo-cuadrupolo de este multiplete, completándose adecuadamente con respecto a la imagen teórica que teníamos del mismo.

4.2.2 Estados de tres cuasipartículas y acoplamiento a los estados vibratoriales del "core"

A partir de 2.5 MeV , son varias las configuraciones que dan lugar a estados de paridad positiva. Sólo vamos a considerar aquí las que están más bajas en energía de excitación.

Podemos formar estados de paridad positiva promoviendo un protón al orbital $\pi h_{\frac{11}{2}}$, dejando un hueco en el orbital $\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1}$ o $\pi g_{\frac{7}{2}}^{-1}$ y dos huecos $(\pi^{-2})_{0+}$, todo ello acoplado a un neutrón en $\nu f_{\frac{7}{2}}$. Estos estados son estados de señoridad tres. Pero éstos no son los únicos. También podemos acoplar las configuraciones que nos daban estados de paridad negativa a la excitación octupolar del core, o sea, $\pi d_{\frac{5}{2}}^{-2} \nu f_{\frac{7}{2}} \otimes 3^-$ y $\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1} \nu f_{\frac{7}{2}} \otimes 3^-$. Este acoplamiento da estados que se encuentran dentro de la misma ventana energética que los anteriores. El cálculo de los multipletes resultante de estos acoplamientos se va a realizar al igual que en el caso de los niveles de paridad negativa usando el modelo de capas semiempírico y en cada caso se va a explicitar el cálculo del estado de máximo alineamiento, que es el que nos dará el origen de energías.



◆ Neutrón

○ Hueco de protón

● Protón

⊙ Dos huecos de protón acoplados a 0^+

Figura 4.10 : Representación gráfica de la configuración $\pi h_{\frac{11}{2}} \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} (\pi^{-2})_{0+} \nu f_{\frac{7}{2}}$ en ^{145}Sm .

Para el cálculo de los estados de la configuración $\pi h_{\frac{11}{2}} \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} (\pi^{-2})_{0+} \nu f_{\frac{7}{2}}$ y $\pi h_{\frac{11}{2}} \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1} (\pi^{-2})_{0+} \nu f_{\frac{7}{2}}$ necesitamos las energías de los miembros de los diversos multipletes que se reflejan en las tablas 4.4, 4.5 y 4.6 en núcleos alrededor del ^{144}Sm que es nuestro “core” con dos huecos de protón. La energía del estado de máximo alineamiento para cada configuración viene dada por:

$$\begin{aligned}
 E\left(\frac{23}{2}^+, \pi h_{\frac{11}{2}} \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} (\pi^{-2})_{0+} \nu f_{\frac{7}{2}}, ^{145}\text{Sm}\right) &= E(8^-, \pi h_{\frac{11}{2}} \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} (\pi^{-2})_{0+}, ^{144}\text{Sm}) + \\
 &E(6^-, \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} (\pi^{-2})_{0+} \nu f_{\frac{7}{2}}, ^{144}\text{Pm}) + E(9^+, \pi h_{\frac{11}{2}} (\pi^{-2})_{0+} \nu f_{\frac{7}{2}}, ^{146}\text{Eu}) - \\
 &E\left(\frac{11}{2}^-, \pi h_{\frac{11}{2}}, (\pi^{-2})_{0+}, ^{145}\text{Eu}\right) - E\left(\frac{5}{2}^+, \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} (\pi^{-2})_{0+}, ^{143}\text{Pm}\right) - \\
 &E\left(\frac{7}{2}^-, \nu f_{\frac{7}{2}} (\pi^{-2})_{0+}, ^{145}\text{Sm}\right) + S = \\
 &3519 \text{ keV} + 172 \text{ keV} + 666 \text{ keV} - 716 \text{ keV} \\
 &- 0 \text{ keV} - 0 \text{ keV} - 209 \text{ keV} = 3422 \text{ keV}
 \end{aligned}
 \tag{4.10}$$

y

J^π	$\pi h_{\frac{11}{2}} \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1}$	$\pi h_{\frac{11}{2}} \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1}$
2^-	—	4118 keV*
3^-	1810 keV	3794 keV*
4^-	3118 keV	3597 keV†
5^-	2826 keV	3469 keV
6^-	3266 keV	3534 keV
7^-	3124 keV	3444 keV
8^-	3519 keV	3376 keV
9^-	—	3460 keV

Tabla 4.4: Energías experimentales de los miembros de los multipletes $\pi h_{\frac{11}{2}} \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1}(\pi^{-2})_{0+}$ y $\pi h_{\frac{11}{2}} \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1}(\pi^{-2})_{0+}$ extraídas del trabajo [RIC91] para el núcleo ^{144}Sm . El símbolo * indica que no se conoce el estado y que se trata de una estimación de la energía con una interacción SDI y el símbolo † indica que la paridad no es del todo firme.

$$\begin{aligned}
E(\frac{25}{2}^+, \pi h_{\frac{11}{2}} \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1}(\pi^{-2})_{0+} \nu f_{\frac{7}{2}}, ^{145}\text{Sm}) &= E(9^-, \pi h_{\frac{11}{2}} \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1}(\pi^{-2})_{0+}, ^{144}\text{Sm}) + \\
E(7^-, \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1}(\pi^{-2})_{0+} \nu f_{\frac{7}{2}}, ^{144}\text{Pm}) &+ E(9^+, \pi h_{\frac{11}{2}}(\pi^{-2})_{0+} \nu f_{\frac{7}{2}}, ^{146}\text{Eu}) - \\
E(\frac{11}{2}^-, \pi h_{\frac{11}{2}}(\pi^{-2})_{0+}, ^{145}\text{Eu}) &- E(\frac{7}{2}^+, \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1}(\pi^{-2})_{0+}, ^{143}\text{Pm}) - \\
E(\frac{7}{2}^-, \nu f_{\frac{7}{2}}(\pi^{-2})_{0+}, ^{145}\text{Sm}) &+ S = \\
3460 \text{ keV} + 514 \text{ keV} + 666 \text{ keV} - 716 \text{ keV} \\
- 272 \text{ keV} - 0 \text{ keV} - 209 \text{ keV} &= 3443 \text{ keV}
\end{aligned} \tag{4.11}$$

Estas configuraciones se representan gráficamente en las figuras 4.10 y 4.11 y el término de masa S se explicita en la figura 4.12.

Los estados calculados y los estados experimentales encontrados se muestran en la figura 4.15. Los estados entre paréntesis indican que la asignación de espín-paridad no es totalmente firme. Aunque esta figura se comentará más adelante, podemos decir aquí que para cada espín, sólo con el concurso de estas dos configuraciones, no se pueden explicar todos los estados observados experimentalmente. Además llama la atención la existencia de una serie de estados experimentales entre 2 y 3 MeV para los espines $J^\pi = \frac{9}{2}^+, \frac{11}{2}^+, \frac{13}{2}^+$ y $\frac{17}{2}^+$ que se encuentran aislados y no tienen en general un estado calculado próximo que pueda dar cuenta de ellos.

Ya hemos comentado al principio de esta sección que las dos configuraciones de señoridad tres no son las únicas con las que podemos formar estados de paridad positiva. También es posible acoplar las configuraciones que nos daban los estados

J^π	$\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} \nu f_{\frac{7}{2}}$	$\pi g_{\frac{7}{2}}^{-1} \nu f_{\frac{7}{2}}$
0^-	—	885 keV*
1^-	341 keV*	250 keV
2^-	80 keV	363 keV
3^-	66 keV	279 keV
4^-	61 keV	207 keV
5^-	0 keV	195 keV
6^-	172 keV	232 keV
7^-	—	514 keV

Tabla 4.5: Energías experimentales de los miembros de los multipletes $\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1}(\pi^{-2})_{0+} \nu f_{\frac{7}{2}}$ y $\pi g_{\frac{7}{2}}^{-1}(\pi^{-2})_{0+} \nu f_{\frac{7}{2}}$ extraídas del trabajo [MAC75] y en [NDS] para el núcleo ^{144}Pm . El símbolo * indica que no se conoce el estado y que se trata de una estimación de la energía con una interacción SDI.

J^π	$\pi h_{\frac{11}{2}} \nu f_{\frac{7}{2}}$
2^+	753 keV
3^+	840 keV
4^+	934 keV
5^+	902 keV
6^+	1071 keV
7^+	915 keV
8^+	1201 keV
9^+	666 keV

Tabla 4.6: Energías experimentales de los miembros del multiplete $\pi h_{\frac{11}{2}}(\pi^{-2})_{0+} \nu f_{\frac{7}{2}}$ extraídas del trabajo [ERC82] para el núcleo ^{146}Eu .

de paridad negativa a la excitación octupolar del “core”. Estos estados se encuentran aproximadamente a la misma energía no perturbada que los correspondientes a las dos configuraciones anteriores. Podemos abordar el cálculo de estas configuraciones ya que disponemos de los ingredientes necesarios.

La primera configuración es la $\pi d_{\frac{5}{2}}^{-2} \nu f_{\frac{7}{2}} \otimes 3^-$ pues para los estados de paridad

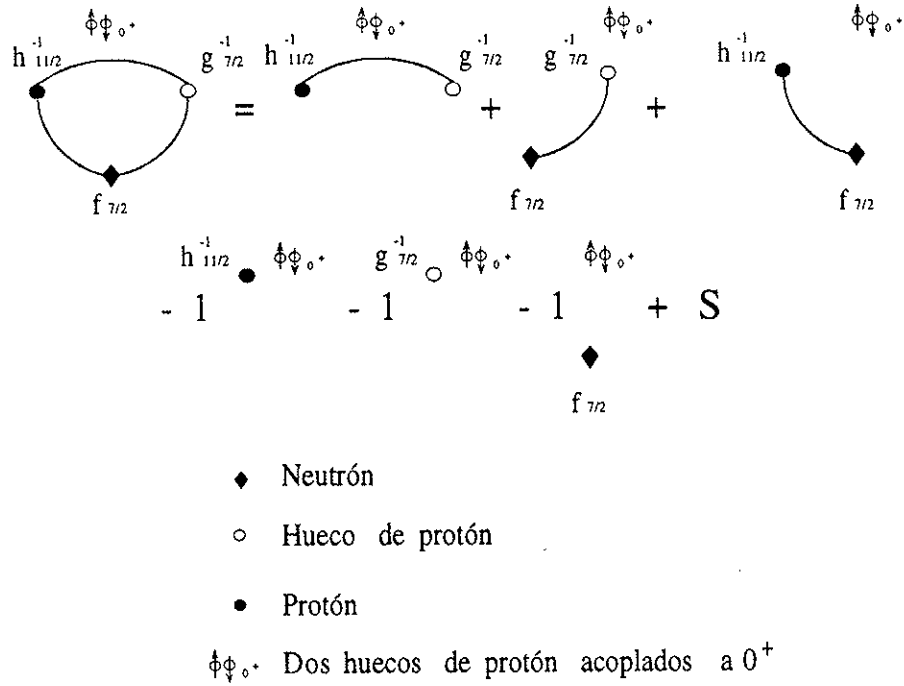


Figura 4.11: Representación gráfica de la configuración $\pi h_{11/2}^{-1} \pi g_{7/2}^{-1} (\pi^{-2})_0 + \nu f_{7/2}^{-1}$ en ^{145}Sm .

negativa era la configuración $\pi d_{5/2}^{-2} \nu f_{7/2}^{-1}$ la que daba los estados de más baja energía. Parte de la información que necesitamos para el cálculo de los miembros de este multiplete se encuentra contenida en las tablas 4.1 y 4.2 y el resto se da en las tablas 4.7 y 4.8, donde se incluyen estados de acoplamiento partícula-octupolo en los núcleos vecinos.

El cálculo ahora resulta un tanto más complejo. Éste se representa en el diagrama de la figura 4.13.

El estado de máximo alineamiento viene dado por:

$$\begin{aligned}
 E\left(\frac{21}{2}^+, \pi d_{5/2}^{-2} \nu f_{7/2}^{-1} \otimes 3^-, ^{145}\text{Sm}\right) &= E(4^+, \pi d_{5/2}^{-2}, ^{144}\text{Sm}) + 2E(5^-, 6^-, \pi d_{5/2}^{-1} \nu f_{7/2}^{-1}, ^{146}\text{Eu}) + \\
 &\quad 2E\left(\frac{11}{2}^-, \frac{9}{2}^-, \pi d_{5/2}^{-1} \otimes 3^-, ^{145}\text{Eu}\right) + E\left(\frac{13}{2}^+, \nu f_{7/2}^{-1} \otimes 3^-, ^{147}\text{Gd}\right) - \\
 &\quad 4E\left(\frac{5}{2}^+, \pi d_{5/2}^{-1}, ^{145}\text{Eu}\right) - 2E(3^-, ^{146}\text{Gd}) - 2E\left(\frac{7}{2}^-, \nu f_{7/2}^{-1}, ^{147}\text{Gd}\right) + S = \\
 2191 \text{ keV} + 2 \cdot (0.292 \cdot 14 \text{ keV} + 0.708 \cdot 289 \text{ keV}) + 2 \cdot (0.726 \cdot 1602 \text{ keV} + 0.274 \cdot 1368 \text{ keV}) + \\
 997 \text{ keV} - 4 \cdot 0 \text{ keV} - 2 \cdot 1579 \text{ keV} - 2 \cdot 0 \text{ keV} - 296 \text{ keV} = \\
 3226 \text{ keV}
 \end{aligned}
 \tag{4.12}$$

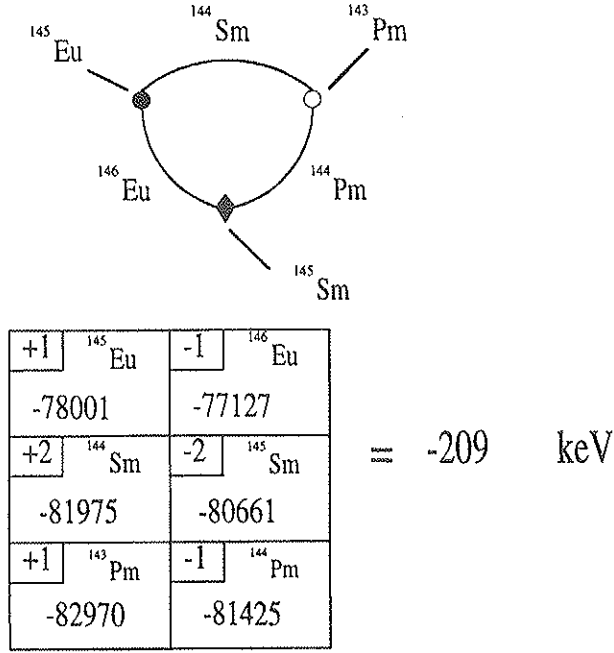


Figura 4.12: Representación gráfica del término de masa S correspondiente a las configuraciones $\pi h_{\frac{11}{2}} \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} (\pi^{-2})_{0+} \nu f_{\frac{7}{2}}$ y $\pi h_{\frac{11}{2}} \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1} (\pi^{-2})_{0+} \nu f_{\frac{7}{2}}$ en ^{145}Sm .

donde una vez más S es el término de masa que viene representado en la figura 4.3 ya que en este caso es el mismo que el correspondiente a las configuraciones de paridad negativa, pues simplemente hemos acoplado éstas a la excitación octupolar del “core”, en lugar de al 0^+ del “core” como hacíamos anteriormente.

Los términos $E(5^-, 6^-, \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} \nu f_{\frac{7}{2}}, ^{146}\text{Eu})$ y $E(\frac{11}{2}^-, \frac{9}{2}^-, \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} \otimes 3^-, ^{145}\text{Eu})$ se calculan al igual que en casos anteriores con ayuda de los coeficientes U .

Igualmente disponemos de todas las entradas necesarias para calcular el estado de máximo alineamiento de la configuración $\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1} \nu f_{\frac{7}{2}} \otimes 3^-$ que también dará estados dentro de esta ventana energética. El estado de máximo alineamiento se representa en el diagrama de la figura 4.14 y viene dado por:

$$\begin{aligned}
E(\frac{25}{2}^+, \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1} \nu f_{\frac{7}{2}} \otimes 3^-, ^{145}\text{Sm}) &= E(6^+, \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1}, ^{144}\text{Sm}) + \\
&E(\frac{13}{2}^-, \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1} \otimes 3^-, ^{145}\text{Eu}) + E(\frac{13}{2}^+, \nu f_{\frac{7}{2}} \otimes 3^-, ^{147}\text{Gd}) + \\
&E(6^-, \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} \nu f_{\frac{7}{2}}, ^{146}\text{Eu}) + E(\frac{11}{2}^-, \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} \otimes 3^-, ^{145}\text{Eu}) + \\
&E(7^-, \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1} \nu f_{\frac{7}{2}}, ^{146}\text{Eu}) - 2E(\frac{5}{2}^+, \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1}, ^{145}\text{Eu}) - \\
&2E(\frac{7}{2}^+, \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1}, ^{145}\text{Eu}) - 2E(3^-, ^{146}\text{Gd}) - 2E(\frac{7}{2}^-, \nu f_{\frac{7}{2}}, ^{147}\text{Gd}) + S = \\
2323 \text{ keV} + 1845 \text{ keV} + 997 \text{ keV} + 289 \text{ keV} + 1602 \text{ keV} + 648 \text{ keV} - \\
2 \cdot 0 \text{ keV} - 2 \cdot 330 \text{ keV} - 2 \cdot 1579 \text{ keV} - 2 \cdot 0 \text{ keV} - 296 \text{ keV} = \\
3590 \text{ keV}
\end{aligned} \tag{4.13}$$

J^π	$\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} \otimes 3^-$	$\pi g_{\frac{7}{2}}^{-1} \otimes 3^-$
$\frac{1}{2}^-$	1579 keV*	1910 keV*
$\frac{3}{2}^-$	1600 keV	1762 keV
$\frac{5}{2}^-$	1567 keV	1766 keV
$\frac{7}{2}^-$	1500 keV	1745 keV
$\frac{9}{2}^-$	1368 keV	1827 keV
$\frac{11}{2}^-$	1602 keV	1792 keV
$\frac{13}{2}^-$	—	1845 keV

Tabla 4.7: Energías experimentales de los miembros de los multipletes $\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} \otimes 3^-$ y $\pi g_{\frac{7}{2}}^{-1} \otimes 3^-$ extraídas de [RUB85] para el núcleo ^{145}Eu . El símbolo * indica que no se conoce el estado y que se ha tomado la energía no perturbada.

J^π	$\nu f_{\frac{7}{2}} \otimes 3^-$
$\frac{1}{2}^+$	1292 keV
$\frac{3}{2}^+$	1412 keV
$\frac{5}{2}^+$	1628 keV*
$\frac{7}{2}^+$	1628 keV
$\frac{9}{2}^+$	1643 keV
$\frac{11}{2}^+$	1702 keV
$\frac{13}{2}^+$	997 keV

Tabla 4.8: Energías experimentales de los miembros de los multipletes $\nu f_{\frac{7}{2}} \otimes 3^-$ extraídas de [MEN91] para el núcleo ^{147}Gd . El símbolo * indica que la energía del estado correspondiente ha sido determinada en ese trabajo.

Cuando calculamos los estados para el resto de espines de estas dos configuraciones obtenemos la figura 4.16 en donde sólo se han representado los estados hasta 4 MeV.

De esta figura se obtiene nuestra primera conclusión importante. En la figura 4.15 habíamos visto una serie de estados experimentales que no tenían cercano ningún estado calculado correspondiente a las configuraciones $\pi h_{\frac{11}{2}} \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} (\pi^{-2})_0 + \nu f_{\frac{7}{2}}$

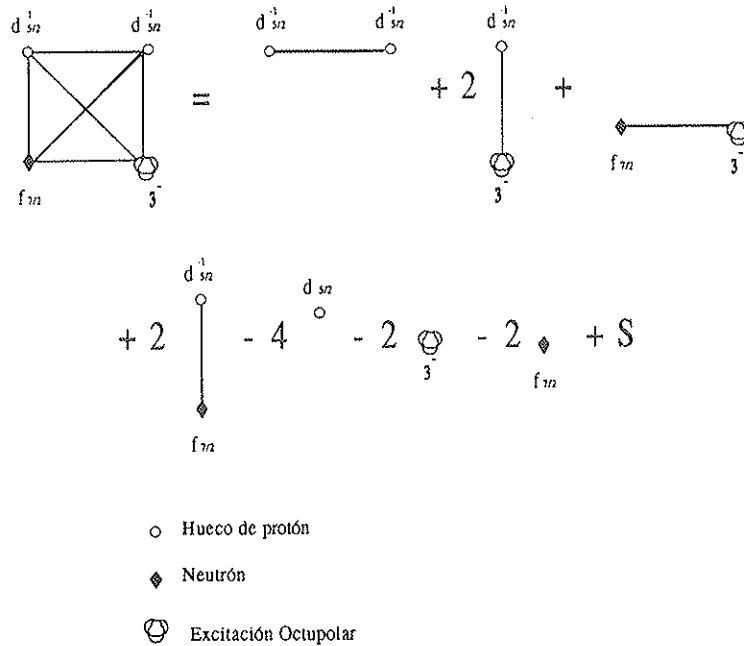


Figura 4.13 : Representación gráfica de la configuración $\pi d_{5/2}^{-2} \nu f_{7/2} \otimes 3^{-}$ en ^{145}Sm .

y $\pi h_{11/2} \pi g_{7/2}^{-1} (\pi^{-2})_{0+} \nu f_{7/2}$. Ahora vemos en 4.16 cómo nos aparecen cinco estados entre $\frac{9}{2}^{+}$ y $\frac{17}{2}^{+}$ que forman un multiplete cuya función de onda tiene una componente mayoritaria en $2^{+} \otimes \frac{13}{2}^{+}$ y cuya forma y posición en energía puede dar perfecta cuenta de los estados observados experimentalmente.

Si ahora miramos los estados experimentales y todos los estados de paridad positiva calculados, observamos que para explicar los datos experimentales es necesario considerar tanto excitaciones partícula-hueco de protón acoplado al neutrón como los estados acoplados a la excitación octupolar del “core” (figura 4.15). De los estados esperados no se ha encontrado ningún estado $\frac{15}{2}^{+}$ (aunque existe un nivel a 2511 keV que podría ser un buen candidato) y respecto al estado $\frac{13}{2}^{+}$, el calculado para el multiplete $2^{+} \otimes \frac{13}{2}^{+}$ está a la misma energía que el estado 2681 keV, que ha sido identificado como el estado de cuasipartícula de neutrón i_{13} que es un estado intruso de paridad positiva y que se ha observado que está muy desplazado respecto de su energía no perturbada [KAD89] dado que sufre una fuerte interacción con el miembro $\frac{13}{2}^{+}$ del multiplete $Q - q$ (figura 4.15). Puede ser entonces que el estado correspondiente a este multiplete $2^{+} \otimes \frac{13}{2}^{+}$ sea el 2921 keV que a su vez es empujado hacia arriba por el i_{13} . También puede ser que al no haberse considerado antes la presencia de este estado la interacción entre el estado de cuasipartícula de neutrón i_{13} y el miembro $(3^{-} \otimes \nu f_{7/2})_{13+}$ se haya sobrestimado.

También se observa un estado a 2191 keV que ha sido identificado en “pick-up”

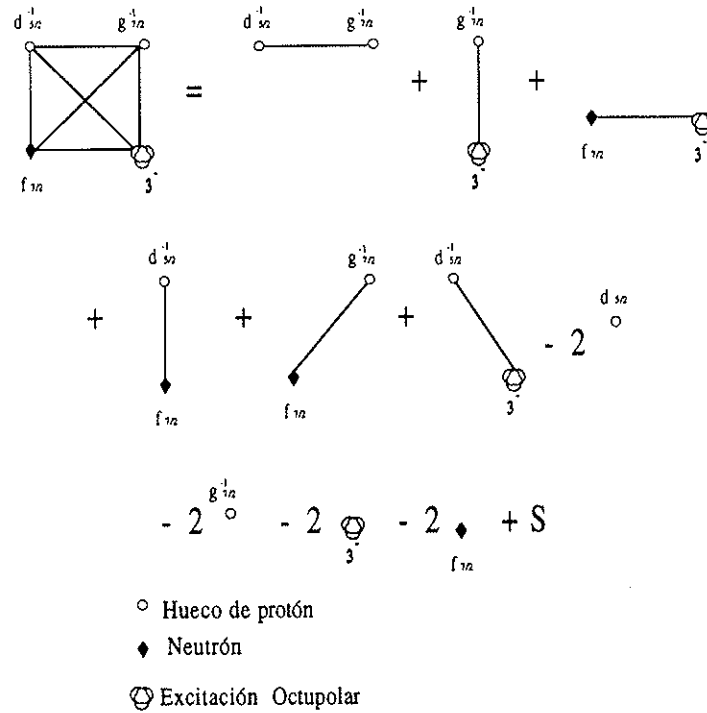


Figura 4.14: Representación gráfica de la configuración $\pi d_{5/2}^{-1} \pi g_{7/2}^{-1} \nu f_{7/2}^{-1} \otimes 3^{-}$ en ^{145}Sm .

como un fragmento del estado $\nu g_{7/2}^{-1}$ y cuya presencia no viene explicada por ninguno de los cálculos considerados.

Si bien la interpretación de los primeros estados excitados que están tan aislados del resto parece clara, ésta no lo es tanto cuando subimos en energía de excitación. Aquí se entremezclan los estados correspondientes a las cuatro configuraciones descritas (figuras 4.10, 4.11, 4.13 y 4.14), y una asignación de estados bajo el criterio de distancia energética no es posible.

Como resultado de todo nuestro análisis para los estados de paridad positiva podemos concluir que primeramente, como se esperaba y hemos discutido extensamente al inicio de este capítulo, los estados a más baja energía de excitación corresponden a la interacción entre el momento cuadrupolar de la excitación 3^{-} del “core” y el momento cuadrupolar del neutrón en $\nu f_{7/2}^{-1}$. Por otro lado, de las posibles configuraciones que dan lugar a estados de paridad positiva, parece claro que el acoplamiento de las configuraciones de paridad negativa a la excitación octupolar 3^{-} del “core” son la que dan los siguientes estados excitados en energía, más concretamente el multiplete $2^{+} \otimes \frac{13}{2}^{+}$. De ello se deduce que los grados de libertad asociados a las vibraciones del “core” juegan un papel importante a la hora

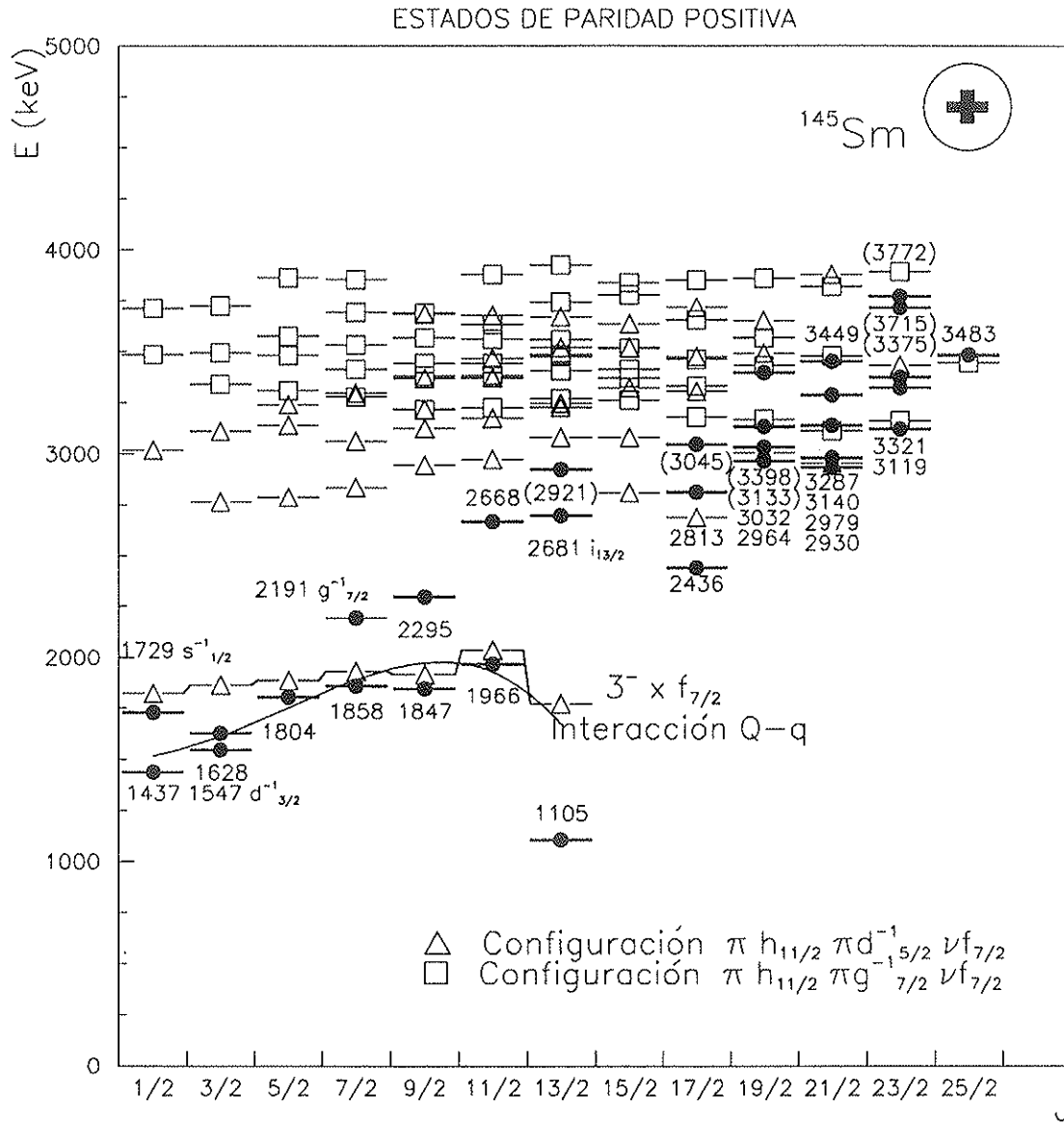


Figura 4.15: Estados calculados para las configuraciones $\pi h_{11/2} \pi d_{5/2}^{-1} (\pi^{-2})_{0+} \nu f_{7/2}$, $\pi h_{11/2} \pi g_{7/2}^{-1} (\pi^{-2})_{0+} \nu f_{7/2}$ y la interacción $Q - q$ junto con los estados experimentales.

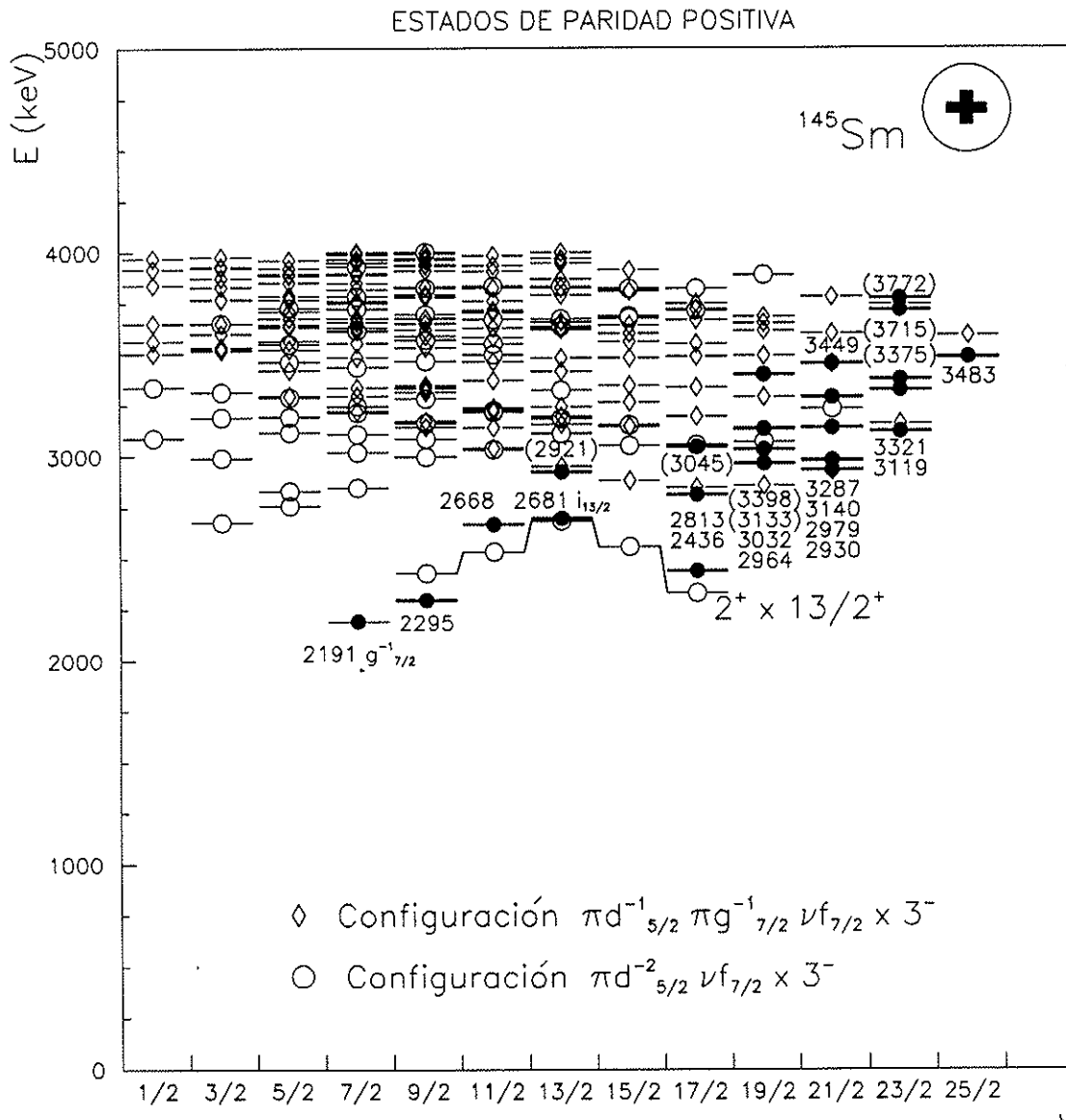


Figura 4.16: Estados experimentales y calculados para las configuraciones $\pi d_{5/2}^{-2} \nu f_{7/2} \otimes 3^-$ y $\pi d_{5/2}^{-1} \pi g_{7/2}^{-1} \nu f_{7/2} \otimes 3^-$ en ^{145}Sm . No se han incluido los estados correspondientes a la interacción $Q - q$.

de interpretar la estructura del ^{145}Sm . A partir de 3 MeV la densidad de niveles esperados hace imposible la asignación de los niveles observados experimentalmente a una configuración determinada.

4.3 Comparación de los núcleos ^{145}Sm y ^{143}Nd

Sería muy interesante poder comparar la estructura del ^{145}Sm con la del ^{143}Nd . Éste es un núcleo con $Z = 60$ y $N = 83$. Queremos calcular los multipletes tanto de paridad positiva como negativa para las mismas configuraciones que en el ^{145}Sm y comparar esto con los estados excitados conocidos experimentalmente. De esta manera podríamos comprobar si la imagen que tenemos de la estructura de los núcleos con $Z < 64$ par y $N = 83$ es correcta y se mantiene en los núcleos vecinos, o sea, si en este caso también la interpretación de los estados de paridad negativa es tan clara y si para los niveles de paridad positiva sigue jugando un papel fundamental la excitación octupolar del “core”.

El proceso que vamos a seguir es el mismo que en el ^{145}Sm . Es decir, calcularemos los diferentes miembros de cada multiplete para las diversas configuraciones y compararemos con los datos espectroscópicos que existen en la literatura para este núcleo que, por ser un isótopo estable, ha sido ampliamente estudiado incluso con algunos tipos de reacciones que no son todavía posibles para el caso del ^{145}Sm .

4.3.1 Interpretación de los niveles de paridad negativa

Las configuraciones que vamos a considerar para el cálculo de los niveles de paridad negativa son $\pi d_{\frac{5}{2}}^{-2} \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$ y $\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1} \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$ ya que sólo existen datos experimentales para los niveles de paridad negativa hasta 2.5 MeV . En este caso las entradas para el cálculo se muestran en las tablas 4.9 y 4.10.

La asignación de los diversos miembros de cada multiplete en la tabla 4.9 ha sido realizada en el trabajo [RIC91] comparando las energías experimentales extraídas del trabajo [PRA87] con las calculadas a partir de la interacción residual obtenida a partir de los miembros de dichos multipletes en el núcleo ^{144}Sm .

La asignación de los diversos miembros de cada multiplete en la tabla 4.10 es el resultado de la interpretación del esquema de niveles del ^{144}Pm en [NDS]. El esquema de niveles corresponde a un trabajo muy antiguo del año 1975 donde no se hace ninguna interpretación del mismo dado que en aquella época se conocía muy poco en torno a los núcleos de la zona. Sin embargo, con los conocimientos que hoy tenemos, dicha interpretación ha resultado mucho más accesible y transparente.

Con estas entradas, los estados de máximo alineamiento se calculan igual que en el caso del ^{145}Sm sin más que añadir dos huecos de protón. Ahora el término de masa para las configuraciones de paridad negativa vale $S = -172 \text{ keV}$ y tenemos :

J^π	$\pi d_{\frac{5}{2}}^{-2}$	$\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1}$
0^+	0 keV	—
1^+	—	2583 keV
2^+	1576 keV	2386 keV
3^+	—	2547 keV
4^+	2101 keV	2437 keV
5^+	—	2514 keV
6^+	—	2207 keV

Tabla 4.9: Energías experimentales de los miembros de los multipletes con dos huecos de protón en los orbitales $d_{\frac{5}{2}}$ y $g_{\frac{7}{2}}$ para el núcleo ^{142}Nd extraídas del trabajo [PRA87].

J^π	$\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} \nu f_{\frac{7}{2}}$	$\pi g_{\frac{7}{2}}^{-1} \nu f_{\frac{7}{2}}$
0^-	—	(885 keV)
1^-	(341 keV)	250 keV
2^-	80 keV	363 keV
3^-	66 keV	279 keV
4^-	61 keV	207 keV
5^-	0 keV	195 keV
6^-	172 keV	232 keV
7^-	—	514 keV

Tabla 4.10: Energías experimentales de los miembros de los multipletes hueco de protón en los orbitales $d_{\frac{5}{2}}$ y $g_{\frac{7}{2}}$ con cuasipartícula de neutrón en el orbital $f_{\frac{7}{2}}$ extraídas del [NDS] para el núcleo ^{144}Pm . Las cantidades entre paréntesis indican que no se conoce el estado y se trata de un cálculo SDI de la energía a la que se encuentra dicho estado.

$$\begin{aligned}
& E\left(\frac{15}{2}^-, \pi d_{\frac{5}{2}}^{-2} (\pi^{-2})_{0+} \nu f_{\frac{7}{2}}, {}^{143}\text{Nd}\right) = \\
& E(4^+, \pi d_{\frac{5}{2}}^{-2} (\pi^{-2})_{0+}, {}^{142}\text{Nd}) + 2E(6^-, 5^-, \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} (\pi^{-2})_{0+}, \nu f_{\frac{7}{2}}, {}^{144}\text{Pm}) - \\
& 2E(\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} (\pi^{-2})_{0+}, {}^{143}\text{Pm}) - E(\nu f_{\frac{7}{2}} (\pi^{-2})_{0+}, {}^{145}\text{Sm}) + S = \\
& \qquad \qquad \qquad 2172 \text{ keV}
\end{aligned} \tag{4.14}$$

$$\begin{aligned}
& E\left(\frac{19^-}{2}, \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1}, \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1}(\pi^{-2})_{0+}, \nu f_{\frac{7}{2}}, {}^{143}\text{Nd}\right) = \\
& E(6^+, \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1}, \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1}(\pi^{-2})_{0+}, {}^{142}\text{Nd}) + E(7^-, \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1}(\pi^{-2})_{0+}, \nu f_{\frac{7}{2}}, {}^{144}\text{Pm}) + \\
& E(6^-, \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1}(\pi^{-2})_{0+}, \nu f_{\frac{7}{2}}, {}^{144}\text{Pm}) - E(\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1}(\pi^{-2})_{0+}, {}^{143}\text{Pm}) - \\
& E(\pi g_{\frac{7}{2}}^{-1}(\pi^{-2})_{0+}, {}^{143}\text{Pm}) - E(\nu(\pi^{-2})_{0+} f_{\frac{7}{2}}, {}^{145}\text{Sm}) + S = \\
& \qquad \qquad \qquad 2449 \text{ keV}
\end{aligned} \tag{4.15}$$

El cálculo de los estados de estas configuraciones junto con los estados experimentales de paridad negativa observados en [WRZ90] se muestran en la figura 4.17. El trabajo es totalmente equivalente al desarrollado en esta tesis. Se trata de la reacción $^{140}\text{Ce}(\alpha, n)^{143}\text{Nd}$. Al igual que en el caso del ^{145}Sm el cálculo es bastante bueno ya que en el caso de la configuración $\pi d_{\frac{5}{2}}^{-2} \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$ se obtiene para el estado fundamental un valor de 5 keV.

Los estados de paridad negativa presentan una estructura totalmente gemela a los observados en el ^{145}Sm . Al igual que en éste, observamos que la configuración $\pi d_{\frac{5}{2}}^{-2} \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$ se distribuye en multipletes con estados, unos alejados en energía de los otros, y que para valores altos de espín los estados de más baja energía corresponden a la configuración $\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1} \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$ ya que caen por debajo de los miembros del multiplete $4^+ \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$ de la configuración $\pi d_{\frac{5}{2}}^{-2} \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$. De la misma forma que en el caso del ^{145}Sm se pueden asignar los estados observados experimentalmente por distancia energética al cálculo.

Los miembros del multiplete $2^+ \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$ de nuevo se apartan del cálculo por la interacción con los estados de partícula independiente.

En la referencia [VEE75] se estudió el núcleo ^{143}Nd mediante una reacción (d, p) . De esta referencia podemos sacar los factores espectroscópicos y repetir el cálculo que realizamos con el ^{145}Sm para hallar la interacción. Además en este caso al igual que en el ^{147}Gd disponemos de datos para el estado de hueco de neutrón $\nu h_{\frac{11}{2}}^{-1}$ del trabajo de “pick-up” [KAD90] y por lo tanto también podemos calcular la interacción entre este estado de partícula independiente y el miembro del multiplete $(2^+ \otimes \nu f_{\frac{7}{2}})_{\frac{11}{2}^-}$. Los resultados de este cálculo se reflejan en la tabla 4.3. La nueva imagen de este multiplete y de los estados de partícula independiente se muestran en la figura 4.18.

De la tabla 4.3 observamos que la interacción permanece **constante** al disminuir dos unidades más en Z , lo cual refuerza el argumento de que los estados 2^+ en los respectivos “cores” son más similares de lo que se pensaba pues en el caso del ^{143}Nd se espera que el carácter de dos huecos de protón del primer estado 2^+ sea más acentuado si cabe que en el ^{145}Sm .

4.3.2 Interpretación de los niveles de paridad positiva

Para los niveles de paridad positiva se considerarán las mismas configuraciones

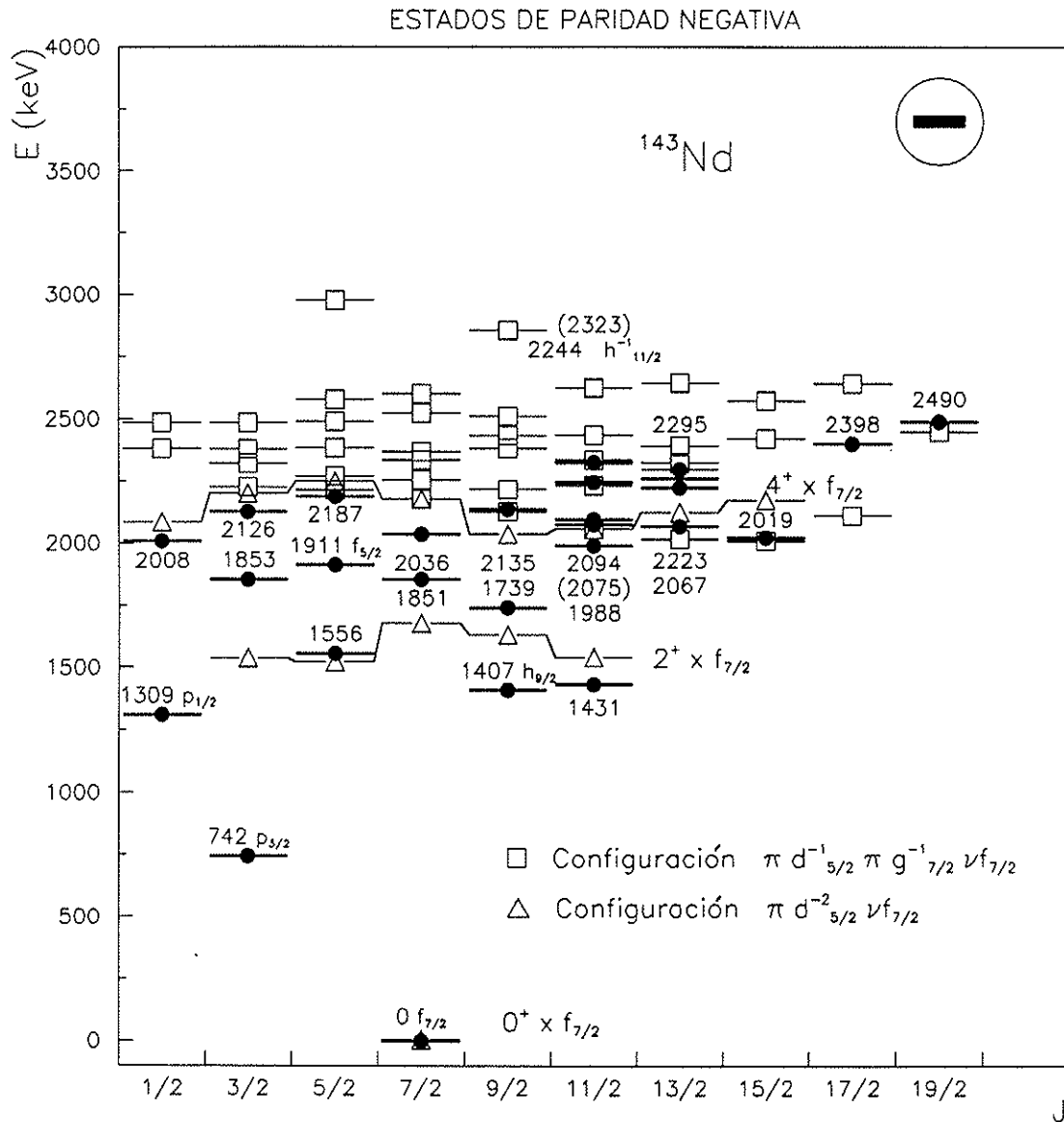


Figura 4.17: Miembros de los diversos multipletes de paridad negativa calculados y estados excitados observados experimentalmente en ^{143}Nd .

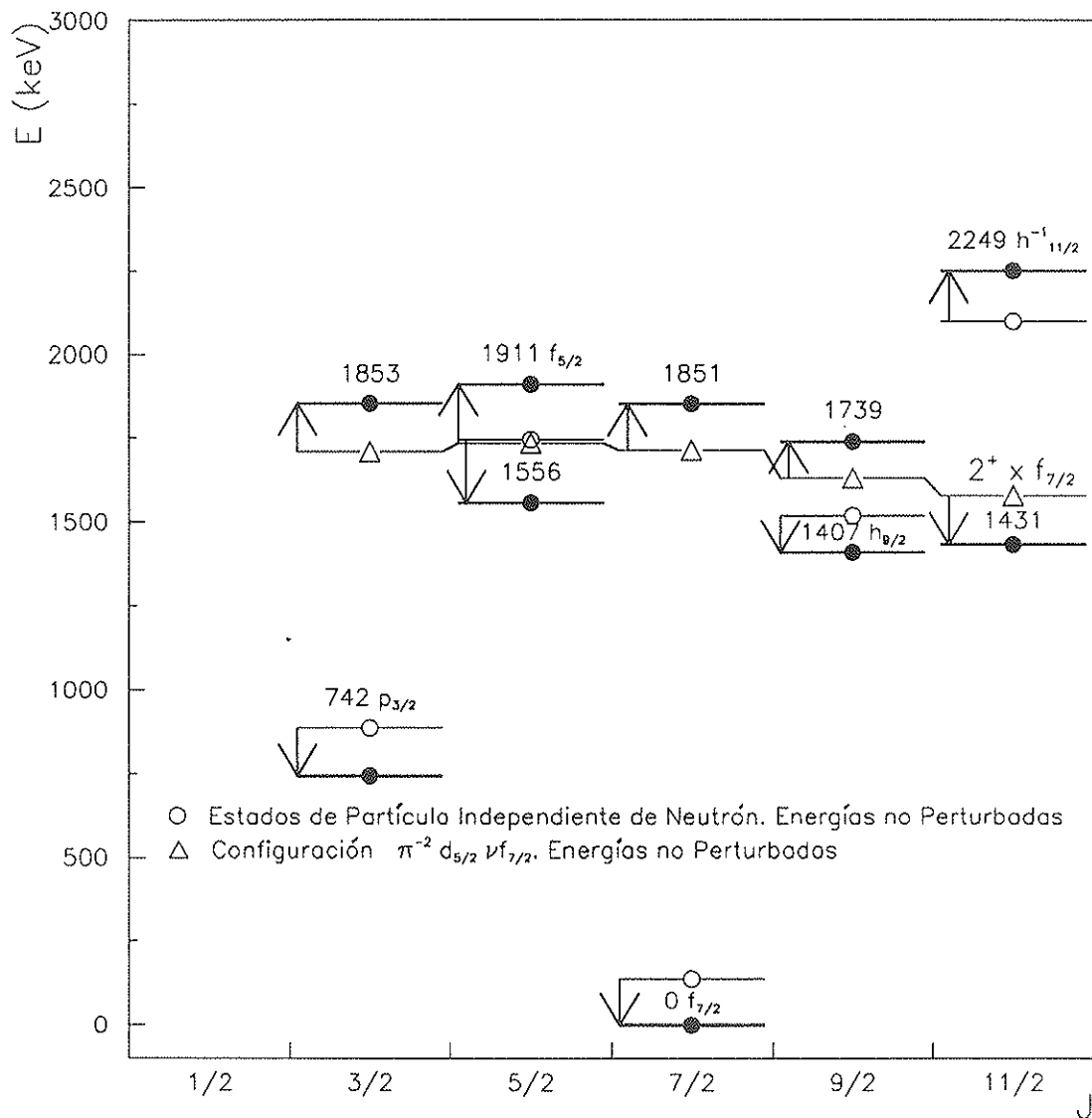


Figura 4.18 : Multiplete $2^+ \otimes \nu f_{7/2}$ y niveles de cuasipartícula de neutrón en el núcleo ^{143}Nd .

que jugaron papel en la interpretación del ^{145}Sm . Ahora la obtención de las entradas necesarias para los cálculos empieza a convertirse en un problema, tanto por la falta de datos espectroscópicos como la carencia de trabajos en donde se hayan interpretado los estados excitados correspondientes a las configuraciones de dos cuasipartículas que van a intervenir en la descomposición.

El cálculo de los estados de la configuración $\pi h_{\frac{11}{2}} \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} \nu f_{\frac{7}{2}}$ involucra las configuraciones $\pi h_{\frac{11}{2}} \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1}$ en ^{142}Nd , $\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} \nu f_{\frac{7}{2}}$ en ^{142}Pr y $\pi h_{\frac{11}{2}} \nu f_{\frac{7}{2}}$ en ^{144}Pm . El proceso para la obtención de las energías de los diversos miembros de cada multiplete ha sido el siguiente. Primero se han calculado las energías no perturbadas de cada multiplete según:

$$E^{unp}(\pi h_{\frac{11}{2}} \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} (\pi^{-4})_{0+}, ^{142}\text{Nd}) =$$

$$E(\pi h_{\frac{11}{2}} (\pi^{-4})_{0+}, ^{143}\text{Pm}) + E(\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} (\pi^{-4})_{0+}, ^{141}\text{Pr}) +$$

+1 $M_{143}\text{Pm}$
-2 $M_{142}\text{Nd}$
+1 $M_{141}\text{Pr}$

(4.16)

$$= 960 \text{ keV} + 0 \text{ keV} + 2923 \text{ keV} = 3883 \text{ keV}$$

$$E^{unp}(\pi h_{\frac{11}{2}} (\pi^{-4})_{0+}, \nu f_{\frac{7}{2}}, ^{144}\text{Pm}) =$$

$$E(\pi h_{\frac{11}{2}} (\pi^{-4})_{0+}, ^{143}\text{Pm}) + E((\pi^{-4})_{0+} \nu f_{\frac{7}{2}}, ^{143}\text{Nd}) +$$

+1 $M_{143}\text{Pm}$ -1 $M_{144}\text{Pm}$
-1 $M_{142}\text{Nd}$ +1 $M_{143}\text{Nd}$

(4.17)

$$= 960 \text{ keV} + 0 \text{ keV} + 403 \text{ keV} = 1363 \text{ keV}$$

$$E^{unp}(\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} (\pi^{-4})_{0+}, \nu f_{\frac{7}{2}}, ^{142}\text{Pr}) =$$

$$E(\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} (\pi^{-4})_{0+}, ^{141}\text{Pr}) + E((\pi^{-4})_{0+} \nu f_{\frac{7}{2}}, ^{143}\text{Nd}) +$$

+1 $M_{142}\text{Nd}$ -1 $M_{143}\text{Nd}$
-1 $M_{141}\text{Pr}$ +1 $M_{142}\text{Pr}$

(4.18)

$$= 0 \text{ keV} + 0 \text{ keV} - 280 \text{ keV} = -280 \text{ keV}$$

A partir de estas energías no perturbadas, utilizando las interacciones residuales $V(J)$ para cada miembro de los multipletes determinadas en los trabajos [RIC91] y [ERC82] para los núcleos ^{144}Sm y ^{146}Eu , suponiendo que éstas se mantienen constantes cuando se añaden dos huecos de protón, podemos calcular las energías

de cada miembro y comparándolas con los estados para cada espín-paridad que vienen referenciados para estos núcleos en [NDS], podemos establecer las entradas de nuestro cálculo.

Para la configuración $\pi h_{\frac{11}{2}} \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1} \nu f_{\frac{7}{2}}$ realizamos el mismo tipo de proceso, donde la energía no perturbada de las configuraciones de dos cuasipartículas que no se han considerado hasta ahora, vienen dadas por:

$$\begin{aligned}
 & E^{unp}(\pi h_{\frac{11}{2}} \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1} (\pi^{-4})_{0+}, ^{142}Nd) = \\
 & E(\pi h_{\frac{11}{2}} (\pi^{-4})_{0+}, ^{143}Pm) + E(\pi g_{\frac{7}{2}}^{-1} (\pi^{-4})_{0+}, ^{141}Pr) + \\
 & \begin{array}{|c|} \hline +1 M_{143}Pm \\ \hline -2 M_{142}Nd \\ \hline +1 M_{141}Pr \\ \hline \end{array} \tag{4.19} \\
 & = 960 \text{ keV} + 197 \text{ keV} + 2923 \text{ keV} = 4080 \text{ keV}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & E^{unp}(\pi g_{\frac{7}{2}}^{-1} (\pi^{-4})_{0+}, \nu f_{\frac{7}{2}}, ^{142}Pr) = \\
 & E(\pi g_{\frac{7}{2}}^{-1} (\pi^{-4})_{0+}, ^{141}Pr) + E(\nu (\pi^{-4})_{0+} f_{\frac{7}{2}}, ^{143}Nd) + \\
 & \begin{array}{|c|c|} \hline +1 M_{142}Nd & -1 M_{143}Nd \\ \hline -1 M_{141}Pr & +1 M_{142}Pr \\ \hline \end{array} \tag{4.20} \\
 & = 197 \text{ keV} + 0 \text{ keV} - 280 \text{ keV} = 83 \text{ keV}
 \end{aligned}$$

Con estos cálculos han sido asignados como estados de los diversos multipletes los dados en las tablas 4.11, 4.12 y 4.13.

La asignación de energías en el núcleo ^{142}Pr ha sido compleja y se ha hecho por comparación de la forma de los multipletes con respecto a sus núcleos vecinos. Esto se muestra en la figura 4.19. Es interesante observar que mientras para el multiplete $\pi g_{\frac{7}{2}}^{-1} \nu f_{\frac{7}{2}}$ se conserva el carácter de hueco del protón $\pi g_{\frac{7}{2}}^{-1}$, para el multiplete $\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} \nu f_{\frac{7}{2}}$ se produce un cambio de forma relacionado con el hecho de que en el orbital $\pi d_{\frac{5}{2}}$ ya sólo queda una cuasipartícula frente a cinco huecos.

Así pues, para el estado de máximo alineamiento de cada configuración tenemos :

J^π	$\pi h_{\frac{11}{2}} \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1}$	$\pi h_{\frac{11}{2}} \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1}$
2^-	—	3825 keV
3^-	2084 keV	3366 keV
4^-	3295 keV	3708 keV*
5^-	2976 keV	3413 keV
6^-	3452 keV*	3645 keV*
7^-	3243 keV	3555 keV*
8^-	3456 keV	3776 keV
9^-	—	3485 keV

Tabla 4.11 : Energías experimentales de los miembros de los multipletes $\pi h_{\frac{11}{2}} \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1}$ y $\pi h_{\frac{11}{2}} \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1}$ extraídas del trabajo [PRA87] y [NDS] para el núcleo ^{142}Nd . El símbolo * indica que no se conoce el estado y se ha tomado la energía $E^{unp} + V(J)$.

J^π	$\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} \nu f_{\frac{7}{2}}$	$\pi g_{\frac{7}{2}}^{-1} \nu f_{\frac{7}{2}}$
0^-	—	1096 keV*
1^-	748 keV	85 keV
2^-	0 keV	200 keV
3^-	17 keV	177 keV
4^-	145 keV	72 keV
5^-	128 keV	4 keV
6^-	64 keV	90 keV
7^-	—	359 keV

Tabla 4.12 : Energías experimentales de los miembros de los multipletes $\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} \nu f_{\frac{7}{2}}$ y $\pi g_{\frac{7}{2}}^{-1} \nu f_{\frac{7}{2}}$ extraídas del [NDS] para el núcleo ^{142}Pr . El símbolo * indica que no se conoce el estado y se ha tomado la energía $E^{unp} + V(J)$.

$$\begin{aligned}
E\left(\frac{23}{2}^+, \pi h_{\frac{11}{2}} \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} (\pi^{-4})_{0+} \nu f_{\frac{7}{2}}, ^{143}\text{Nd}\right) &= E(8^-, \pi h_{\frac{11}{2}} \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} (\pi^{-4})_{0+}, ^{142}\text{Nd}) + \\
&E(6^-, \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} (\pi^{-4})_{0+} \nu f_{\frac{7}{2}}, ^{142}\text{Pr}) + E(9^+, \pi h_{\frac{11}{2}} (\pi^{-4})_{0+} \nu f_{\frac{7}{2}}, ^{144}\text{Pm}) - \\
&E\left(\frac{11}{2}^-, \pi h_{\frac{11}{2}} (\pi^{-4})_{0+}, ^{143}\text{Pm}\right) - E\left(\frac{5}{2}^+, \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} (\pi^{-4})_{0+}, ^{141}\text{Pr}\right) - \\
&E\left(\frac{7}{2}^-, (\pi^{-4})_{0+} \nu f_{\frac{7}{2}}, ^{143}\text{Nd}\right) +
\end{aligned}$$

$-1 M_{143 Pm} \mid +1 M_{144 Pm}$	(4.21)
$+2 M_{142 Nd} \mid -2 M_{143 Nd}$	
$-1 M_{141 Pr} \mid +1 M_{142 Pr}$	

$$\begin{aligned}
&3456 \text{ keV} + 64 \text{ keV} + 841 \text{ keV} - 960 \text{ keV} \\
&- 0 \text{ keV} - 0 \text{ keV} - 123 \text{ keV} = 3278 \text{ keV}
\end{aligned}$$

J^π	$\pi h_{\frac{11}{2}} \nu f_{\frac{7}{2}}$
2^+	917 keV
3^+	1044 keV
4^+	1098 keV
5^+	1066 keV
6^+	1235 keV
7^+	1079 keV
8^+	1365 keV
9^+	841 keV*

Tabla 4.13 : Energías experimentales de los miembros del multiplete $\pi h_{\frac{7}{2}} \nu f_{\frac{7}{2}}$ en el núcleo ^{144}Pm . No se conocen los estados y se ha tomado la energía $E^{unp} + V(J)$, excepto para * que ha sido extraída del [NDS].

y

$$\begin{aligned}
E\left(\frac{25}{2}^+, \pi h_{\frac{11}{2}}(\pi^{-4})_{0+} \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1} \nu f_{\frac{7}{2}}, ^{143}\text{Nd}\right) &= E(9^-, \pi h_{\frac{11}{2}} \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1}(\pi^{-4})_{0+}, ^{142}\text{Nd}) + \\
&E(7^-, \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1}(\pi^{-4})_{0+} \nu f_{\frac{7}{2}}, ^{142}\text{Pr}) + E(9^+, \pi h_{\frac{11}{2}}(\pi^{-4})_{0+} \nu f_{\frac{7}{2}}, ^{144}\text{Pm}) - \\
&E\left(\frac{11}{2}^-, \pi h_{\frac{11}{2}}(\pi^{-4})_{0+}, ^{143}\text{Pm}\right) - E\left(\frac{7}{2}^+, \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1}(\pi^{-4})_{0+}, ^{141}\text{Pr}\right) - \\
&E\left(\frac{7}{2}^-, (\pi^{-4})_{0+} \nu f_{\frac{7}{2}}, ^{143}\text{Nd}\right) + S = \\
&3485 \text{ keV} + 359 \text{ keV} + 841 \text{ keV} - 960 \text{ keV} \\
&- 197 \text{ keV} - 0 \text{ keV} - 123 \text{ keV} = 3405 \text{ keV}
\end{aligned} \tag{4.22}$$

Igualmente en este caso podemos considerar las configuraciones de paridad negativa acopladas a la excitación octupolar del “core”. La información adicional que necesitamos para el cálculo de los miembros de este multiplete se encuentra contenida en las tablas 4.14 y 4.15.

Las energías en la tabla 4.14 han sido calculadas considerando la misma distancia en keV para cada miembro del multiplete con respecto a la energía no perturbada que las observadas experimentalmente para los mismos multipletes $\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} \otimes 3^-$ y $\pi g_{\frac{7}{2}}^{-1} \otimes 3^-$ en el trabajo [RUB85] para el núcleo ^{145}Eu .

Los estados de máximo alineamiento vienen dados por:

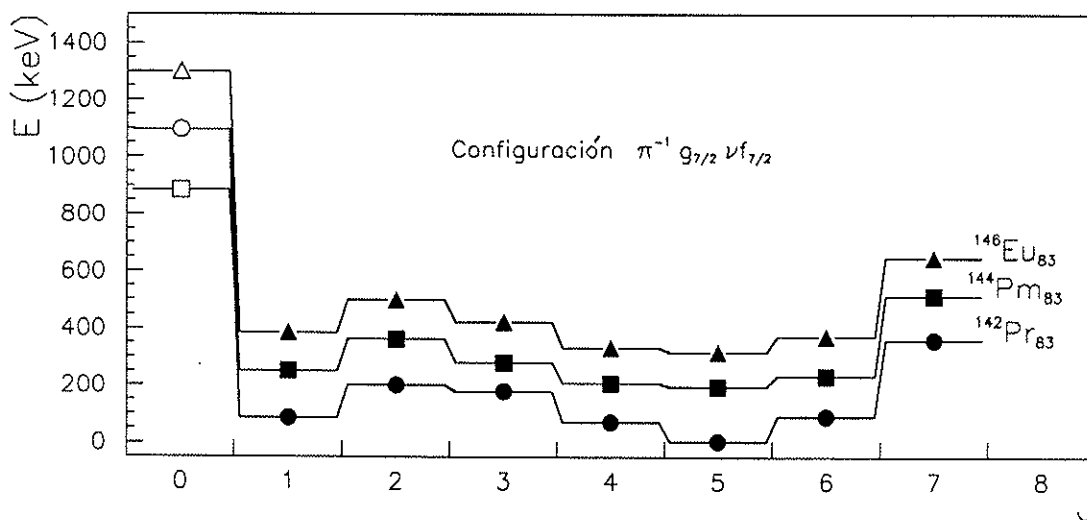
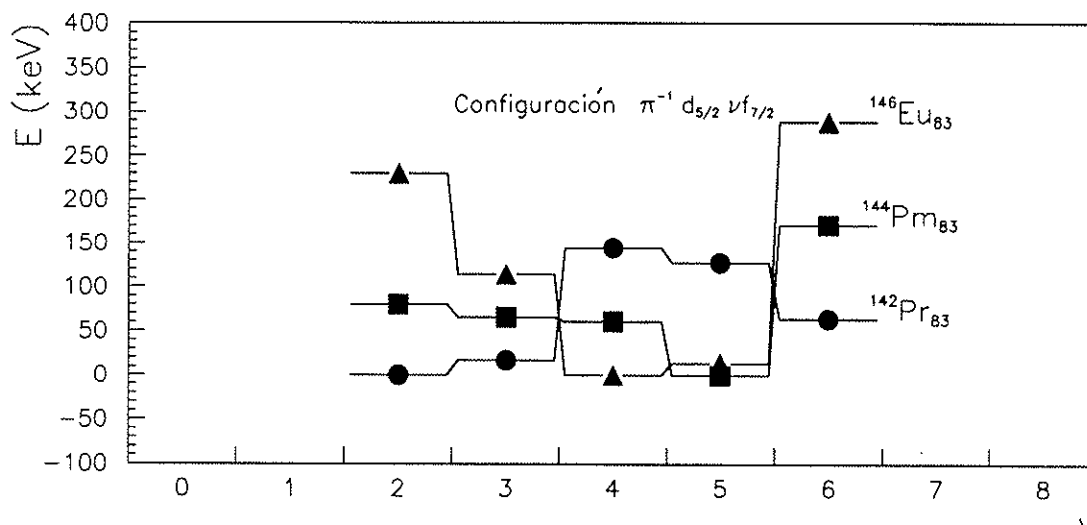


Figura 4.19: Multipletes $\pi g_{7/2}^{-1} \nu f_{7/2}$ y $\pi d_{5/2}^{-1} \nu f_{7/2}$ en los núcleos ^{146}Eu , ^{144}Pm y ^{142}Pr . Los símbolos en negro indican que se trata de niveles experimentales y los símbolos en blanco indican que se trata de una estimación.

J^π	$\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} \otimes 3^-$	$\pi g_{\frac{7}{2}}^{-1} \otimes 3^-$
$\frac{1}{2}^-$	1810 keV*	2082 keV*
$\frac{3}{2}^-$	1831 keV	1934 keV
$\frac{5}{2}^-$	1798 keV	1938 keV
$\frac{7}{2}^-$	1731 keV	1917 keV
$\frac{9}{2}^-$	1599 keV	1999 keV
$\frac{11}{2}^-$	1833 keV	1964 keV
$\frac{13}{2}^-$	—	2017 keV

Tabla 4.14: Energías calculadas de los miembros de los multipletes $\pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} \otimes 3^-$ y $\pi g_{\frac{7}{2}}^{-1} \otimes 3^-$ a. El símbolo * indica que no se conoce el estado y que se ha tomado la energía no perturbada.

J^π	$\nu f_{\frac{7}{2}} \otimes 3^-$
$\frac{1}{2}^+$	1437 keV
$\frac{3}{2}^+$	1628 keV
$\frac{5}{2}^+$	1804 keV
$\frac{7}{2}^+$	1858 keV
$\frac{9}{2}^+$	1847 keV
$\frac{11}{2}^+$	1966 keV*
$\frac{13}{2}^+$	1105 keV

Tabla 4.15: Energías experimentales de los miembros de los multipletes $\nu f_{\frac{7}{2}} \otimes 3^-$ extraídas de [PII89] y [TRA89] para el núcleo ^{145}Sm . El símbolo * indica que la energía del estado correspondiente ha sido determinada en este trabajo.

$$\begin{aligned}
& E(\frac{21}{2}^+, \pi d_{\frac{5}{2}}^{-2}(\pi^{-2})_{0+}, \nu f_{\frac{7}{2}} \otimes 3^-, {}^{143}\text{Nd}) = \\
& E(4^+, \pi d_{\frac{5}{2}}^{-2}(\pi^{-2})_{0+}, {}^{142}\text{Nd}) + 2E(5^-, 6^-, \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1}(\pi^{-2})_{0+}, \nu f_{\frac{7}{2}}, {}^{144}\text{Pm}) + \\
& 2E(\frac{11}{2}^-, \frac{9}{2}^-, \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1}(\pi^{-2})_{0+} \otimes 3^-, {}^{143}\text{Pm}) + E(\frac{13}{2}^+, (\pi^{-2})_{0+}, \nu f_{\frac{7}{2}} \otimes 3^-, {}^{145}\text{Sm}) - \\
& 4E(\frac{5}{2}^+, \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1}(\pi^{-2})_{0+}, {}^{143}\text{Pm}) - 2E(3^-, {}^{144}\text{Sm}) - 2E(\frac{7}{2}^-, (\pi^{-2})_{0+}, \nu f_{\frac{7}{2}}, {}^{145}\text{Sm}) + S = \\
& 2101 \text{ keV} + 2 \cdot (0.292 \cdot 0 \text{ keV} + 0.708 \cdot 2172 \text{ keV}) + \\
& 2 \cdot (0.726 \cdot 1833 \text{ keV} + 0.274 \cdot 1599 \text{ keV}) + \\
& 1105 \text{ keV} - 4 \cdot 0 \text{ keV} - 2 \cdot 1810 \text{ keV} - 2 \cdot 0 \text{ keV} - 172 \text{ keV} = 3195 \text{ keV}
\end{aligned} \tag{4.23}$$

y

$$\begin{aligned}
E\left(\frac{25}{2}^+, \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1} (\pi^{-2})_{0+} \nu f_{\frac{7}{2}} \otimes 3^-, {}^{143}Nd\right) &= E\left(6^+, \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1} (\pi^{-2})_{0+}, {}^{142}Nd\right) + \\
E\left(\frac{13}{2}^-, \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1} (\pi^{-2})_{0+} \otimes 3^-, {}^{143}Pm\right) &+ E\left(\frac{13}{2}^+, (\pi^{-2})_{0+} \nu f_{\frac{7}{2}} \otimes 3^-, {}^{145}Sm\right) + \\
E\left(6^-, \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} (\pi^{-2})_{0+} \nu f_{\frac{7}{2}}, {}^{144}Pm\right) &+ E\left(\frac{11}{2}^-, \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} (\pi^{-2})_{0+} \otimes 3^-, {}^{143}Pm\right) + \\
E\left(7^-, \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1} (\pi^{-2})_{0+} \nu f_{\frac{7}{2}}, {}^{144}Pm\right) &- 2E\left(\frac{5}{2}^+, \pi d_{\frac{5}{2}}^{-1} (\pi^{-2})_{0+}, {}^{143}Pm\right) - \\
2E\left(\frac{7}{2}^+, \pi g_{\frac{7}{2}}^{-1} (\pi^{-2})_{0+}, {}^{143}Pm\right) &- 2E\left(3^-, {}^{144}Sm\right) - 2E\left(\frac{7}{2}^-, (\pi^{-2})_{0+}, \nu f_{\frac{7}{2}}, {}^{145}Sm\right) + S = \\
2207 \text{ keV} + 2017 \text{ keV} + 1105 \text{ keV} + 172 \text{ keV} &+ 1833 \text{ keV} + 514 \text{ keV} - \\
2 \cdot 0 \text{ keV} - 2 \cdot 272 \text{ keV} - 2 \cdot 1810 \text{ keV} &- 2 \cdot 0 \text{ keV} - 172 \text{ keV} = \\
3512 \text{ keV} &
\end{aligned} \tag{4.24}$$

donde S es el término de masa que obtuvimos para las configuraciones de paridad negativa.

Cuando calculamos los estados para el resto de espines de estas dos configuraciones obtenemos la figura 4.20 en donde sólo se han representado los estados de más baja energía para cada configuración excepto en el caso de la $\pi d_{\frac{5}{2}}^{-2} \nu f_{\frac{7}{2}} \otimes 3^-$ donde se han representado los dos primeros estados. Se han incluido los niveles experimentales de paridad positiva de la referencia [WRZ90]

Por debajo de 3 MeV la similitud entre los estados encontrados en ${}^{145}Sm$ y ${}^{143}Nd$ es total, habiendo prácticamente en cada núcleo un estado homólogo al otro. Se confirma la presencia del multiplete $2^+ \otimes \frac{13}{2}^+$ que igualmente en este caso podría dar cuenta del desplazamiento del miembro $\frac{9}{2}^+$ del multiplete $3^- \otimes f_{\frac{7}{2}}$. Igualmente encontramos un estado a 2173 keV que contiene un fragmento de $\nu g_{\frac{7}{2}}^{-1}$ como se observó en el ${}^{145}Sm$. En este caso existen datos de la reacción (p, p') ([TRA89a]), en los que también se ve este estado y que indican una componente del mismo de una configuración con acoplamiento a un estado excitado del "core". Este estado en ambos núcleos parece desplazar al miembro $\frac{7}{2}^+$ de la configuración $3^- \otimes f_{\frac{7}{2}}$, siendo el efecto más acusado en el ${}^{143}Nd$ donde este fragmento cae justo a la energía del estado $3^- \otimes f_{\frac{7}{2}}$ calculado con la interacción $Q - q$. También aparece un estado a 2360 keV que no ha podido ser visto en el ${}^{145}Sm$ y que a pesar del desplazamiento en energía es probablemente el miembro $\frac{15}{2}^+$ del multiplete $2^+ \otimes \frac{13}{2}^+$.

Como se ve en la figura 4.20, el conocimiento experimental del núcleo ${}^{143}Nd$ no es tan detallado como el de nuestro trabajo. Esto es claramente una consecuencia de que nuestro trabajo experimental hace uso de técnicas de detección más avanzadas como son el uso de varios detectores de Ge con recubrimiento anticompton y un polarímetro Compton.

A la vista de la comparación tanto de los estados de paridad positiva como los de negativa en ambos núcleos, con los respectivos cálculos y entre ellos, se puede

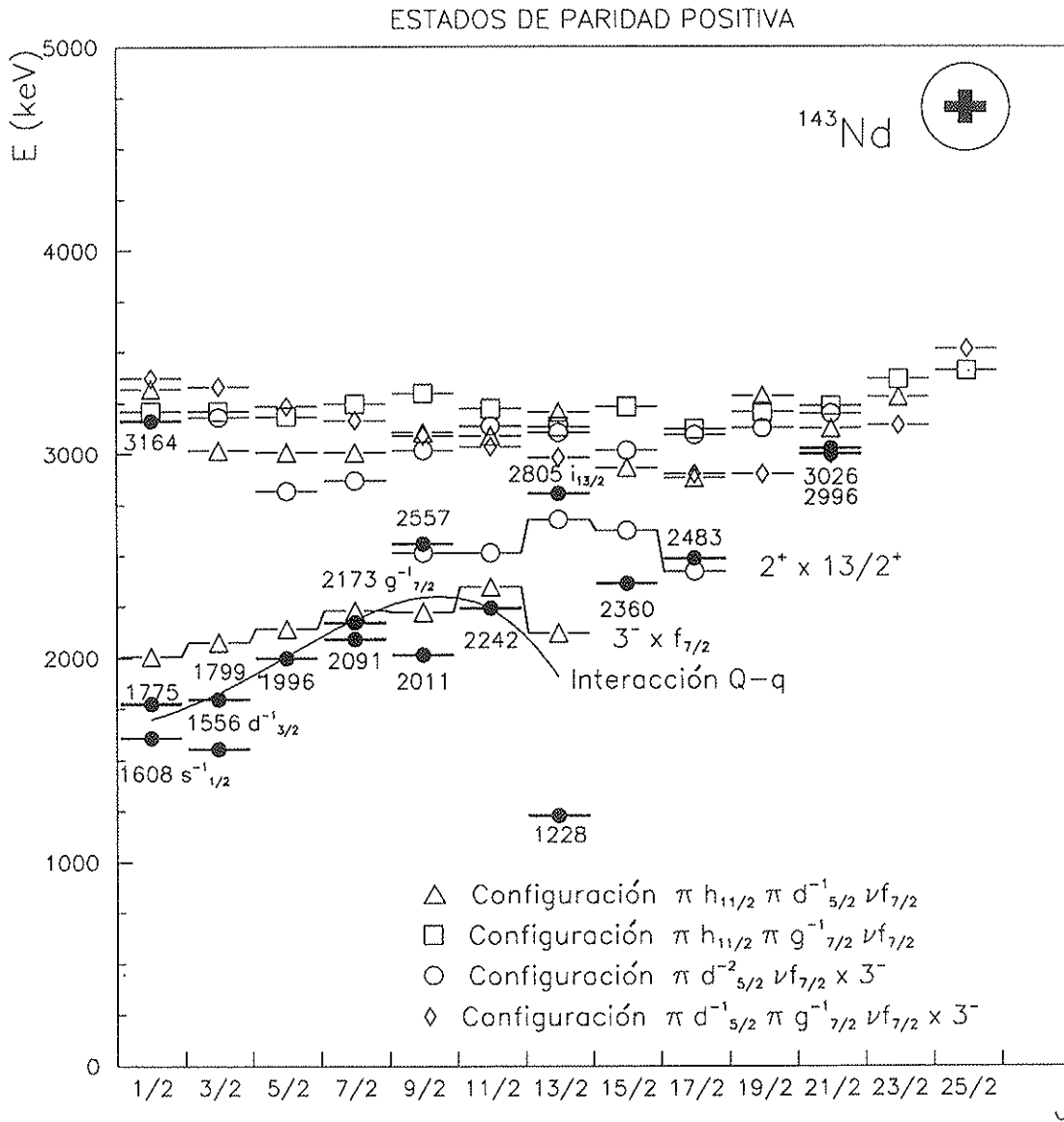


Figura 4.20: Estados experimentales y calculados para las configuraciones $\pi h_{1/2} \pi d_{5/2}^{-1} \nu f_{7/2}$, $\pi h_{11/2} \pi g_{7/2}^{-1} \nu f_{7/2}$, $\pi d_{5/2}^{-2} \nu f_{7/2} \otimes 3^-$, $\pi d_{5/2}^{-1} \pi g_{7/2}^{-1} \nu f_{7/2} \otimes 3^-$ e interacción $Q - q$ junto con los estados experimentales en ^{143}Nd .

concluir que los modos de excitación y posibles configuraciones consideradas en este trabajo dan cuenta perfectamente de todos los estados excitados observados en ambos núcleos por debajo de 3 MeV .

4.4 Estados de paridad positiva con $J^\pi > \frac{25}{2}^+$

Aproximadamente a una energía de 4 MeV se observan una serie de estados de paridad positiva de los cuales su espín-paridad ha sido obtenido del trabajo [ODA94] excepto en el caso del estado a 3921 keV , que es un estado $\frac{27}{2}^+$ que ha sido determinado también en este trabajo y que además es un estado "Yrast".

La naturaleza en términos de estructura nuclear de estos estados no es del todo clara. Parece que se trata de estados correspondientes al acoplamiento del estado 10^- en ^{144}Sm al neutrón $\nu f_{7/2}$. Esto les conferiría un carácter de estados de cinco cuasipartículas.

De todas formas, el conocimiento de los estados de esta zona es demasiado limitado como para que cualquier explicación en torno a su estructura no peque de excesivamente especulativa. Por ello las configuraciones de cinco cuasipartículas no han sido tratadas en este trabajo.

Lo que ha quedado claro, como consecuencia de todo lo expuesto a lo largo de este capítulo, es que una interpretación correcta de la estructura de los estados observados requiere no sólo el conocimiento de todos los estados excitados correspondientes a cada multiplete sino también la información proveniente de otro tipo de reacciones, especialmente las de "stripping" y "pick-up" que le han conferido a este trabajo el carácter de espectroscopía total como se indica en su título.

Capítulo 5

Sumario

Ha quedado patente en este trabajo la poderosa herramienta espectroscópica que son las reacciones en haz con partículas α que permiten observar estados por encima de la línea “Yrast”. Por tratarse de una reacción con dos canales de salida fundamentalmente, todavía se puede utilizar la información contenida en los espectros directos (que son bastante limpios), para obtener distribuciones angulares direccionales y polarización.

Por otro lado también ha quedado demostrado desde un punto de vista experimental la utilidad de un multidetector gamma con un número reducido de detectores que permiten optimizar este tipo de medias, y la gran sensibilidad obtenida frente a los experimentos de espectroscopía gamma tradicionales con tan sólo dos detectores.

Los estados por encima de la línea “Yrast” son en general difíciles de interpretar pues la densidad de niveles aumenta rápidamente con la energía. Sin embargo, el caso presentado en esta tesis es especialmente apropiado pues existe una amplia información espectroscópica de la estructura de los estados observados (fundamentalmente reacciones de “pick-up” [KAD90] y “stripping” [SEI83]) y por el conocimiento detallado de los núcleos vecinos, incluidos los estados no “Yrast” y su interpretación en términos de estructura nuclear.

En este trabajo se ha demostrado que el ^{145}Sm es relativamente sencillo de describir en términos de estructuras de tres cuasipartículas de valencia acopladas al “core” y no sólo para los estados “Yrast” que se habían estudiado en [PII91].

Se han podido identificar con niveles experimentales todos los miembros de los multipletes de paridad negativa $(\pi d_{\frac{5}{2}}^{-2})_{2+} \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$ y $(\pi d_{\frac{5}{2}}^{-2})_{4+} \otimes \nu f_{\frac{7}{2}}$. En el caso del primer multiplete, además, se ha podido determinar la mezcla existente con los niveles de partícula independiente de neutrón que están situados próximos en energía usando la información espectroscópica que se conoce a través de las reacciones de transferencia ([SEI83] y [KAD90]). De la comparación de la interacción hallada con la existente para los mismos estados en los núcleos ^{147}Gd ($Z = 64$) y ^{143}Nd ($Z = 60$), se ha encontrado que permanece constante en dicho intervalo de Z , lo

cual en el caso del ^{147}Gd es sorprendente dado que el carácter del estado 2^+ siempre se ha considerado más colectivo.

En cuanto a los niveles de paridad positiva, se ha encontrado el último miembro del multiplete $3^- \otimes \nu f_{7/2}$ a la energía predicha por la interacción cuadrupolo-cuadrupolo, confirmandose definitivamente que es esta interacción la responsable de la separación de los miembros de dicho multiplete con respecto a la energía no perturbada como se había propuesto en [KAD89] y [TRA89].

Se ha identificado el multiplete $(\pi d_{5/2}^{-2})_{2+} \otimes (3^- \otimes \nu f_{7/2})_{13+}$ el cual ha sido visto por primera vez, y que confirma el carácter predominante de los acoplamientos de tres cuasipartículas a las excitaciones del "core" para los estados excitados de paridad positiva entre 0 y 3 MeV.

En las zonas donde nuestro nivel de sensibilidad alcanzaba regiones de alta densidad de niveles, hacer una asignación unívoca a una configuración excede probablemente a una interpretación realista de los datos, pero el número de estados observados coincide con el número de estados esperado, lo cual nos ha dado confianza en el cálculo. En particular, en el caso de los estados de paridad positiva, para los valores de espín más altos, para que esto sea cierto se requiere el concurso de configuraciones de tres cuasipartículas acopladas a 0^+ y al estado vibracional del "core" 3^- lo cual corrobora la necesidad de introducir este tipo de acoplamientos. Estas ideas ya estaban propuestas en [PII91] pero han podido ser probadas a partir de estados no "Yrast".

Finalmente, el cálculo realizado para el ^{143}Nd ($Z = 60$) y la interpretación de los estados experimentales conocidos [WRZ90] nos ha revelado una estructura de los estados de este núcleo, tanto para paridad positiva como negativa, que es totalmente gemela a la del ^{145}Sm ($Z = 62$). Como se comentó en la introducción de esta tesis, el hecho de que sus estructuras sean tan parecidas confirma la extensión del modelo de capas semiempírico a núcleos con cinco cuasipartículas por debajo del "core", dándonos más confianza si cabe en las asignaciones y configuraciones consideradas para la interpretación de los estados en esta zona.

También como se comentó en la introducción, cabe esperar que para el ^{207}Hg , el homólogo del ^{145}Sm en la región del plomo, podamos describir sus estados excitados en términos de configuraciones de tres cuasipartículas como las descritas en este trabajo en donde sólo nos cambiarían los orbitales involucrados y las energías de cuasipartícula y de interacción de dos cuasipartículas, volviendo a jugar un papel importante los acoplamientos a la excitación octupolar del "core", en este caso el estado 3^- en el ^{208}Pb .

En general y como resumen de todo lo expuesto anteriormente, podemos decir que en este trabajo se ha alcanzado un nivel de comprensión de la estructura del ^{145}Sm , que en términos generales supera a la de otros núcleos de la zona y que este comentario es probablemente extensible a otras zonas de núcleos pesados.

Apéndice A

Modelo de Capas Semiempírico : Análisis de masas y estados excitados

En este apéndice se pretenden dar una serie de fórmulas relativas a la utilización del modelo de capas semiempírico. Éstas han sido extraídas de la referencia [BLO83].

Los estados nucleares, dentro del modelo de capas, se expresan bajo el acoplamiento en la base de momento angular de varias configuraciones de nucleones. Normalmente, un nivel específico en un núcleo no estará asociado a una única configuración de las partículas de valencia, sino que consistirá en una compleja mezcla de diversas configuraciones con el mismo espín y paridad. Sin embargo, en algunos casos un nivel puede tener una estructura simple, con una función de onda dominada por una sola configuración. En general, para ello se requiere que el nivel esté relativamente aislado de otros con el mismo espín y paridad. Es en estos casos cuando se puede descomponer su configuración en otras más simples a través de los coeficientes de parentesco fraccionario, donde las configuraciones más simples, corresponden a niveles concretos en los núcleos vecinos respecto del que se quiere hacer el cálculo. Esto implica una dependencia lineal entre las masas de los niveles de los núcleos involucrados en el cálculo que viene dada por :

$$\sum_{Z,N} c(Z, N) M(Z, N) = 0 \quad (\text{A.1})$$

donde $c(Z, N)$ son enteros positivos o negativos con la condición

$$\sum_{Z,N} c(Z, N) = 0 \quad (\text{A.2})$$

El término M es la superposición de las masas M_i de los diversos estados i en el núcleo (Z, N) :

$$\sum_{Z,N} p_i M_i(Z, N) = M(Z, N) \quad (\text{A.3})$$

Los pesos p_i son los cuadrados de los coeficientes de parentesco fraccionario generalizados y miden la probabilidad de ocurrencia de un estado i en la descomposición. La normalización de estos pesos viene dada por :

$$\sum_i p_i = 1 \quad (\text{A.4})$$

El coeficiente c especifica que núcleo interviene en la descomposición.

Los términos correspondientes a las masas de los estados i se pueden descomponer como :

$$M_i(N, Z) = E_i(N, Z) + M_0(N, Z) \quad (\text{A.5})$$

donde E_i es la energía de excitación medida respecto al estado fundamental y M_0 la masa del estado fundamental. Sustituyendo en la ecuación A.3 :

$$M(N, Z) = E(N, Z) + M_0(N, Z) \quad (\text{A.6})$$

donde

$$E(N, Z) = \sum_i p_i E_i(N, Z) \quad (\text{A.7})$$

El segundo término se obtiene aplicando la condición de normalización A.4.

Utilizando A.6 obtenemos la ecuación lineal no-homogénea :

$$\sum_{Z,N} c(Z, N) M_0(Z, N) = - \sum_{Z,N} c(Z, N) E(Z, N) \equiv S \quad (\text{A.8})$$

Apéndice B

Discusión de los datos espectroscópicos correspondientes a los niveles del ^{145}Sm

En este apéndice se discute de manera más detallada las asignaciones de espín-paridad hechas para los niveles del ^{145}Sm . Toda la información que se maneja en este apéndice, tanto para los niveles como para las transiciones que los conectan está compilada en las diversas tablas que se dan en el capítulo tres.

- *Nivel 893.92 keV*

Es el primer estado excitado. Se trata de un nivel “Yrast”. Se desexcita al fundamental a través de una transición de 893.9 keV. Forma parte de un triplete con lo cual no existen datos de distribución angular, ni polarización. Existen cocientes de DCO con las transiciones 542.68 keV (nivel 1436.60 keV, $J = \frac{1}{2}^+$) y 653.5 keV (nivel 1547.07 keV, $J = \frac{3}{2}^+$) que valen respectivamente $R_{DCO} = 0.9(3)$ y $R_{DCO} = 1.2(6)$.

En cuanto a la función de excitación de población directa, este nivel está alimentado desde arriba y se desexcita a través de una única transición. Por lo tanto la función de excitación de población directa se calcula como la función de excitación de la transición gamma 893.9 keV menos las funciones de excitación de las transiciones gamma que alimentan el nivel desde arriba. De ella, sólo no se puede afirmar nada en cuanto a su espín.

Este nivel era ya conocido en la literatura en [ADA86], [TRA86], [KAD90] y [SEI83]. En todos ellos se hace la asignación de espín-paridad $J = \frac{3}{2}^-$. Ambos cocientes de DCO son compatibles con esta asignación.

- *Nivel 1104.86 keV*

Se trata de un nivel "Yrast". Se desexcita al nivel fundamental a través de la transición 1104.86 keV que es una $E3$ de la cual existe una buena distribución angular y polarización. La hipótesis de espín-paridad que mejor ajusta estos datos (un menor χ^2) es $J = \frac{13}{2}^+$. De este ajuste se ha obtenido el valor del alineamiento $\frac{\sigma}{J} = 0.35$, el cual se ha tomado aproximadamente constante en todo el rango de energías de excitación.

En cuanto a la función de excitación de población directa, este nivel está muy alimentado desde arriba y se desexcita a través de una única transición. Por lo tanto la función de excitación de población directa se calculará como la función de excitación del gamma 1104.86 keV menos las funciones de excitación de los gammas que lo alimentan desde arriba. Hay algunas de estas transiciones que plantean problemas de contaminación o que se trata de dobletes. En el cálculo no han podido ser incluidas todas. Su función de excitación de población directa presenta una pendiente claramente mayor respecto al espín $J = \frac{11}{2}$, si bien es casi idéntica con respecto al espín $J = \frac{15}{2}$ (nivel 2049.17 keV). La razón probablemente es que tanto el nivel 1104.86 keV como el nivel 2049.17 keV tienen poca población directa.

Este nivel era conocido previamente en la literatura en [TRA86], [PII91], [KAD90], [SEI83] y [ODA94]. En todos ellos se hace una asignación de espín-paridad que coincide con la de este trabajo.

- Nivel 1423.1 keV

Se trata de un nivel "Yrast". Se desexcita al nivel fundamental a través de la transición 1423.1 keV . Los datos de distribución angular y polarización no son concluyentes, si bien son compatibles con una transición $M1$. El cociente de DCO con la transición 434.6 keV da $R_{DCO} = 1.0(2)$. Esta transición desexcita el nivel 1857.7 el cual ha sido asignado como $J = \frac{7}{2}^+$. Entonces, el anterior resultado sería compatible con una transición $M1$ con un grado de mezcla $\tan^{-1} \delta \in [0^\circ, 20^\circ]$ para la transición 1423.1 keV .

En cuanto a la función de excitación de población directa del nivel, está alimentado desde arriba y se desexcita a través de una única transición. Por lo tanto la función de excitación de población directa se calculará como la función de excitación del gamma 1423.1 keV menos las funciones de excitación de los gammas que lo alimentan desde arriba. No se le ha podido sustraer toda la población indirecta a causa de que está alimentado desde el nivel 2112.9 keV a través de la transición 689.9 keV que está en el pico de neutrones. Sin embargo, su forma demuestra que es un nivel del ^{145}Sm y su pendiente está por debajo de la correspondiente a $J = \frac{11}{2}$ y ligeramente por encima de $J = \frac{7}{2}$, lo que sería compatible con la asignación de $J = \frac{9}{2}$.

Este nivel era conocido previamente en la literatura en [TRA86], [ADA86] y

[SEI83]. En todos ellos se hace un asignación de espín-paridad que coincide con la de este trabajo.

• *Nivel 1436.60 keV*

Se trata de un nivel "Yrast". Se desexcita al nivel 893.92 keV a través de la transición 542.68 keV. Se trata de un triplete en ^{145}Sm , con lo cual no se puede decir nada en lo referente a distribución angular y polarización. El cociente de DCO con la transición 893.92 keV vale $R_{DCO} = 0.9(3)$ que como ya se comentó en el nivel 893.92 keV, es compatible con la asignación $J = \frac{1}{2}$.

En cuanto a su función de excitación de población directa, este nivel está alimentado desde arriba y se desexcita a través de una única transición. Por lo tanto la función de excitación de población directa se calcula como la función de excitación del gamma 1104.86 keV menos las funciones de excitación de los gammas que lo alimentan desde arriba. La transición 542.68 keV es un triplete y no se puede sustraer tampoco la contribución de las transiciones 191.5 KeV (doblete y contaminada) y 111.5 keV (contaminada). Por lo tanto no se puede decir nada en cuanto a su espín como resultado de este análisis.

Es un nivel conocido en la literatura en [ADA86], [TRA86] y [KAD90] donde se le asigna espín-paridad $J = \frac{1}{2}^+$.

• *Nivel 1537.6 keV*

Se trata de un nivel "Yrast". Se desexcita al fundamental a través de la transición 1537.6 keV. Esta transición presenta ensanchamiento Doppler y forma doblete con una transición de la misma energía en el ^{144}Sm , pero la contaminación es pequeña. El análisis de distribución angular y polarización no da resultados concluyentes, siendo varias las posibilidades de espín-paridad compatibles con los datos.

El análisis de la función de excitación de población directa del nivel, a pesar de la imposibilidad de restar la población indirecta debido a la transición 512.0 keV, confirma el valor de espín $J = \frac{11}{2}$, pues su pendiente está por encima de $J = \frac{9}{2}$ y por debajo de $J = \frac{13}{2}$.

Es un nivel conocido en la literatura en [TRA86] y [ODA94] donde se le asigna espín-paridad $J = \frac{11}{2}^-$.

• *Nivel 1547.07 keV*

Se desexcita al nivel 893.92 keV a través de la transición 653.5 keV y al nivel 1436.60 keV a través de la transición 111.5 keV. La primera es un doblete en ^{145}Sm y no se puede afirmar nada a partir de los datos de distribución angular y polarización. El cociente de DCO con la transición 893.92 keV vale $R_{DCO} = 1.2(6)$ que es comptible con la asignación de espín que para este nivel se hace

en la literatura [ADA86] como $J = \frac{3}{2}^+$. En cuanto a la segunda transición, está contaminada y no existen para ella datos de distribución angular, polarización ni DCO.

La función de excitación de población directa del nivel no se puede calcular debido a los problemas que presentan ambos gamma.

Es un nivel conocido en la literatura en [ADA86], [TRA86] y [KAD90] donde se le asigna espín-paridad $J = \frac{3}{2}^+$.

- *Nivel 1607.70 keV*

Se desexcita al nivel 893.92 keV a través de la transición 713.78 keV la cual es muy débil, está en la cola del pico de neutrones y está contaminada de ^{143}Pm . Por lo tanto, los datos de distribución angular y polarización no son fiables. No existen datos de DCO.

En cuanto a su función de excitación de población directa, este nivel no está alimentado por ninguna transición desde arriba y se desexcita a través de una única transición. Por lo tanto la función de excitación de población directa coincide con la función de excitación del gamma 713.78 keV. La forma y pendiente no es mala y se puede decir que coincide bastante bien con la correspondiente al nivel 1436.60 keV.

Es un nivel conocido en la literatura en [ADA86], [TRA86] y [KAD90] donde se le asigna espín-paridad $J = \frac{1}{2}^-$.

- *Nivel 1628.1 keV*

Se desexcita al nivel 1436.60 keV a través de la transición 191.5 keV, que está contaminada y es un doblete en ^{145}Sm . No hay datos de distribución angular, polarización ni DCO.

En cuanto a su función de excitación de población directa, este nivel no está alimentado por ninguna transición desde arriba y se desexcita a través de una única transición. Por lo tanto la función de excitación de población directa coincide con la función de excitación del gamma 191.5 keV. Como es un doblete y está contaminado no se puede afirmar nada.

Es un nivel conocido en la literatura [ADA86], [TRA86] y [KAD90] donde se le asigna espín-paridad $J = \frac{3}{2}^+$.

- *Nivel 1658 keV*

Se trata de un nivel "Yrast". Se desexcita al estado fundamental a través de la transición 1658 keV, que está sepultada bajo la transición 1660.00 keV del ^{144}Sm . No hay datos de distribución angular, polarización ni DCO.

En cuanto a su función de excitación de población directa, este nivel no está alimentado por ninguna transición desde arriba y se desexcita a través de una única transición. Por lo tanto la función de excitación de población directa coincide con la función de excitación del gamma 1658 keV . Este gamma se separa del 1660.00 keV a bajas energías del haz. De todas formas no se puede decir nada en torno a su espín como resultado de este análisis, excepto su pertenencia al ^{145}Sm .

Es un nivel conocido en la literatura [ADA86] y [SEI83] donde se le asigna espín-paridad $J = \frac{5}{2}^-$.

- *Nivel 1729.0 keV*

Se desexcita al nivel 893.92 keV a través de la transición 835.1 keV . De su distribución angular y polarización no se puede decir nada ya que está sobre el pico de neutrones. Tampoco existen datos de DCO.

En cuanto a su función de excitación de población directa, este nivel no está alimentado por ninguna transición desde arriba y se desexcita a través de una única transición. Por lo tanto, la función de excitación de población directa coincide con la función de excitación del gamma 835.1 keV . Es muy débil y no existen datos para él.

Es un nivel conocido en la literatura [TRA86] y [KAD90] donde se le asigna espín-paridad $J = \frac{1}{2}^+$.

- *Nivel 1779.5 keV*

Se trata de un nivel "Yrast". Se desexcita al nivel fundamental a través de la transición 1779.5 keV . Es un doblete en ^{145}Sm . No hay datos de distribución angular, polarización ni DCO.

En cuanto a su función de excitación de población directa, este nivel no está alimentado por ninguna transición desde arriba y se desexcita a través de una única transición. Por lo tanto la función de excitación de población directa coincide con la función de excitación del gamma 1779.5 keV . Al no estar en coincidencia con ninguna transición, su pertenencia a este núcleo ha sido determinada a través de la forma de su función de excitación de población directa. A pesar de ser un doblete, la intensidad de la que va al fundamental es cuatro veces respecto de la 1780.5 KeV . Esto se ve en la función de excitación, cuya pendiente indica un espín bajo en torno a los valores $J = \frac{7}{2}, \frac{9}{2}$.

Es un nivel conocido en la literatura [ADA86] y [SEI83] [KAD90] donde se le asigna espín-paridad $J = \frac{9}{2}^-$.

- *Nivel 1804 keV*

Se desexcita al fundamental a través de la transición 1804 keV. No hay datos de distribución angular, polarización ni DCO.

En cuanto a su función de excitación de población directa, este nivel no está alimentado por ninguna transición desde arriba y se desexcita a través de una única transición. Por lo tanto la función de excitación de población directa coincide con la función de excitación del gamma 1804 keV. Al no estar en coincidencia con ninguna transición, su pertenencia a este núcleo ha sido determinada a través de la forma de su función de excitación de población directa, si bien es muy débil y no se puede decir nada en lo referente a su espín.

Es un nivel conocido en la literatura [ADA86], [TRA86] y [SEI83] donde se le asigna espín-paridad $J = \frac{5}{2}^+$.

- *Nivel 1847.4 keV*

Se desexcita al fundamental a través de la transición 1847.4 keV. Presenta ensanchamiento Doppler y no hay datos de distribución angular ni DCO y de su polarización, lo único que se puede decir es que es positiva, lo cual sería compatible con un carácter eléctrico.

En cuanto a su función de excitación de población directa, este nivel no está alimentado por ninguna transición desde arriba y se desexcita a través de una única transición. Por lo tanto la función de excitación de población directa coincide con la función de excitación del gamma 1847.4 keV. Al no estar en coincidencia con ninguna transición, su pertenencia a este núcleo ha sido determinada a través de la forma de su función de excitación de población directa. Comparando la pendiente de la función de excitación con la correspondiente a otros niveles de espín conocido, se puede formular la hipótesis de espín $J = \frac{9}{2}$.

Es un nivel conocido en la literatura [ADA86], [TRA86] y [SEI83] donde se le asigna espín-paridad $J = \frac{9}{2}^+$.

- *Nivel 1857.7 keV*

Se desexcita al fundamental a través de la transición 1857 keV y al nivel 1423.1 keV a través de la transición 434.6 keV. Respecto a la primera no hay datos de distribución angular, polarización ni DCO. Forma doblete con una transición del ^{144}Sm y presenta ensanchamiento Doppler. En cuanto a la segunda transición forma doblete con una transición del ^{145}Sm y está contaminada. No hay datos de distribución angular, ni polarización. El cociente de DCO con la transición 1423.1 keV da $R_{DCO} = 1.0(2)$.

En cuanto a la función de excitación de población directa, este nivel no está alimentado desde arriba y se desexcita a través de ambas transiciones. Por lo tanto la función de excitación de población directa resulta de la suma de las

funciones de excitación de ambos gammas. La contribución de la transición 434.6 keV es pequeña y su pendiente revela un valor bajo de espín, que comparándolo con la función de excitación correspondiente a $J = \frac{9}{2}$, ésta es más baja y por lo tanto correspondiente a un J menor.

Es un nivel conocido en la literatura [ADA86] y [TRA86] donde se le asigna espín-paridad $J = \frac{7}{2}^+$ la cual es compatible con el cociente de DCO y el análisis de funciones de excitación.

• *Nivel 1876.3 keV*

Se desexcita al fundamental a través de la transición 1876.3 keV. Forma un doblete en el ^{145}Sm con la transición 1879.9 keV, tiene ensanchamiento Doppler y no hay datos de distribución angular, polarización ni DCO.

En cuanto a su función de excitación de población directa, este nivel no está alimentado por ninguna transición desde arriba y se desexcita a través de una única transición. Por lo tanto la función de excitación de población directa coincide con la función de excitación del gamma 1876.3 keV. Esta no presenta interferencia de la 1879.9 keV que se separa bien de la anterior a bajas energías del haz. Si la comparamos con la función de excitación correspondiente a $J = \frac{9}{2}$, vemos que su pendiente es menor y por lo tanto correspondiente a un J menor.

Es un nivel conocido en la literatura [ADA86] y [SEI83] donde se le asigna espín-paridad $J = \frac{7}{2}^-$.

• *Nivel 1966.44 keV*

Se desexcita al nivel 1104.86 keV a través de una transición de 861.58 keV y al nivel 1423.1 keV a través de la transición de 543.1 keV. La primera, forma un doblete con una transición desconocida y no hay datos de distribución angular, polarización ni DCO. La segunda, forma parte de un triplete en ^{145}Sm y tampoco hay datos de distribución angular, polarización ni DCO.

En cuanto a su función de excitación de población directa, es un nivel que no está alimentado desde arriba. En cuanto a la intensidad que sale del nivel, sólo se ha considerado la transición 861.58 para la cual la función de excitación tiene una forma que claramente permite asignarla al núcleo ^{145}Sm , ya que si hay contribuciones de la transición con la que forma doblete, éstas son despreciables. La transición 543.1 keV no se incluye por tratarse de un triplete en el mismo núcleo y estar bastante repartida la intensidad entre los tres miembros. El error al no incluirla no es grande si se tiene en cuenta que la intensidad de la transición 861.58 KeV es casi cinco veces la de la anterior y por tanto casi toda la intensidad que llega a este nivel, se va a través de esta rama. Por tanto, de lo expuesto, se deduce que la función de excitación

de población directa del nivel será aproximadamente igual a la función de excitación de la transición 861.58 keV . Si comparamos su forma y pendiente con las funciones de excitación correspondientes a los valores de espín $J = \frac{9}{2}$ y $J = \frac{11}{2}$, la conclusión es que el nivel tiene un $J = \frac{11}{2}$. Esta asignación es importante como se señalará en las conclusiones.

- *Nivel 1972.8 keV*

Se desexcita al nivel 893.92 keV a través de una transición de 1078.9 keV . Se trata de una transición débil para la que no hay datos de distribución angular, polarización ni DCO.

En cuanto a su función de excitación de población directa, es un nivel que no está alimentado desde arriba y que se desexcita únicamente a través de esta transición. Por tanto coincidirá prácticamente con la función de excitación del gamma 1078.9 keV . Esta es muy débil y no se puede concluir nada en torno a su espín.

Es un nivel conocido en la literatura en [ADA86] y [SEI83] donde se le asigna espín-paridad $J = \frac{3}{2}^-$.

- *Nivel 1997 keV*

Se desexcita al nivel fundamental a través de una transición de 1997 keV . Se trata de una transición débil para la que no hay datos de distribución angular, polarización ni DCO.

Su función de excitación de población directa coincide, dado que se trata de un nivel que no está alimentado desde arriba y que se desexcita a través de una única transición, con la función de excitación de la transición gamma 1997 keV . Esta es muy débil, aunque su forma permitiría asignarlo como un nivel del ^{145}Sm y con un espín bajo, menor de $J = \frac{9}{2}$.

Es un nivel conocido en la literatura en [ADA86], [SEI83] y [KAD90] donde se le asigna espín-paridad $J = \frac{5}{2}^-$.

- *Nivel 2049.17 keV*

Se trata de un nivel "Yrast". Se desexcita al nivel 1104.86 keV a través de la transición 944.85 keV y al nivel 1537.6 keV a través de la transición 512.0 keV . Para la primera, se cuenta con datos de distribución angular y polarización cuyo análisis conduce a la asignación de espín-paridad $J = \frac{15}{2}^-$. También existe un cociente de DCO con la transición 1104.86 keV que vale $R_{DCO} = 1.66(8)$ y que es totalmente compatible con la asignación de espín-paridad hecha. Para la segunda, no existen datos de distribución angular, polarización ni DCO ya que coincide con el pico de aniquilación de 511 keV .

En lo referente a su función de excitación de población directa, es un nivel bastante alimentado desde arriba. Hay que restar a la suma de las funciones de excitación de las transiciones gamma que desexcitan el nivel, la suma de las funciones de excitación de todas las transiciones que lo alimentan desde otros niveles. En este cálculo necesariamente queda fuera la transición 512.0 keV . La forma y pendiente de la función de excitación de población directa en cuanto apenas se diferencia de la correspondiente a $J = \frac{13}{2}$ y la posible explicación ya se dió en la discusión del nivel 1104.86 keV .

Es un nivel conocido en la literatura en [PII91] y [ODA94] donde se le asigna espín-paridad $J = \frac{15}{2}^-$.

• *Nivel 2069.70 keV*

Se desexcita al nivel 1104.86 keV a través de la transición 964.84 keV y al nivel 1537.6 keV a través de la transición 532.0 keV . Para la primera se cuenta con datos de distribución angular y polarización cuyo análisis conduce a las hipótesis de espín-paridad $J = \frac{13}{2}^-, \frac{15}{2}^+$. No hay valores de cociente de DCO. En cuanto a la segunda transición, forma un doblete con una transición muy intensa del ^{144}Sm de la misma energía. No hay para ella datos de distribución angular, polarización ni DCO.

En cuanto a la función de excitación de población directa, es un nivel que no está alimentado desde arriba y de las transiciones que lo desexcitan, la 532.0 keV por las razones expuestas en el párrafo anterior, tomando por tanto como aproximación que ésta es igual a la función de excitación de la transición 964.84 keV . Aunque su forma y pendiente son buenas, no nos permite discernir entre $J = \frac{13}{2}$ y $\frac{15}{2}$ debido a la igualdad existentes entre estas dos funciones de excitación, como ya se comentó en la discusión de los niveles 1104.86 keV y 204917 keV .

Es poco probable, sin embargo que su espín-paridad sea $\frac{15}{2}^+$ ya que eso obligaría a que la transición 532.0 keV tuviera carácter y multipolaridad $M2$, lo cual no se corresponde con la relación de intensidades existente entre ésta y la transición 964.84 keV .

• *Nivel 2110.2 keV*

Se desexcita al nivel fundamental a través de la transición 2110.2 keV . Para ella no existen datos de distribución angular ni polarización. Por tratarse de un nivel que se desexcita al fundamental, dicha transición gamma ha sido vista en funciones de excitación como perteneciente al núcleo ^{145}Sm . A pesar de que está próxima a la transición 2112.8 keV , que también desexcita un nivel del ^{145}Sm al fundamental, ambas transiciones se separan a bajas energías del haz. Es una transición débil y de su forma y pendiente se le podría asignar un espín entre $J = \frac{5}{2}$ y $J = \frac{7}{2}$.

Es un nivel conocido en la literatura en [ADA86] donde se le asigna paridad negativa pero no se conoce su espín

- *Nivel 2112.9 keV*

Se desexcita a través de una transición de 1008.0 keV al nivel 1104.9 keV, a través de una transición de 689.9 keV al nivel 1423.1 keV a través de una transición de 575.6 keV al nivel 1537.6 keV y a través de una transición de 2112.8 keV al nivel fundamental. De ninguna de las cuatro existen datos de distribución angular ni polarización ya que la primera está a la derecha de la transición 1004.84 keV del ^{144}Sm , la segunda es muy débil y las otras dos se encuentran sobre el pico de neutrones. Para la transición 689.9 keV existe un cociente de DCO con la transición 1423.1 keV que vale $R_{DCO} = 0.9(4)$.

En cuanto a la función de excitación de población directa, este es un nivel que no recibe intensidad desde arriba a través de otras transiciones. Para construir su función, sólo se ha tenido en cuenta la transición de 1008.0 keV que se separa bien de la 1004.84 keV del ^{144}Sm , dado que tienen formas distintas, especialmente a bajas energías del haz. Las otras dos transiciones, dado que están sobre el pico de neutrones no se pueden considerar. A tenor de la forma y pendiente de esta función de excitación se le puede asignar una hipótesis de espín de $J = \frac{11}{2}$. Este resultado es compatible con el R_{DCO} para la 689.9 keV para una asignación de espín-paridad $J = \frac{11}{2}^-$ dado que la transición 1423.1 keV ha sido ajustada para los datos de distribución angular y polarización como una transición $M1$ con un grado de mezcla de $\delta = 14.5^\circ$. La asignación de paridad se apoya en el hecho de que este nivel se conecta con el fundamental a través de la transición 2112.8 keV y la asignación de una paridad positiva para ese valor de espín exigiría que esta transición fuera una $M2$.

Es un nivel conocido en la literatura en [TRA86] donde se le asigna espín $J = \frac{11}{2}$ y paridad positiva entre paréntesis, o sea, que la asignación de paridad no es del todo firme.

- *Nivel 2142 keV*

Se desexcita al fundamental a través de la transición 2142 keV. Ha sido vista en funciones de excitación como perteneciente al ^{145}Sm y aunque está muy próxima a la transición 2146.5 keV, también perteneciente al ^{145}Sm , se separan bien para bajas energías del haz. Sobre esta transición no hay datos de distribución angular ni polarización.

La función de excitación de población directa del nivel no tiene una forma y pendiente clara dado que se trata de una transición débil. Sería compatible con unos valores de espín entre $J = \frac{7}{2}$ y $J = \frac{9}{2}$.

- *Nivel 2146.5 keV*

Se desexcita al fundamental a través de una transición de 2146.5 keV y al nivel 1537.6 keV a través de una transición de 609.1 keV. De ninguna de las dos existen datos de distribución angular ni polarización. La segunda tiene el problema de que además de ser muy débil está en el pico de neutrones. Para esta última tampoco existen datos de DCO.

La función de excitación de población directa de este nivel ha sido calculada restando a la función de excitación de la transición 2146.5 keV la función de excitación de la transición 166.5 keV que alimenta este nivel desde arriba. La transición 609.1 keV no ha sido considerada dado que está sobre el pico de neutrones aunque el error no es muy grande ya que es una transición débil. Otra fuente de error es el no considerar la conversión de la transición 166.5 keV por desconocer su carácter. Aún así la función de excitación de población directa presenta una forma y pendiente excelente que permiten establecer una hipótesis de espín $J = \frac{11}{2}$.

Es un nivel conocido en la literatura en [KAD90] pero no se le asigna espín-paridad.

- *Nivel 2191 keV*

Se desexcita al fundamental a través de la transición 2191 keV. Ha sido vista en funciones de excitación como perteneciente al núcleo ^{145}Sm y no existen para ella datos de distribución angular ni polarización.

La función de excitación de población directa del nivel coincide con la función de excitación del gamma dado que el nivel no está alimentado desde arriba ni tiene otra conexión con otro nivel. De la forma y pendiente de ésta se podría decir que su espín es $J < \frac{9}{2}$.

Esta asignación permitiría asociarlo al nivel 2193 keV visto en [KAD90] (fragmento del orbital $g_{\frac{7}{2}}^{-1}$) y en [ADA86]. En este último trabajo se dan como hipótesis de espín-paridad $J = \frac{3}{2}^{-}, \frac{5}{2}^{\pm}$ y $\frac{7}{2}^{\pm}$.

- *Nivel 2229.77 keV*

Se trata de un nivel "Yrast". Se desexcita al nivel 2049.17 keV a través de una transición de 180.06 keV. Existen datos de distribución angular y polarización que dan una hipótesis de espín-paridad de $J = \frac{17}{2}^{-}$. También existe un cociente de DCO con la transición 944.85 keV que vale $R_{DCO} = 0.93(3)$ y que corresponde al espín-paridad y grado de mezcla ajustados. Se trata de una transición $M1$ bastante pura, con un grado de mezcla de $\delta = 2.6^{\circ}$

En cuanto a su función de excitación de población directa, es un nivel que está bastante alimentado desde arriba. Se le ha restado a la intensidad de salida, representada por la función de excitación de la 180.06 keV, las funciones

de excitación de las transiciones que caen a este nivel con excepción de la transición 847.9 keV que está bastante contaminada y la transición 1032.7 keV que está contaminada por ^{144}Sm que domina su función de excitación. A pesar de ello la contribución en intensidad de estas transiciones no es grande y la forma y pendiente de la función de excitación de población directa es buena y está claramente por encima de la correspondiente a espín $J = \frac{15}{2}$ lo cual es compatible con la asignación realizada para este nivel.

Es un nivel conocido en la literatura en [PII91] y [ODA94] donde se le asigna el mismo espín-paridad que en este trabajo.

- *Nivel 2259.29 keV*

Se desexcita al nivel 1537.6 keV a través de una transición de 720.79 keV y al nivel 1104.86 keV a través de la transición 1154.43 keV . De la primera no existen datos de distribución angular ni polarización por que se encuentra en la cola del pico de neutrones. De la segunda si existen y permiten ajustar unas hipótesis de espín-paridad de $J = \frac{11}{2}^-$, $J = \frac{15}{2}^-$. Hay un cociente de DCO de la transición 1154.43 keV con la transición 1104.86 keV que vale $R_{DCO} = 1.8(11)$ compatible con ambas hipótesis de espín-paridad.

En cuanto a su función de excitación de población directa, es un nivel bastante alimentado desde arriba. A la función de excitación suma de las correspondientes a 720.79 keV y 1154.43 keV , se le han restado las funciones de excitación de las transiciones que le caen por encima con excepción de la transición 653.4 keV , que es un doblete en ^{145}Sm bastante repartido en intensidad y la transición 455.2 keV que es muy débil y está contaminada. A pesar de ello la función de excitación de población directa presenta un aspecto bueno con una forma y pendiente que permiten establecer un intervalo de espín entre $J = \frac{15}{2}$ y $J = \frac{17}{2}$.

A tenor de los resultados de ambos análisis, podemos seleccionar la hipótesis de espín-paridad $J = \frac{15}{2}^-$.

- *Nivel 2295.5 keV*

Se desexcita al nivel 1423.1 keV a través de una transición de 872.4 keV y al nivel fundamental a través de una transición de 2295 keV . Para la primera, no existen datos de distribución angular, polarización ni DCO. Respecto de la segunda, ha sido vista en funciones de excitación como perteneciente al núcleo ^{145}Sm y sólo se puede afirmar que $a_2 < 0$.

En cuanto a la función de excitación de población directa, es un nivel que no está alimentado desde arriba, por lo tanto bastará con sumar las funciones de excitación de las transiciones 872.4 keV y 2295.5 keV . Su forma y pendiente permiten asignarle las hipótesis de espín $J = \frac{7}{2}$, $J = \frac{9}{2}$.

Es un nivel que en principio parece que es el mismo que el 2293 *keV* de la referencia [ADA86] donde se le asigna espín-paridad $J = \frac{9}{2}^+$.

- *Nivel 2313.3 keV*

Se desexcita al nivel 2146.5 *keV* a través de una transición de 166.5 *keV* y al nivel 1537.6 *keV* a través de una transición de 775.9 *keV*. Para la primera no existen datos de distribución angular, polarización ni DCO. Para la segunda existen datos de distribución angular y polarización que son compatibles con la hipótesis de espín-paridad $J = \frac{11}{2}^-$, $J = \frac{13}{2}^-$.

En cuanto a la función de excitación de población directa este es un nivel que no está poblado desde arriba. La función de excitación de la transición 775.9 *keV* tiene una forma aplanada debido a que se encuentra contaminada. En cambio la función de excitación de la transición 166.5 *keV* presenta un buen aspecto y aunque por esta rama sólo se desintegra la mitad de la intensidad que puebla el nivel, a la vista de su forma y pendiente se podría poner una cota al espín de $J = \frac{11}{2}, \frac{13}{2}$ que coincide con el resultado de distribuciones angulares.

- *Nivel 2330.9 keV*

Se desexcita al nivel 1537.6 *keV* a través de una transición de 793.3 *keV* que es un doblete en ^{145}Sm . Para ella no existen datos de distribución angular, polarización ni DCO.

En cuanto a la función de excitación de población directa, es un nivel que no está alimentado desde arriba, por lo tanto ésta coincide con la función de excitación del gamma 793.3 *keV*. Como es un doblete que no se separa no podemos afirmar nada.

Se trata de un nivel conocido en la literatura [KAD90] en donde se le asigna espín-paridad $J = \frac{11}{2}^-$.

- *Nivel 2436.11 keV*

Se desexcita al nivel 1104.86 *keV* a través de una transición 1331.25 *keV*. Existen datos de distribución angular, polarización y DCO. De los dos primeros se obtiene una hipótesis de espín-paridad de $J = \frac{17}{2}^+$. El cociente de DCO con la transición 1104.86 *keV* que vale $R_{DCO} = 1.07(10)$ y es totalmente compatible con la asignación de espín-paridad hecha.

Es un nivel bastante alimentado desde arriba, y su función de excitación de población directa se ha calculado a partir de la función de excitación de la transición 1331.25 *keV*, a la que se le han sustraído las funciones de excitación de todas las transiciones gamma que alimentan el nivel con excepción de la transición 542.3 *keV* que es un triplete en el ^{145}Sm , aunque dado que es débil no modificará mucho la forma ni la pendiente de la función de excitación de

población directa. De la comparación de ésta con la correspondiente al nivel 2229.77 keV , se concluye que ambas tienen la misma forma y pendiente y que por tanto corresponden a niveles con el mismo espín, resultando la asignación de una hipótesis de espín de $J = \frac{17}{2}$ que es en ambos casos coherente con los resultados del análisis de distribución angular y polarización.

Es un nivel conocido en la literatura en [PII91] y [ODA94] donde se le asigna espín-paridad $J = \frac{17}{2}^+$ al igual que en este trabajo.

- *Nivel 2451 keV*

Se desexcita al nivel 1423.1 keV a través de una transición de 1029.1 keV y al fundamental a través de una transición de 2451 keV y al nivel. Para la primera no existen datos de distribución angular, polarización ni DCO, pues se trata de un doblete en ^{145}Sm y está contaminada de ^{144}Sm . Respecto a la segunda, ha sido vista en funciones de excitación como perteneciente al núcleo ^{145}Sm . No existen datos de distribución angular ni polarización.

Se trata de un nivel que no está alimentado desde arriba. Su función de excitación de población directa coincide aproximadamente con la función de excitación de la transición gamma 2451 keV , ya que la transición 1029.1 keV no se puede considerar por ser doblete y estar contaminada aunque dado que es muy débil va a contribuir muy poco. La forma y pendiente de ésta son buenas pudiéndose establecer una hipótesis de espín $J = \frac{7}{2}, \frac{9}{2}$, con preferencia en el último valor.

- *Nivel 2454.87 keV*

Se desexcita al nivel 2049.17 keV a través de una transición de 405.16 keV y al nivel 1537.6 keV a través de una transición de 917.50 keV . Para la primera no existen datos de distribución angular, polarización ni DCO. Para la segunda, de distribuciones angulares se puede afirmar que $a_2 > 0$ y la polarización es $P < 0$. Para ésta última no existen datos de DCO.

En cuanto a su función de excitación de población directa, es un nivel que está alimentado desde arriba por una transición de 226.2 keV . Sumamos las funciones de excitación de los gammas 405.16 keV y 917.50 keV y le restamos la del gamma 226.2 keV . Su forma y pendiente son bastante buenas correspondiendo a una hipótesis de espín de $J = \frac{11}{2}$. Teniendo en cuenta los signos del $a_2 > 0$ y la polarización $P < 0$ de la transición 917.50 keV , éstos corresponderían a una asignación de espín-paridad de $J = \frac{11}{2}^-$, resultado que coincide con el hecho de que este nivel ha sido visto en reacciones de transferencia, siendo identificado como parte del $h_{\frac{11}{2}}^{-1}$.

Es un nivel conocido en la literatura en [KAD90] pero no se conocía su espín-paridad.

- *Nivel 2511.3 keV*

Se desexcita al nivel 1104.86 keV a través de la transición 1406.4 keV. No existen datos de distribución angular, polarización ni DCO.

Se trata de una nivel que no está poblado desde arriba y no está conectado con ningún otro. Su función de excitación de población directa coincide con la función de excitación del gamma 1406.4 keV que está al lado de una contaminación de la cual no se separa bien y que por lo tanto no se puede decir nada.

Es un nivel conocido en la literatura en [ADA86] y [KAD90]. En el primer trabajo sólo se dice que su paridad es negativa y en el segundo sólo se ha visto el estado.

- *Nivel 2561.1 keV*

Se desexcita al nivel 1537.6 keV a través de una transición de 1023.5 keV. No existen datos de distribución angular, polarización ni DCO.

Se trata de una nivel que no está poblado desde arriba y no está conectado con ningún otro nivel. Su función de excitación de población directa coincide con la función de excitación del gamma 1023.5 keV. Su forma y pendiente es buena, sobre todo a bajas energías de bombardeo del haz, correspondiendo a una hipótesis de espín de $J = \frac{11}{2}$.

Es un nivel conocido en la literatura en [KAD90] donde se le asigna espín $J = \frac{11}{2}$ al igual que en este trabajo.

- *Nivel 2668.1 keV*

Se desexcita al nivel 1104.86 keV a través de la transición 1563.2 keV. Del análisis de los datos de distribución angular se puede afirmar que $a_2 < 0$ y de la polarización que $P < 0$. No existen datos de DCO.

Se trata de una nivel que no está poblado desde arriba y no está conectado con ningún otro nivel. Su función de excitación de población directa coincide con la función de excitación del gamma 1563.2 keV. Su forma y pendiente es buena, correspondiendo a una hipótesis de espín de $J = \frac{11}{2}, (\frac{13}{2})$, que junto al signo de la polarización se le asignaría una paridad $\pi = +1$.

- *Nivel 2681.4 keV*

Se desexcita al nivel 2454.87 keV a través de la transición 226.2 keV, al nivel 2259.29 keV a través de la transición 422.28 keV y al nivel 1104.86 keV a través de la transición 1576.5 keV. De la primera, de distribución angular y polarización, se puede afirmar que $a_2 < 0$ y $P > 0$. No existen datos de DCO. Para la transición 422.28 keV no existen datos de distribución angular y de la

polarización se puede afirmar que es $P < 0$. No existen datos de DCO. Para la transición 1576.5 keV no existen datos de distribución angular, polarización ni DCO.

En cuanto a la función de excitación de población directa, este es un nivel que está alimentado desde arriba por la transición 231.3 keV . La rama con mayor intensidad corresponde a la transición 1576.5 keV , cuya función de excitación domina sobre la de los otros gamma y dado que este gamma está muy contaminado por ^{142}Nd , no se puede afirmar nada de su forma y pendiente.

Es un nivel conocido en la literatura en [TRA86] y en [SEI83] como parte del nivel de monopartícula de neutrón i_{13} . En ambos se le asigna espín-paridad $J = \frac{13}{2}^+$ pero la asignación no es firme. Esta asignación es perfectamente compatible con los signos deducidos de $a_2 < 0$ y $P > 0$ para la transición de 226.2 keV y $P < 0$ para la transición de 422.28 keV

- Nivel 2710.29 keV

Se trata de un nivel "Yrast". Se desexcita al nivel 2436.11 keV a través de la transición 274.1 keV y al nivel 2229.77 keV a través de la transición 480.52 keV . Respecto a la primera transición, de los datos de distribución angular podemos afirmar que $a_2 < 0$. No hay datos de su polarización ni DCO. Respecto a la segunda, es una transición intensa cuyos datos de distribución angular y polarización dan una hipótesis de espín de $J = \frac{19}{2}^-$. Existe un cociente de DCO con la transición 180.06 keV que vale $R_{DCO} = 0.94(3)$. Tomando para la transición 180.06 keV y la 480.52 keV los grados de mezcla ajustados con los datos de distribución angular y polarización, que valen respectivamente $\delta = 2.6^\circ$ y $\delta = 5.6^\circ$, el cociente de DCO corresponde a la asignación de espín-paridad ajustada para este nivel.

En cuanto a su función de excitación de población directa, se trata de un nivel bastante poblado desde arriba. Esta se calcula sumando las funciones de excitación de los gammas que salen del nivel y restando las funciones de excitación de los gammas que llegan al mismo. La función de excitación de gamma 274.1 keV no se ha considerado aunque su contribución es muy poca, dado que su intensidad es muy pequeña en comparación con la del 480.52 keV . Tampoco ha sido considerada la función de excitación de la transición gamma 429.5 keV que está contaminado por ^{146}Sm . Las funciones de excitación de las transiciones gamma 219.5 keV y 268.22 keV han sido corregidas por el factor de conversión a electrones antes de su sustracción. La forma y pendiente de la función de excitación de población directa así obtenida tiene un aspecto muy bueno, corroborando la asignación de espín de $J = \frac{19}{2}$ dada la diferencia en forma y pendiente que presenta frente a la función de excitación de población directa correspondiente a $J = \frac{17}{2}$.

Es un nivel conocido en la literatura en [PII91] y [ODA94] donde la asignación de espín-paridad coincide con la de este trabajo.

- *Nivel 2714.2 keV*

Se desexcita al nivel 2259.29 keV a través de la transición 455.2 keV, al nivel 2049.17 keV a través de la transición 663.6 keV y al nivel 1104.86 keV a través de la transición 1609.0 keV. Respecto a la primera, no existen datos de distribución angular pero existe un valor para la polarización de $P = -0.8(3)$. No hay datos de DCO. Un valor tan alto para la polarización, dado que se ha asignado finalmente al nivel 2259.29 keV un espín-paridad de $J = \frac{15}{2}^-$, sólo parece compatible con una asignación de espín-paridad para este nivel de $J = \frac{15}{2}^-$. Para la segunda y la tercera transición no existen datos de distribución angular, polarización ni DCO.

En cuanto a la función de excitación de población directa, se trata de un nivel que no está alimentado desde arriba. No se puede dilucidar nada de su pendiente y forma.

- *Nivel 2747.3 keV*

Se desexcita al nivel 1537.6 keV a través de una transición de 1209.8 keV y al nivel 1423.1 keV a través de una transición de 1324.1 keV. Respecto a la primera no hay datos de distribución angular, polarización ni DCO. Se trata de un doblete en ^{145}Sm . Respecto de la segunda tampoco hay datos de distribución angular, polarización ni DCO. Está contaminada por una transición del ^{144}Sm .

Este es un nivel que no está poblado desde arriba. La transición 1324.1 keV, la mayoría de su intensidad pertenece al ^{144}Sm y por tanto no la voy a considerar. No se puede construir su función de excitación de población directa, pero mirando la función de excitación de la transición 1209.8 keV, a pesar de que es un doblete, dado que su homonima está en la zona de más alto espín, dicha función de excitación parece estar dominada por la componente de bajo espín, sobre todo en el intervalo de energías del haz $E_\alpha \in [20.0, 24.4]\text{MeV}$, con un valor proximo a $J = \frac{11}{2}$.

- *Nivel 2776.5 keV*

Se desexcita al nivel 1537.6 keV a través de una transición de 1239.1 keV y al nivel 1104.86 keV a través de una transición de 1671.5 keV. Respecto a la primera, no hay datos de distribución angular, polarización ni DCO. Está contaminada por ^{144}Sm y ^{56}Fe . Respecto a la segunda, los datos de distribución angular dan un valor para $a_2 = -0.28(10)$ y la polarización $P > 0$ que son compatibles con una asignación de espín paridad de $J = \frac{15}{2}^-$.

En cuanto a la función de excitación de población directa, este es un nivel que no está alimentado desde arriba pero no se puede construir dado que la transición 1239.1 keV está contaminada. Sin embargo, dado que la rama correspondiente a la transición 1671.5 keV es tres veces más intensa, podemos mirar la función de excitación de la misma, la cual es compatible con la hipótesis de espín realizada.

- *Nivel 2813.0 keV*

Se desexcita al nivel 2259.29 keV a través de la transición 554.0 keV , al nivel 2436.11 keV a través de la transición 376 keV y al nivel 1104.86 keV a través de la transición 1707.9 keV . Respecto de la primera, existen datos de distribución angular que da unas hipótesis de espín-paridad de $J = \frac{17}{2}^{\pm}, (\frac{15}{2}^{\pm})$. No existe polarización ni DCO. Para la segunda transición no hay datos de distribución angular, polarización ni DCO. Para la tercera transición no hay datos de distribución angular, y de la polarización se puede decir que es $P > 0$. Existe un cociente de DCO con la transición 1104.86 keV que vale $R_{DCO} = 1.5(8)$. Ambos valores son compatibles con las hipótesis de espín hechas para el nivel con la transición 554.0 keV . La hipótesis de espín-paridad $J = \frac{15}{2}^{+}$ es compatible si se supone que el nivel 2259.29 keV puede ser un $J = \frac{11}{2}^{-}$, pero como ya se vió en la discusión de este nivel, finalmente se ha hecho una asignación de $J = \frac{15}{2}^{-}$. Además la opción $J = \frac{17}{2}^{-}$ correspondería al caso de que la transición 1707.9 keV fuese una $M2$. Con todo ello, de las hipótesis realizadas quedan las $J = \frac{17}{2}^{+}, \frac{15}{2}^{-}$, como las más plausibles.

En cuanto a la función de excitación de población directa, este nivel está alimentado desde arriba por la transición 218.9 keV . Su forma y pendiente serían compatibles con una asignación de espín de $J = \frac{17}{2}$.

Es un nivel conocido en la literatura en [ODA94] donde se le asigna espín $J = \frac{15}{2}$ pero ésta ni es firme y ni coincide con la de nuestro trabajo.

- *Nivel 2884.4 keV*

Se desexcita al nivel 1104.86 keV a través de la transición 1780.5 keV que es un doblete en ^{145}Sm . No hay datos de distribución angular, polarización ni DCO.

En cuanto a la función de excitación de población directa, este es un nivel que no está alimentado desde arriba. Esta coincidirá con la función de excitación de la transición 1780.5 keV . Se trata de un doblete en el que la transición 1779.5 keV es cuatro veces más intensa y domina totalmente. No se puede decir nada.

- *Nivel 2897.48 keV*

Se desexcita al nivel 2710.29 keV a través de una transición de 461.36 keV y al nivel 2229.77 keV a través de una transición de 667.72 keV. Para la primera existen datos de distribución angular y de la polarización, de la cual sólo se puede afirmar que es positiva, que ajustan para una hipótesis de espín-paridad de $J = \frac{19}{2}^- (\frac{15}{2}^+)$. Existe un cociente de DCO con la transición 1331.25 keV que vale $R_{DCO} = 2.0(8)$. El cociente de DCO es compatible con ambas hipótesis de espín-paridad

Para la transición 667.72 keV no existen datos de distribución angular y la polarización vale $P = -0.7(3)$. Existe un cociente de DCO con la transición 180.06 keV que vale $R_{DCO} = 1.3(4)$. Teniendo en cuenta el ángulo de mezcla ajustado para la transición de 180.06 keV que vale $\delta = 2.6^\circ$, el cociente de DCO es compatible con ambas hipótesis de espín-paridad.

En cuanto a su función de excitación de población directa, éste es un nivel que no está alimentado desde arriba y por tanto basta con sumar las funciones de excitación de las transiciones 461.36 keV y 667.72 keV. El resultado es una forma y pendiente que coincide bien con la correspondiente a un espín de $J = \frac{19}{2}$. Por lo tanto se ha seleccionado la hipótesis $J = \frac{19}{2}^-$ como la preferente para este nivel.

Es un nivel conocido en la literatura en [ODA94] donde no se le asigna espín.

- *Nivel 2912.7 keV*

Se desexcita al nivel 2681.4 keV a través de una transición de 231.3 keV y al nivel 2259.29 keV a través de una transición de 653.4 keV. De la primera no existen datos de distribución angular, polarización ni DCO. Respecto a la segunda, se trata de un multiplete en ^{145}Sm y no se puede decir nada.

En cuanto a su función de excitación de población directa, éste es un nivel que no está alimentado desde arriba, pero dado que la transición 653.4 keV es un multiplete en ^{145}Sm , no se puede construir. Por lo tanto no se puede decir nada de este nivel.

- *Nivel 2920.7 keV*

Se desexcita al nivel 1104.86 keV a través de la transición 1815.8 keV. Para ésta existen datos de distribución angular con errores grandes y la polarización se puede considerar negativa. Estos datos son compatibles con una hipótesis de espín de $J = \frac{15}{2}^+, \frac{13}{2}^+, \frac{11}{2}^+$. No hay datos de DCO.

En cuanto a su función de excitación de población directa, este nivel no está alimentado desde arriba y se desexcita únicamente a través de la transición 1815.8 keV. Por lo tanto coincidirá con la función de excitación de dicho gamma. La forma y pendiente de ésta es perfectamente compatible con el rango de espines establecidos de distribución angular y polarización.

- Nivel 2929.8 keV

Se trata de un nivel "Yrast". Se desexcita al nivel 2710.29 keV a través de una transición de 219.5 keV y al nivel 2436.11 keV a través de una transición de 493.6 keV. Para ambas existen datos de distribución angular y polarización que dan una hipótesis de espín-paridad de $J = \frac{21}{2}^+$. Para la primera existe un cociente de DCO con la transición 480.52 keV que vale $R_{DCO} = 1.01(6)$. Para la segunda, existe un cociente de DCO con la transición 1331.25 keV que vale $R_{DCO} = 1.00(6)$. Todos estos datos son totalmente compatibles con la hipótesis $J = \frac{21}{2}^+$, teniendo en cuenta el ángulo de mezcla ajustado para la transición de 480.52 keV vale $\delta = 5.6^\circ$ y que la transición 1331.25 keV es una E2.

En cuanto a su función de excitación de población directa, este es un nivel bastante alimentado desde arriba. La forma de calcularla ha sido; sumando las funciones de excitación de los dos gammas que desexcitan el nivel y, a esta suma, restándole las funciones de excitación de los gammas que se desexcitan al mismo desde otros niveles superiores. Siempre que se ha conocido el carácter de una transición de baja energía, su intensidad se ha corregido por la conversión a electrones correspondiente. La única pega en este nivel es que está alimentado desde arriba por una transición de 48.7 keV para la cual no existe función de excitación. La forma y pendiente de la función de excitación de población directa así obtenida resulta compatible con la asignación de espín hecha.

Es un nivel conocido en la literatura en [PII91] y [ODA94] donde se le asigna el mismo espín-paridad que en este trabajo.

- Nivel 2964.56 keV

Se desexcita al nivel 2229.77 keV a través de una transición de 254.4 keV y al nivel 2229.77 keV a través de una transición de 734.79 keV. Respecto a la primera, no existen datos de distribución angular, polarización ni DCO. Para la segunda transición, tenemos datos de distribución angular y polarización que ajustan con una hipótesis de espín-paridad de $J = \frac{19}{2}^+$. También hay un cociente de DCO con la transición 180.06 keV que vale $R_{DCO} = 1.15(9)$ y que es totalmente compatible con la asignación de espín-paridad hecha, teniendo en cuenta el ángulo de mezcla ajustado para la transición de 180.06 keV vale $\delta = 2.6^\circ$.

En cuanto a la función de excitación de población directa, es un nivel bastante alimentado desde arriba. Por un lado, no se ha podido tener en cuenta la función de excitación de la transición 254.4 keV que está contaminada de ^{144}Sm , por otro, tampoco se ha podido tener en cuenta la función de excitación de la transición 13.95 keV que lo alimenta desde arriba. A pesar de estas

limitaciones podemos decir que su forma y pendiente es compatible con la asignación de espín hecha.

Es un nivel conocido en la literatura en [PII91] y [ODA94] donde se le asigna el mismo espín-paridad que en este trabajo.

- *Nivel 2978.5 keV*

Se desexcita al nivel 2436.11 keV a través de la transición 542.3 keV, al nivel 2710.29 keV a través de la transición 268.22 keV, al nivel 2929.8 keV a través de la transición 48.7 keV y al nivel 2964.56 keV a través de la transición 13.95 keV. La transición 542.3 keV es un triplete en ^{145}Sm . No hay datos de distribución angular, polarización ni DCO. De las transiciones 48.7 keV y 13.95 keV no existen datos de distribución angular, polarización ni DCO. Para la transición 268.22 keV tenemos datos de distribución angular y polarización que ajustan con una hipótesis de espín-paridad de $J = \frac{21}{2}^+$. También existe un cociente de DCO con la transición 480.52 keV que vale $R_{DCO} = 1.14(5)$ y que es totalmente compatibles con la asignación de espín-paridad hecha, teniendo en cuenta el ángulo de mezcla ajustado para la transición de 480.52 keV vale $\delta = 5.6^\circ$.

La función de excitación de población directa no se ha podido calcular debido a que se desconocen las contribuciones de las transiciones de baja energía 48.7 keV y 13.95 keV.

Es un nivel conocido en la literatura en [ODA94] donde se le asigna el mismo espín que en este trabajo pero no se conoce su paridad.

- *Nivel 2984.2 keV*

Se desexcita al nivel 2049.17 keV a través de una transición de 933.98 keV y al nivel 1104.86 keV a través de una transición de 1879.9 keV. Respecto a la primera, es un doblete si bien se separa en distribuciones angulares aunque no en polarización. De estos datos se deducen como posibles las hipótesis de espín $J = \frac{17}{2}^\pm, \frac{15}{2}^-, \frac{13}{2}^\pm$. Existe un cociente de DCO con la transición 944.85 keV que vale $R_{DCO} = 0.7(4)$ que es compatible con todas las hipótesis. En cuanto a la segunda, presenta ensanchamiento Doppler y no hay para ella datos de distribución angular, polarización ni DCO.

En cuanto a la función de excitación de población directa, es un nivel que no está poblado desde arriba. La función de excitación de la transición 933.98 keV se puede considerar por que se separa de las transiciones con las que forma un triplete. La función de excitación de población directa presenta una forma y pendiente que parece favorecer las hipótesis $J = \frac{13}{2}, \frac{15}{2}$.

- *Nivel 3031.8 keV*

Se desexcita al nivel 2929.8 keV a través de una transición de 102.0 keV y al nivel 2813.0 keV a través de una transición de 218.9 keV y al nivel 2436.11 a través de una transición de 595.9 keV. Para la primera no existen datos de distribución angular, polarización ni DCO. Para la segunda, de distribución angular se puede dar un valor para el $a_2 = -0.18(3)$. No hay datos de polarización, pues no se separa de la transición 219.5 keV también en ^{145}Sm . Hay un cociente de DCO con la transición 1707.9 keV que vale $R_{DCO} = 0.77(14)$. Estos dos datos, dado que el DCO se conoce con un buen error y que finalmente se ha adoptado para el nivel 2813.0 keV el espín-paridad $J = \frac{17}{2}^+$, sólo serían compatibles con una asignación de espín-paridad para este nivel de $J = \frac{19}{2}^+$. Para la tercera no existen datos de distribución angular, polarización ni DCO.

En cuanto a la función de excitación de población directa, el nivel está alimentado desde arriba por una transición de 108.4 keV, la cual está contaminada por lo que no se puede restar su función de excitación. Pero además, la transición 102.0 keV es muy débil y la 218.9 keV ya hemos dicho que es un doblete en ^{145}Sm . Por tanto no se puede construir y no podemos afirmar nada.

Es un nivel conocido en la literatura en [ODA94] donde no se le asigna espín-paridad.

- Nivel 3044.7 keV

Se desexcita al nivel 2436.11 keV a través de la transición 608.5 keV, y al nivel 1104.86 keV a través de la transición 1940.03 keV. Respecto de la transición 608.5 keV, además de ser un doblete en ^{145}Sm , está en el pico de neutrones y no existen para ella datos de distribución angular, polarización ni DCO. La transición 1940.03 keV presenta ensanchamiento Doppler y no existen para ella datos de distribución angular ni DCO, pudiéndose afirmar únicamente que la polarización es positiva.

En cuanto a la función de excitación de población directa, es un nivel que no está poblado desde arriba. La función de excitación de la transición 608.5 keV no se puede considerar por estar en el pico de neutrones. Atendiendo exclusivamente a la forma y pendiente de la transición 1940.03 keV, ésta es compatible con un espín alto, preferiblemente $J = \frac{17}{2}$, que junto con el signo de la polarización para esta transición le correspondería a una E2 y por tanto a una paridad $\pi = +$.

- Nivel 3077.7 keV

Se desexcita al nivel 2776.5 keV a través de la transición 301.4 keV, al nivel 2229.77 keV a través de la transición 847.9 keV y al nivel 2049.17 keV a través de la transición 1027.8 keV. Respecto a la transición 301.4 keV tampoco

existen datos de distribución angular, polarización ni DCO. Para la transición 847.9 keV no existen datos de distribución angular, polarización ni DCO ya que está coontaminada y sobre el pico de neutrones. Para la transición 1027.8 keV no existen datos de distribución, polarización ni DCO ya que es un doblete con una transición intensa en ^{144}Sm .

En cuanto a la función de excitación de población directa, es un nivel que no está poblado desde arriba. No se puede construir dado que, tanto la transición 847.9 keV como la transición 1027.8 keV, están contaminadas, como así revelan sus funciones de excitación. La función de excitación de la transición 301.4 keV es débil pero limpia, si bien no permite aventurar ninguna hipótesis.

- Nivel 3085.0 keV

Se desexcita al nivel 1104.86 keV a través de la transición 1980.1 keV. Para ella no existen datos de distribución angular, polarización ni DCO ya que está contaminada por una transición del ^{144}Sm .

En cuanto a la función de excitación de población directa, es un nivel que no está poblado desde arriba y se desexcita únicamente a través de la transición 1980.1 keV. Por tanto, su función de excitación de población directa coincide con la función de excitación de esta transición. No se puede decir nada ya que no se separa bien de la transición del ^{144}Sm .

- Nivel 3118.56 keV

Se trata de un nivel "Yrast". Se desexcita al nivel 2978.51 keV a través de la transición 140.05 keV y al nivel 2929.8 keV a través de la transición 188.86 keV. Para ambas existen datos de distribución angular y para la polarización sólo existe el signo, $P < 0$ en ambos casos, dado que a estas energías la eficiencia del polarímetro es baja y el valor numérico no es muy fiable. Estos datos dan unas hipótesis de espín-paridad de $J = \frac{19}{2}^+, \frac{23}{2}^+$. De la primera existe un cociente de DCO con la transición 268.22 keV que vale $R_{DCO} = 1.06(5)$ y de la segunda, un cociente de DCO con la transición 493.6 keV que vale $R_{DCO} = 1.49(9)$. Ambos valores son compatibles para ambas asignaciones de espín-paridad.

En cuanto a la función de excitación de población directa, es un nivel que está bastante poblado desde arriba. Esta se construye sumando las funciones de excitación de las transiciones 140.05 keV y 188.86 keV corregidas por conversión de electrones y restándole las funciones de excitación de las transiciones que se desexcitan al mismo, de las cuales no voy a considerar la transición 203.1 keV pues se trata de un doblete en ^{145}Sm . La forma y pendiente de la función de excitación de población directa permite seleccionar entre ambas hipótesis de espín la de $J = \frac{23}{2}$, quedando asignado a este nivel un espín-paridad de $J = \frac{23}{2}^+$.

Este nivel era ya conocido en la literatura [PII91] en [ODA94] y la asignación de espín-paridad coincide con la de este trabajo.

- *Nivel 3120.2 keV*

Se desexcita al nivel 1104.86 keV a través de la transición 2015.34 keV. Está contaminada de ^{144}Sm y presenta ensanchamiento Doppler. Para ella no hay datos de distribución angular, polarización ni DCO.

Respecto a la función de excitación de población directa, este es un nivel que no está alimentado desde arriba y se desexcita a través de una única transición. Por lo tanto ésta coincide con la función de excitación de la transición 2015.34 keV. Como está contaminada de ^{144}Sm presenta un aspecto plano. No se puede decir nada.

- *Nivel 3131 keV*

Se desexcita al nivel 2436.11 keV a través de la transición 694.5 keV, al nivel 1104.86 keV a través de la transición 2027 keV. Para la primera, no existen datos de distribución angular, polarización ni DCO, dado que está en el pico de neutrones. Para la segunda, tampoco hay datos de distribución angular, polarización ni DCO, dado que presenta ensanchamiento Doppler.

Respecto a la función de excitación de población directa, este es un nivel que no es alimentado desde arriba. La función de excitación de la transición 694.5 keV no se puede considerar por las razones ya expuestas y la función de excitación de la transición 2027 keV presenta un aspecto plano, probablemente debido al ensanchamiento Doppler. Por lo tanto no se puede contruir la función de excitación de población directa y no se puede decir nada en cuanto al espín del nivel.

- *Nivel 3133.4 keV*

Se desexcita al nivel 2964.56 keV a través de la transición 169.1 keV, al nivel 2929.8 keV a través de la transición 203.5 keV al nivel 2436.11 keV a través de la transición 697.3 keV y al nivel 2229.77 keV a través de la transición 903.6 keV. De las transiciones 169.1 keV y 203.5 keV no hay datos de distribución angular ni polarización ya que se trata de dobletes en ^{145}Sm . Para ambas existe cociente de DCO, para la primera, con la transición 734.79 keV que vale $R_{DCO} = 0.9(5)$ y para la segunda, con la transición 493.6 keV que vale $R_{DCO} = 1.1(3)$. Para la transición 697.3 keV no existen datos de distribución angular, polarización ni DCO. Está sobre el pico de neutrones. La transición 903.6 keV está contaminada por el ^{144}Sm y no existen datos de distribución angular, polarización ni DCO. Con estos valores de DCO las hipótesis de espín-paridad son amplias y valen $J = \frac{23}{2}^+, \frac{21}{2}^{\pm}, \frac{19}{2}^{\pm}, \frac{17}{2}^{\pm}$. Dado que una de las

ramas de desexcitación va a un $\frac{17}{2}^+$, parece que las hipótesis más razonables son $J = \frac{21}{2}^+$ y $\frac{19}{2}^\pm$.

En cuanto a la función de excitación de población directa, es un nivel que no está poblado desde arriba. No se puede construir dado que las transiciones que desexcitan este nivel presentan todas ellas problemas que las invalidan. No se puede establecer ninguna preferencia en torno a las hipótesis de espín mencionadas.

- *Nivel 3140.0 keV*

Se desexcita al nivel 3031.8 keV a través de la transición 108.4 keV, al nivel 2964.56 keV a través de la transición 175.3 keV, al nivel 2929.8 keV a través de la transición 209.95 keV y al nivel 2710.29 keV a través de la transición 429.5 keV. Para la transición 108.4 keV no existen datos de distribución angular ni polarización. Existe un cociente de DCO con la transición 218.9 keV que vale $R_{DCO} = 1.6(8)$. Para la transición 175.3 keV no hay datos de distribución angular ni polarización. Existe un cociente de DCO con la transición 734.79 keV que vale $R_{DCO} = 0.84(14)$. Para la transición 209.95 keV existen datos de distribución angular y polarización a pesar de estar ligeramente contaminada de ^{144}Sm que son compatibles con la hipótesis de espín-paridad $J = \frac{21}{2}^+$. Para esta transición tenemos dos cocientes de DCO, uno con la transición 219.5 keV que vale $R_{DCO} = 0.62(11)$ y otro con la transición 493.6 que vale $R_{DCO} = 1.03(13)$. Ambos están en total acuerdo con la asignación de espín-paridad. Para la transición 429.5 keV no existendatos de distribución angular, polarización ni DCO. Respecto al cociente de DCO de la transición 108.4 keV no se puede afirmar nada, ya que el espín-paridad de los otros niveles involucrados no es firme. En cuanto al cociente de DCO de la transición 175.3 keV coincide perfectamente con esta asignación de espín-paridad para una $M1$ bastante pura, es decir, con un ángulo de mezcla en el intervalo $\delta \in [0^\circ, 10^\circ]$

En cuanto a la función de excitación de población directa es un nivel alimentado ligeramente desde arriba, pero que tanto las transiciones que lo alimentan como las que lo desexcitan presentan problemas de contaminación o se trata en general de transiciones débiles. No se puede construir y por ello tampoco llegar a conclusiones en lo referente a esta parte del análisis.

En cualquier caso, la asignación de espín-paridad $J = \frac{21}{2}^+$ parece bastante firme.

- *Nivel 3246.8 keV*

Se desexcita al nivel 2964.56 keV a través de la transición 282.2 keV. Es un doblete en ^{145}Sm y está contaminada de ^{144}Sm . Para ella no existen datos de

distribución angular, polarización ni DCO.

En cuanto a la función de excitación de población directa es un nivel que no está alimentado desde arriba y por lo tanto ésta coincide con la función de excitación de la transición 282.2 keV . Como está contaminada y es un doblete, además de ser muy débil, no se puede decir nada.

- *Nivel 3262.5 keV*

Se desexcita al nivel 2978.51 keV a través de la transición 284.0 keV , al nivel 2929.8 keV a través de la transición 332.9 keV y al nivel 2229.77 keV a través de la transición 1032.7 keV . La transición 284.0 keV es un doblete en ^{145}Sm y no existen para ella datos de distribución angular, polarización ni DCO. La transición 332.9 keV es doblete con una contaminación desconocida. No hay datos de distribución angular ni polarización. Existe un cociente de DCO con la transición 493.6 keV que vale $R_{DCO} = 1.4(6)$. La transición 1032.7 keV es un doblete con el ^{144}Sm y no existen datos de distribución angular, polarización ni DCO. El DCO para la transición 332.9 keV es compatible con una asignación de espín-paridad $J = \frac{25}{2}^+, \frac{23}{2}^+, \frac{21}{2}^\pm$ y $\frac{19}{2}^\pm$. Dado que el nivel se desexcita a un $J = \frac{17}{2}^-$ esto nos acota como hipótesis de espín-paridad más probables las $J = \frac{21}{2}^-, \frac{19}{2}^\pm$.

En cuanto a su función de excitación de población directa, este es un nivel que no está alimentado desde arriba. No la podemos construir ya que las transiciones que desexcitan el nivel presentan todas problemas. Así que no podemos decir nada.

- *Nivel 3287.60 keV*

Se desexcita al nivel 2964.56 keV a través de la transición 323.0 keV , al nivel 2929.8 keV a través de la transición 357.7 keV , al nivel 2710.29 keV a través de la transición 577.44 keV y al nivel 2436.11 keV a través de la transición 851.5 keV . Para la transición 323.0 keV es una transición débil y no hay datos de distribución angular ni polarización. Solo existe un cociente de DCO con la transición 734.79 keV que vale $R_{DCO} = 1.4(7)$. La transición 357.7 keV es una transición débil. De los datos de distribución angular polarización se deduce que $a_2 > 0$ y $P < 0$ los cuales son compatibles con una transición magnética no "stretched". No hay datos de DCO. La transición 577.44 keV está sobre el pico de neutrones y forma doblete con una transición de 579.8 keV que está en ^{145}Sm también. No hay para ella datos de distribución angular ni polarización. Existe un cociente de DCO con la transición 480.52 que vale $R_{DCO} = 1.0(5)$. La transición 851.5 keV está sobre el pico de neutrones. Para ella no hay datos de distribución angular, polarización ni DCO. Todos estos datos son compatibles con una asignación de espín-paridad de $J = \frac{21}{2}^+$.

En cuanto a su función de excitación de población directa, este es un nivel que no está alimentado desde arriba. De las transiciones que desexcitan el nivel sólo parece indicado utilizar funciones de excitación de las transiciones 323.0 keV y 357.7 keV. Si bien esto no constituye la función de excitación de población directa, su forma y pendiente parece indicar un espín entre $J = \frac{21}{2}, \frac{19}{2}$, asignación que es compatible con la conclusión anterior que asigna como hipótesis de espín-paridad más probable para el nivel la de $J = \frac{21}{2}^+$.

• Nivel 3321.5 keV

Se desexcita al nivel 3118.56 keV a través de la transición 203.1 keV, al nivel 2978.51 keV a través de la transición 342.6 keV, y al nivel 2929.8 keV a través de la transición 391.78 keV. Para la transición 203.1 no existen datos de distribución angular ni polarización. Se trata de un doblete en ^{145}Sm y que además está contaminada. Si que tenemos cocientes de DCO con las transiciones 140.05 keV y 188.86 keV que valen respectivamente $R_{DCO} = 0.6(3)$ y $R_{DCO} = 1.2(5)$. Para la transición 342.6 keV no existen datos de distribución angular, polarización ni DCO. Está contaminada. La transición 391.78 keV es bastante intensa y para ella existen datos de de distribución angular y polarización, cuyo ajuste da como hipótesis más probable de espín-paridad $J = \frac{23}{2}^+(\frac{23}{2}^+)$. También existe un cociente de DCO con la transición 493.6 keV que vale $R_{DCO} = 1.33(17)$ y que es compatibles con las dos hipótesis de espín ajustadas.

En cuanto a la función de excitación de población directa, este nivel está alimentado desde arriba por cuatro transiciones. De las transiciones que desexcitan el nivel sólo se ha considerado la 391.78 keV, si bien al ser la más intensa, por el hecho de no considerar las otras dos no estamos cometiendo un gran error. Respecto de las transiciones que nos pueblan el nivel vamos a restar las funciones de excitación de las transiciones 161.4 keV, 308.0 keV y 579.8 keV. No vamos a considerar la función de excitación de la transición 701.8 keV. Si bien, la función de excitación así construida no es estrictamente la función de excitación de población directa se aproxima mucho dada la intensidad de las transiciones que no se han considerado. De su forma y pendiente se puede seleccionar la hipótesis de espín-paridad $J = \frac{23}{2}^+$.

Este nivel era ya conocido en la literatura en [PII91] y [ODA94]. En ninguno de los dos casos la asignación de espín-paridad es firme pero es compatible con la hecha en este trabajo.

• Nivel 3374.4 keV

Se desexcita al nivel 1104.86 keV a través de la transición 2269.5 keV. Para ella no existen datos de distribución angular, polarización ni DCO.

En cuanto a la función de excitación de población directa, este nivel no está alimentado desde arriba y se desexcita a través de una única transición. Por lo tanto la función de excitación de población directa coincide con la función de excitación del gamma 2269.5 keV . Desgraciadamente no hay datos para esta transición.

No podemos decir nada de este nivel.

- *Nivel 3375.2 keV*

Se desexcita al nivel 3140.0 keV a través de la transición 235.17 keV , al nivel 2978.51 keV a través de la transición 396.7 keV y al nivel 2929.8 keV a través de la transición 445.51 keV . Para la primera, no existen datos de distribución angular ni polarización. Sólo hay un cociente de DCO con la transición 209.95 keV que vale $R_{DCO} = 1.3(2)$. La transición 396.7 keV está contaminada por ^{144}Sm y no existen datos de distribución angular ni polarización. Sólo existe un cociente de DCO con la transición 268.22 keV que vale $R_{DCO} = 0.81(11)$. Para la transición 445.51 keV , de distribución angular y polarización se puede afirmar que $a_2 < 0$ y que $P < 0$. Existe un cociente de DCO con la transición 493.6 keV que vale $R_{DCO} = 1.3(5)$. Todos estos datos son compatibles con las hipótesis de espín-paridad $J = \frac{23^+}{2}, \frac{21^+}{2}, \frac{19^+}{2}$.

En cuanto a la función de excitación de población directa, este nivel no está alimentado desde arriba. De las transiciones que desexcitan el nivel no se ha considerado la transición 396.7 keV por estar contaminada por ^{144}Sm . Su forma y pendiente parece indicar como más probable la hipótesis de espín-paridad $J = \frac{23^+}{2}$.

- *Nivel 3398.4 keV*

Se desexcita al nivel 2436.11 keV a través de la transición 962.3 keV . Para ella existen datos de distribución angular y polarización, cuyo ajuste da como hipótesis más probables de espín-paridad $J = \frac{19^+}{2}, \frac{15^+}{2}$. No hay datos de DCO.

En cuanto a la función de excitación de población directa, este nivel no está alimentado desde arriba y se desexcita a través de una única transición. Por lo tanto, la función de excitación de población directa coincide con la función de excitación del gamma 962.3 keV . Si bien su forma y pendiente no son muy buenas, si se puede poner una cota a su espín en torno a $J = \frac{19}{2}, \frac{17}{2}$ que implicaría la selección como hipótesis de espín-paridad más probable la de $J = \frac{19^+}{2}$.

- *Nivel 3428.2 keV*

Se desexcita al nivel 3140.0 keV a través de la transición 288.2 keV . Es un doblete en ^{145}Sm . Para ella no existen datos de distribución angular, polarización ni DCO.

En cuanto a la función de excitación de población directa, este nivel no está alimentado desde arriba y se desexcita a través de una única transición. Por lo tanto, la función de excitación de población directa coincide con la función de excitación del gamma 288.2 keV, pero dado que es un doblete en ^{145}Sm y una transición bastante débil, no podemos decir nada.

• *Nivel 3448.6 keV*

Se desexcita al nivel 3118.56 keV a través de la transición 329.9 keV, al nivel 2978.51 keV a través de la transición 470.1 keV, al nivel 2964.56 keV a través de la transición 484.4 keV y al nivel 2710.29 keV a través de la transición 738.3 keV. Para la transición 329.9 keV de los datos de distribución angular y polarización se deducen como hipótesis de espín-paridad $J = \frac{25}{2}^+, \frac{21}{2}^+$. Existen cocientes de DCO con las transiciones 140.05 keV y 188.86 keV que valen respectivamente $R_{DCO} = 1.0(5)$ y $R_{DCO} = 0.9(3)$ y que son compatibles con ambas hipótesis. Para la transición 470.1 keV no hay datos de distribución angular, polarización ni DCO. Es una transición muy débil. Para la transición 484.4 keV de los datos de distribución angular sólo se puede decir que $a_2 > 0$ ya que está contaminada por el ^{144}Sm . No hay datos de polarización. Existe un cociente de DCO con la transición 734.79 keV que vale $R_{DCO} = 1.3(5)$. Para la transición 738.3 keV no hay datos de distribución angular, polarización ni DCO. Está contaminada de ^{146}Sm . Dado que este nivel se conecta con el nivel 2964.56 keV que es un $J = \frac{19}{2}^+$ y con el nivel 2710.29 keV que es un $J = \frac{19}{2}^-$, de las dos hipótesis de espín-paridad, la $J = \frac{21}{2}^+$ es la más probable que es compatible con todos los datos expuestos.

En cuanto a la función de excitación de población directa, este nivel no está alimentado desde arriba. Para construirla se han sumado las funciones de excitación de todas las transiciones que desexcitan el nivel, excepto la correspondiente a la transición 734.79 keV. Su forma y pendiente no es incompatible con la asignación $J = \frac{21}{2}$.

• *Nivel 3474.6 keV*

Se desexcita al nivel 2978.51 keV a través de la transición 496.4 keV. Está contaminada de ^{144}Sm . Para ella no existen datos de distribución angular ni polarización. Existe un cociente de DCO con la transición 268.22 keV que vale $R_{DCO} = 0.9(4)$ y que es compatibles con las hipótesis de espín $J = \frac{23}{2}, \frac{21}{2}$ y $\frac{19}{2}$.

En cuanto a la función de excitación de población directa, este nivel no está alimentado desde arriba y se desexcita a través de una única transición. Por lo tanto la función de excitación de población directa coincide con la función de excitación del gamma 496.4 keV, pero dado que está contaminada de ^{144}Sm ,

no podemos decir nada y por tanto no podemos seleccionar una de entre las tres hipótesis.

- *Nivel 3483.2 keV*

Se trata de un nivel "Yrast". Se desexcita al nivel 3321.5 keV a través de la transición 161.4 keV y al nivel 3118.56 keV a través de la transición 363.98 keV. De la primera no existen datos de distribución angular ni polarización. Existe un cociente de DCO con la transición 391.78 keV que vale $R_{DCO} = 1.4(5)$. Para la transición 363.98 keV hay datos de distribución angular y polarización que ajustan con una hipótesis de espín-paridad de $J = \frac{25}{2}^+, (\frac{21}{2}^+)$. Existen cocientes de DCO con las transiciones 140.05 keV y 188.86 keV que valen respectivamente $R_{DCO} = 1.00(9)$ y $R_{DCO} = 0.87(6)$ Estos datos son compatibles con ambas hipótesis de espín-paridad.

En cuanto a la función de excitación de población directa, este nivel está alimentado desde arriba. Se han sumado las funciones de excitación de las transiciones 161.4 keV y 363.98 keV y se le han restado las funciones de excitación de las transiciones 289.6 keV y 438.3 keV ya que el resto de las transiciones que pueblan el nivel tienen problemas. Aunque esto no es estrictamente la función de excitación de población directa del nivel, de su forma y pendiente podemos descartar la hipótesis de espín $J = \frac{21}{2}$.

Este nivel era ya conocido en la literatura en [PII91] y en [ODA94] donde la asignación hecha coincide con la de este trabajo.

- *Nivel 3592.1 keV*

Se desexcita al nivel 2049.17 keV a través de la transición 1542.4 keV. Es un doblete en ^{145}Sm y está conatminada de ^{144}Sm . Para ella no existen datos de distribución angular, polarización ni DCO.

En cuanto a la función de excitación de población directa, este nivel no está alimentado desde arriba y se desexcita a través de una única transición. Por lo tanto la función de excitación de población directa coincide con la función de excitación del gamma 1542.4 keV. El problema es que en funciones de excitación no se separa de la transición 1537.6 keV además de estar contaminada de ^{144}Sm . Por lo tanto no podemos decir nada.

- *Nivel 3629.5 keV*

Se desexcita al nivel 3321.5 keV a través de la transición 308.0 keV. Es un doblete en ^{145}Sm . Para ella no existen datos de distribución angular, polarización ni DCO.

En cuanto a la función de excitación de población directa, este nivel no está alimentado desde arriba y se desexcita a través de una única transición. Por

lo tanto la función de excitación de población directa coincide con la función de excitación del gamma 308.0 keV. Se consigue separar de la transición 306.1 keV pero es muy débil y no se puede decir nada.

- *Nivel 3645.4 keV*

Se desexcita al nivel 2436.11 keV a través de la transición 1209.3 keV. Es un doblete en ^{145}Sm y está contaminada de ^{144}Sm . Para ella no existen datos de distribución angular, polarización ni DCO.

En cuanto a la función de excitación de población directa, este nivel no está alimentado desde arriba y se desexcita a través de una única transición. Por lo tanto la función de excitación de población directa coincide con la función de excitación del gamma 1209.3 keV. El problema es que en funciones de excitación no se separa de la transición 1209.8 keV además de estar contaminada de ^{144}Sm . Por lo tanto no podemos decir nada.

- *Nivel 3662.9 keV*

Se desexcita al nivel 2978.51 keV a través de la transición 684.4 keV. Está contaminada de ^{147}Sm . Para ella no existen datos de distribución angular, polarización ni DCO.

En cuanto a la función de excitación de población directa, este nivel no está alimentado desde arriba y se desexcita a través de una única transición. Por lo tanto la función de excitación de población directa coincide con la función de excitación del gamma 684.4 keV. Al estar contaminada de ^{147}Sm no podemos decir nada.

- *Nivel 3714.5 keV*

Se desexcita al nivel 2929.8 keV a través de la transición 784.66 keV. Es un doblete en ^{145}Sm . Para ella hay datos de distribución angular y polarización que dan como hipótesis de espín-paridad $J = \frac{23}{2}^+, \frac{21}{2}^+, \frac{19}{2}^+$. Existen cocientes de DCO con las transiciones 219.5 keV y 493.6 keV que valen respectivamente $R_{DCO} = 1.0(4)$ y $R_{DCO} = 1.6(5)$ que son compatibles con todas las hipótesis.

En cuanto a la función de excitación de población directa, este nivel no está alimentado desde arriba y se desexcita a través de una única transición. Por lo tanto la función de excitación de población directa coincide con la función de excitación del gamma 784.66 keV. Este se separa del gamma con el que forma doblete, el 783.2 keV. Su forma y pendiente parecen indicar un espín en torno a $J = \frac{23}{2}$

- *Nivel 3772.4 keV*

Se desexcita al nivel 3483.2 keV a través de la transición 289.6 keV y al nivel 2978.51 keV a través de la transición 793.4 keV. La primera es un doblete

en ^{145}Sm . Para ella no existen datos de distribución angular ni polarización. Existe un cociente de DCO con la transición 363.98 keV que vale $R_{DCO} = 1.0(5)$. Para la transición 793.4 keV de los datos de distribución angular y polarización se puede afirmar que $a_2 < 0$ y $P < 0$ lo que delimita como hipótesis de espín-paridad más probables $J = \frac{23}{2}^+, \frac{21}{2}^+, \frac{19}{2}^+$. No existen datos de DCO para esta transición. Dado que la transición 289.6 keV conecta este nivel con el 3483.2 keV al cual se le ha asignado espín-paridad $J = \frac{25}{2}^+$, parece que la hipótesis más razonable para este nivel es $J = \frac{23}{2}^+$

En cuanto a la función de excitación de población directa, este nivel no está alimentado desde arriba. De las dos transiciones que los desexcitan sólo podemos considerar la función de excitación de la transición 793.4 keV . De su forma y pendiente no se puede decir nada.

- Nivel 3821.8 keV

Se desexcita al nivel 2964.56 keV a través de la transición 857.2 keV . Es una transición débil y para ella no existen datos de distribución angular, polarización ni DCO.

En cuanto a la función de excitación de población directa, este nivel no está alimentado desde arriba y se desexcita a través de una única transición. Por lo tanto la función de excitación de población directa coincide con la función de excitación del gamma 857.2 keV . No se puede decir nada.

- Nivel 3901.5 keV

Se desexcita al nivel 3321.5 keV a través de la transición 579.8 keV y al nivel 3118.56 keV a través de la transición 783.2 keV . La transición 579.8 keV es un doblete en ^{145}Sm y está sobre el pico de neutrones. Para ella existen datos de distribución angular y polarización que son compatibles con las hipótesis de espín-paridad $J = \frac{25}{2}^+, \frac{21}{2}^+, (\frac{23}{2}^+)$. Existe un cociente de DCO con la transición 391.78 keV que vale $R_{DCO} = 0.9(3)$ el cual también es compatible. La transición 783.2 keV es un doblete en ^{145}Sm . Existen datos de distribución angular que son compatibles con las hipótesis de espín-paridad $J = \frac{25}{2}^+, \frac{21}{2}^+, \frac{23}{2}^+$. No hay datos de polarización ni DCO.

En cuanto a la función de excitación de población directa, este nivel no está alimentado desde arriba y por ello, ésta sería la suma de las funciones de excitación de las transiciones 579.8 keV que se separa de su pareja 577.44 keV y de la 783.2 keV que no se separa de su pareja 784.66 keV . Por tanto no la podemos construir y no podemos establecer ninguna prioridad entre las hipótesis de espín-paridad.

- Nivel 3921.5 keV

Se trata de un nivel "Yrast". Se desexcita al nivel 3483.2 keV a través de la transición 438.3 keV. Forma un doblete con una transición del ^{144}Sm . Existen datos de distribución angular que son compatibles con las hipótesis de espín-paridad $J = \frac{27}{2}^+, \frac{23}{2}^+$. No hay datos de polarización. Existe un cociente de DCO con la transición 363.98 keV que vale $R_{DCO} = 1.07(10)$ que es compatible con estas hipótesis.

En cuanto a la función de excitación de población directa, este nivel está alimentado desde arriba y se desexcita a través de una única transición. Por lo tanto, la función de excitación de población directa será la función de excitación del gamma 438.3 keV menos las funciones de excitación de los gammas que lo alimentan, de las cuales sólo se han considerado las de las transiciones 170.9 keV, 306.1 keV y 498.8 keV. De su forma y pendiente se puede decir que $J > \frac{25}{2}$. Este resultado selecciona la hipótesis de espín-paridad de $J = \frac{27}{2}^+$.

Este nivel era ya conocido en la literatura en [ODA94] donde la asignación hecha coincide con la de este trabajo.

- *Nivel 3988.0 keV*

Se desexcita al nivel 2929.8 keV a través de la transición 1058.2 keV. Está contaminada de ^{144}Sm y ^{143}Pm . No existen datos de distribución angular, polarización ni DCO

En cuanto a la función de excitación de población directa, este nivel no está alimentado desde arriba y se desexcita a través de una única transición. Por lo tanto la función de excitación de población directa coincide con la función de excitación del gamma 1058.2 keV. Puesto que está contaminada no se puede decir nada de ella.

- *Nivel 4023.3 keV*

Se desexcita al nivel 3321.5 keV a través de la transición 701.8 keV. Está contaminada de ^{146}Sm y sobre el pico de neutrones. No existen datos de distribución angular, polarización ni DCO.

En cuanto a la función de excitación de población directa, este nivel no está alimentado desde arriba y se desexcita a través de una única transición. Por lo tanto la función de excitación de población directa coincide con la función de excitación del gamma 701.8 keV. Dado que está contaminada no podemos decir nada de la misma.

- *Nivel 4092.1 keV*

Se desexcita al nivel 3921.5 keV a través de la transición 170.9 keV y al nivel 3118.56 keV a través de la transición 973.22 keV. La transición 170.9 keV es un doblete en ^{145}Sm . No existen datos de distribución angular ni

polarización. Existe un cociente de DCO con la transición 438.3 keV que vale $R_{DCO} = 1.2(5)$. Para la transición 973.22 keV no hay datos de distribución angular y pde la olarización se sabe que es > 0 . Existen cocientes de DCO con las transiciones 140.05 keV y 188.86 keV que valen respectivamente $R_{DCO} = 1.0(3)$ y $R_{DCO} = 1.4(7)$.

En cuanto a la función de excitación de población directa, este nivel está alimentado desde arriba por una única transición. Por lo tanto, ésta sería la suma de las funciones de excitación de las transiciones 170.9 keV y de la 973.22 keV menos la funciones de excitación de la transición 359.9 keV . Su forma y pendiente no permite establecer ninguna prioridad entre las hipótesis de espín-paridad.

Este nivel era ya conocido en la literatura en [ODA94] donde la asignación hecha es $J = \frac{25}{2}$ y no es firme. Esta hipótesis es compatible con los cocientes de DCO.

- Nivel 4163.0 keV

Se desexcita al nivel 3118.56 keV a través de la transición 1044.4 keV . Está contaminada de ^{144}Sm y sobre el pico de neutrones. No existen datos de distribución angular, polarización ni DCO.

En cuanto a la función de excitación de población directa, este nivel no está alimentado desde arriba y se desexcita a través de una única transición. Por lo tanto la función de excitación de población directa coincide con la función de excitación del gamma 1044.4 keV . Puesto que está contaminada no se puede decir nada.

- Nivel 4213.3 keV

Se desexcita al nivel 2978.51 keV a través de la transición 1235.1 keV y al nivel 2929.8 keV a través de la transición 1283.3 keV . La la transición 1235.1 keV está contaminada de ^{19}F . No existen datos de distribución angular, polarización ni DCO. La transición 1283.3 keV está contaminada de ^{144}Sm . No existen datos de distribución angular, polarización ni DCO.

En cuanto a la función de excitación de población directa, este nivel no está alimentado desde arriba y se desexcita a través de ambas transiciones. Por lo tanto la función de excitación de población directa resulta de la suma de las funciones de excitación de ambos gammas. Dado que están contaminados no se puede decir nada.

- Nivel 4227.7 keV

Se desexcita al nivel 3921.5 keV a través de la transición 306.1 keV y al nivel 3483.2 keV a través de la transición 744.6 keV . La transición 306.1 es un

doblete en ^{145}Sm . De los datos de distribución angular sólo se puede decir que $a_2 > 0$. No existen datos de polarización. Existe un cociente de DCO con la transición 363.98 keV que vale $R_{DCO} = 0.8(2)$. La transición 744.6 keV está contaminada de ^{144}Sm . No existen datos de distribución angular, polarización ni DCO.

En cuanto a la función de excitación de población directa, este nivel está alimentado desde arriba por la transición 192.6 keV y se desexcita a través de ambas transiciones. Por lo tanto, la función de excitación de población directa resulta de la suma de las funciones de excitación de ambos gammas menos la función de excitación del gamma 192.6 keV . Dada la problemática de dos de las transiciones, no se puede decir nada.

Este nivel era ya conocido en la literatura en [ODA94] donde la asignación hecha es $J = (\frac{27}{2})$ que no es firme.

- *Nivel 4229.0 keV*

Se desexcita al nivel 3140.0 keV a través de la transición 1089.0 keV . Está contaminada de ^{144}Sm . No existen datos de distribución angular, polarización ni DCO.

En cuanto a la función de excitación de población directa, este nivel no está alimentado desde arriba y se desexcita a través de una única transición. Por lo tanto la función de excitación de población directa coincide con la función de excitación del gamma 1089.0 keV . Dado que está contaminada no se puede decir nada.

- *Nivel 4360.6 keV*

Se desexcita al nivel 2929.8 keV a través de la transición 1430.8 keV . No existen datos de distribución angular, polarización ni DCO.

En cuanto a la función de excitación de población directa, este nivel no está alimentado desde arriba y se desexcita a través de una única transición. Por lo tanto la función de excitación de población directa coincide con la función de excitación del gamma 1430.8 keV . No se puede decir nada.

- *Nivel 4378.0 keV*

Se desexcita al nivel 3483.2 keV a través de la transición 894.8 keV . Es un doblete en ^{145}Sm . No existen datos de distribución angular, polarización ni DCO.

En cuanto a la función de excitación de población directa, este nivel no está alimentado desde arriba y se desexcita a través de una única transición. Por lo tanto la función de excitación de población directa coincide con la función de excitación del gamma 894.8 keV . No se puede decir nada.

- Nivel 4388.5 keV

Se desexcita al nivel 3118.56 keV a través de la transición 1269.9 keV. Es un doblete en ^{145}Sm . No existen datos de distribución angular, polarización ni DCO.

En cuanto a la función de excitación de población directa, este nivel no está alimentado desde arriba y se desexcita a través de una única transición. Por lo tanto la función de excitación de población directa coincide con la función de excitación del gamma 1269.9 keV. No se puede decir nada.

Este nivel era ya conocido en la literatura en [ODA94] donde la asignación hecha es $J = \frac{27}{2}$ que no es firme.

- Nivel 4420.4 keV

Se desexcita al nivel 4227.7 keV a través de la transición 192.6 keV y al nivel 3921.5 keV a través de la transición 498.8 keV. Es un doblete en ^{145}Sm . La transición 192.6 keV es doblete en ^{145}Sm y está contaminada de ^{19}F . No existen datos de distribución angular ni polarización. Existe un cociente de DCO con la transición 306.1 keV que vale $R_{DCO} = 1.7(8)$. La transición 498.8 keV está contaminada de ^{144}Sm . No hay datos de distribución angular ni polarización. Existe un cociente de DCO con la transición 438.3 keV que vale $R_{DCO} = 0.8(3)$.

En cuanto a la función de excitación de población directa, este nivel no está alimentado desde arriba y se desexcita a través de ambas transiciones. Por lo tanto la función de excitación de población directa resulta de la suma de las funciones de excitación de ambos gammas. Dado que están contaminados no se puede decir nada.

Este nivel era ya conocido en la literatura en [ODA94] donde la asignación hecha es $J = \frac{29}{2}^+$ que es perfectamente compatible con los datos de que se dispone.

- Nivel 4452.0 keV

Se desexcita al nivel 4092.1 keV a través de la transición 359.9 keV. Para ella no existen datos de polarización ni DCO. De los datos de distribución angular se puede decir que $a_2 < 0$.

En cuanto a la función de excitación de población directa, este nivel no está alimentado desde arriba y se desexcita a través de una única transición. Por lo tanto la función de excitación de población directa coincide con la función de excitación del gamma 359.9 keV. No se puede decir nada.

Este nivel era ya conocido en la literatura en [ODA94] donde no hay asignación hecha de espín-paridad.

- *Nivel 4597.1 keV*

Se desexcita al nivel 3921.5 keV a través de la transición 675.6 keV. Está contaminada de ^{144}Sm . Para ella no existen datos de distribución angular, polarización ni DCO.

En cuanto a la función de excitación de población directa, este nivel no está alimentado desde arriba y se desexcita a través de una única transición. Por lo tanto la función de excitación de población directa coincide con la función de excitación del gamma 675.6 keV. Dado que está contaminada no se puede decir nada.

- *Nivel 4647.3 keV*

Se desexcita al nivel 3921.5 keV a través de la transición 725.4 keV. Está contaminada de ^{148}Sm . Para ella no existen datos de distribución angular, polarización ni DCO.

En cuanto a la función de excitación de población directa, este nivel no está alimentado desde arriba y se desexcita a través de una única transición. Por lo tanto la función de excitación de población directa coincide con la función de excitación del gamma 725.4 keV. Dado que está contaminada no se puede decir nada de ella.

Este nivel era ya conocido en la literatura en [ODA94] donde la asignación hecha es $J = \frac{29}{2}$ que no es firme.

- *Nivel 4740.4 keV*

Se desexcita al nivel 3483.2 keV a través de la transición 1257.2 keV. Es una transición muy débil. Para ella no existen datos de distribución angular, polarización ni DCO.

En cuanto a la función de excitación de población directa, este nivel no está alimentado desde arriba y se desexcita a través de una única transición. Por lo tanto la función de excitación de población directa coincide con la función de excitación del gamma 1257.2 keV. No se puede decir nada.

Este nivel era ya conocido en la literatura en [ODA94] donde la asignación hecha es $J = \frac{29}{2}^+$.

- *Nivel 4868.6 keV*

Se desexcita al nivel 3483.2 keV a través de la transición 1385.4 keV. Está contaminada de ^{144}Sm . Para ella no existen datos de distribución angular, polarización ni DCO.

En cuanto a la función de excitación de población directa, este nivel no está alimentado desde arriba y se desexcita a través de una única transición. Por

lo tanto la función de excitación de población directa coincide con la función de excitación del gamma 1385.4 keV. No se puede decir nada.

Este nivel era ya conocido en la literatura en [ODA94] donde la asignación hecha es $J = \frac{29}{2}$ que no es firme.

Apéndice C

Cálculo indirecto de la intensidad total de las transiciones gamma de 13.95 keV y 48.7 keV

En el esquema de niveles del ^{145}Sm aparecen dos transiciones de 13.95 keV y 48.7 keV. Su presencia ha sido determinada de manera indirecta (transiciones de energía tan baja no se observan en los datos de coincidencias), a través de la existencia de coincidencias entre transiciones gamma que no debían de estarlo pues seguían caminos de desexcitación paralelos. De estas coincidencias se dedujo la conexión entre los niveles 2978.51 keV y 2964.56 keV para el caso de la 13.95 keV y 2978.51 keV y 2929.8 keV para el caso de la 48.7 keV. La energía de las mismas ha sido obtenida como diferencia de las energías de los niveles que conectan. La transición de 13.95 keV era ya conocida en la referencia [PII91]. La transición de 48.7 keV ha sido vista por primera vez en este trabajo.

La estimación de la intensidad de cada una de ellas resulta un poco más compleja. Para ninguna de las dos existen datos de "singles" en ningún detector, dada su baja energía. En ambos casos la estimación se ha realizado de manera indirecta con los datos de coincidencias de la forma que se explica a continuación :

En la figura C se presenta un croquis del esquema de niveles relacionado con la transición de 13.95 keV, el cual no está a escala energética en aras de una mayor claridad. De todas las transiciones que se desexcitan al nivel 2978.51 keV he elegido para la estimación la transición 140.05 keV por ser ésta la más intensa y, por tanto, la más favorable en cuanto al error. La transición 268.22 keV ve directamente a la transición 140.05 keV. Integramos en el espectro de coincidencias con la transición 268.22 keV la transición 140.05 keV, obteniendo su área y la dividimos por la eficiencia suma de las eficiencias de los detectores que intervienen en la coincidencia para la transición 268.22 keV y que llamaremos eficiencia en coincidencia. También integramos en el espectro de coincidencias con la transición 734.79 keV, la transición

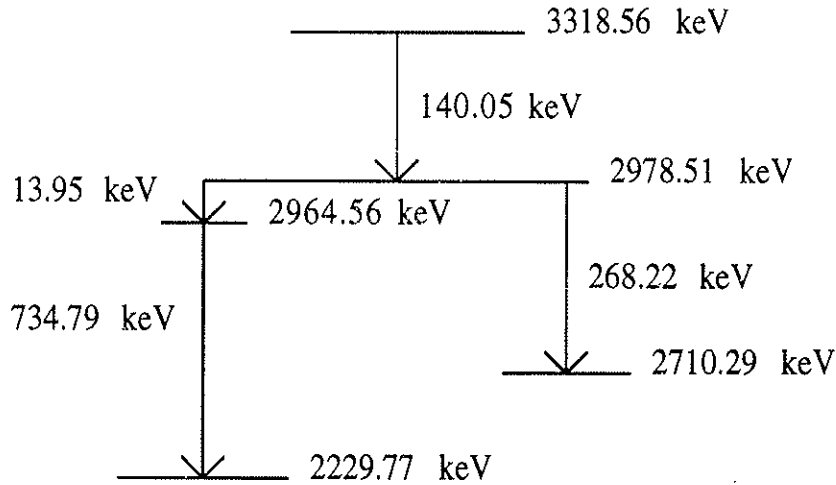


Figura C.1 : Croquis del esquema de niveles del ^{145}Sm para el cálculo de la intensidad de la transición 13.95 keV

140.05 keV obteniendo su área y la dividimos por la eficiencia en coincidencias de la transición 734.79 keV. Si hacemos el cociente entre esta última cantidad y la primera, dado que la transición 140.05 keV es vista por la transición 734.79 keV a través de la transición 13.95 keV estamos estimando que proporción relativa de la transición 140.05 keV pasa a través de la transición 13.95 keV con respecto a la que pasa a través de la transición 268.22 keV. El valor de este cociente da un factor de 0.30(2). Para estimar, pues, la intensidad de la transición 13.95 keV sólo resta multiplicar por este número la intensidad en "singles" de la transición 268.22 keV obteniéndose $I_{13.95\text{keV}} = 24(3)$

Para la transición de 48.7 keV, en la figura C se presenta un croquis del esquema de niveles, el cual tampoco está a escala. El procedimiento que se sigue es el mismo pero ahora, la porción de intensidad de la transición 140.05 keV que se ve a través de la transición de 48.7 keV, se reparte en el nivel 2929.8 keV a través de dos transiciones, una de 219.5 keV y otra de 493.6 keV. Habrá que calcular el área de la transición 140.05 keV en los espectros de coincidencia de estas dos transiciones y una vez divididas por las respectivas eficiencias en coincidencia proceder a sumar ambos números. Calculando el mismo cociente que en el caso anterior se obtiene

un factor de 0.15 y la intensidad de la transición 48.7 keV se estima multiplicando este factor por la intensidad en "singles" de la transición 268.22 keV obteniéndose $I_{48.7\text{keV}} = 12(2)$.

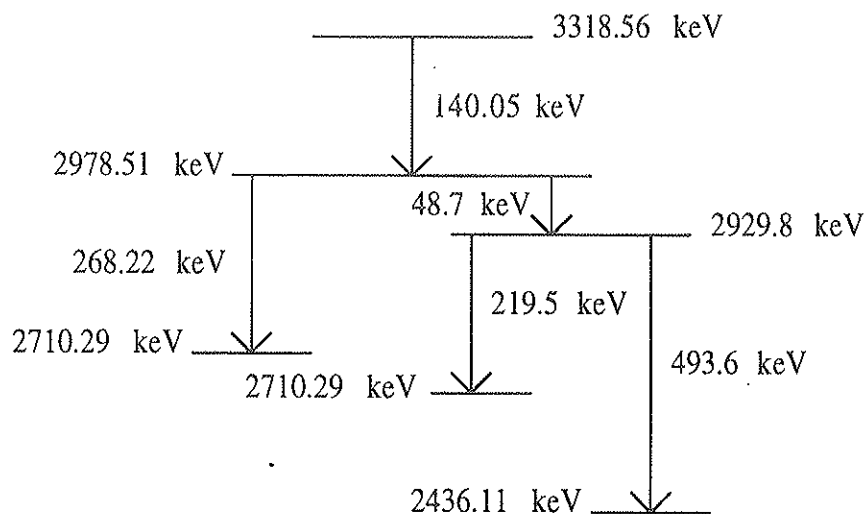


Figura C.2: Croquis del esquema de niveles del ^{145}Sm para el cálculo de la intensidad de la transición 48.7 keV

Bibliografía

- [ADA68] I. Adam, K.S. Toth, M.F. Roche: *Nucl. Phys. A*, 121 (1968) 289.
- [ADA86] I. Adam, J. Dobeš, J. Fér, B. Kracík, A. Kugler, Zh. Zhelev, I. Penev, Ch. Stoyanov: *Czech. J. Phys. B*, Vol. 36 (1986) 1143.
- [AUD93] G. Audi, A.H. Wapstra: *The 1993 Atomic Mass Evaluation*, *Nucl. Phys. A*, 565 (1993) No. 1
- [BER78] I. Bergström: *Proc. XVI International Winter Meeting on Nuclear Physics*, Bornio, January 1978, Vol. II, ed. I. Iori, p. 636 y referencias
- [BLE48] E. Bleuer, H. L. Bradt: *Phys. Rev.*, 73 (1948) 1398.
- [BLO83] J. Blomqvist, P. Kleinheinz, P.J. Daly: *Z. Phys. A*, 312 (1983) 27.
- [BOH75] A. Bohr, R. B. Mottelson: “*Nuclear Structure*”, Vol. II, Cap. 6, (W. A. Benjamin Inc., Reading, Mass., 1965). p. 416 y subsiguientes.
- [BOO74] W. Booth, S. Wilson, S.S. Ipson: *Nucl. Phys. A*, 229 (1974) 61.
- [BOO75] W. Booth, S. Wilson: *Nucl. Phys. A*, 247 (1975) 126.
- [BOS87] M. C. Boscá: *Comunicación Privada*.
- [BRE86] P. V. Brentano, A. Dewald, A. Gelbérg, W. Lieberz, R. Reinherdt, J. Panqueva, K. O. Zell: *Proc. of International Symposium on In-Beam Nuclear Spectroscopy*, Debrecen, Hungary, May 1978, Vol. I, ed. ZS. Dombrádi, T. Fényes, p. 189.
- [CAM69] D. C. Camp, A. L. van Lhen: *Nucl. Inst. Meth.*, Vol. 76 (1969) 192.
- [CES84] M.L. Cescato, M.C. Hermida, M. Ruiz, J.L. Foster Jr., F. Krmpotić: *Phys. Rev. C*, Vol. 29, n. 1 (1984) 49.
- [CHA80] R. R. Chasman: *Phys. Rev. C*, Vol. 21, n. 1 (1980) 456.

- [CHA81] R. R. Chasman: *Phys. Lett.*, Vol. 102B, n. 4 (1981) 229.
- [CHA82] R. R. Chasman: *Phys. Lett.*, Vol. 108B, n. 4, 5 (1982) 251.
- [CHR67] P.R. Christensen, B. Herskind, R.R. Borchers, L. Westgaard: *Nucl. Phys. A*, 102 (1967) 481.
- [CLE77] H. Clement, G. Graw, R. Zenger, G. Zöllner : *Nucl. Phys. A*, 285 (1977) 109.
- [CON83] C. Conci: *Tesis doctoral*, Universität zu Bonn, (1983)
- [CON84] C. Conci, V. Klemt, J. Speth: *Phys. Lett.*, Vol. 148B, n. 6 (1984) 405.
- [DeS61] A. de Shalit: *Phys. Rev.*, 122 (1961) 1530.
- [DOS81] T. Dossing, K. Neergard, H. Sgawa: *Phys. Scr.*, 24 (1981) 258.
- [DUD82] J. Dudek, Z. Szymański, T. Werner: *Phys. Rev. C*, Vol. 26, n. 4 (1982) 1712.
- [ERC82] A. Ercan: *Tesis doctoral*. Mathematisch - Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität zu Köln, (1982).
- [FIA66] S. Fiarman, E.J. Ludwig, L. Michelman, A.B. Robbins : *Phys. Lett.*, Vol. 22, n. 2 (1966) 175.
- [FIA69] S. Fiarman, E.J. Ludwig, L. Michelman, A.B. Robbins : *Nucl. Phys. A*, 131 (1969) 267.
- [FRA65] H. Frauenfelder, R. M. Steffen: *Angular correlations*, en "Alpha, beta and gamma/ray spectroscopy", Vol. 2, editor K. Siegbahn. (North-Holland Publishing Company, Ansterdam, 1965). pp. 1042-1043.
- [GEE83] *Int. J. Appl. Radiat. & Isot.* (GB), Vol. 34, n. 8, p. 1269-75 (1983), (Applied Radionuclide Metrology, Geel, Belgium, 16-May-1983).
- [GAR73] J. D. García, R. J. Fortner, T. M. Kavanagh : *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 45, n. 2 (1973) 111.
- [GOO79] A. L. Goodman: *Nucl. Phys. A*, 331 (1979) 401.
- [HAE77] D. R. Haeni, T. T. Sugihara: *Phys. Rev. C*, Vol. 16, n. 3 (1977) 1129.
- [HAR77] Z. Haratym, J. Kownacki, J. Ludziejewski, Z. Sujkowski, L.E. De Geer, A. Kerek, H. Ryde: *Nucl. Phys. A*, 276 (1977) 299.

- [HIL67] J.C. Hill: *Phys. Rev.*, Vol. 153, n. 4 (1967) 1312.
- [HOF79] S. Hofmann, W. Faust, G. M Münzenberg, W. Reisdorf, P. Armbruster, K. Güttner, H. Ewald: *Z. Phys. A*, 291 (1979) 53.
- [JAC87] B. Jäckel, W. Westmeier, P. Patzelt: *Nucl. Inst. Meth. A*, 261 (1987) 543.
- [JOL66] R.K. Jolly, C.F. Moore: *Phys. Rev.*, Vol. 145, n. 3 (1966) 918.
- [JOL67] R.K. Jolly, C.F. Moore: *Phys. Rev.*, Vol. 155, n. 4 (1967) 1377.
- [JOY77] A. M. R. Joye, A. M. Baxter, M. P. Fewel, D. C. Kean, R. H. Spear: *Phys. Lett.*, 38 (1977) 807.
- [KAD89] H. Kader, G. Graw, F.J. Eckle, P. Schiemenz, P. Kleinheinz, B. Rubio, G. De Angelis, T.N. Massey, L.G. Mann, J. Blomqvist : *Phys. Lett. B*, Vol. 227, n. 3 y 4 (1989) 325.
- [KAD90] H. Kader: *Tesis Doctoral*, Universität zu München, (1990)
- [KEN65] R.A. Kenefick, R.K. Sheline: *Phys. Rev.*, Vol. 139, n. 6B (1965) 1479.
- [KIM75] J. S. Kim, Y. K. Lee, K. A. Hardy, P. C. Simms, J. A. Grau, G. J. Smith, F. A. Rickey: *Phys. Rev. C*, Vol. 12, n. 2 (1975) 499.
- [KLE75] P. Kleinheinz, M.R. Maier, R. M. Diamond, F.S. Stephens, R.K. Sheline: *Phys. Lett. B*, Vol. 53, n. 5 (1975) 442.
- [KLE78a] P. Kleinheinz, S. Lunardi, M. Ogawa, M. R. Maier: *Z. Phys. A*, 284 (1978) 351.
- [KLE78b] P. Kleinheinz, M. Ogawa, R. Broda, P. J. Daly, D. Haenni, H. Beuscher, a. Kleinrahm: *Z. Phys. A*, 286 (1978) 27.
- [KLE79] P. Kleinheinz, R. Broda, P. J. Daly, S. Lunardi, M. Ogawa: *Z. Phys. A*, 290 (1979) 295.
- [KOW72] J. Kownacki, H. Ryde, V. O. Sergejev, Z. Sujkowski: *Nucl. Phys. A*, 196 (1972) 498.
- [KRA73] K.S. Krane, M. Steffen, R. M. Wheeler: *Nuclear Data Tables*, 11 (1973) 351.
- [KRI73] K. Krien, F. Djadali, R. A. Naumann, H. Hübel, E. H. Spejewski: *Phys. Rev. C*, Vol. 7, n. 6 (1973) 2484.

- [LED78] C. M. Lederer, V. S. Shirley, editores: "Table of Isotopes", 7th edition, ed. John Wiley & Sons Inc. (1978).
- [LIA87] C.F. Liang, P. Paris, P. Kleinheinz, B. M. Piipainen, D. Schardt, A. Plochocki, R. Barden: *Phys. Lett. b*, Vol. 191, n. 3 (1987) 245.
- [LIV62] M. S. Livingston, J. P. Blewett: "Particle accelerators", McGraw-Hill Book Company (1962) p. 88.
- [LOG73] B. A. Logan, R. T. Jones, A. Ljubičić: *Nucl. Inst. Meth.*, 108 (1973) 603.
- [LOG74] B. A. Logan, R. T. Jones, A. Ljubičić: *Nucl. Inst. Meth.*, 117 (1974) 273.
- [REK81] J. Rekstad, I. Espe, G. Løvholden, J.R. Lien, J.C. Waddington, C. Gaarde, J.S. Larsen, S. Van Der Werf: *Nucl. Phys. A*, 369 (1981) 453.
- [MAC75] M. R. Macphail, R. G. Summers-Gill: *Nucl. Phys. A*, 237 (1975) 285.
- [MEN91] R. Menegazzo: *Tesis Doctoral*. Institut für Kernphysik. Jülich. Alemania (1991).
- [MET50] F. Metzger, M. Deutsch: *Phys. Rev.*, Vol. 78, n. 5 (1950) 551.
- [MOR76a] H. Morinaga, T. Yamazaki: "In Beam Gamma-Ray Spectroscopy", ed. North-Holland Publishing Company, (1976) pp. 41-51.
- [MOR76b] H. Morinaga, T. Yamazaki: "In Beam Gamma-Ray Spectroscopy", ed. North-Holland Publishing Company, (1976) p. 324.
- [MUK81] P. Mukherjee, R. Bhattacharya, I. Mukherjee: *Phys. Rev. C*, Vol. 24, n. 4 (1981) 1810.
- [NAG81] Y. Nagai, J. Styczen, M. Piipainen, P. Kleinheinz, D. Bazzacco, P. v. Brentano, K.O. Zell, J. Blomqvist: *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 47, n. 18 (1981) 1259.
- [NDS] J.K. Tuli (Editor): *Nuclear Data Sheets*, Academic Press, Inc.
- [NEW70] E. Newman, K.S. Toth, R.L. Auble, R.M. Gaedke, M.F. Roche, B.H. Wildenthal: *Phys. Rev. C*, Vol. 1, n. 3 (1970) 1118.
- [NEW73] E. Newman, K.S. Toth, I.R. Williams: *Phys. Rev. C*, Vol. 7, n. 1 (1973) 290.

- [NOR74] G.A. Norton, N.L. Gearhart, H.J. Hausman, J.F. Morgan : *Phys. Rev. C*, Vol. 9, n. 4 (1974) 1594.
- [ODA94] A. Odahara, Y. Gono, S. Mitarai, E. Ideguchi, M. Kidera, M. Shibata, T. Morikawa, T. Kishida, K. Morita, A. Yoshida, H. Kumagai, Y.H. Zhang, A. Ferragut, T. Murakami, M. Oshima, H. Iimura, M. Shibata, S. Hamada, H. Kusakari, M. Sugawara, M. Ogawa, M. Nakajima, B.J. Min, J.C. Kim, S.J. Chae, H. Sagawa: *Z. Phys. A*, 350 (1994) 185.
- [OGA78] M. Ogawa, R. Broda, K. Zell, P. J. Daly, P. Keinheinz: *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 41 (1978) 289.
- [PAK82] A. Pakkanen, J. Muhonen, M. Piiparinen, J. Blomqvist: *Nucl. Phys. A*, 373 (1982) 237.
- [PEN79] R. Pengo, S. Lunardi, R. Tischler, Y. Nagai, R. Broda, P. Kleinheinz: *Proc. Symp. on High-Spin Phenomena in Nuclei*, Argone, Illinois, (1979) 385.
- [PII84] M. Piiparinen, P. Kleinheinz, K. Zuber, D. Schardt, O. Klepper, R. Kirchner, E. Roeckl, J. Blomqvist: *Annual Report 1984 Kernforschungsanlage Jülich GmbH*, Institut für Kernphysik, Jül-Spez-305, March 1885, ISSN 0170-8937
- [PII91] M. Piiparinen, Y. Nagai, P. Kleinheinz, M.C. Bosca, B. Rubio, M. Lach, J. Blomqvist: *Z. Phys. A*, 338 (1991) 417.
- [PLO79] M. Ploszajczak, A. Faessler: "*Proc. Symp. on High-Spin Phenomena in Nuclei*", Argone Nat. Lab., Argone, Illinois (1979) p.551
- [PRA87] H. Prade, J. Döring, W. Enghardt, L. Funke, L. Käubler: *Z. Phys. A*, 328 (1987) 501.
- [RAS53] J. O. Rasmussen, S. G. Thompson, A. Ghiorso: *Phys. Rev.*, 89 (1953) 33.
- [RIC91] J. Rico: *Tesis Doctoral*. Universitat de València (1991).
- [RIK85] J. Rikovska, N. J. Stone, V. R. Green: *Nucl. Inst. Meth. A*, 241 (1985) 461.
- [ROZ82] S. Rozak, E. G. Funk, J. W. Mihelich: *Phys. Rev. C*, Vol. 25, n. 6 (1982) 3000.
- [RUB85] B. Rubio: *Tesis Doctoral*. Universidad de Granada (1985).

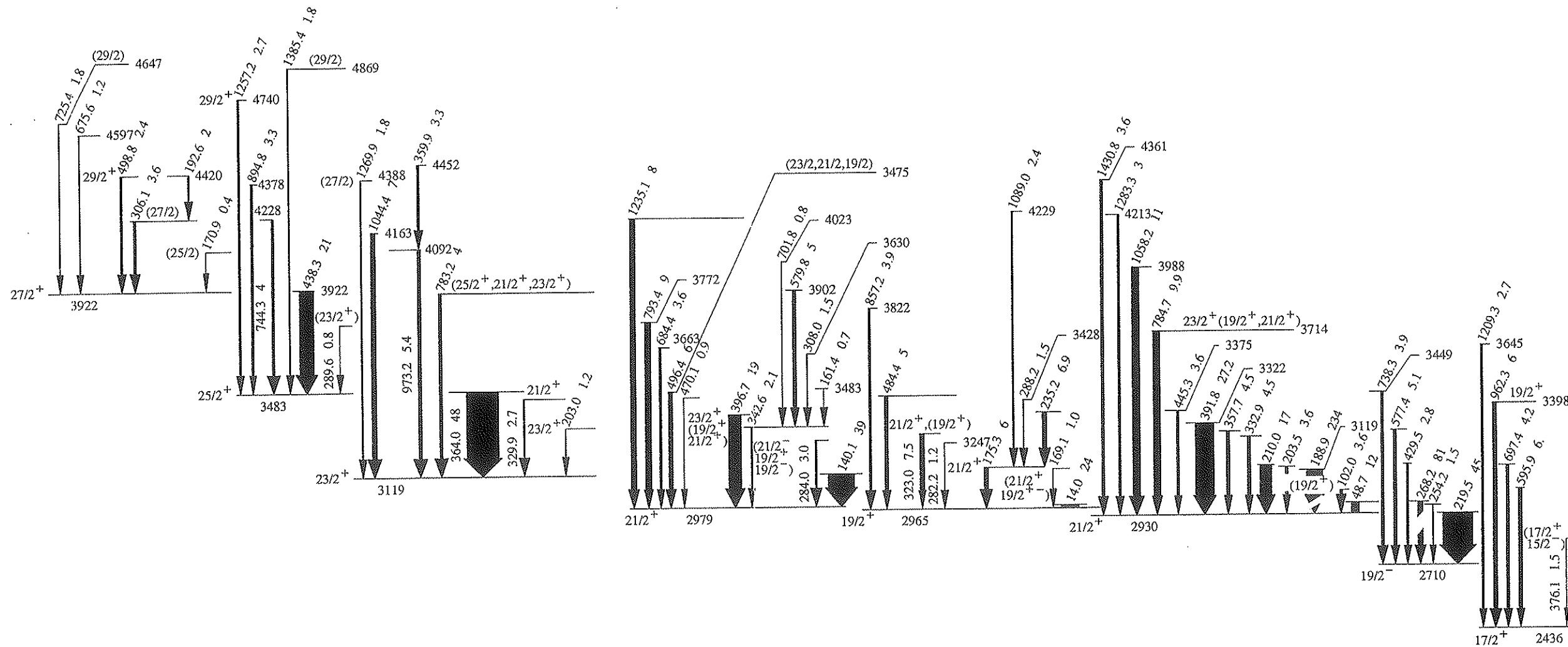
- [RUB86] B. Rubio, A. Ercan, G. de Angelis, P. Kleinheinz, J.L. Taín, B. Brinkmüller, D. Paul, L.G. Mann, D.J. Decman, T.N. Massey, G.L. Struble, H.J. Scheerer, J. Blomqvist: *Z. Phys. A*, 324 (1986) 27.
- [SCH76] W. D. Schmidt-Ott, K. S. Toth: *Phys. Rev. C*, Vol. 13 (1976) 2574.
- [SEI83] N. Seichert: *Tesis doctoral*, Universität zu München, (1983)
- [SHA63] A. de Shalit, I. Talmi: “*Nuclear Shell Theory*”, New York and London Academic Press, 1963.
- [SPR83] R. H. Spear, W. J. Vermeer, M. T. Esat, J. A. Kuehner, A. M. Baxter, S. Hinds: *Phys. Lett. B*, 128 (1983) 29.
- [STE75] R. M. Steffen, K. Alder: “*Angular Distribution and Correlation of Gamma Rays*”, en “*The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy*”, ed. W. D. Hamilton. (North-Holland / American Elsevier, 1975), Cap. 12.
- [STY81] J. Styczen, P. Kleinheinz, M. Piiparinen, J. Blomqvist. *Proc. 4th Int. Conf. on Nuclei far from Stability*, Helsinki, (1981) ed. Hansson and G.B. Nielsen, (CERN, Geneva, 1981) 548.
- [TAL62] I. Talmi: *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 34, n.4 (1962) 704.
- [TAR71] P. Taras: *Can. Jou. Phys.*, Vol. 49 (1971) 328.
- [TOT70] K. S. Toth, R. L. Hahn, M. A. Ijaz, W. M. Sample : *Phys. Rev. C*, Vol. 2, n. 4 (1980) 1480.
- [TRA86] L. Trache, A. Berinde, I. David, M. Duma, V. Iacob, I. Neamu, Scintei, P. von Brentano,: *Int. Nucl. Phys. Conf.*, Harrogate Vol 1, (1986) p. 84.
- [TRA89] L. Trache, A. Clauberg, C. Wesselborg, P. von Brentano: *Phys. Rev. C*, Vol. 40, n. 2 (1989) 1006.
- [TRA89a] L. Trache, J. Wrzesinski, D. Bazzaco, A. Clauberg, C. Wesselborg, P. von Brentano, K. O. Zell, R. Reinhardt, G. P. A. Berg, W. Hürlimann, J. Meissburger, J. L. Taín: *Nucl. Phys. A*, 492 (1989) 23.
- [TRA94] L. Trache, A.M.Oros, Gh. Gata-Danil, K.O. Zell, P. von Brentano, G. Graw, D. Hofer, E. Müller-Zanotti: *Phys. Rev. C*, Vol. 49, n. 4 (1994) 1742.
- [VEE75] J.C. Veeffkind, D. Spaargaren, J. Blok, K. Heyde: *Z. Phys. A*, 275 (1975) 55.

-
- [WAR79] D.D. Warnet, W.F. Davidson, W. Gelletly: *Nucl. Phys.: J. Phys. G*, Vol. 5, n. 12 (1979) 1723.
- [WEI94] D. Weil, R. Wirowski, E. Ott, A. Dewald, P. von Brentano, H. Wolters, R.M. Lieder: *Nucl. Phys. A*, 567 (1994) 431.
- [WIL71] B. H. Wildenthal, E. Neuwman, R. L. Auble: *Phys. Rev. C*, Vol. 3, n. 3 (1971) 1199.
- [WRZ90] J. Wrzesiński , A. Clauberg, C. Wesselborg, R. Reinhardt, A. Dewald, K.O. Zell: *Nucl. Phys. A*, 515 (1990) 297.

Agradecimientos.

- En primer lugar quiero agradecer a mis jefes, Berta Rubio y José Luis Taín, la oportunidad que me han brindado para realizar un trabajo en Física Nuclear Experimental. Sin su colaboración, nada de lo que figura en este trabajo hubiera sido posible.
- Para Andrés Gadea, José Bea y J. Rico no tengo palabras y ya pueden ir dando gracias de ello. Con ellos he compartido todo tipo de experiencias, situaciones y peripecias. Fueron los mejores compañeros de viaje en esta ardua “hégira” que ha sido realizar una tesis. Vaya desde estas líneas mi más sincero reconocimiento y la certeza de que conservaremos por siempre una camaradería digna de los mejores “ex-combatientes”. En especial para el segundo sólo una palabra: “Gulaschsuppe”.
- Respecto a los nuevos fichajes del grupo Gamma, Dani y Trino, sólo puedo decir que son dignísimos sucesores y en este negocio llegarán lejos. Otra cosa muy distinta es que les compren billete de retorno.
- Continuando en este departamento, fue agradable compartir las horas de trabajo con algunas personas, especialmente becarios. Vaya desde aquí mi reconocimiento para todos y en especial a Javi Navarro y Julio Lozano, quizá por que compartí con ellos los últimos momentos de este trabajo.
- A los becarios (y algún otro que no lo es) del Departamento de teóricas también tengo mucho que agradecer. Gocé de su compañía en muchos momentos y con ellos la relación fue fácil y agradable. En especial quiero agradecer la colaboración de Fernando de Campos, el cual llegó a pasar una noche sin cenar para ayudarme a conjurar los peligros del “Latex”. No me olvido del asociado Segura, Cesar , Pedro, Manolo, Oscar y de tantos otros.
- Qué decir de la inestimable colaboración de los cuerpos conjuntos técnico y de secretaría, con la ayuda de los cuales pude vencer a ese terrible “Dragón” de mil y una cabezas llamado “burocracia”. Decididamente, mil y una gracias.

- Fuera de esta sacrosanta casa, quiero agradecer a todos los “colegas” de los “Soul Fingers” los buenos ratos pasados que amenizaron tanto trabajo. Miguelón, Fredy, Toni, Pepe, Nuria, Marisa, Ricardo y un etcétera que me llevaría toda una tarde enumerar. Que nadie se sienta ofendido por no ver su nombre en estas líneas.
- Para Ana María realmente no tengo palabras, cosa a la que la tengo ya hartamente acostumbrada. Su ciega fé en mí la hará pasar, como mínimo, a los anales de la historia de la oftalmología. Nunca nadie derrochó tanta paciencia y serenidad.
- He dejado para el final a mi madre y mis hermanos sin cuyo apoyo jamás hubiera llegado a puerto. “I want to thank my mother for financial support and fruitful discussions”, pues leyó el manuscrito de principio a fin (como la mejor maestra del mundo que ha sido y es, además de madre). También quiero recordar a los más tiernos retoños, mis sobrinos. El mayor, Gonzalo, que ya está en primero de Derecho y con el cual ya me he ido de parranda más de una vez; Julio, que amenaza con ser el otro científico de la familia; Xavi, al que sin ningún género de duda recurriré en mi vejez si alguien quiere pegarme; María, el garbancito de la casa; Feirán, simplemente “the best”, (el más xicotet). A todos, gracias.



Esquema de niveles del núcleo ^{145}Sm producido en la reacción $^{142}\text{Nd}(\alpha, n)$ a la energía de bombardeo $E_\alpha = 24.5$ MeV.

Cada transición viene etiquetada con su energía e intensidad. Las anchuras de las flechas son proporcionales a la intensidad excepto para las transiciones partidas en las que se ha dividido esta anchura por un factor diez. Cada nivel viene etiquetado en su extremo derecho por la energía y en su extremo izquierdo por el espín cuando ello ha sido posible.

