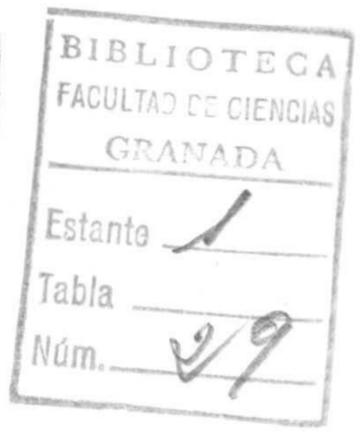
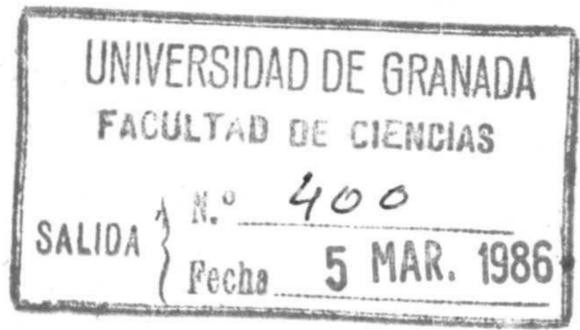


R. 31.330

DEPARTAMENTO DE FISICA NUCLEAR
Facultad de Ciencias
Universidad de Granada
(Spain)
Teléf. (958) 27 42 08
Int. 34 - 58 - 274208



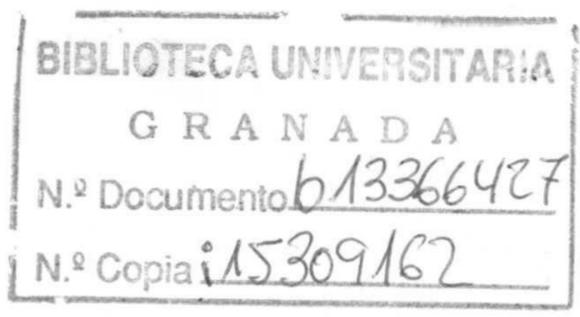
MULTIPLITES PARTICULA-FONON,
EXCITACIONES DE VARIAS PARTICULAS
Y MASAS DE NUCLEOS EN LA REGION DEL ¹⁴⁶Gd

Tesis presentada para optar al Grado de Doctor en Ciencias Físicas por
BERTA RUBIO BARROSO

Realizada bajo la dirección de los Profesores Dr. O. Schult, Catedrático de la Universidad de Colonia (R.F.A.) y Dr. P. Kleinheinz, del Instituto de Física Nuclear del K.F.A. de Jülich (R.F.A.) y actuando como ponente el Catedrático de Física Atómica, Molecular y Nuclear de esta Universidad, Dr. D. Rafael Guardiola Bárcena. Fue juzgada el día 10 de febrero de 1986, en la Facultad de Ciencias de la Universidad de Granada, por el siguiente Tribunal:

- PRESIDENTE: Prof. Dr. D. GONZALO MADURGA LACALLE, Catedrático de la Universidad de Sevilla.
- VOCALES: Prof. Dr. D. JOSE CAMPOS GUTIERREZ, Catedrático de la Universidad Complutense de Madrid.
- Prof. Dr. D. ALFREDO POVES PAREDES, Catedrático de la Universidad Autónoma de Madrid.
- Prof. Dr. D. MANUEL LOZANO LEYVA, Profesor Titular de la Universidad de Sevilla.
- SECRETARIO: Dr. D. ANTONIO LALLENA ROJO, Profesor Colaborador de esta Universidad.

Calificación obtenida
APTO "CUM LAUDE"



MULTIPLÉTES PARTICULA-FONON,
EXCITACIONES DE VARIAS PARTÍCULAS
Y MASAS DE NUCLEOS EN LA REGION DEL ^{146}GD

Berta Rubio Barroso
Granada 1985

INDICE

A. INTRODUCCION.....	1
B. MEDIDAS Y RESULTADOS.....	5
B1. MEDIDAS DE LOS ESTADOS NO YRAST EN EL NUCLEO ^{145}Eu	5
Situación experimental previa.....	5
Planificación de los experimentos: las reacciones $^{147}\text{Sm}(p,3n)$, $^{144}\text{Sm}(t,2n)$ y $^{144}\text{Sm}(d,n)$	6
Medida de las Funciones de Excitación y de Distribuciones Angulares.....	9
Experimentos de Coincidencia Gamma-Gamma.....	11
Electrones de Conversión Interna.....	12
B2. MEDIDAS DE LOS ESTADOS YRAST DE ESPIN ALTO EN ^{145}Eu	14
Introducción.....	14
Situación Experimental Previa y Planificación de los Experimentos.....	14
Medidas de Funciones de Excitación y de Distribuciones Angulares en la Reacción $^{144}\text{Sm}(\alpha,p2n)$	15
B3. ANALISIS DE LOS DATOS Y RESULTADOS	16
Análisis de los Espectros Sencillos.....	16
Análisis de los Espectros de Coincidencia.....	18
Análisis de los Espectros de Electrones de Conversión.....	19
Discusión de los Espines y Paridades de los Estados no Yrast en el ^{145}Eu	20
B4. RESULTADOS DE LOS EXPERIMENTOS DE ESPIN ALTO.....	28
B5. MEDIDAS DE LAS MASAS DEL ^{145}Eu Y ^{146}Eu	29
Introducción.....	29
Preparación de los Experimentos.....	30
Reacciones de Transferencia con Haces de ^3He	31
Análisis de los Datos y Resultados.....	33
B6. MEDIDA DE LA MASA DEL ^{147}Gd CON EL BLANCO RADIOACTIVO ^{148}Gd	35
Introducción y Situación Previa Experimental.....	35
El Blanco Radioactivo ^{148}Gd ($T_{1/2} = 75$ a).....	38
Las Reacciones de Transferencia (p,d),(d,t) y ($^3\text{He},\alpha$) en el ^{148}Gd	39
Análisis de los Datos y Resultados.....	41

C. DISCUSION.....	43
C1. INTRODUCCION.....	43
C2. ESTADOS DE PARTICULA EN EL NUCLEO ^{145}Eu	43
C3. ESTADOS ACOPLADOS PARTICULA-FONON.....	44
Multipletes Octupolares.....	45
Multipletes Cuadrupolares.....	51
C4. ESTADOS DE TRES PARTICULAS.....	55
C5. LA MASA DE LOS NUCLEOS ^{145}Eu , ^{146}Eu Y ^{147}Gd , Y SU IMPACTO EN LA OBTENCION DE OTRAS MASAS.....	61
 D. CONCLUSIONES.....	 65
 APENDICE 1.....	 67
APENDICE 2.....	69
 REFERENCIAS.....	 71
 TABLAS.....	 79
 FIGURAS.....	 85

A. INTRODUCCION

Varios trabajos teóricos y experimentales llevados a cabo en los últimos años han demostrado que el núcleo ^{146}Gd con 64 protones y 82 neutrones presenta muchas características solamente aplicables a núcleos con doble capa cerrada. En particular la identificación de su primer estado excitado como 3^- de carácter colectivo (78K1), propiedad que comparte únicamente con el núcleo doblemente mágico ^{208}Pb fue la primera indicación espectroscópica del gap de protones a $Z = 64$ (fig. 1), que se corroboró con la posterior identificación del primer estado 2^+ con una energía de excitación 300 keV mayor que la correspondiente en núcleos vecinos (780g). Estudios posteriores han demostrado que el análisis de estructuras nucleares basados en el modelo de capas es especialmente apropiado en la región de núcleos alrededor Gd. Esta observación ha motivado varios trabajos teóricos y experimentales y hoy en día se puede decir que el conocimiento de estados de una, dos...y varias partículas, herramientas necesarias en el análisis de estructuras nucleares mas complejas, es uno de los mas ricos en el marco de los núcleos mágicos.

Como el ^{146}Gd se ubica 10 neutrones a la izquierda del valle de estabilidad β , la mayor parte de los experimentos en esta región se basan en técnicas de núcleo compuesto y de decaimiento beta. El estudio de los posibles canales de salida del núcleo compuesto proporciona normalmente información sobre los estados yrast¹ del núcleo final. Estos estados suelen encontrarse aislados de otros estados con el mismo espín y paridad y por lo tanto consisten en configuraciones especialmente puras. Sin embargo no ocurre siempre que los estados que presentan un interés especial yacen en la línea yrast. Una reacción de núcleo compuesto cuidadosamente seleccionada puede dar también valiosa información sobre estados no yrast. En el presente trabajo se han estudiado tres reacciones con transferencia de poco momento angular con el fin de detectar estados no yrast en el núcleo con un hueco de protón ^{145}Eu .

¹ Se definen como estados yrast aquéllos de menor energía para un espín dado

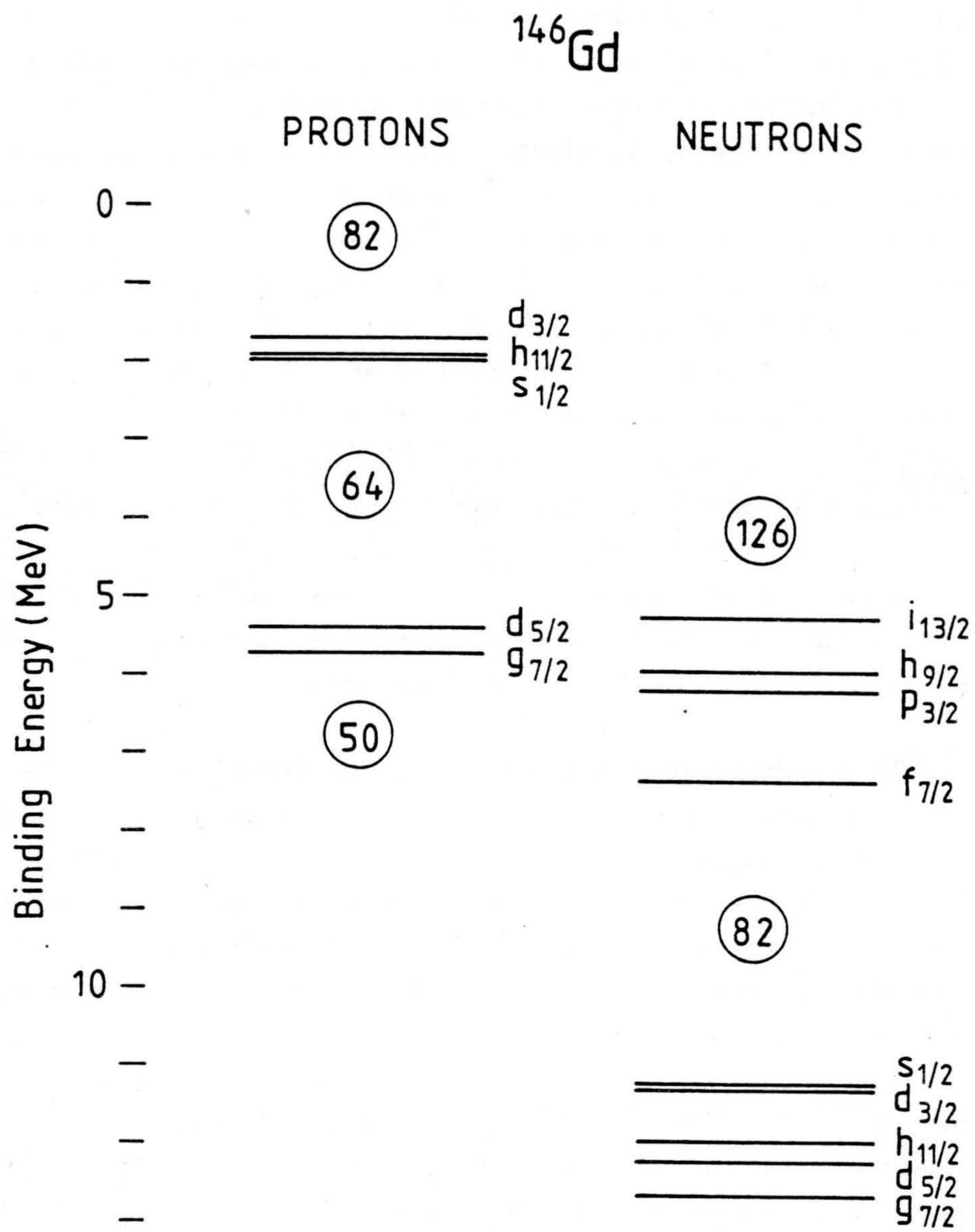


Fig. 1: Estados de partícula empíricos en el núcleo ^{146}Gd .

El núcleo ^{145}Eu con la capa de neutrones completa y un protón menos que el ^{146}Gd , ha de tener un espectro relativamente sencillo a bajas energías de excitación, consistente en un hueco de protón acoplado a los estados de excitación del core. En particular los estados acoplados de hueco (o partícula) a estados vibracionales del core presentan un interés especial a la hora de entender anarmonicidades vibracionales e interacciones fonón-fonón. El estudio de los estados excitados del ^{145}Eu con un énfasis especial en los estados de acoplamiento vibracional es una de las partes fundamentales de este trabajo.

La configuración dominante del estado octupolar 3^- a 1.6 MeV en ^{146}Gd es $\pi h_{11/2} d_{5/2}^{-1}$. Por lo tanto se esperan encontrar anarmonicidades apreciables (perturbaciones en la energía) al acoplar un protón en el orbital $h_{11/2}$ o un hueco en el orbital $d_{5/2}$ al estado 3^- . Este tipo de anarmonicidades se han observado en el núcleo partícula ^{147}Tb cuyo estado fundamental consiste básicamente en un protón en la capa $h_{11/2}$. El núcleo ^{147}Tb es accesible a través de una reacción nuclear sólo mediante transferencia de un momento angular grande por lo cual de los siete estados posibles que resultan del acoplamiento $h_{11/2} \times 3^-$ sólo dos de ellos, los de mayor espín $15/2^+$ y $17/2^+$, que se sitúan en la línea yrast, se han observado experimentalmente (actualmente se están llevando a cabo estudios del decaimiento beta del ^{147}Dy (84Scha) que sin duda darán información sobre los estados no yrast del ^{147}Tb y en particular sobre el multiplete octupolar). Por el contrario, el núcleo hueco ^{145}Eu , con un protón más que el núcleo estable ^{144}Sm es accesible mediante una reacción con poca transferencia de momento angular y por tanto especialmente apropiado para estudiar sus estados no yrast. Análogamente al ^{147}Tb , en el ^{145}Eu se espera encontrar anarmonicidades en el multiplete $d_{5/2}^{-1} \times 3^-$ al interaccionar el hueco en el orbital $d_{5/2}$ con el hueco análogo en el octupolo. La fuerza de esta interacción se puede extraer empíricamente del ^{147}Tb . De los miembros de este multiplete, solamente el de máximo espín $11/2^-$ que se ha observado en experimentos yrast ha sido identificado previamente a este trabajo (79He2), (80Ba), (80Ra)

Los multipletes octupolares con un hueco en los orbitales $d_{5/2}$ y $g_{7/2}$ son los únicos estados con paridad negativa que se esperan entre 1.4 y 2.0 MeV en ^{145}Eu y por tanto su identificación experimental ha de ser relativamente sencilla. Para detectar estos estados, hemos estudiado tres reacciones nucleares con poca transferencia de momento angular: $^{147}\text{Sm} +$

25 MeV p, $^{144}\text{Sm} + 13 \text{ MeV t}$ y $^{144}\text{Sm} + 9 \text{ MeV d}$, aplicando técnicas de detección de radiación gamma y de electrones.

A partir de 2.2 MeV excitaciones de tres partículas son posibles en el núcleo ^{145}Eu . Algunas de ellas se conocían previamente a través de experimentos yrast (79He2), (80Ba), (80Ra). Aunque los resultados reportados en estos tres trabajos coinciden hasta un energía de excitación de 2.8 MeV, a energías superiores los esquemas de niveles propuestos discrepan entre sí. Los estados yrast entre 3 y 4 MeV presentan un interés especial. En efecto, en esta región de energías se espera encontrar los miembros de máximo alineamiento de las configuraciones de tres partículas con una o dos partículas en el orbital $h_{11/2}$. Estos estados son especialmente apropiados para calcular su energía de excitación en términos de excitaciones mas simples y de las masas de los núcleos vecinos. En este tipo de cálculo se supone que las interacciones de varias partículas permanecen constantes al variar el número másico. O equivalentemente que el gap a $Z = 64$ es suficiente para proporcionar estabilidad en la forma esférica de los núcleos alrededor ^{146}Gd .

En el análisis de los estados excitados del ^{145}Eu junto con otras informaciones espectroscópicas quedó patente que el conocimiento de las masas de los estados fundamentales de los núcleos en esta región era insuficiente. En este trabajo hemos medido las masas de los núcleos ^{145}Eu , ^{146}Eu y ^{147}Gd . Para ello hemos llevado a cabo medidas de reacciones de transferencia con núcleos ligeros. Este método presenta claras ventajas respecto a las medidas con reacciones de transferencia con iones pesados y medidas de valores Q_β en las que se basaban los valores de estas tres masas previamente. En particular las medidas de la masa del ^{147}Gd han sido posibles gracias a la reciente construcción del blanco radiactivo ^{148}Gd mediante métodos de espalación.

B. MEDIDAS Y RESULTADOS

B1. MEDIDAS DE LOS ESTADOS NO YRAST EN EL NUCLEO ^{145}Eu

Situación Experimental Previa

La descripción reciente del ^{146}Gd como un núcleo de doble capa cerrada ha motivado numerosos trabajos en los núcleos vecinos, y en particular en aquéllos con un nucleón de valencia respecto al core ^{146}Gd . Puesto que en este trabajo vamos a estudiar el núcleo ^{145}Eu , con un hueco de protón respecto al ^{146}Gd , daremos en este capítulo una información breve sobre el estatus experimental de los núcleos ^{147}Gd , ^{147}Tb y ^{145}Gd , y una descripción más detallada sobre los trabajos publicados en ^{145}Eu . En la fig. 2 se resumen los estados octupolares conocidos en estos cuatro núcleos previamente a este trabajo.

Los niveles yrast del ^{147}Gd (79K1a), claramente reproducen el esquema de niveles del ^{146}Gd acoplado al neutrón de valencia en el orbital $f_{7/2}$. El ^{147}Gd es probablemente el núcleo más favorable a la hora de interpretar sus estados yrast. Esto se debe a dos razones: el primer estado de neutrón por encima del gap a $N = 82$ es el $2f_{7/2}$ que a su vez se sitúa 1 MeV por debajo del próximo orbital $i_{13/2}$ (fig. 1), además las excitaciones que envuelven neutrones no sufren perturbaciones en la energía debido al principio de Pauli al interaccionar con las excitaciones partícula-hueco de protón que dominan el espectro de energías del ^{146}Gd hasta unos 4 MeV. El estudio de los estados no yrast se ha llevado a cabo posteriormente (83Ko) aunque resultados recientes (85Mas) han demostrado que dos de los estados interpretados previamente como miembros del multiplete octupolar $\nu f_{7/2}^{-3}$ son en realidad estados de neutrón. Los seis estados interpretados actualmente como miembros de este multiplete se muestran en fig. 2.

El esquema de niveles yrast del ^{147}Tb (79Br), está dominado por el orbital $h_{11/2}$, cuyo espín es considerablemente mayor que el de los otros orbitales de protón accesibles $s_{1/2}$ y $d_{3/2}$. Sin embargo la energía de los niveles yrast está perturbada debido a la interacción entre el protón de valencia $h_{11/2}$ y el protón análogo en las excitaciones $\pi h_{11/2} d_{5/2}^{-1}$ o $h_{11/2} g_{7/2}^{-1}$

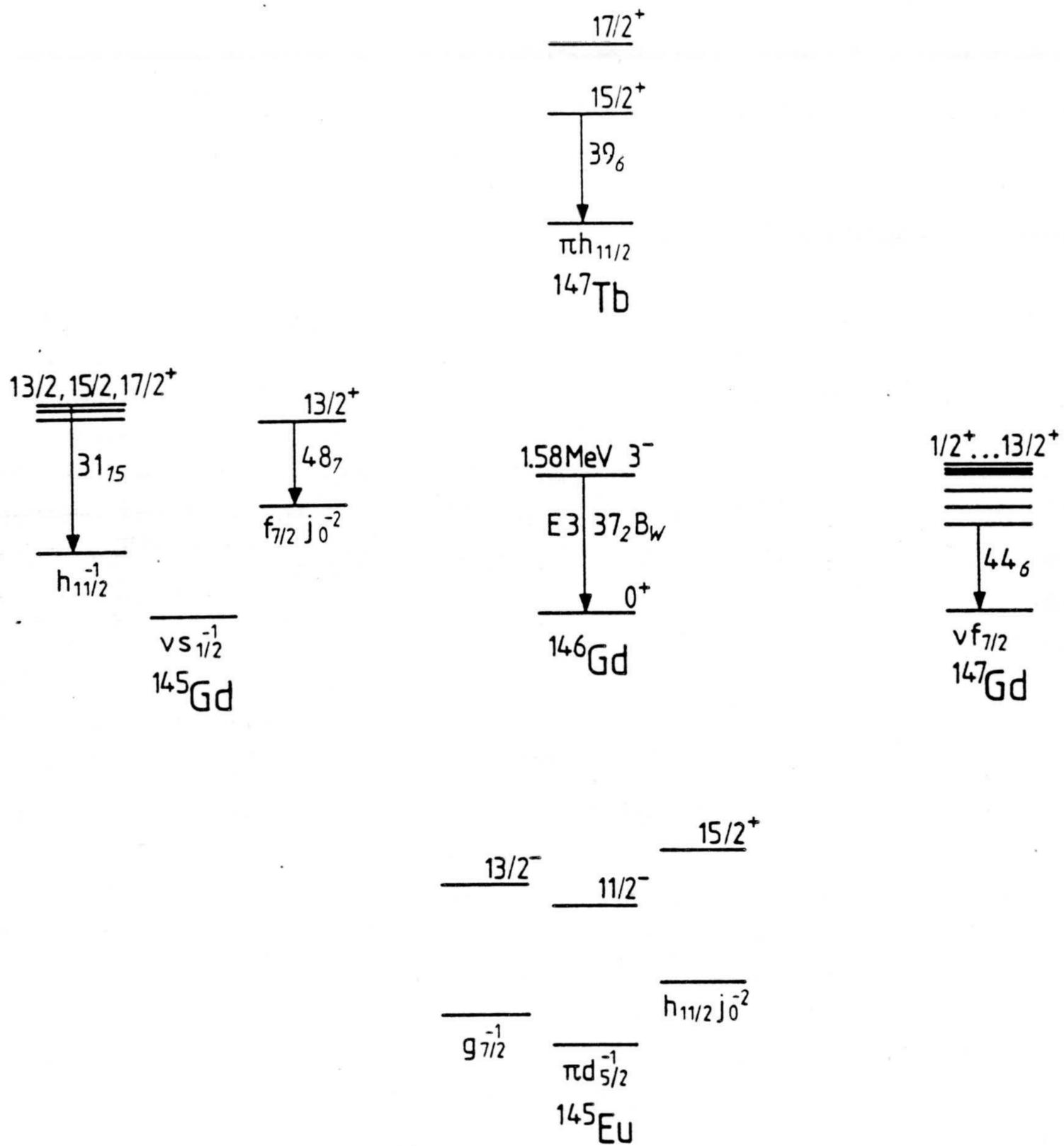


Fig. 2: Estados acoplados de una partícula o de un hueco al estado 3^- en ^{146}Gd conocidos previamente a este trabajo. Los estados que se muestran con espín-paridad corresponden a los estados octupolares. Estados en los que se especifica la configuración corresponden a los estados de partícula o de hueco a los que se acopla el fonón. Las desexcitaciones E3 se muestran junto con el número de unidades Weisskopf y los errores asociados. Los datos se han tomado de: ^{147}Gd (83Ko) y (85Mas); ^{145}Gd (82Pa); ^{147}Tb (79Br) y ^{145}Eu (79He1) (80Ba) y (80Ra).

en ^{146}Gd . Los niveles excitados de energía mas baja a 1266 y 2038 keV se han interpretado como los miembros $15/2^+$ y $17/2^+$ del multiplete $h_{11/2} \times 3^-$ (fig. 2). En el decaimiento β^+ del ^{147}Dy se han observado otros muchos estados no yrast (84Scha), pero los espines y paridades no estan todavía especificados.

Finalmente los estados yrast en el ^{145}Gd se investigaron en (74Ko) y (79Hel) con diferentes resultados. Posteriormente se ha publicado un trabajo mas extenso (82Pa) en los niveles yrast y no yrast del ^{145}Gd . Los cuatro estados octupolares identificados en este trabajo se muestran en la fig. 2.

El ^{145}Eu es un núcleo relativamente bien conocido. Los estados de partícula que forman el espectro de niveles hasta una energía de excitación de 1 MeV se conocen a través de experimentos de transferencia $^{144}\text{Sm}(^3\text{He},d)^{145}\text{Eu}$ (70Ne), (71Wi) y son en su mayor parte $d_{5/2}^{-1}$ (estado fundamental), $g_{7/2}^{-1}$ (330 keV), $h_{11/2}$ (716 keV), $s_{1/2}$ (809 keV) y $d_{3/2}$ (1042 keV). El primer estado $11/2^-$ a 716 keV es un estado isomérico, su periodo ha sido medido con la reacción $^{144}\text{Sm}(d,n)$ con el resultado $T_{1/2} = 490$ ns (75Fr). Los niveles yrast se han estudiado usando las reacciones $^{144}\text{Sm}(\alpha,p2n)$, $^{142}\text{Nd}(^6\text{Li},3n)$ y $^{143}\text{Nd}(^6\text{Li},4n)$ (79He2), (80Ba), (80Ra). Los resultados presentados coinciden hasta una energía de excitación de 2.8 MeV. Los niveles $11/2^-$ a 1602 keV, $13/2^-$ a 1845 keV y $15/2^+$ a 2145 keV se interpretan como miembros de las configuraciones $d_{5/2}^{-1} \times 3^-$, $g_{7/2}^{-1} \times 3^-$ y $h_{11/2} \times 3^-$ respectivamente. Algunos de los estados con espín alto se interpretan como estados de tres partículas. Un estudio de este último tipo de excitaciones basado en el modelo de capas puede verse en (81Ka). Finalmente en un estudio muy detallado de la desexcitación beta del ^{145}Gd (82Fi) se observaron unos 100 niveles no yrast. En particular entre 1.4 y 2.0 MeV donde se espera encontrar los dos multipletes octupolares de energía mas baja, se observaron varios estados nuevos. Desgraciadamente la información sobre espines y paridades en este trabajo fue bastante limitada.

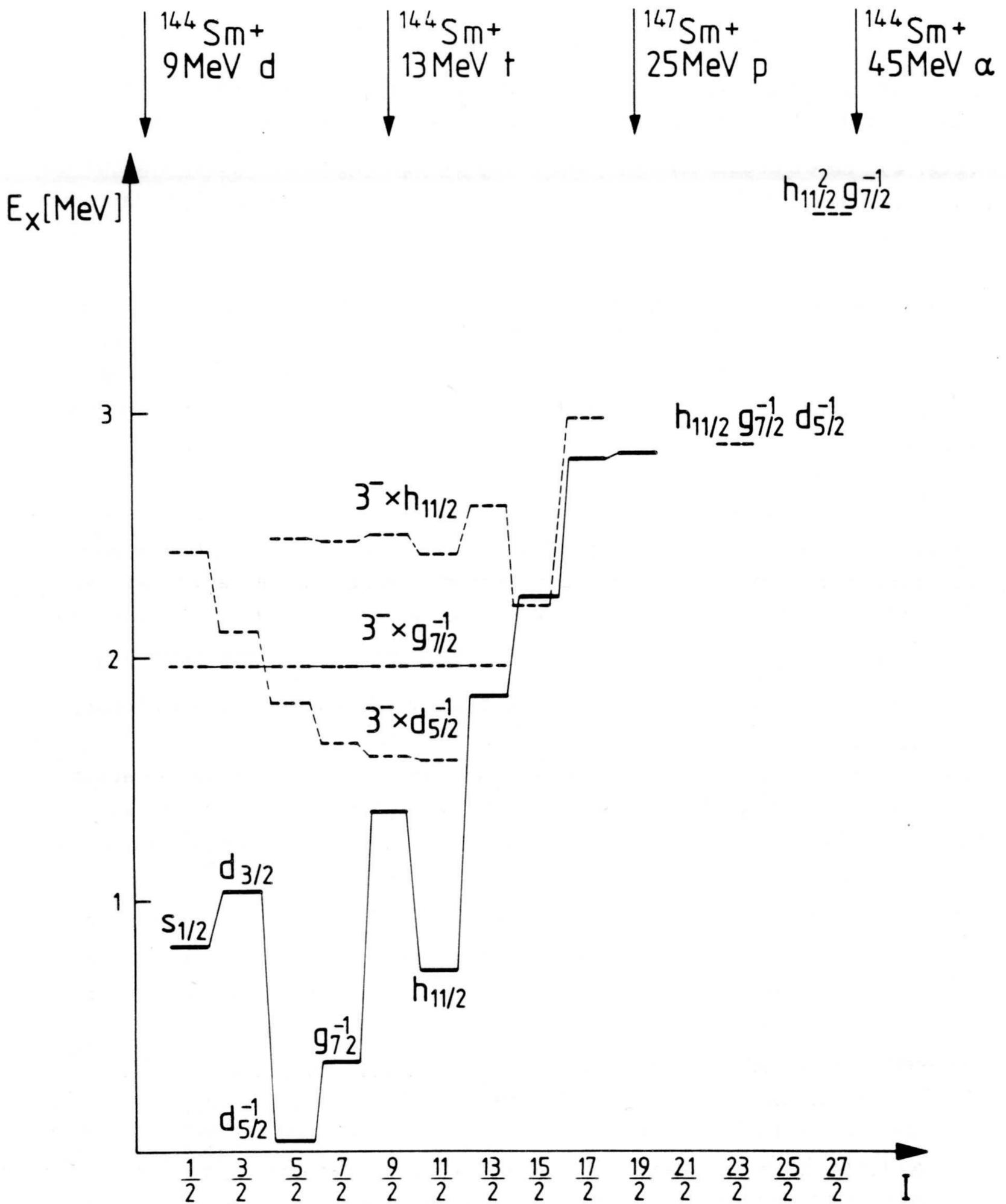


Fig. 3: Estados yrast conocidos en el núcleo hueco ^{145}Eu previamente a este trabajo (línea continua) y energías calculadas para los tres multipletes octupolares de mas baja energía así como para los términos de máximo alineamiento de las configuraciones $h_{11/2}^{-1}g_{7/2}^{-1}d_{5/2}^{-1}$ y $h_{11/2}^2g_{7/2}^{-1}$ (línea a trazos). En la parte superior se muestra una estimación del momento angular final mas probable en el ^{145}Eu usando cuatro reacciones en haz.

Planificación de los Experimentos: las Reacciones $^{147}\text{Sm}(p,3n)$, $^{144}\text{Sm}(t,2n)$, $^{144}\text{Sm}(d,n)$

Como veremos más adelante, es posible calcular la energía de los miembros de los multipletes octupolares en ^{145}Eu basándose en teoría de perturbaciones de segundo orden y en el conocimiento de estructuras nucleares en los núcleos vecinos. En la figura 3 se muestran las energías estimadas para los tres multipletes octupolares en un diagrama yrast junto con los niveles yrast conocidos previamente a este trabajo. La energía estimada para los miembros de los tres multipletes que queremos observar se aparta en algunos casos más de un MeV de la línea yrast lo que hace su acceso experimental muy difícil. Un método posible de detectar estos estados es mediante una o varias reacciones que los pueblen directamente. Se puede hacer un cálculo simple del momento angular más probable poblado en el ^{145}Eu , con un modelo clásico de colisiones rasantes, para las tres reacciones: $^{147}\text{Sm} + 25 \text{ MeV } p$, $^{144}\text{Sm} + 13 \text{ MeV } t$ y $^{144}\text{Sm} + 9 \text{ MeV } d$. Como se puede ver en la parte superior de la fig. 3, el estudio combinado de estas tres reacciones cubre el rango de espines que queremos poblar. La energía de los proyectiles ha de ser óptima para el canal de salida que queremos observar, para evitar secciones eficaces demasiado pequeñas, y que las transiciones gamma en el ^{145}Eu no queden oscurecidas por transiciones de energía similar y mayor intensidad en núcleos producidos en otros canales de salida. Con el fin de encontrar la energía incidente más apropiada en cada reacción se hicieron medidas previas de funciones de excitación. Estas consisten simplemente en acumular espectros sencillos para diferentes valores de la energía del haz. Con el fin de alejarnos lo más posible de la línea yrast, la energía de los proyectiles se ha escogido lo más baja posible manteniendo el canal de salida del ^{145}Eu como canal dominante. Una excepción fue la reacción con deuterones en donde el canal (d,p) es ligeramente más fuerte que el canal (d,n). En esta reacción la elección no es muy crítica ya que estos dos fueron prácticamente los únicos canales visibles.

Para las tres reacciones mencionadas, hemos llevado a cabo medidas de distribuciones angulares, funciones de excitación, coincidencias gamma-gamma y electrones de conversión interna. A continuación pasamos a discutir las características más importantes de estas reacciones que a su vez se resumen en la tabla 1, mientras que en los próximos apartados discutiremos los diferentes tipos de experimentos.

De las tres reacciones es $^{147}\text{Sm} + p$ la de mayor momento angular, debido en parte a que el blanco de por sí tiene $7/2$ unidades de \hbar en el estado fundamental. Los protones se aceleraron en el ciclotrón isocrono de Jülich. Las características más importantes de este acelerador son: gradiente radial de campo, tres des, tres metros de diámetro, frecuencia variable entre 22 y 35 MHz y un campo máximo de 1.3 T. Una descripción más detallada se encuentra en (81A1). Con protones de 25 MeV se espera que el canal competidor de $(p,3n)$ sea el $(p,2n)$. Afortunadamente el esquema de niveles del ^{146}Eu se conoce bien a través de la misma reacción pero a energía más baja (82Er). Esto hace relativamente fácil reconocer las transiciones gamma en este núcleo. Además las transiciones gamma en el núcleo ^{146}Eu con un número impar de protones y de neutrones tienen energías características de menos de medio MeV, mientras que las desexcitaciones de los niveles no yrast en el ^{145}Eu que queremos observar, se esperan del orden de 1.5 MeV a los estados de partícula mas bajos.

La reacción con tritones sobre el blanco de ^{144}Sm se midió en Los Alamos National Laboratory (LANL). Conviene señalar que el proceso de aceleración de tritones es muy complicado debido al riesgo de contaminación. El tritio en forma de óxido T_2O reemplaza el agua en el cuerpo humano y la radiación beta con un periodo de 12.33 años irradia el cuerpo.

En un primer experimento, el haz de tritones se aceleró en el Van der Graaff de tres etapas de LANL a energías que variaron desde 12.5 hasta 18 MeV. En estos espectros se vió que el canal $(t,2n)$ era todavía el más fuerte a 13.5 MeV, energía bastante cercana a la barrera coulombiana ≈ 11 MeV. El único canal extra de Eu que se observó fue el (t,n) con apenas el 3% de la intensidad total. Sin embargo se observaron transiciones en Sm, en gran parte debido a la desexcitación beta. En particular el ^{145}Sm se observó con una intensidad de aproximadamente el 30 % del espectro. Este número es solamente representativo pues en cada experimento específico se producen diferentes cantidades de actividad beta.

La reacción con deuterones en el blanco de ^{144}Sm se midió en el laboratorio de la Universidad de Jyväskylä (JYFL). Los deuterones se aceleraron hasta 10 MeV en el ciclotrón de energía variable y dos des de JYFL. La reacción (d,n) es un poco diferente de las descritas anteriormente. En las reacciones con deuterones el stripping juega un papel importante debido a la pequeña energía de enlace del deuterón (2.2 MeV). Sin embargo

estudios sistemáticos con deuterones (${}^{66}\text{Ot}$) y (${}^{68}\text{Ot}$) han demostrado que a un MeV por debajo de la barrera culombiana, el proceso de absorción domina sobre el de stripping de protones y compite con el stripping de neutrones. Nosotros hemos hecho incidir deuterones de 8, 9 y 10 MeV sobre el blanco de Sm observando que incluso a 9 MeV, ya debajo de la barrera culombiana, todavía se observa apreciablemente el canal (d,n). Esta reacción es la más limpia de las tres hasta ahora mencionadas, además al tener el proyectil una energía incidente incluso menor a la barrera culombiana, el momento angular transferido se minimiza. La reacción de transferencia directa ${}^{144}\text{Sm}(d,p){}^{145}\text{Sm}$ ha sido estudiada en varios trabajos (${}^{66}\text{So}$), (${}^{67}\text{Ch}$), (${}^{74}\text{Bo}$), (${}^{75}\text{Bo}$), esto junto con los espectros de radiactividad tomados después de cada experimento, hizo el reconocimiento de las líneas de ${}^{145}\text{Sm}$ que constituyen la mayoría de la sección eficaz observada, relativamente sencillo.

Medidas de Funciones de Excitación y de Distribuciones Angulares

Los experimentos que vamos a describir a continuación pertenecen a la familia de "medidas de espectros sencillos en haz" (in beam gamma single spectra). El término en haz significa que la medida ha estado tomada mientras el haz está incidiendo sobre el blanco. Un espectro sencillo, en contraposición de un espectro de coincidencia, es aquél en que cada suceso se acepta sin exigir que otro suceso ocurra al mismo tiempo.

Los proyectiles se hicieron incidir sobre blancos de 5 a 10 mg/cm^2 de grosor y enriquecimiento isotópico del 98% en las reacciones con protones y con deuterones. En los experimentos con tritones se usaron blancos muy gruesos de 275 mg/cm^2 donde el haz fue totalmente absorbido (este último método tiene la ventaja de evitar el fondo proveniente de la taza de Faraday).

Los detectores se situaron a distancias de 10 a 20 cm del blanco para evitar un ritmo de recuento excesivo en los detectores de estado sólido. Los rayos gamma emitidos se absorbieron en detectores de Ge(Li) o de Ge puro con volúmenes típicos de 4 cc para detectar los rayos X y 100 cc para los espectros gamma. Con el fin de conseguir buena resolución en energías se utilizaron en general detectores de geometría coaxial. Los detectores grandes se usaron para medir rayos gamma de hasta 2.5 MeV donde la efi-

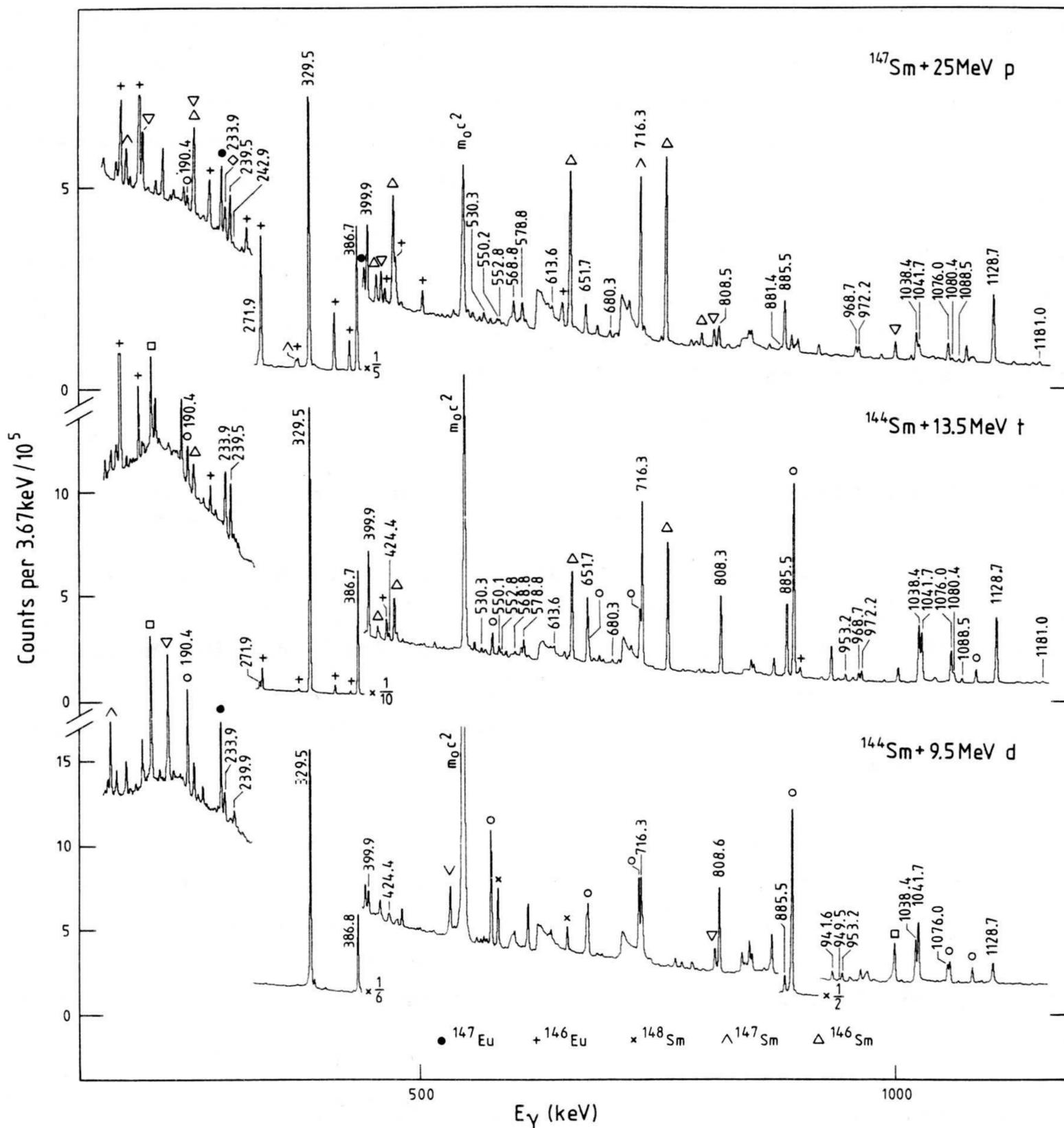
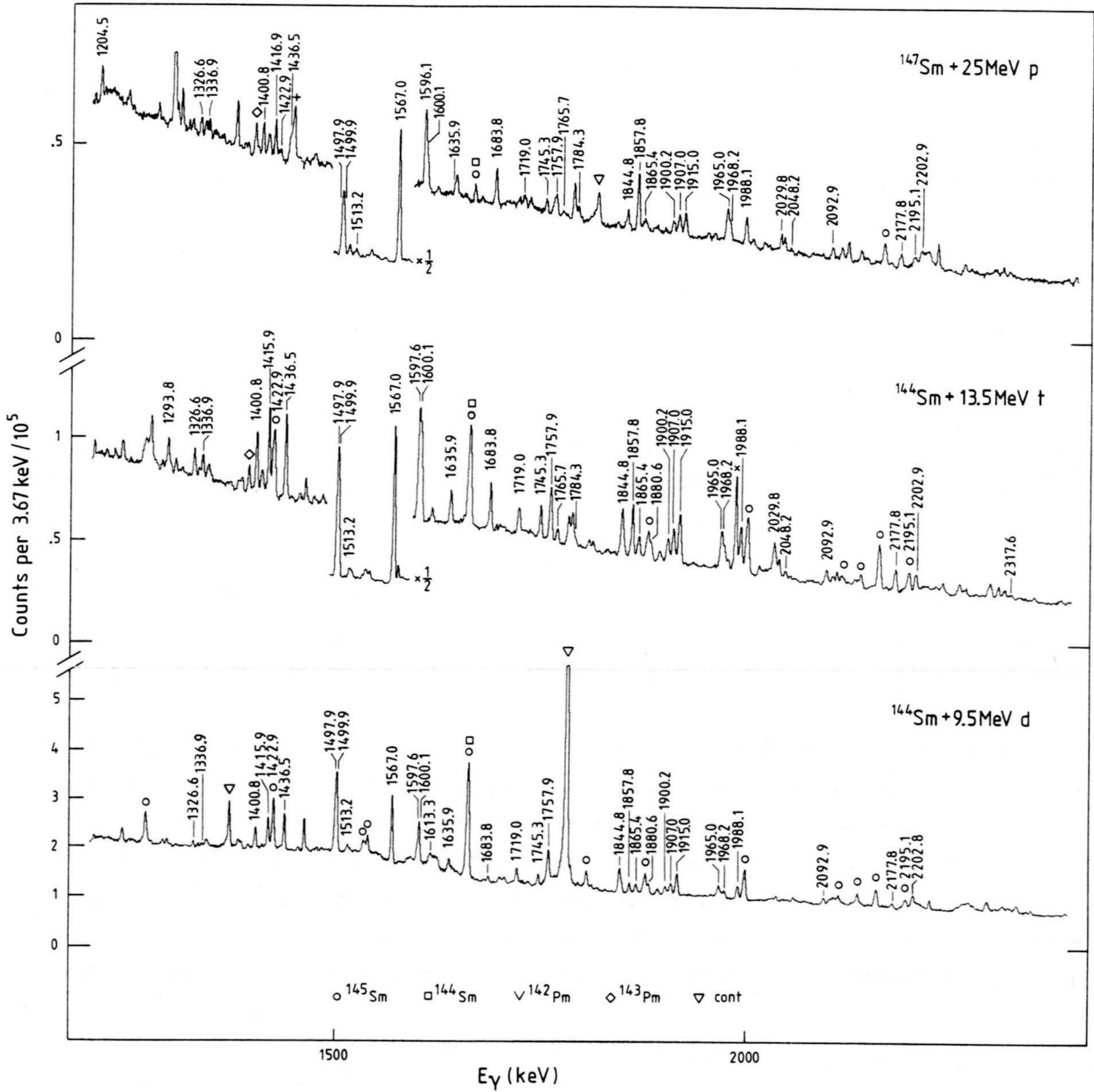


Fig. 4: Espectros sencillos en haz para las tres reacciones $^{147}\text{Sm} + 25\text{MeV p}$, $^{144}\text{Sm} + 13.5\text{MeV t}$ y $^{144}\text{Sm} + 9.5\text{MeV d}$. En el presente trabajo se a llevado a cabo el estudio combinado de estas tres reacciones con el fin de



detectar estados no yrast de espín bajo en el núcleo ^{145}Eu . Picos con energías en keV corresponden a transiciones en ^{145}Eu .

ciencia es del orden del 10% del punto de eficiencia óptimo (≈ 200 keV). Los detectores se operaron a la temperatura del nitrógeno líquido con un voltage aplicado de varios kV. La señal amplificada se convirtió en un ADC (convertidor análogo-numérico) y se acumuló en un analizador multicanal. Los espectros tomados en 2^{12} o 2^{13} canales (4K o 8K) se escribieron en una cinta magnética para su posterior análisis. Resoluciones típicas fueron de 0.8 keV para rayos gamma de 300 keV con el detector de 4 cc, y 2 keV para rayos de 1400 keV con los detectores grandes. Para la posterior reconstrucción de la función de eficiencia del sistema en cada experimento específico, se midieron espectros de fuentes radioactivas de ^{152}Eu , ^{133}Ba , ^{226}Ra y Rdth manteniendo las condiciones experimentales inalteradas. Las intensidades de los rayos gamma de estos núcleos están recopiladas en la literatura (78Le). Ejemplos de espectros para las tres reacciones se muestran en la fig. 4.

Como hemos comentado en el capítulo anterior, primeramente se llevaron a cabo medidas de funciones de excitación para las tres reacciones con el fin de obtener la energía mas adecuada del proyectil en cada caso. Estos experimentos sirvieron más adelante como fuente de información secundaria para asignar espines a los niveles observados. La energía de los protones se varió entre 19 y 35 MeV, los tritones entre 12.5 y 18 MeV y finalmente los deuterones entre 8 y 10 MeV. Intervalos típicos fueron de 1 a 5 MeV.

Las medidas de distribuciones angulares son una herramienta clásica en espectroscopía gamma para discutir multipolaridades. El núcleo excitado que se forma en una reacción nuclear está orientado respecto a la dirección del proyectil. El grado de orientación depende claramente del proceso de formación y es característico para cada reacción. La función de distribución de rayos gamma en función del ángulo de emisión de la radiación respecto a la dirección del haz incidente puede escribirse como:

$$W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos\theta) + A_4 P_4(\cos\theta)$$

donde P_2 y P_4 son los polinomios de Legendre, $A_2 = \alpha_2 A_2^{\max}$ y $A_4 = \alpha_4 A_4^{\max}$, siendo α los coeficientes de atenuación y A_2^{\max} y A_4^{\max} los coeficientes de la distribución angular que dependen de la multipolaridad y de los espines inicial y final, pero no de la naturaleza eléctrica o magnética de la transición (74De). Para medir las funciones de distribución angular hemos medido espectros sencillos a ángulos diferentes entre 90 y 160 gra-

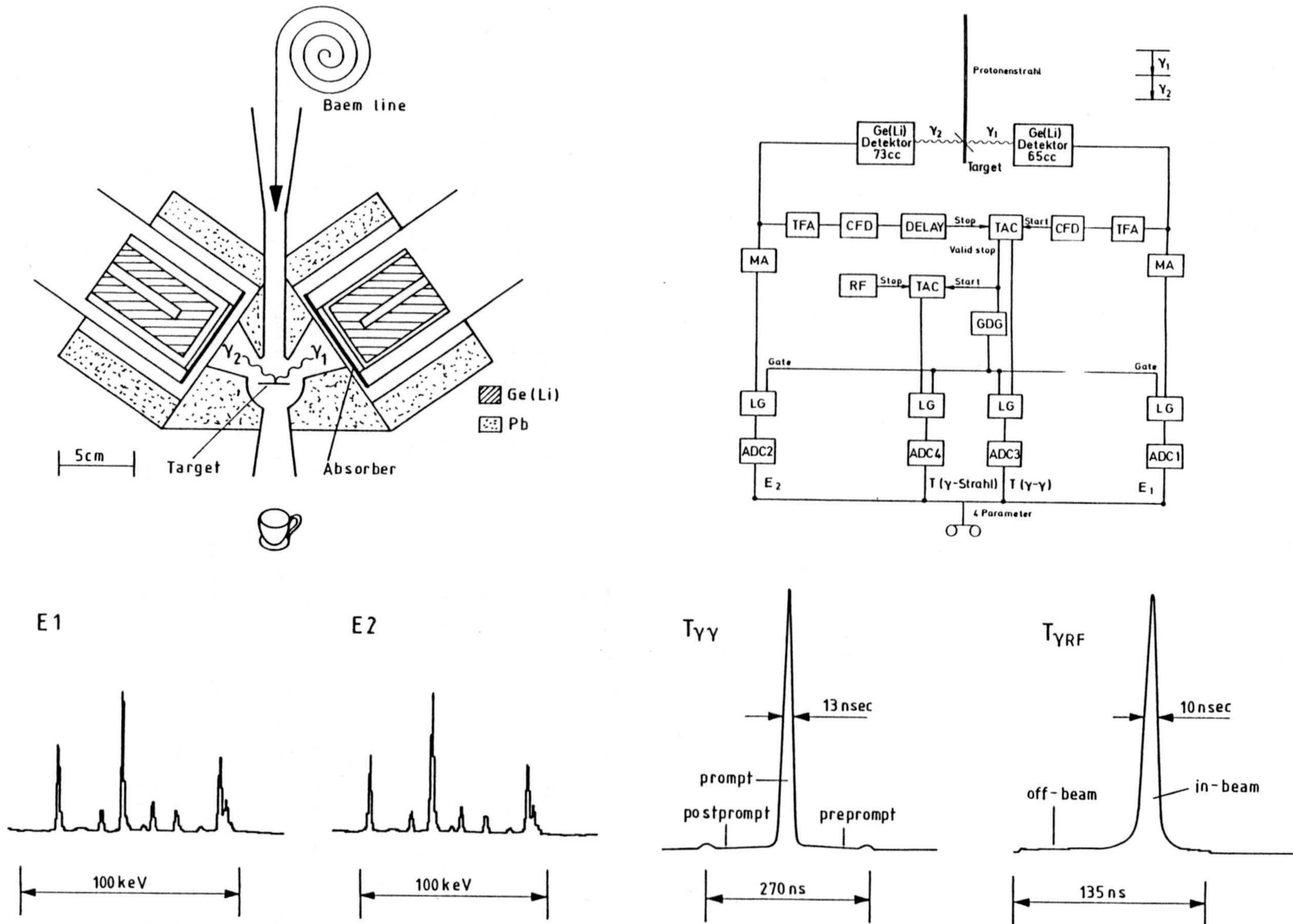


Fig. 5: Partes esenciales de un experimento de coincidencia a cuatro parámetros. En la parte superior izquierda se muestra la geometría del lugar de experimentación. El blindaje de plomo evita coincidencias casuales con radiación de fondo así como señales de rayos gamma retrodispersados. En la parte superior derecha se muestra el circuito electrónico empleado. Como resultado se obtienen dos señales proporcionales a la energía en los dos detectores E1 y E2, y dos señales proporcionales al tiempo: la primera correspondiente al tiempo transcurrido entre dos sucesos ocurridos en los dos detectores ($T_{\gamma\gamma}$) y la segunda correspondiente al tiempo transcurrido entre un suceso válido en un detector y la señal de radiofrecuencia del ciclotrón ($T_{\gamma RF}$). Los cuatro parámetros se escriben suceso a suceso en una cinta magnética. En la parte inferior se muestran las proyecciones para los cuatro parámetros.

dos en "estricto desorden" para evitar errores sistemáticos. El detector se situó a 20 cm del blanco con el fin de minimizar el ángulo sólido. Como monitor se utilizó un detector pequeño que se mantuvo a 90 grados durante toda la medida. Para absorber los rayos X del blanco, que de otro modo dominarían el espectro, se colocaron folios delgados de Cu y Sn de 0.2 mm frente al detector grande. Las distribuciones angulares se midieron para las reacciones con p y t, que producen mejor alineamiento que los d a las energías utilizadas.

Experimentos de Coincidencia Gamma-Gamma

Los experimentos de coincidencias son fundamentales en espectroscopía gamma para la construcción de esquemas de niveles, medidas de periodos o medidas de niveles isoméricos en los núcleos. En este trabajo estamos interesados en el primer punto, para lo cual hemos medido espectros de coincidencias en las tres reacciones. A continuación pasamos a describir con más detalle el experimento realizado en Jülich para la reacción $^{147}\text{Sm}(p,3n)$.

En la fig. 5 se muestran las partes esenciales del experimento de coincidencia a cuatro parámetros que se llevó a cabo en Jülich. Los protones se aceleraron a 25 MeV y se suprimieron dos de cada tres pulsos del ciclotrón, con lo que se consiguió una separación entre cada dos pulsos de 135 ns. La intensidad típica del haz fue de unos 200 pA. La geometría usada (ver fig. 5) está especialmente diseñada para experimentos de coincidencia. El recubrimiento de los detectores por plomo evita coincidencias casuales con radiación gamma de fondo producida principalmente en el tubo que transporta el haz y en la taza de Faraday. La disposición de los detectores con distinto campo de visión evita la detección de gammas retrodispersados. La ubicación de los detectores a 6 cm del blanco hizo posible el recuento de unos 8×10^3 sucesos en un detector, que representan unas 200 coincidencias por segundo. La electrónica empleada se muestra en la parte derecha de la fig. 5. Los dos primeros parámetros γ_1 y γ_2 correspondientes a las energías de los gammas en los dos detectores se midieron usando la señal lenta del preamplificador. El tercer parámetro consistió en una señal proporcional al tiempo transcurrido entre los sucesos γ_1 y γ_2 , para lo que se usó un TAC (convertidor tiempo amplitud) y las dos señales rápidas del preamplificador. Finalmente con un segundo TAC se midió

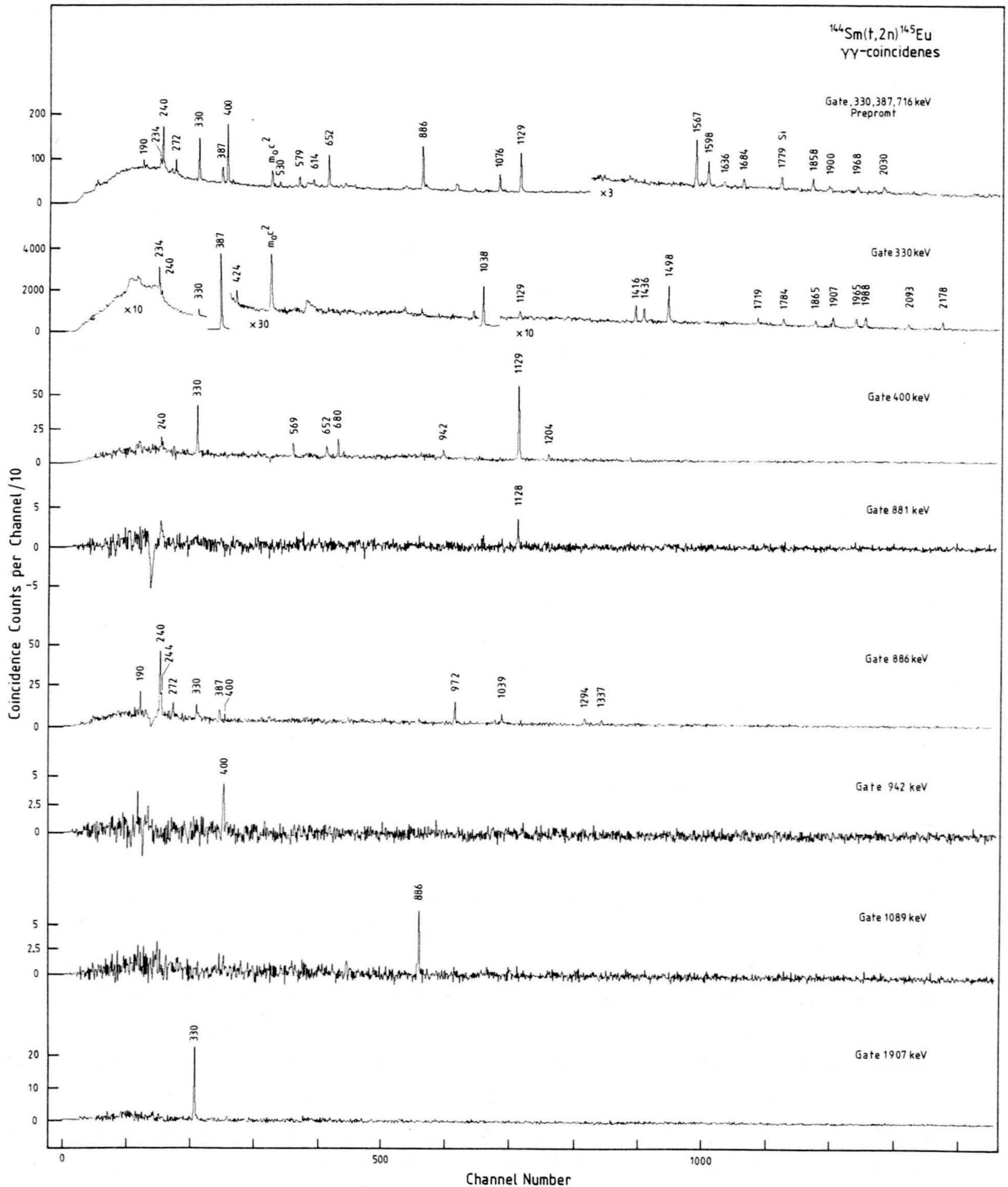


Fig. 6: Algunos espectros de coincidencia medidos con la reacción $^{144}\text{Sm}(t,2n)$. En la parte superior se muestra la suma de los espectros en coincidencia "preprompt" con las tres transiciones postisoméricas: 330, 387 y 716 keV. Los otros espectros muestran coincidencias con las transiciones que se indican en la parte superior derecha. Los picos con energías en keV corresponden a transiciones identificadas en el ^{145}Eu .

la diferencia de tiempos entre un suceso válido (aceptado en el primer TAC) y la señal de radiofrecuencia sincronizada a los pulsos del ciclotrón. El primer TAC (con un rango típico de 300 ns) permite definir sucesos en coincidencia (prompt), previos a la coincidencia (preprompt) o posteriores a la coincidencia (postprompt). El segundo TAC permite distinguir entre sucesos ocurridos en la formación del núcleo compuesto (in beam) y sucesos ocurridos después (off beam). Los cuatro parámetros se escribieron en una cinta magnética suceso a suceso para su posterior análisis. Las proyecciones para los cuatro parámetros se muestran en la parte inferior de la fig. 5.

Los experimentos con tritones y deuterones se hicieron de forma similar, aunque se midieron solamente tres parámetros. En nuestro caso la medida del cuarto parámetro $T_{\gamma RF}$ sirvió solamente para disminuir el fondo ya que el nivel isomérico en el ^{145}Eu tiene un periodo mayor (490 ns) que la diferencia entre los pulsos del haz. Con el fin de aumentar la sección eficaz en el experimento con tritones se colocaron los detectores uno enfrente del otro. En la fig. 6 donde se muestran ejemplos de espectros de coincidencia para esta reacción puede verse el efecto de retrodispersión (por ejemplo en gate 881 keV).

Electrones de Conversión Interna

La medida de los electrones de conversión interna es el único medio de saber la multipolaridad y naturaleza de las transiciones gamma. El coeficiente de conversión interna $\alpha = N_{e^-}/N_{\gamma}$ depende de Z, del carácter y multipolaridad de la transición y de la energía. Los valores teóricos de α_K , α_L , ... α_{tot} , se recogen en varias recopilaciones; nosotros hemos usado los de la ref. (78Rö). La utilidad de estas medidas es comparable a su dificultad experimental. En efecto, el mejor detector de e^- es un detector de Si(Li), sin embargo el fondo existente en el lugar de experimentación (e^- delta, gammas que pierden parte de la energía en el detector, positrones, otras partículas cargadas) exige un método de transporte (normalmente un campo magnético) que seleccione solamente los electrones de la energía que queremos medir.

Nosotros hemos medido los electrones de conversión para las reacciones con tritones y deuterones en Los Alamos y Jyväskylä respectivamente. En ambos

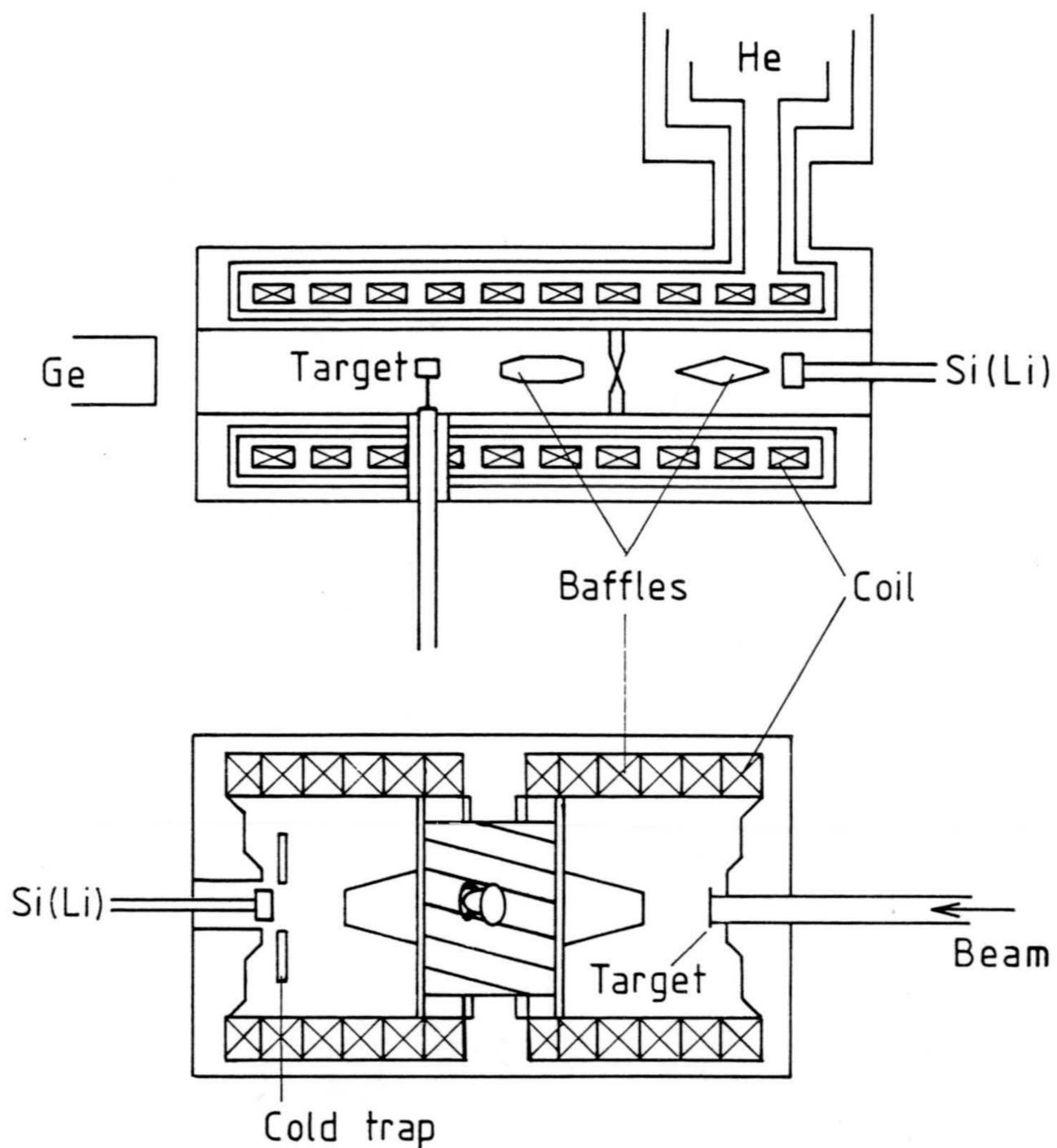


Fig. 7: Dibujo esquemático de los espectrómetros de electrones que se usaron en los experimentos descritos en este trabajo. Arriba el solenoide superconductor de Los Alamos National Laboratory (nótese que el haz de partículas incide sobre el blanco en dirección perpendicular al plano del papel). Abajo el espectrómetro tipo Siegbahn-Stätis de imagen intermedia de la Universidad de Jyväskylä

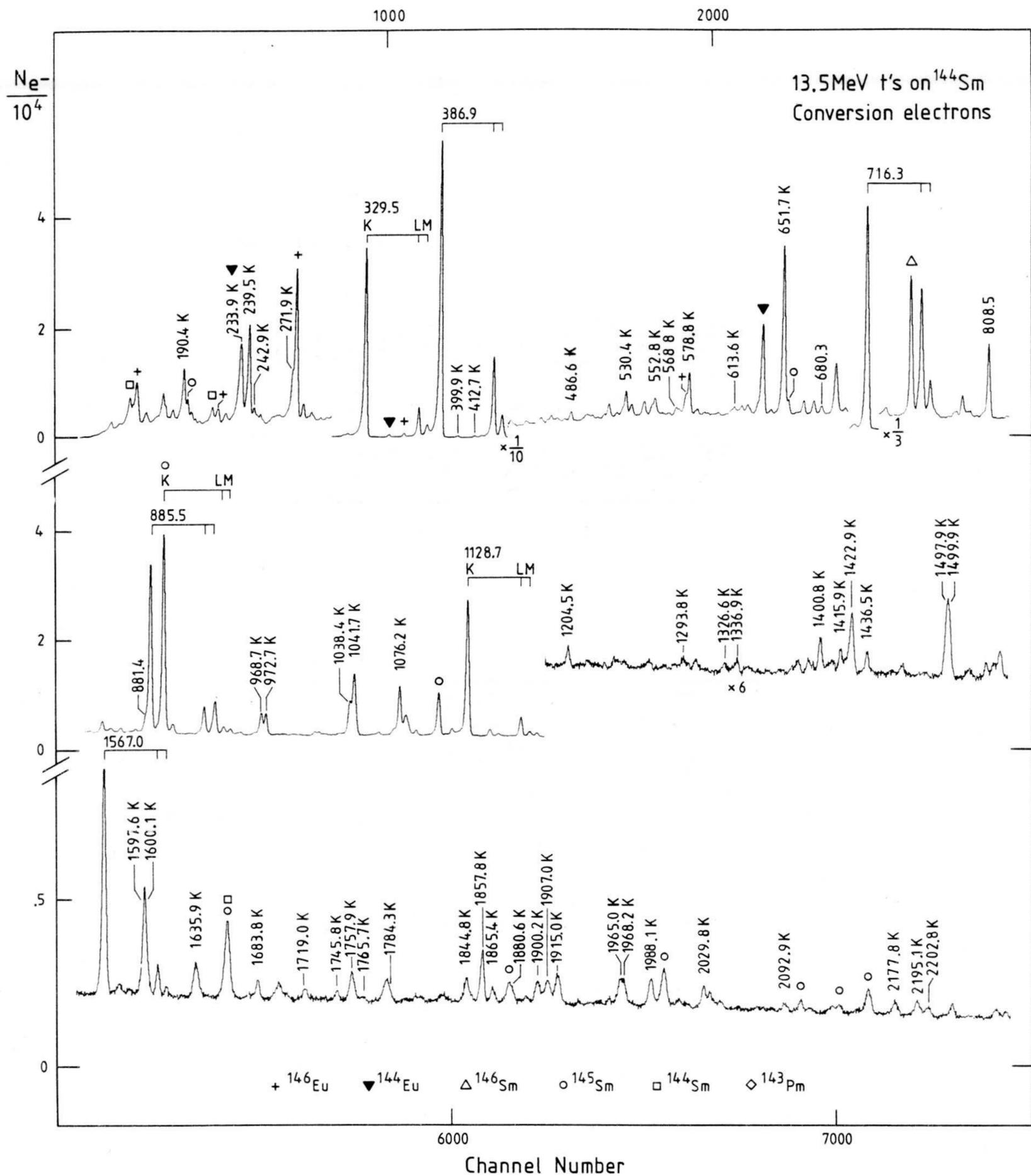


Fig. 8: Espectro de electrones de conversión interna producidos en la reacción $^{144}\text{Sm} + 13.5 \text{ MeV tritones}$. La medida se llevo a cabo con el solenoide superconductor de Los Alamos National Laboratory (ver fig. 7). Los picos identificados por las energías de las correspondientes transiciones gamma pertenecen a transiciones en ^{145}Eu . En los picos más intensos se indican también las líneas de conversión de las capas L y M.

casos se utilizaron detectores de Si(Li) de 5.5 mm de espesor. Para transportar los electrones se usó en el primer caso un solenoide superconductor (St84) y en el segundo caso un espectrómetro magnético de imagen intermedia del tipo Siegbahn-Stätis (Lu79). En la fig. 7 se muestra un dibujo esquemático de ambos espectrómetros. Las piezas metálicas (baffles) impiden que los rayos gamma que se producen en la reacción lleguen al detector. Una pieza helicoidal colocada entre el blanco y el detector deja paso a los electrones y se interpone al paso de los positrones.

El solenoide superconductor se usó como lente magnética (y no en modo solenoide) a 90 grados respecto a la dirección del haz. En el lado opuesto y también a 90 grados del haz se colocó un detector coaxial de Ge(Li) de forma que los espectros de e^- y de gammas se pudieron medir simultáneamente. Para evitar en lo posible el fondo causado por el decaimiento beta se usó un blanco nuevo de ^{144}Sm . Intensidades típicas del haz de tritones fueron de 10 nA. En frente al detector de germanio se colocó un absorbente de Pb de 1.7 mm de espesor. Con el fin de acumular suficiente estadística en la región de altas energías y evitar exceso de cuentas acumuladas para las transiciones intensas a baja energía, el espectro de e^- se dividió en dos partes. En ambas se hicieron varios barridos variando la intensidad de corriente en las bobinas. El espectro resultante de la suma de ambas medidas puede verse en la fig. 8.

En la reacción con deuterones se midieron dos espectros completos desde e^- delta hasta 2.6 MeV. En el espectro con mayor estadística no se pudieron medir los electrones correspondientes a las transiciones 330 y 387 keV, por haber superado en número de cuentas la capacidad del multicanal. Para estas transiciones se usó el segundo espectro. Similarmente al caso anterior se hicieron varios barridos. Se utilizó un blanco de ^{144}Sm de 1.5 mg/cm^2 . El espectro gamma se midió inmediatamente a continuación. Para evitar el exceso de radiactividad beta se utilizó un nuevo blanco. El fragmento correspondiente a altas energías se muestra en la fig. 9 junto con el espectro de electrones. En la figura se han hecho coincidir las transiciones gamma con los electrones de conversión en Eu. Como discutiremos más adelante, este experimento fue crucial, no sólo para discutir espines y paridades sino para localizar transiciones al estado fundamental en el ^{145}Eu .

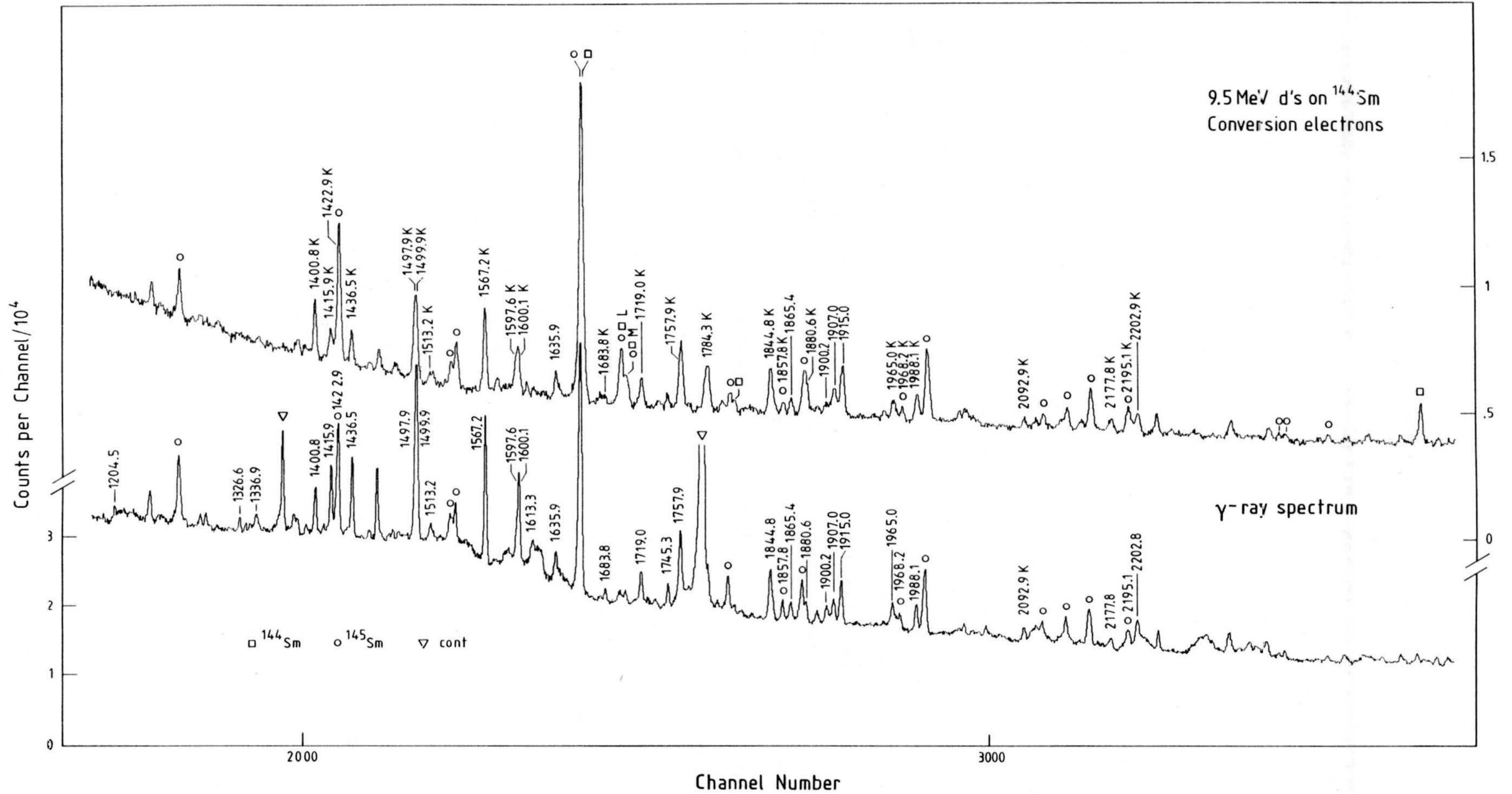


Fig. 9: Fragmento de altas energías de los espectros de electrones de conversión interna y de radiación gamma producidos en la reacción $^{144}\text{Sm} + 9.5 \text{ MeV deuterones}$. Ambos espectros tienen la misma calibración en energías y la figura se ha diseñado haciendo coincidir los picos correspondientes a las transiciones en Eu. Como se explica en el texto, comparando estos dos espectros se pueden identificar transiciones en el ^{145}Eu .

B2. MEDIDA DE LOS ESTADOS YRAST DE ESPIN ALTO EN ^{145}Eu

Introducción

Como hemos mencionado anteriormente, el motivo que indujo a reinvestigar el decaimiento yrast del ^{145}Eu no fue solamente el clarificar el esquema de niveles hasta entonces confuso. Estábamos especialmente interesados en detectar estados de tres partículas, y en particular el estado $27/2^+$ correspondiente al miembro de máximo alineamiento de la configuración $h_{11/2}^2 g_{7/2}^{-1}$. Este estado que se espera a unos 4 MeV es el de máximo espín posible con dos protones por encima del gap a $Z = 64$, y por lo tanto ha de encontrarse especialmente aislado de otros estados con el mismo espín y paridad. Bajo estas condiciones es posible calcular la energía de excitación usando energías empíricas de una y dos partículas y las masas de los estados fundamentales de los isotonos $N = 82$ de Pr, Sm, Eu y Gd. El conocimiento de la energía de excitación real de este estado es fundamental para comprobar la bondad del método.

Situación Experimental Previa y Planificación de los Experimentos

Como ya hemos comentado, los trabajos de medidas en haz publicados anteriormente, (79He2), (80Ba) y (80Ra), dieron resultados coherentes sobre los estados yrast del ^{145}Eu hasta el estado $19/2^-$ a 2.8 MeV. En las reacciones descritas en el capítulo anterior (B1) con protones y tritones hemos confirmado el esquema de niveles hasta esta misma energía de excitación. Sin embargo el momento angular transferido en estas dos reacciones fue insuficiente para poblar espines mas altos con intensidad suficiente. De los trabajos anteriormente publicados parece evidente que el núcleo ^{145}Eu se desexcita de los próximos niveles a través de una cascada consistente en cuatro transiciones gamma de energías 75, 146, 272 y 794 keV. Nosotros también hemos observado esta coincidencia en un experimento paralelo usando la reacción $^{147}\text{Sm}(\alpha, p5n)$. Los espectros de coincidencia pertinentes se muestran en la fig. 10. Es fácil comprender las dificultades que se evidencian en los anteriores trabajos pues tres de las cuatro transiciones envueltas estan obscurecidas por radiaciones de fondo: a) la radiación 74.97 keV correspondiente a la línea $K_{\alpha 1}$ del Pb,

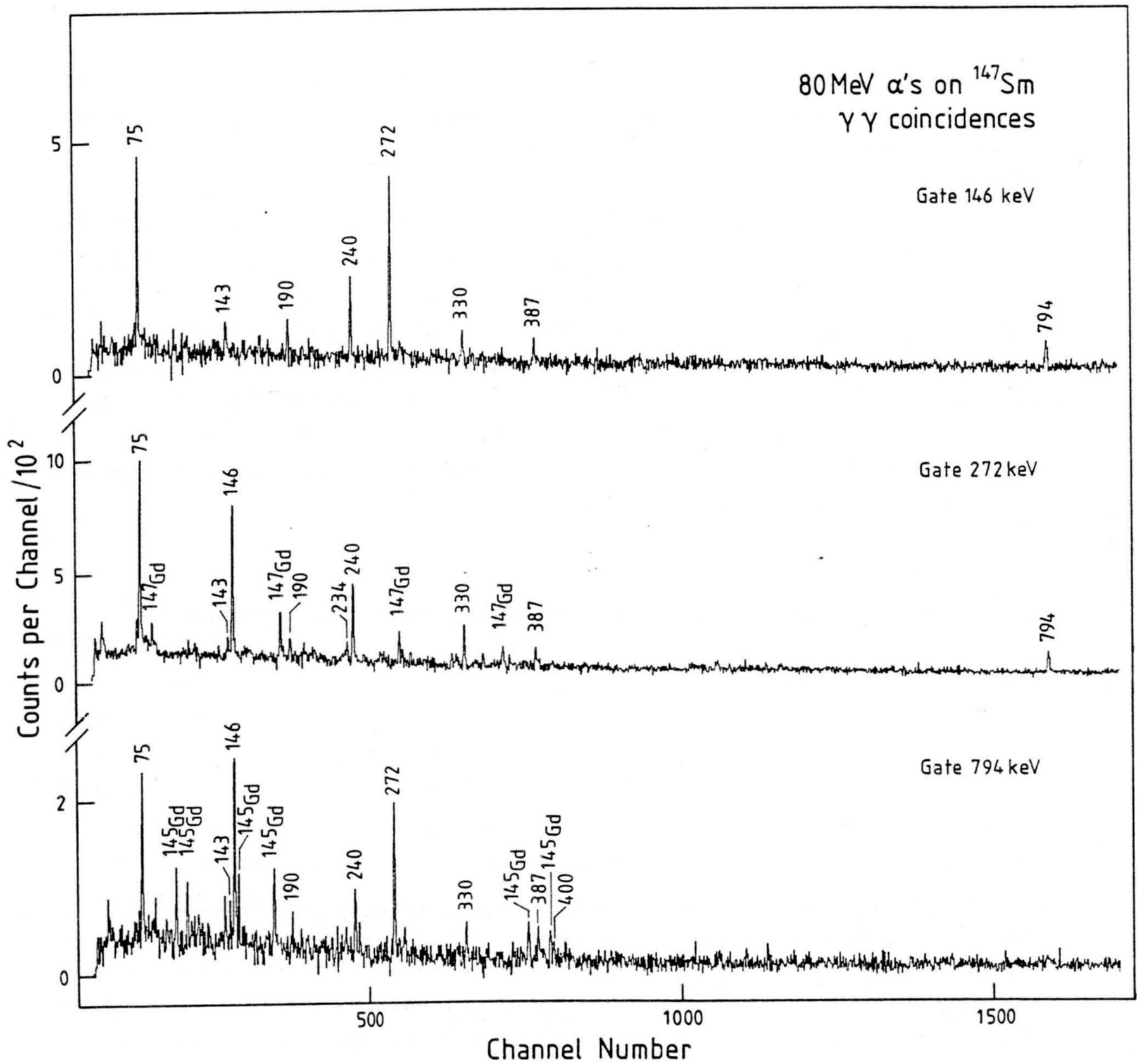


Fig. 10: Espectro de coincidencia prompt con las tres transiciones de espín alto: 146, 272 y 794 keV que junto a la transición de 75 keV constituyen la cascada yrast entre 4 y 2.8 MeV en ^{145}Eu (ver fig. 21).

b) las transiciones $7/2^+ \rightarrow 5/2^+$ de 272.4 keV en ^{143}Pr , $7/2^+ \rightarrow 5/2^+$ de 271.9 en ^{143}Eu , y la transición $21/2^+ \rightarrow 19/2^-$ de 272.1 MeV en ^{147}Gd , c) las transiciones 795.9 y 794 en ^{145}Gd .

En los trabajos anteriores se usaron las reacciones $^{142}\text{Nd}(^6\text{Li}, 3n)$ y $^{144}\text{Sm}(\alpha, p2n)$. En la primera se evitaron contaminaciones provenientes del Gd pero se observó el canal αn con mucha intensidad y por tanto las transiciones en Pm. Por el contrario en la segunda no se detectó Pm con intensidad apreciable mientras que las líneas de ^{145}Gd fueron muy intensas. En ninguno de los casos se midió la transición a 75 keV debido a la presencia de plomo en la zona experimental. Para evitar en lo posible las líneas de fondo hemos estudiado la reacción $^{144}\text{Sm}(\alpha, p2n)$ eliminando el plomo de la zona de experimentación. Para poder resolver los picos complejos hemos usado detectores de gran resolución. Con el fin de obtener intensidades y multipolaridades hemos llevado a cabo medidas de funciones de excitación y de distribuciones angulares que pasamos a describir a continuación.

Medidas de Funciones de Excitación y de Distribuciones Angulares en la Reacción $^{144}\text{Sm}(\alpha, p2n)$

Los experimentos se llevaron a cabo en el laboratorio de Jülich donde el límite inferior de la energía del haz de partículas alfa es de 90 MeV. Para reducir la energía de las partículas se usó un bloque de Berilio de grosor variable. Alfas de 65 MeV se obtuvieron haciendo pasar el haz a través de 1.5 mm de Be y alfas de 40 MeV con 2.6 mm. Como se muestra en las fig. 11 y fig. 12, el degradador se ubica después de los dos grandes dipolos que curvan el haz principal y antes del imán SM3 que desvía el haz a las diferentes zonas de experimentación. Entre el degradador y el blanco existen dos posibilidades de enfoque, cada una de ellas consistente en tres cuadrupolos y dos aberturas que limitan el haz (fig. 12). En los experimentos que estamos describiendo se consiguió que el 90% del haz que entro a la cámara de colisiones incidiera sobre el blanco.

En el experimento de funciones de excitación se midieron espectros gamma para cuatro energías del haz 65, 55, 45 y 40 MeV. Se utilizó un detector plano de 4 cc que cubrió un rango de energías de 400 keV, y un detector coaxial de 65cc que se usó para medir gammas de hasta 2000 keV. Con el propósito de observar la transición a 75 keV, en frente del detector de 4

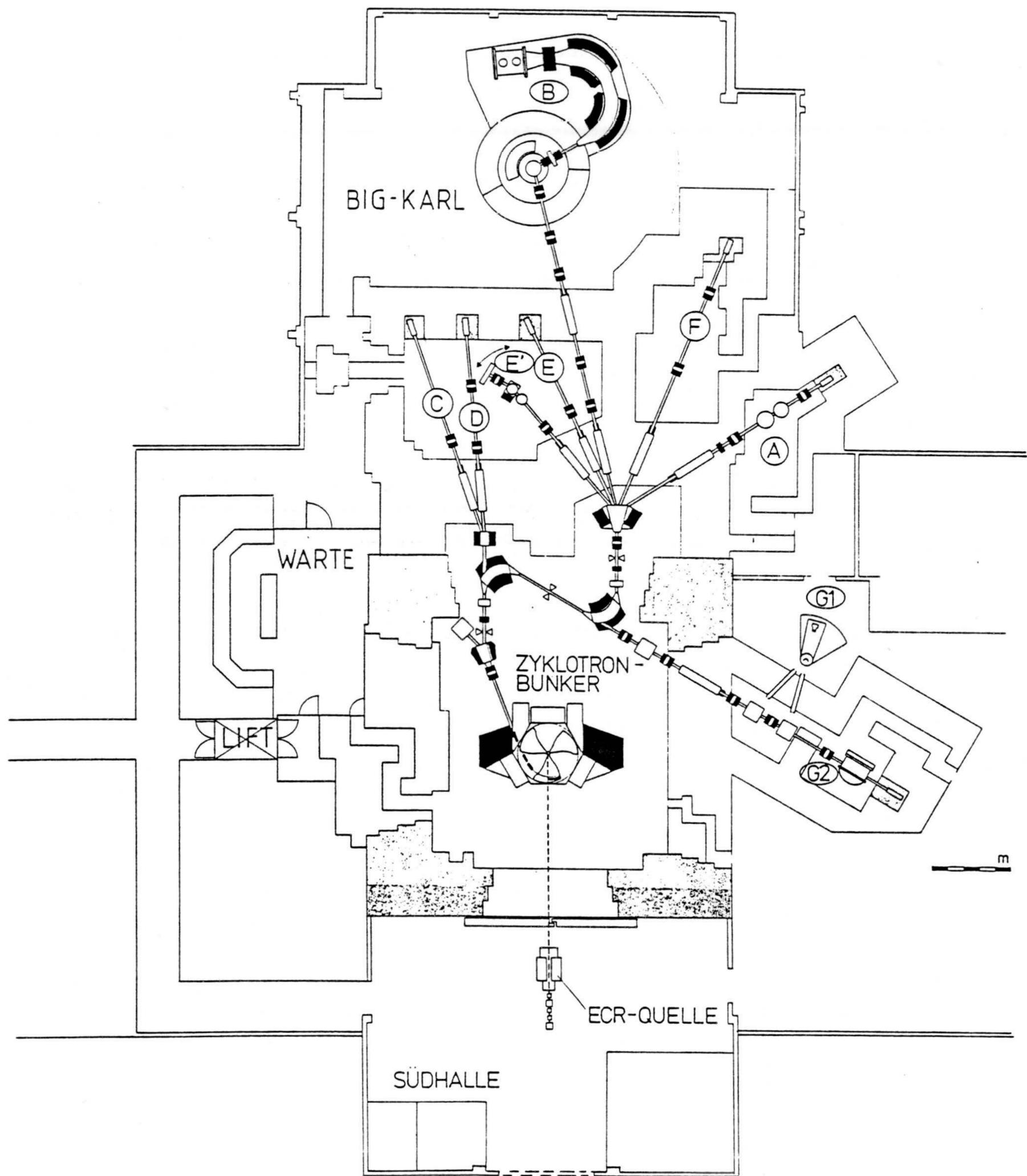


Fig. 11: Vista aérea de la instalación experimental en el Instituto de Física Nuclear de Jülich. En relación al presente trabajo son importantes: el ciclotrón, el lugar de medida A, donde se realizaron los experimentos gamma y el magnetoeléctrografo Big Karl, donde se estudiaron las reacciones de transferencia.

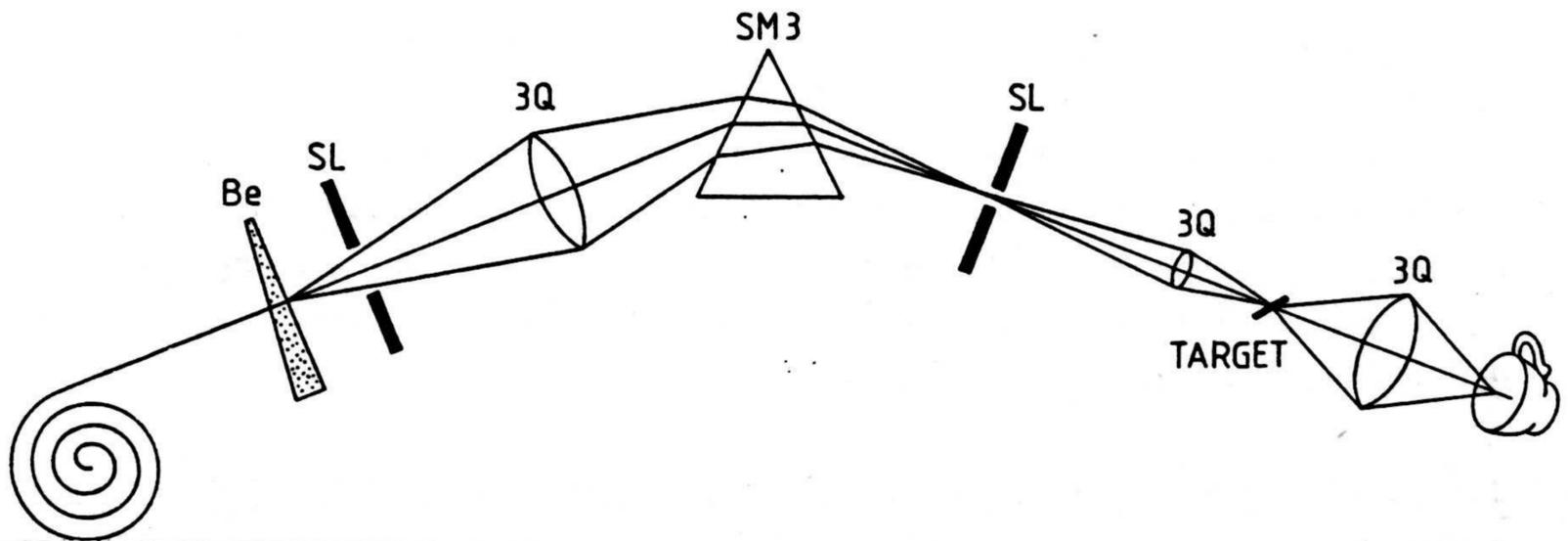


Fig.12: Esquema óptico del sistema de degradación de la energía del haz con un bloque de Berilio de grosor variable.

cc se colocó solamente un absorbente de 0.4 mm de Cu que redujo los rayos X del Sm en un 17% y el rayo gamma de 75 keV en un 3% (el espectro estuvo por tanto dominado por los rayos gamma del Sm). Para evitar un recuento excesivo en los detectores se mantuvo el haz a intensidades bajas, del orden de 200 pA durante las medidas.

A continuación se procedió a la medida de las distribuciones angulares que se dividió en dos partes. Primeramente se utilizó el detector de 4 cc con el propósito de obtener las distribuciones angulares de las transiciones a baja energía 75, 146, 272 keV. Debido a la presencia de plomo en la cámara de colisiones de geometría cilíndrica que se usa normalmente para estas medidas, fue necesario usar otra de geometría rectangular, pudiéndose medir hasta un ángulo máximo de 145 grados. El espectro resultante de la suma de los espectros tomados a diferentes ángulos se muestra en la fig. 13 donde puede apreciarse la ausencia total de rayos X del Pb. La segunda parte del experimento se llevó a cabo con la cámara de colisiones cilíndrica que permitió la medida de ángulos hasta 160 grados respecto a la dirección del haz. Los espectros se midieron con un detector de 20 cc que incluyó la transición a 794 keV.

Con esto terminamos la descripción de los experimentos de espectroscopía gamma que se presentan en esta memoria. Un tipo de experimentos diferentes, en los que se midieron partículas cargadas, forma también parte de este trabajo. Sin embargo hemos considerado conveniente describir a continuación el análisis de los experimentos hasta ahora discutidos.

B3. ANALISIS DE LOS DATOS.

Análisis de los Espectros Sencillos

Las intensidades relativas de las transiciones gamma se obtuvieron integrando el número de cuentas en cada fotopico después de substrair el fondo debido casi exclusivamente a colisiones Compton en el cristal. La integración se llevó a cabo utilizando un programa de ajuste con una gaussiana y una cola esponencial. Ambas funciones se definieron en función

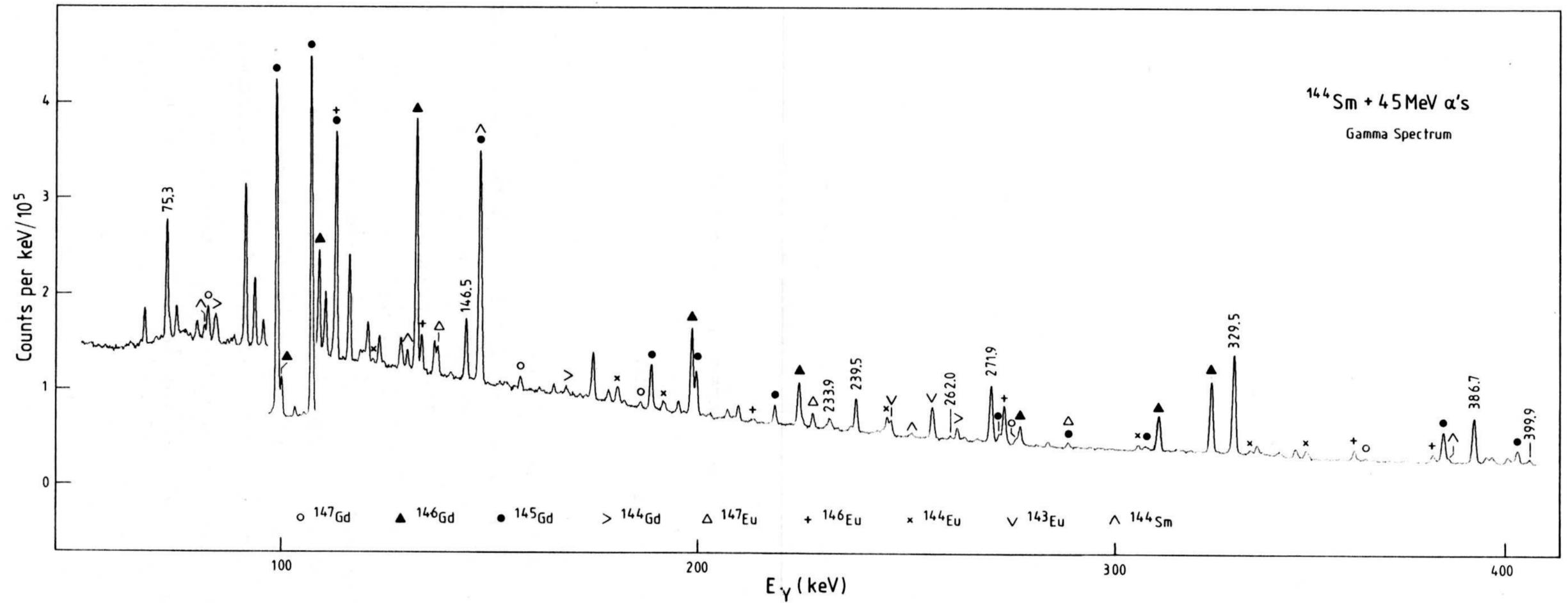


Fig. 13: Espectro sencillo en haz que se obtiene con la reacción $^{144}\text{Sm} + 45\text{ MeV } \alpha\text{'s}$ medido con un detector plano de 4 cc de alta resolución. Obsérvese la ausencia de rayos X del Pb. Los picos cuyas energías se indican en keV corresponden a transiciones en ^{145}Eu .

de la energía para cada experimento utilizando líneas aisladas y bien conocidas a lo largo del espectro. El cociente entre las intensidades obtenidas con los espectros medidos con fuentes radioactivas y las intensidades tabuladas (^{87}Le) se usó para reconstruir la función de eficiencia para cada experimento concreto. La función de eficiencia incluye la respuesta del detector y los efectos de absorción en el lugar de medida. El calibrado en energías se hizo utilizando transiciones de energías conocidas en el espectro en haz. Fue imposible utilizar los espectros con fuentes radiactivas para este propósito pues se observó un desplazamiento en energías respecto a las medidas en haz, debido probablemente a un efecto de recuento en el detector al hacer incidir el haz sobre el blanco.

Como ya hemos mencionado, el principal resultado de las funciones de excitación fue definir la mejor energía incidente para cada reacción, al mismo tiempo estas funciones dieron una dependencia del espín que aunque no sirvió de prueba concluyente se utilizó junto con otros argumentos en el análisis de los espines de los niveles. Una información sin embargo más decisiva se obtuvo de la comparación de las intensidades relativas en las tres reacciones. En la fig. 14 se muestra una fuerte dependencia con la reacción para algunas transiciones no yrast en el ^{145}Eu . Este método de comparación no se usa normalmente en espectroscopía gamma debido probablemente, a que raramente se estudia un núcleo de forma tan exhaustiva, usando tres reacciones diferentes en haz. Las intensidades relativas para las tres reacciones pueden verse en la tabla 2. Merece la pena señalar que se observaron transiciones de hasta un 2 por mil de la intensidad de desexcitación del canal de salida.

Un problema especialmente delicado en el análisis de las distribuciones angulares es la normalización de las medidas tomadas a diversos ángulos. Para ello se miden normalmente los rayos X con un detector que permanece inmóvil durante la compleción del experimento (monitor). En este trabajo se usó el nivel isomérico a 716 keV para normalizar los espectros. Efectivamente, el nivel $11/2^-$ a 716 keV se desexcita con las transiciones M2 o E3, ambas lentas por lo que el nivel tiene un periodo de $T_{1/2} = 0.495 \mu\text{s}$ (^{75}Fr). En la región de las tierras raras se estima que un periodo de unos 20 ns es suficiente para destruir el alineamiento producido en la reacción. Por lo tanto se espera que las transiciones 387 y 716 keV que desexcitan el nivel isomérico sean isotropas. Para normalizar los espectros se prefirió utilizar la transición 387 keV, por ser la más lím-

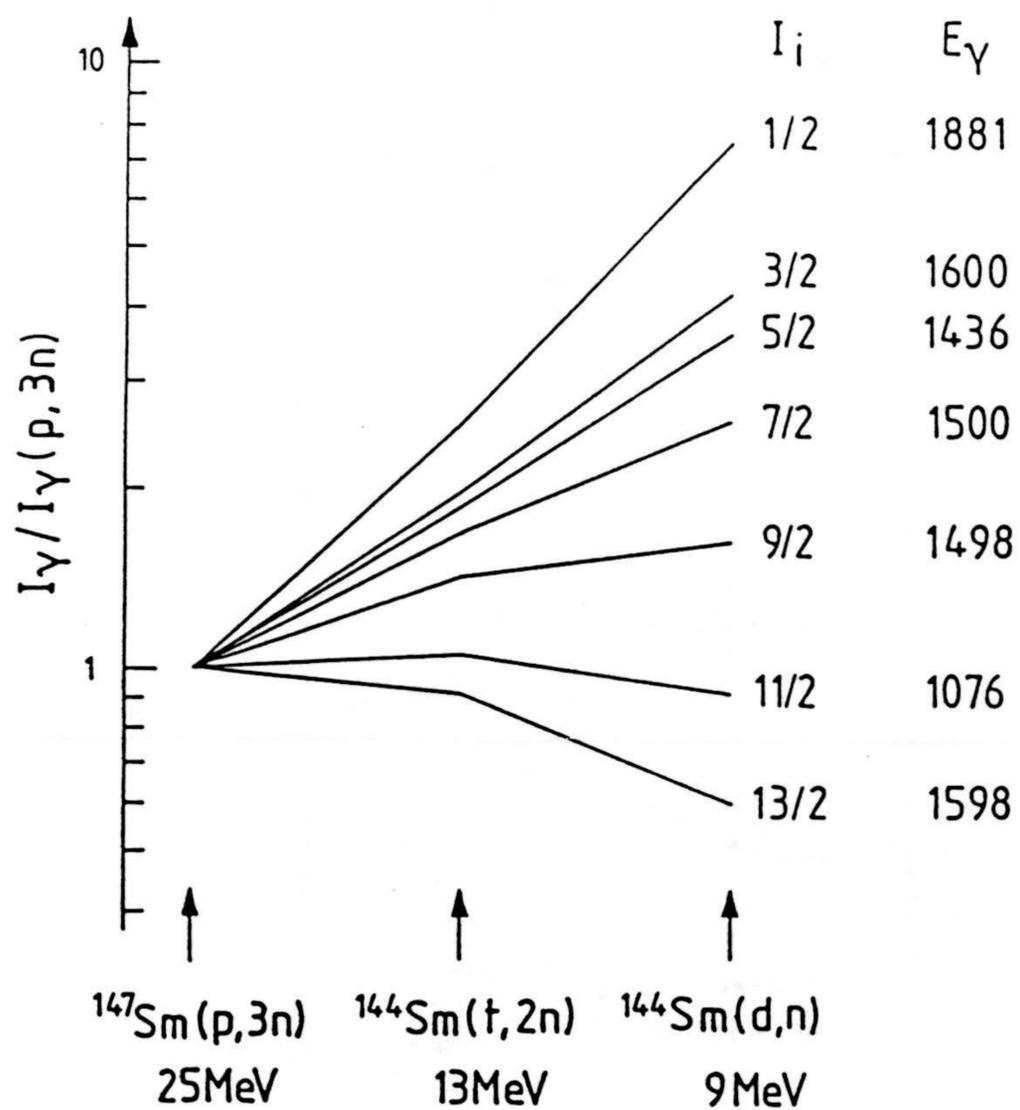


Fig.14: Intensidades relativas en las tres reacciones indicadas de las transiciones gamma cuyo espín inicial y energía se dan a la derecha. En la figura se observa una dependencia clara del espín en función del momento angular transferido.

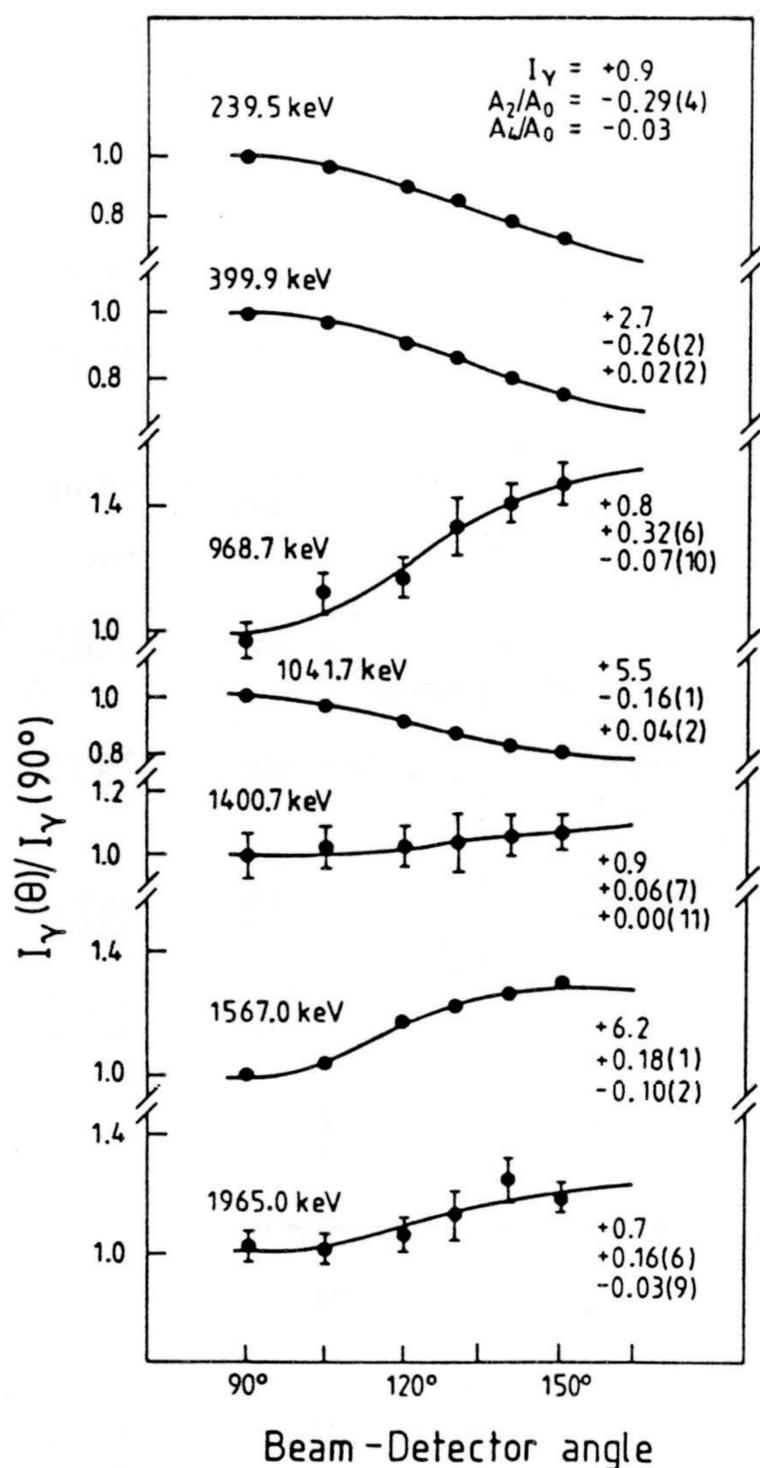


Fig. 15: Algunos ejemplos de distribuciones angulares de los rayos γ emitidos en la reacción $^{144}\text{Sm}(t,2n)$, $E_t = 13.5$ MeV. Se observa que pese al moderado alineamiento producido en la reacción, la distribución angular permite distinguir entre transiciones cuadrupolares: 969, 1567 y 1965 keV ($A_2 > 0$) y transiciones dipolares: 240, 400 y 1042 keV ($A_2 < 0$).

pia en las diversas reacciones. En las reacciones (p,3n) y (t,2n) se observó que las anisotropías estaban atenuadas con un coeficiente que varió entre 0.2 y 0.7. Las razones de esta atenuación fueron probablemente la pequeña cantidad de momento angular transferido y las fuertes interacciones hiperfinas presentes en el blanco de Sm. Otro problema que hizo el análisis de estos experimentos bastante delicado fue la complejidad del espectro, sucediendo a menudo que la transición de interés formaba un multiplete con varias otras líneas. Para tratar este problema específico se introdujo en el programa de análisis una opción que permitió definir las distancias entre los picos. La posición real de cada pico se pudo obtener con bastante precisión de los experimentos de funciones de excitación o comparando diversas reacciones. Ejemplos de distribuciones angulares se muestran en la fig. 15 para la reacción (t,2n). Se observa que el alineamiento es suficiente para establecer una clara diferencia entre transiciones cuadrupolares, con distribución angular positiva y dipolares, con distribución negativa. En los casos mixtos y para definir la naturaleza de la radiación son necesarios los coeficientes de conversión interna. El resultado de este análisis se resume en la tabla 2.

Análisis de los Espectros de Coincidencia

Dos tipos de espectros de coincidencia fueron importantes en nuestro análisis. Coincidencias in-beam prompt (ver fig. 5) con las que se observaron transiciones en coincidencia con transiciones previamente conocidas en ^{145}Eu , y coincidencias off-beam preprompt o postprompt donde se observaron transiciones previas al isómero, o posteriores al isómero. En particular las coincidencias preprompt con las transiciones 330 keV, 387 keV y 716 keV dieron información del esquema de niveles accesible en cada reacción. Ejemplos de estos espectros para las reacciones con tritones y con deuterones se muestran en la fig. 16, donde se ve que la reacción con deuterones puebla muy debilmente los estados por encima del isómero (con espín $\geq 9/2$), mientras que en la reacción con tritones se observa hasta la transición 272 keV, que desexcita un estado de espín 23/2. La ubicación de las líneas nuevas observadas en el ^{145}Eu se dedujo de los espectros de coincidencia prompt y preprompt o postprompt. En la fig. 6 se muestran ejemplos de espectros de coincidencia prompt observados en la reacción con tritones. Como era de esperar, las transiciones que se sitúan en la cascada yrast 330 keV, 400 keV y 886 keV, muestran espectros de coincidencia

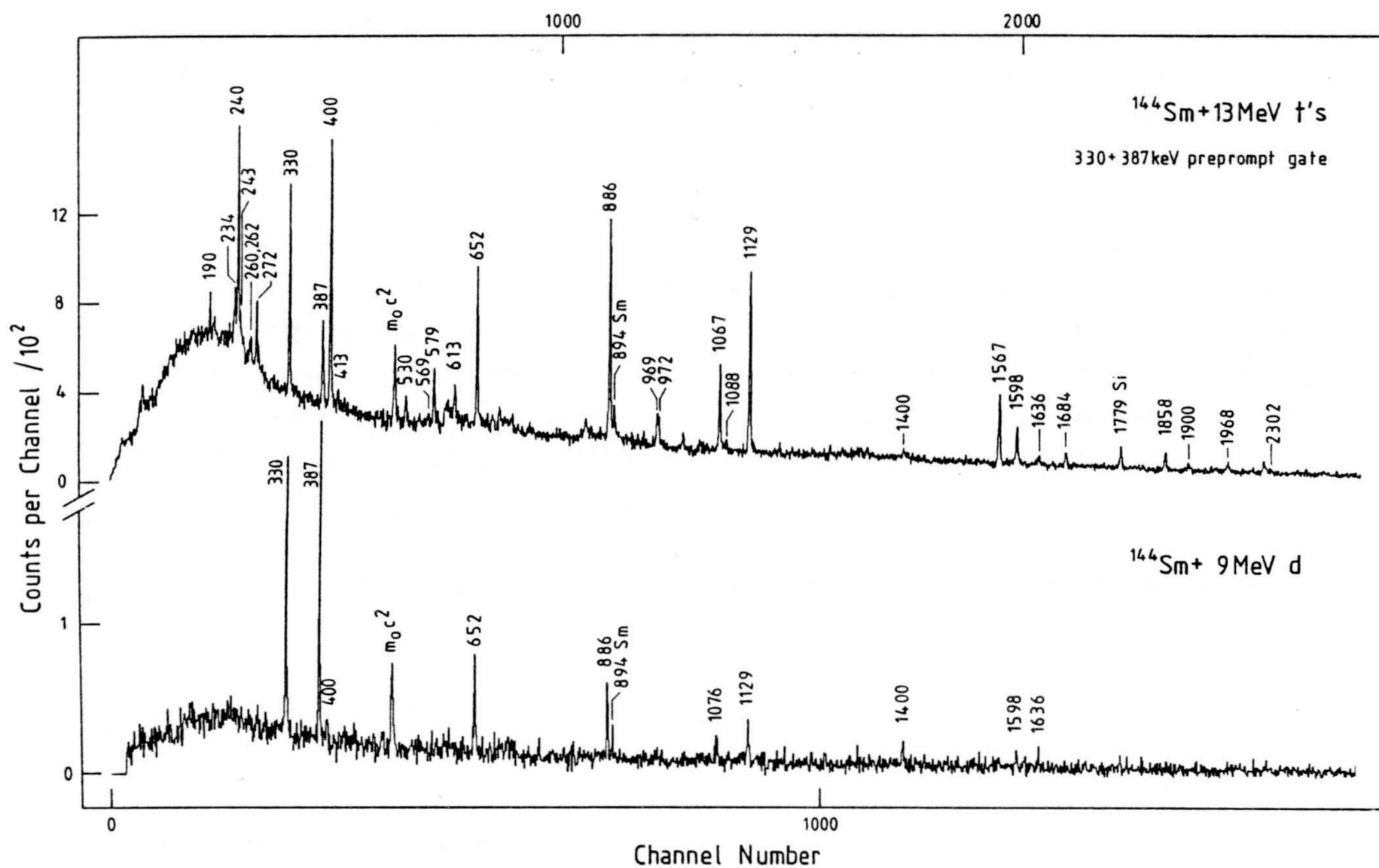
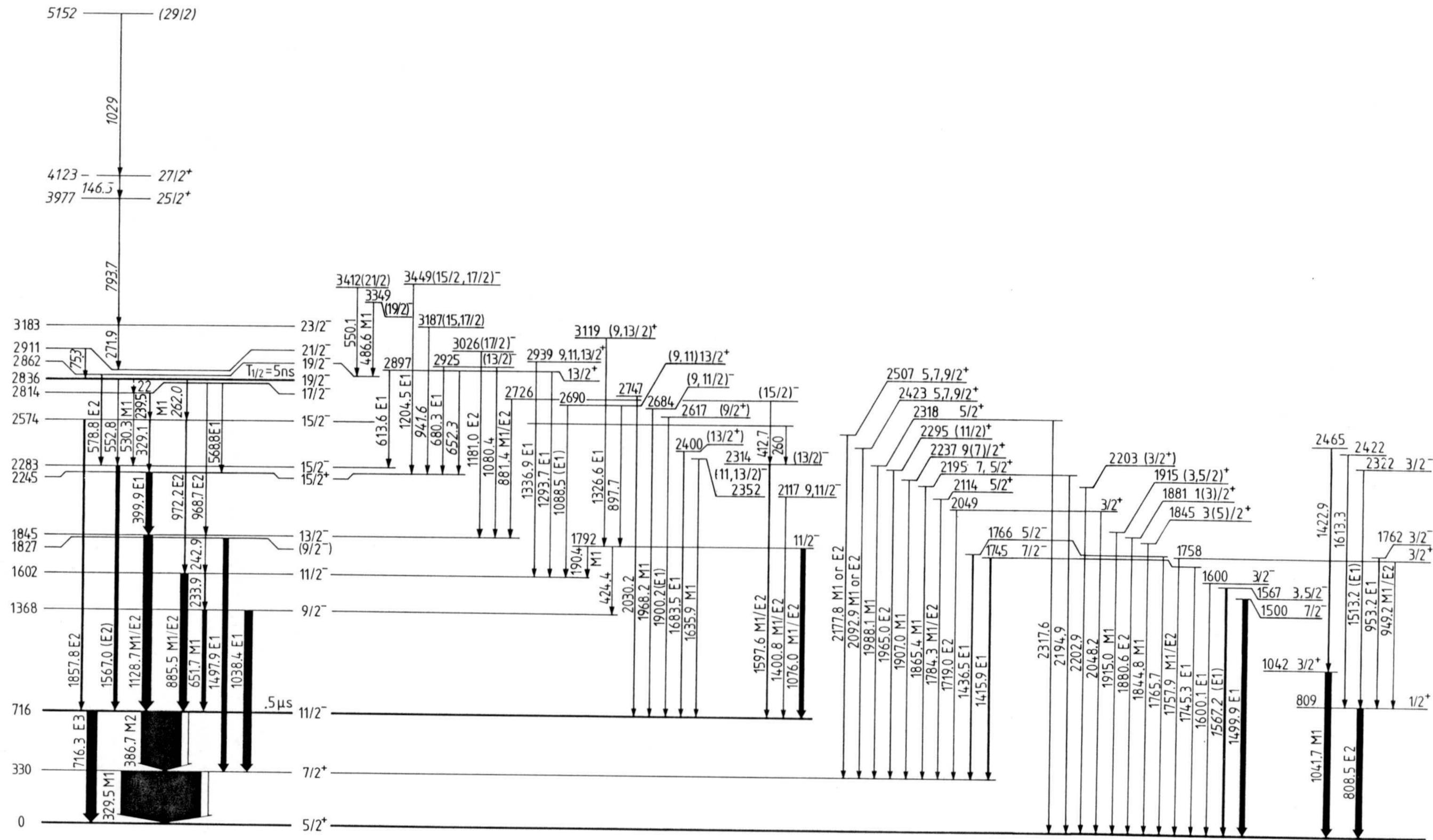


Fig. 16: Espectros en coincidencia preprompt con las transiciones 330 y 387 keV que se encuentran por debajo del nivel isomérico, para las reacciones $^{144}\text{Sm} + 13.5\text{ MeV } t$ y $^{144}\text{Sm} + 9.5\text{ MeV } d$. Se observa que la reacción con tritones alcanza a poblar bastantes niveles por encima del isómero en comparación con la reacción con deuterones.



$^{145}_{63}\text{Eu}_{82}$

Fig. 17: Esquema de niveles del ^{145}Eu . A la izquierda se muestran los niveles observados en decaimiento γ rast. A la derecha los niveles no- γ rast observados en los experimentos con deuterones, tritones y protones. La anchura de las líneas es proporcional a la intensidad de las transiciones en en la reacción $^{144}\text{Sm} + 13.5 \text{ MeV tritones}$. Las transiciones en cursiva no se observaron en los espectros sencillos en esta reacción (las intensidades se han estimado de espectros de coincidencia o de otras reacciones).

múltiple, mientras que las transiciones no yrast muestran como máximo una coincidencia con alguna transición yrast, lo que indica que los niveles de donde proceden se pueblan directamente en la reacción.

El esquema de niveles resultante de los experimentos de coincidencia para las tres reacciones se muestra en la fig. 17. En la figura se muestran las intensidades observadas en la reacción $^{144}\text{Sm}(t,2n)$ que fue la que cubrió un rango de espines mayor.

Análisis de los Espectros de Electrones de Conversión

Con el fin de obtener las intensidades de los electrones de conversión, es muy importante construir la curva de eficiencia del sistema LENTE + Si(Li). En los dos experimentos de electrones se usaron detectores gruesos de 5.5 mm por lo cual se espera que la eficiencia del sistema este dominada por la eficiencia de la lente, es decir proporcional a B_p , hasta una energía de unos 1.5 MeV en que los electrones empiezan a atravesar el cristal. Este efecto puede verse en la parte superior de la fig. 18 donde se muestra la curva de eficiencia del sistema usado para medir los electrones en la reacción $^{144}\text{Sm}(d,ne^-)$. Esta curva fue construida usando fuentes radiactivas de ^{207}Bi y ^{152}Eu así como las líneas de decaimiento beta del ^{145}Eu ($T_{1/2} = 5.9$ días). Por el contrario en el análisis de la reacción $^{144}\text{Sm}(t,2ne^-)$ hemos calculado la eficiencia para el sistema completo Ge(Li) + Si(Li) + Imán definida como:

$$\frac{A_{e^-}}{A_\gamma} \times \frac{I_\gamma}{I_{e^-}} = \frac{\text{Eficiencia de la Lente + Si(Li)}}{\text{Eficiencia del Ge(Li)}}$$

donde A_γ , A_{e^-} son las áreas de los picos e I_γ , I_{e^-} las intensidades de los rayos gamma y de los electrones para cada transición. A este fin hemos utilizado transiciones de multipolaridad conocida, en general E2 y debido a la excelente estadística del espectro fue incluso posible usar transiciones E1. También se utilizaron las transiciones 530, 885 y 1129 keV, cuyo coeficiente de conversión se conoce (80Ra). Como se midieron simultáneamente los espectros de electrones y de gammas, se pudieron utilizar transiciones de multipolaridad conocida en los isótopos de Sm. A partir de 1.6 MeV fue necesario usar información extraída del experimento (d,ne^-) .

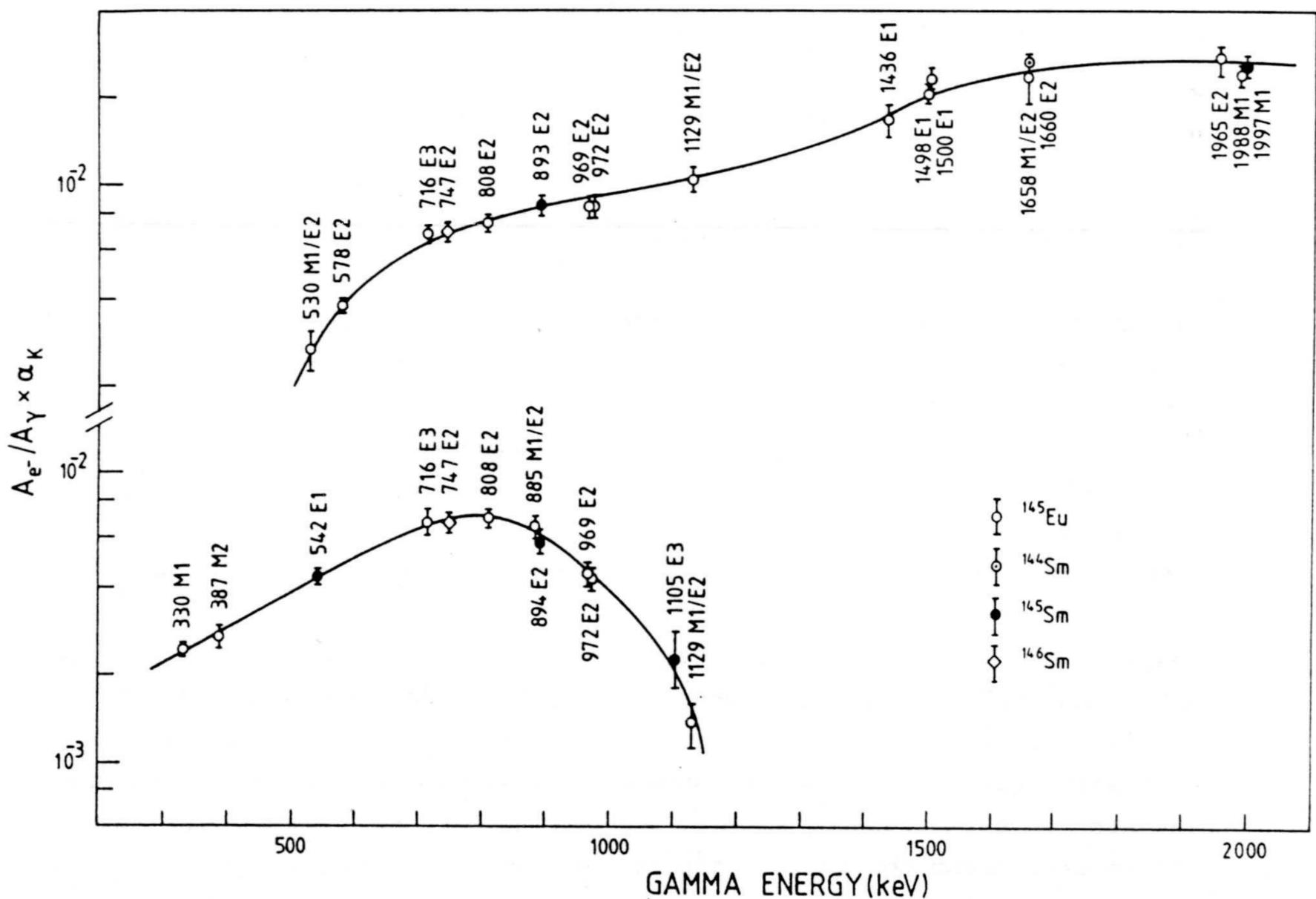
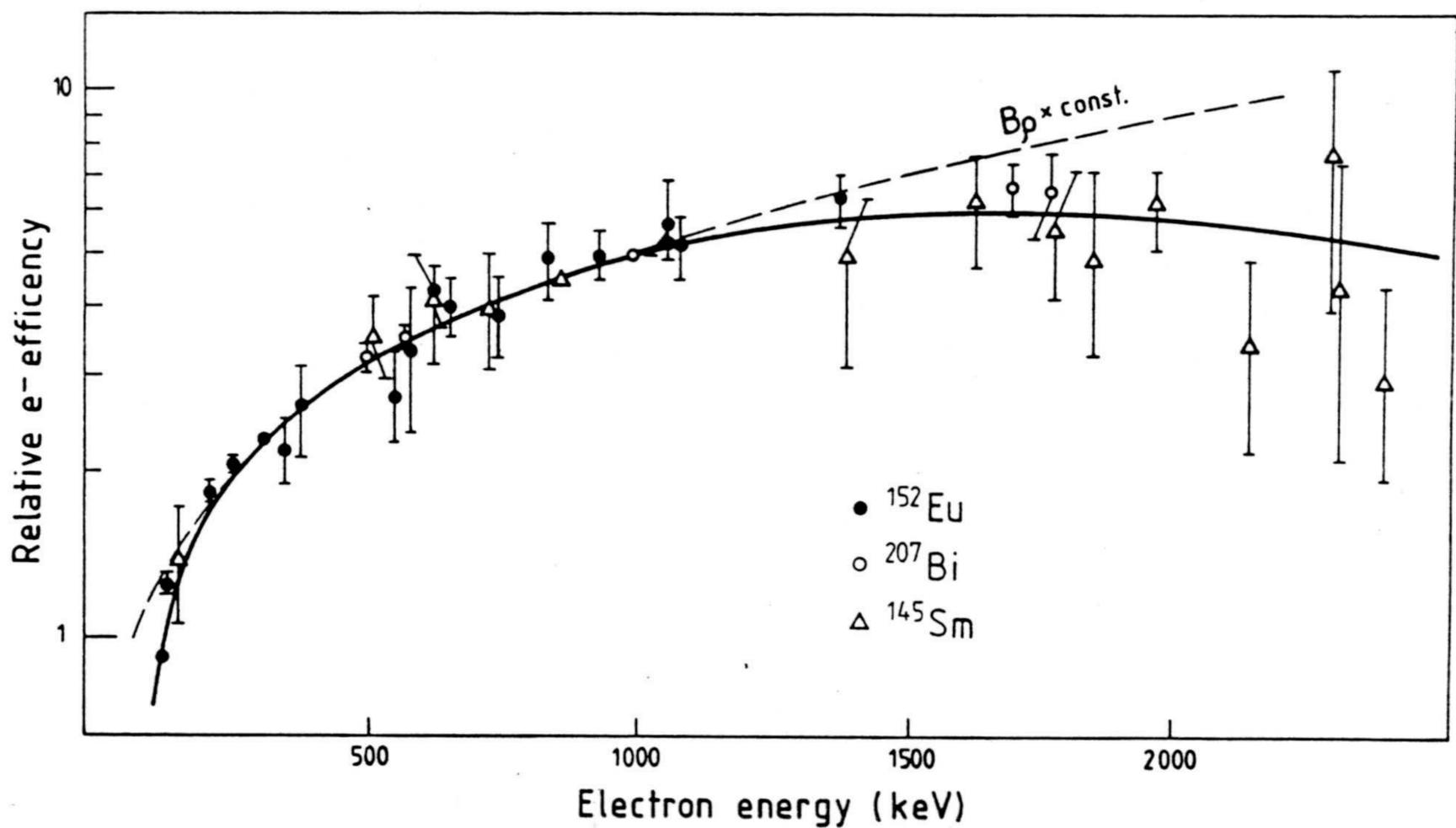


Fig. 18: Arriba: Curva de eficiencia del sistema Lente + Si(Li) del espectrómetro Siegbahn-Stätis de la Universidad de Jyväskylä (Fig. 7) con el que se midieron los electrones de conversión interna en la reacción $^{144}\text{Sm} + 9.5 \text{ MeV}$ d. Abajo: Eficiencia del sistema Lente + Si(Li) dividida por la eficiencia del Ge(Li) para el sistema utilizado para medir los electrones de conversión en la reacción $^{144}\text{Sm} + 13.5 \text{ MeV}$ t. Como espectrómetro de electrones se usó el solenoide superconductor de Los Alamos (Fig. 7).

Las curvas resultantes para las medidas con tritones se muestran en la parte inferior de la fig. 18, junto con los puntos que se usaron para construirla. A energías superiores a 2 MeV se consideraron errores en la eficiencia del 20%. Los coeficientes de conversión para los electrones convertidos en la capa K se obtuvieron del cociente $I_{e_K^-}/I_\gamma$ para las dos reacciones. Los resultados individuales se muestran en la tabla 2. Los coeficientes de conversión resultantes de la combinación de ambas medidas se muestran en la fig. 19 donde se comparan directamente con los cálculos teóricos (78Rö).

Como hemos mencionado anteriormente la medida de los electrones de conversión en la reacción $^{144}\text{Sm}(d,ne^-)$ fue de vital importancia para ubicar transiciones al estado fundamental. En efecto, la comparación de los espectros de electrones y gamma medidos a 9.5 MeV (fig. 9), dió no sólo identificación de la carga, sino también identificación del isótopo ^{145}Eu , ya que este fue el único canal de Eu abierto. Las transiciones que de esta forma se identificaron como pertenecientes al ^{145}Eu que no dieron ninguna coincidencia prompt ni postprompt se identificaron como transiciones que se desexcitan directamente al estado fundamental.

Discusión de los Espines y Paridades de los Estados no Yrast en el ^{145}Eu

La discusión de los espines y paridades se basó en varios argumentos:

- La comparación de α_K con (78Rö)
- La comparación de A_2 con (74De)
- La comparación de las intensidades obtenidas en las tres reacciones (fig. 14)
- Las funciones de excitación
- Las transiciones observadas en el decaimiento beta (82Fi)

Respecto al último punto es importante hacer notar que el extenso trabajo publicado (82Fi) en el decaimiento beta del estado fundamental del ^{145}Gd fue de gran utilidad en la discusión de los espines en el ^{145}Eu . En efecto se observó que transiciones que desexcitan niveles de espín 7/2, no se observaron en este trabajo, mientras que los niveles con espines 1/2, 3/2 y 5/2 se detectaron con valores típicos de $\log ft$ de 7 para los dos primeros y de 8 para el último. Merece la pena señalar que en nuestro trabajo hemos observado por debajo de 2 MeV, todos los niveles detectados en el de-

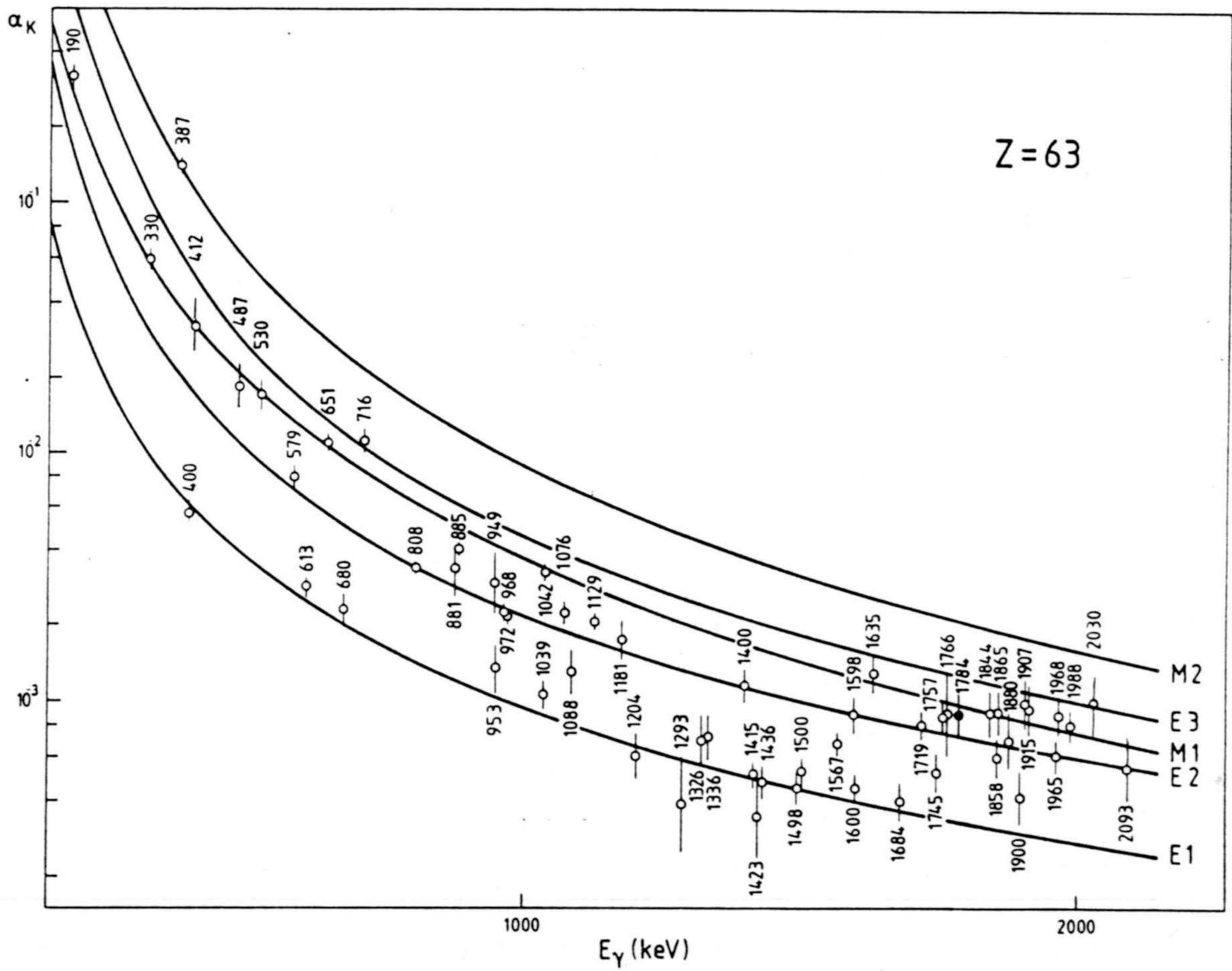


Fig. 19: Coeficientes de conversión interna en ^{145}Eu medidos en este trabajo y su comparación con los valores teóricos calculados en la ref. (79Rö).

caimiento beta, menos un nivel a 1460 keV que no hemos podido confirmar. En otras palabras, el presente trabajo ha proporcionado resultados bastante firmes hasta una energía de 2.5 MeV donde esperamos encontrar los dos multipletes octupolares de más baja energía.

A continuación pasamos a discutir los espines y paridades para cada nivel específico. Los resultados se muestran en el esquema de niveles de la fig. 17. La lectura de esta parte de la tesis puede proseguirse en la pag. 27 si el lector no está interesado en la discusión detallada de cada nivel.

Transiciones al estado $1/2^+$ a 809 keV

El nivel a **1758** keV se desexcita mediante una transición débil de 949 keV al estado $1/2^+$, y mediante una transición 9 veces mas fuerte al estado fundamental. El coeficiente de conversión interna de la transición 1758 corresponde a una transición M1/E2. La distribución angular es muy negativa como corresponde a una transición mixta si el espín inicial es $3/2$ o $7/2$. La transición 949 excluye la segunda posibilidad, luego el nivel tiene $I^\pi = 3/2^+$, lo que tambien se corrobora con el caracter M1/E2 de la transición 949. El nivel a **1762** keV se desexcita mediante una única transición al $1/2^+$. El coeficiente de conversión la define como E1, lo que posibilita $1/2^-$ o $3/2^-$, pero el valor negativo de A_2 excluye la primera posibilidad. El nivel a **2322** keV se desexcita al estado $1/2^+$ mediante la transición 1513, que sin embargo no se observó en el espectro de e^- , y es por tanto probablemente E1, esto junto con la distribución angular negativa hace $I^\pi = 3/2^-$. El estado a **2422** keV decae con la transición 1613 al nivel $1/2^+$. Esta transición se observó solamente en el espectro con d, por tanto el espín más probable es $1/2$ o $3/2$.

Transiciones al estado a 1042 keV

La única transición que se observó en coincidencia con este nivel fue 1423, que también existe en el decaimiento beta del ^{145}Eu , y por tanto no se pudo definir el espín-paridad, pero del decaimiento beta se sabe que que tiene espín bajo.

Transiciones al estado fundamental

En la reacción de transferencia $^{144}\text{Sm}(^3\text{He},d)$ se observó un pico a 1600 keV al que se asignó un espín $7/2$ (70Ne). En el decaimiento beta se observó una transición al estado fundamental a la misma energía que se identificó como la que desexcita el nivel $7/2$. En el presente trabajo hemos observado dos niveles a 1600 y 1602 keV con bajo y alto espín respectivamente lo que aclara la situación bastante. Desgraciadamente en (82Fi) se utilizó este estado para argumentar sobre los espines de los niveles que decaen al 1600. Posteriormente un trabajo teórico intentó explicar este poblamiento tan poco probable en el decaimiento beta (84Har). Nosotros hemos observado la transición de 1600 keV al estado fundamental junto con la transición 1597 que puebla el nivel $11/2^-$ a 716 keV. Los detectores de gran resolución utilizados permitieron resolver estas dos transiciones en los espectros gamma, e incluso el carácter E1 de la primera y M1/E2 de la segunda se obtuvo de los electrones de conversión. Del coeficiente de conversión, la distribución angular negativa y la detección en decaimiento beta se deduce que el nivel a **1600** keV tiene espín-paridad $3/2^-$. En las tres reacciones se observó un pico doble con energías de 1497.9 y 1499.9 keV. En un trabajo previo (80Ba) se ubicó la transición 1500 desexcitando el nivel **1827** (a la izquierda en el esquema de niveles). Sin embargo en nuestros experimentos se observó: que ambas transiciones pertenecen al ^{145}Eu (lo que se vio de la comparación entre el espectro de electrones y el espectro gamma), que la coincidencia prompt con la transición de 330 keV muestra sólo la transición 1498, que la transición de 1498 keV tiene mayor espín que la de 1500 keV, que ambas transiciones son E1 (de los coeficientes de conversión). De aquí deducimos que la transición 1498 puebla el nivel 330 y la transición 1500 el estado fundamental. El nivel a **1500** keV no se observa en el decaimiento beta por lo que el espín $3/2$ y $1/2$ quedan excluidos, la distribución angular excluye $5/2^-$ y por tanto este nivel tiene espín-paridad $7/2^-$. Existe una transición yrast con 1567 keV que desexcita el nivel $15/2^-$ a **2282** keV. Sin embargo se observó en la reacción con deuterones un pico intenso a la misma energía y que pertenece al ^{145}Eu , de aquí y del hecho de que no muestre ninguna coincidencia prompt en (d,n) deducimos que existe otra transición de energía muy similar que puebla el estado fundamental. Mientras que la transición yrast tiene carácter E2 (80Ra) el coeficiente de conversión que obtenemos en nuestros experimentos se sitúa entre E1 y E2, por tanto la transición 1567 no yrast es dipolar eléctrica. Como además este nivel se observa en el decaimiento

beta, asignamos al nivel **1567** espín-paridad $5/2^-$ o $3/2^-$. El nivel a **1845** keV decae mediante una única transición al estado fundamental. Tanto α_K como A_2 sugieren un carácter M1/E2. Este nivel se observa en el experimento de transferencia (^{70}Ne) con un L transferido de 2 unidades de \hbar , por tanto le asignamos espín-paridad $3/2^+$ o $5/2^+$. La transición de 1880 keV que desexcita el nivel de la misma energía tiene un coeficiente de conversión correspondiente a una transición cuadrupolar eléctrica, sin embargo las barras de error no excluyen M1. Los funciones de distribución angular confirman el carácter cuadrupolar aunque esta transición se observa solo muy débilmente en las reacción con p y t. En este caso la comparación de las intensidades en las tres reacciones indica claramente un espín menor de 3/2 por lo que concluimos espín-paridad $1/2^+$ para el nivel a **1880** keV. La transición que desexcita el nivel a **1915** keV, tiene carácter M1 y se observa en el decaimiento beta luego el nivel ha de tener $I^\pi = 3/2^+$ o $5/2^+$, lo cual esta de acuerdo con el carácter ligeramente positivo de la distribución angular. La transición que decae del nivel a **2203** keV al estado fundamental rebasa en energía los límites de confianza en la función de eficiencia de los electrones, sin embargo parece claro que no se trata de una transición E1. La distribución angular favorece M1 y las intensidades relativas junto con el log ft favorecen $3/2^+$.

Transiciones al estado $7/2^+$ a 330 keV

Las transiciones en coincidencia con 330 keV se pueden ver en la fig. 6 en la reacción (t,2n). Es importante señalar que existen dos transiciones en el esquema de niveles yrast del ^{145}Eu con esta energía. La primera $7/2^+ \rightarrow 5/2^+$ recoge el 70% de la intensidad total de desexcitación de los canales (t,2n) y (p,3n), y el 50% del canal (d,n). Por tanto a ella corresponden casi todos los picos en el espectro de coincidencias. La otra transición, con intensidad 0.8%, decae del nivel $17/2^-$ al $15/2^-$ (fig. 17) y es en parte responsable de las coincidencias con las transiciones 240, 400 y 1129. De los espectros de coincidencia reciproca se vió que las transiciones 1416, 1436, 1719, 1784, 1865, 1907, 1965, 1988, 2093 y 2178 están en coincidencia directa con el nivel 330, mientras que la transición 424 puebla el nivel a 1368 keV.

El nivel a **1745** se desexcita en un 80% mediante la transición de 1416 keV y en un 20% al estado fundamental. La transición 1416 es dipolar eléctrica y tiene distribución angular positiva lo cual sucede solamente cuando la

transición no cambia el espín y por tanto el nivel tiene $I^\pi = 7/2^-$. La transición de 1745 keV E1 con distribución angular negativa al estado fundamental confirma este espín-paridad. El nivel a 1766 keV decae también en dos ramas. Poco podemos decir de la transición de 1766 keV que es compleja en los espectros de las reacciones con tritones y con deuterones (en esta última se ve con mucha intensidad la línea de 1778 keV de Si) y muy débil en la reacción con protones. Por el contrario la transición de 1436 keV al estado $7/2^+$ es claramente E1 con distribución angular negativa, de aquí y de que el nivel se observa también en decaimiento beta se deduce $I^\pi = 5/2^-$. El nivel a 2049 keV decae 90% al estado 330 mediante la transición de 1719 keV y 10% al estado fundamental. La transición 1719 es cuadrupolar eléctrica y la distribución angular positiva en (p,3n), también se observa en decaimiento beta, de lo que deducimos $I^\pi = 3/2^+$. Tanto α_K como A_2 confieren un carácter mixto a la transición de 1784 keV, de aquí y de la observación en decaimiento beta se deduce $5/2^+$ para el estado a 2114 keV. El nivel a 2195 keV decae mayormente al estado $7/2^+$ aunque existe posiblemente una transición al estado fundamental obscurecida por una transición en Sm. La transición de 1865 keV tiene carácter dipolar magnético y una distribución angular muy negativa, de aquí y de las intensidades relativas en las tres reacciones se deduce un espín-paridad probable de $7/2^+$. El nivel a 2237 es muy similar al anterior pero no decae al estado fundamental. De aquí y de las intensidades relativas se deduce un espín-paridad probable de $9/2^+$. El nivel a 2295 keV decae solamente al estado $7/2^+$ con la transición cuadrupolar eléctrica de 1965 keV. De aquí y de las funciones de excitación se deduce $I^\pi = 11/2^+$. El nivel a 2318 keV decae en un 90% al estado $7/2^+$ y en un 10% al estado fundamental. La transición de 1988 keV es M1 con A_2 negativa y se observo también en decaimiento beta de donde se deduce $I^\pi = 5/2^+$. Los niveles a 2423 y 2507 keV presentan características muy similares. Los coeficientes de conversión excluyen E1 mientras las distribuciones angulares excluyen E2. La complejidad de los espectros y la baja eficiencia de los detectores a esta energía no nos permite excluir la posibilidad de transiciones al estado fundamental. Por tanto ambos niveles pueden tener espines 5/2, 7/2 o 9/2, y la paridad es positiva.

Transiciones al nivel isomérico a 716 keV

En la fig. 16 se muestran los espectros preprompt para las reacciones (t,2n) y (d,n) en coincidencia con las transiciones postisoméricas. Las

transiciones observadas en estos espectros que no dieron ninguna coincidencia prompt, se ubicaron directamente sobre el isómero. En aquéllas que dieron otras coincidencias se estudiaron las intensidades en los espectros secillos para saber el orden.

El nivel a **1792** keV decae mediante las transiciones M1/E2 de 1076 y 190 keV a los dos niveles $11/2^-$ mas bajos y mediante la transición 424 al nivel $9/2^-$ para la cual no se pudo obtener el coeficiente de conversión debido a los electrones de conversión de la capa L de la transición de 387 keV. La distribución angular de la transición 190 es positiva lo cual exige no cambio de espín mientras que la correspondiente a la transición 1076 es negativa lo cual exige un poco de mezcla con E2, que es exactamente lo que indica el coeficiente de conversión, por tanto el nivel tiene $I^\pi = 11/2^-$. El nivel **2117** se desexcita mediante la transición de 1400 keV que según α_K podría ser E2 pura, pero de las distribuciones angulares se deduce M1/E2. Como esta transición se observa con bastante intensidad en la reacción con deuterones (fig. 16) ha de tener espín bajo, por tanto asignamos $I^\pi = 9/2^-$ o $11/2^-$. El nivel a **2314** keV decae mediante la transición M1/E2 de 1598 keV al estado isomérico y recibe intensidad de las transiciones de 260 y 413 keV. La transición 260 conecta con el nivel yrast $15/2^-$ y por tanto los espines posibles son $13/2$ y $11/2$ y la paridad negativa. El nivel a **2352** keV se desexcita únicamente mediante la transición de 1636 keV. El coeficiente de conversión indica caracter M1 para esta transición, pero la distribución angular, muy negativa, sugiere un poco de mezcla con E2. Como no se ha observado ninguna transición al estado $7/2^+$, los espines mas probables son $11/2$ y $13/2$ y la paridad negativa. El nivel a **2400** keV se desexcita con la transición E1 de 1684 keV al nivel isomérico. La distribución angular negativa excluye el espín $11/2$ y por argumentos de intensidades se favorece espín alto, por tanto asignamos $I^\pi = 13/2^+$. El nivel a **2617** decae con la transición de 1900 keV cuyo α_K en la reacción con deuterones indica E1, mientras que nada conclusivo se pudo extraer del espectro correspondiente a la reacción con tritones, demasiado complejo en esta región de energías. Las funciones de excitación y las intensidades relativas sugieren espín bajo, mientras que la distribución angular negativa indica cambio de espín, por lo que asignamos a este nivel un espín-paridad probable $9/2^+$. La transición de 1968 keV que desexcita el nivel a **2684** tiene carácter M1 mientras que las intensidades relativas indican espín bajo por lo que preferimos $9/2^-$ o $11/2^-$ para este nivel. El nivel a **2747** keV decae mediante la transición de 2030 keV que es probablemente M1 con un poco de mezcla de E2 por lo que los espines posibles son $9/2$, $11/2$ y $13/2$ y la paridad probablemente negativa.

Otros estados que pueblan niveles yrast

El nivel a **2690** keV decae en dos ramas, mediante la transición 1088 al nivel 1602 ($11/2^-$) y mediante la transición 898 al nivel 1792 ($11/2^-$). La transición de 898 keV proporciona poca información ya que en las reacciones (p,3n) y (t,2n) esta obscurecida por una transición de la misma energía en ^{146}Sm . El coeficiente de conversión de la transición 1088 corresponde a una transición E1 una vez sustraída la contribución de los electrones de conversión de la capa M de la transición 1042. La distribución angular y el análisis de las intensidades indican espín $13/2$, y por tanto $I^\pi = 13/2^+$. El nivel a **2726** keV decae con la transición mixta de 881 keV y de distribución angular negativa al nivel 1845 ($13/2^-$), y con la transición de carácter probable M1 y energía 413 keV al nivel 2314 (probablemente $13/2^-$). Las intensidades relativas indican espín alto por lo que asignamos al nivel un espín-paridad $15/2^-$. El nivel a **2897** decae a los tres niveles yrast $15/2^-$ a 2283 keV, $15/2^+$ a 2245 keV y $11/2^-$ a 1602 keV. Este nivel tiene espín-paridad $13/2^+$ pues decae mediante E1 tanto al nivel $15/2^-$ como al $11/2^-$. El nivel a **2925** decae a los estados $13/2^+$ y $15/2^+$ mediante las transiciones de 1080 y 680 keV respectivamente. La transición 1080 es muy compleja en el espectro de e^- debido a los electrones de conversión de la capa L de la transición de 1039 keV y los de la capa K de la transición 1079 en ^{145}Sm . También la transición de 680 keV contiene contribuciones de la capa M de las transiciones de 633 y 634 en ^{146}Sm , pero en este caso la intensidad se pudo estimar de el cociente α_K/α_M (78Rö) y del coeficiente α_K experimental (78Le). De este análisis se obtuvo un carácter E1 para la transición 680 que junto con la distribución angular negativa nos lleva a asignar $13/2^-$ al nivel. El nivel a **2939** keV decae únicamente al nivel $11/2^-$ a 1602 keV. El carácter de la transición es E1 pero las distribuciones angulares no son concluyentes en este caso por lo que los espines posibles son $13/2$, $11/2$, o $9/2$, y la paridad es positiva. El estado **3026** se desexcita mediante la transición cuadrupolar eléctrica de 1181 keV al estado $13/2^-$ a 1845 keV, la distribución angular es positiva de acuerdo con α_K , y las funciones de excitación indican espín alto por lo que asignamos un espín-paridad $17/2^-$. La transición de 1327 keV desexcita el estado a **3119** keV. Esta transición tiene estado final con $11/2^-$, carácter E1 y distribución angular negativa, por lo tanto el nivel inicial tiene espín $9/2$ o $13/2$ y paridad positiva. La transición de 941 keV desexcita el nivel a **3187** keV. Fue imposible obtener el coeficiente de conversión debido a los electrones de la capa M de la transición de 894 keV

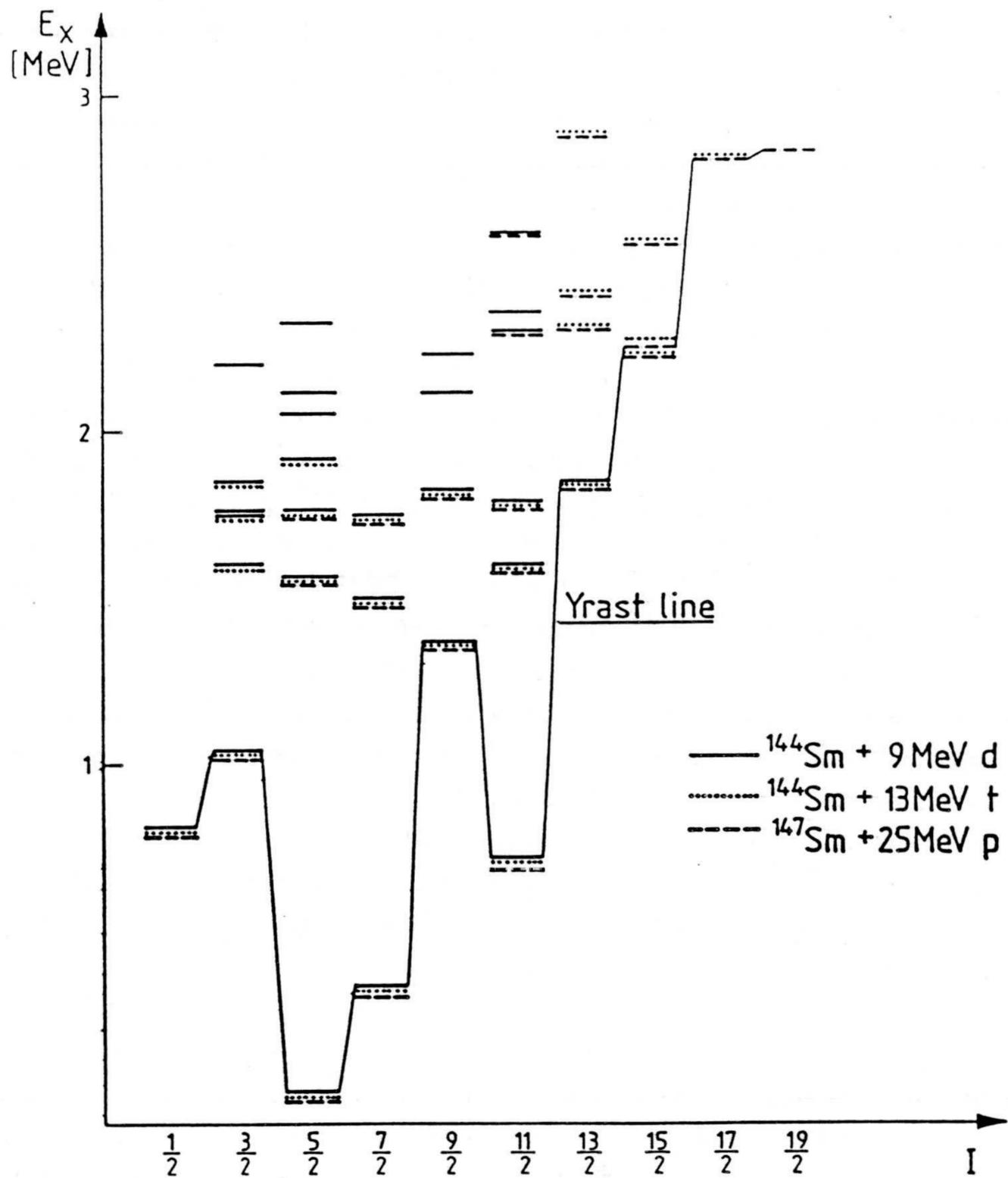


Fig. 20: Niveles poblados en las tres reacciones con mas del 1% de la intensidad del canal de salida del ^{145}Eu . La figura muestra que se observaron niveles hasta 1MeV por encima de la línea yrast. Comparando con la fig. 3 se concluye que nuestros experimentos cubrieron con éxito el rango de energías y espines de niveles que queríamos detectar.

en ^{145}Sm . De la distribución angular negativa y de la intensidad en la reacción con protones se da preferencia a los espines 15/2 o 17/2, aunque nada puede ser concluyente para una transición que se observa tan débilmente. El nivel a 3349 keV se desexcita mediante la transición M1 de 487 keV al estado $19/2^-$. De la distribución angular positiva deducimos un espín-paridad $19/2^-$. Sólo debilmente se observó el nivel a 3412 keV que decae mediante la transición de 550 keV al estado $19/2^-$. Esta transición contuvo más de un 50% de la transición $2^+ \rightarrow 0^+$ en ^{148}Sm . La distribución angular es practicamente plana por lo que suponemos que la transición en Eu tiene A_2 negativa lo que favorecería ligeramente un espín 21/2. Finalmente el nivel a 3449 keV se desexcita mediante la transición E1 de energía 1204 keV. La distribución angular es ligeramente positiva y el espín alto por lo que asignamos a este nivel un espín probable 15/2 o 17/2 y paridad negativa.

Analogamente se estudiaron los niveles yrast donde se confirmaron los resultados anteriormente publicados hasta el nivel $19/2^-$ a 2862 keV. Los resultados obtenidos para las intensidades, coeficientes de conversión interna y los valores de A_2 y A_4 se resumen en la tabla 2. Los argumentos utilizados son muy similares a los discutidos arriba.

En nuestros experimentos hemos observado 25 niveles nuevos no yrast, así como los niveles previamente observados en otros experimentos en haz por debajo de 2.8 MeV. También hemos observado todos los niveles que se reportan en el extenso trabajo sobre el decaimiento β^+ del ^{145}Gd (82Fi) excepto el nivel a 1416 keV, pero nuestra información en espines y paridades de estos niveles es mucho más rica. Nuestra sensibilidad en intensidades fue de 0.2% de la intensidad del canal correspondiente a ^{145}Eu . Los espines y paridades para los niveles observados por debajo de 2 MeV donde esperamos encontrar los miembros de los dos multipletes octupolares son bastante firmes, mientras que a energías de excitación mas altas, donde la densidad de niveles aumenta rapidamente, la asignación unívoca de espín fue más difícil.

En la fig. 20 se muestran los niveles poblados en las tres reacciones con intensidades superiores al 1%, que comparando con la fig. 3 da una idea del éxito de los experimentos realizados.

B4. RESULTADOS DE LOS EXPERIMENTOS DE ESPIN ALTO

Los resultados que se obtuvieron de los experimentos con la reacción $^{144}\text{Sm}(\alpha, p2n)$ se resumen en la fig. 21 y en la tabla 3. Observando las funciones de excitación, el orden de la cascada yarst queda determinado como: 75, 272, 794 y 146. Debe mencionarse sin embargo que la transición de 794 keV contiene un cantidad poco precisa de una transición de similar energía en el núcleo ^{145}Gd . Sin embargo el balance de intensidades que se obtiene de los trabajos (80Ba) y (80Ra), en los que no se observa el Gd, confirma nuestros resultados. El pico correspondiente a esta transición pudo resolverse de la línea a 797 keV también en ^{145}Gd . En nuestros experimentos no se detectaron las transiciones en ^{143}Pm que dificultaron los trabajos con iones de Li, y el canal correspondiente a ^{143}Eu que también contiene la transición de 272 keV se abre a energías superiores a 45 keV como se indica en la fig. 21. El canal correspondiente al ^{147}Gd donde también existe una transición de 272.1 keV se observó débilmente.

El coeficiente de conversión interna total para la transición de 75 keV puede ser 0.63 si es una transición E1, 4.5 si es M1 y 7.3 si es E2. Un balance de intensidades define esta transición como M1 o E2, en efecto una transición E1 significaría que la transición de 75 keV es 3 o 4 veces más débil que la transición de 272 keV, lo cual estaría en contradicción con los resultados de las funciones de excitación. El A_2 negativo de la función de distribución angular indica mas bien M1. De estos resultados se deduce un espín-paridad para el nivel a **2911** de $21/2^-$. La transición de 272 keV tiene un función de distribución angular muy negativa, que significa un carácter mixto M1/E2, esto implica $I^\pi = 23/2^-$ para el nivel a **3183** keV. El coeficiente de conversión interna de la transición de 794 keV se ha medido en (80Ra) y corresponde a una transición dipolar eléctrica. Esto significa un cambio de paridad y junto con la función de distribución angular que se obtiene en este trabajo, un espín $25/2$ para el nivel a **3977** keV. La transición de 146 keV tiene una distribución angular bastante negativa que favorece una multipolaridad mixta M1/E2, lo cual a su vez esta de acuerdo con el balance de intensidades. Esto implica no cambio de paridad y un espín $27/2$ para el nivel a **4123** keV. El fragmento del esquema de niveles correspondiente a esta discusión se muestra en la fig. 21. Como discutiremos mas adelante estos niveles son muy importantes para relacio-

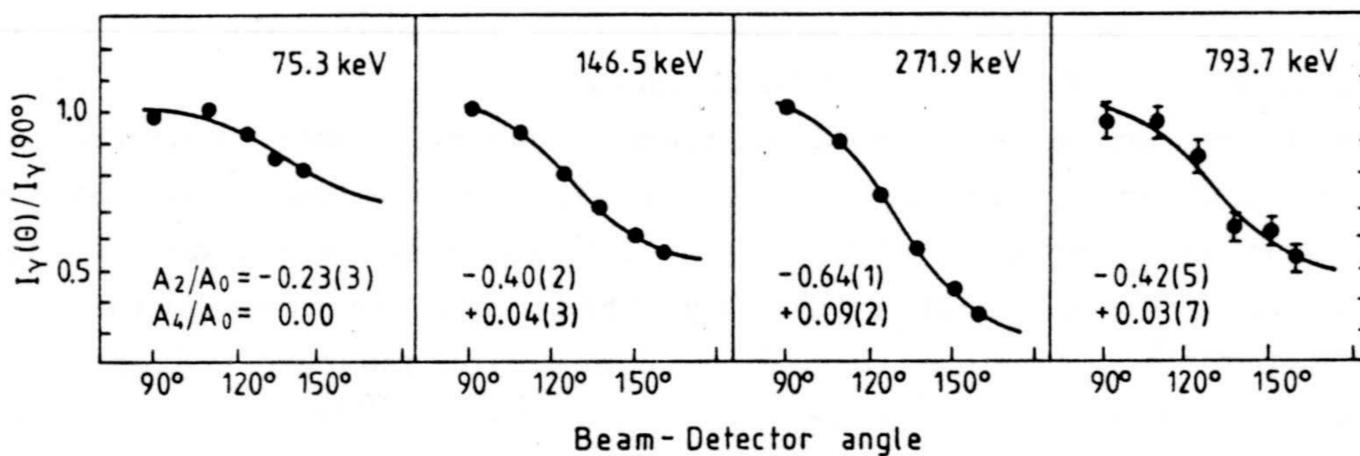
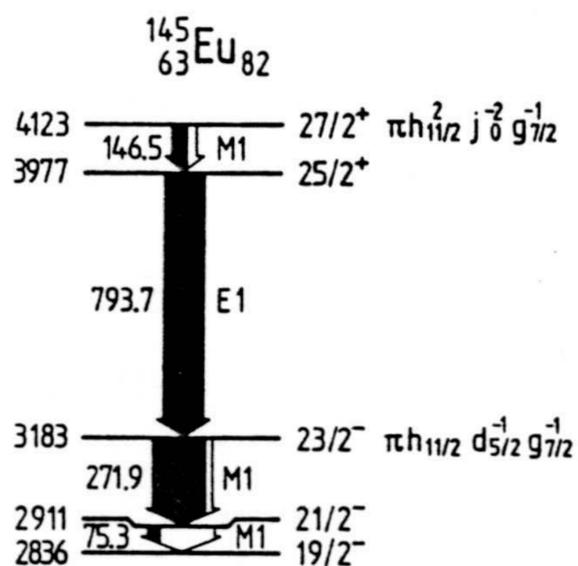
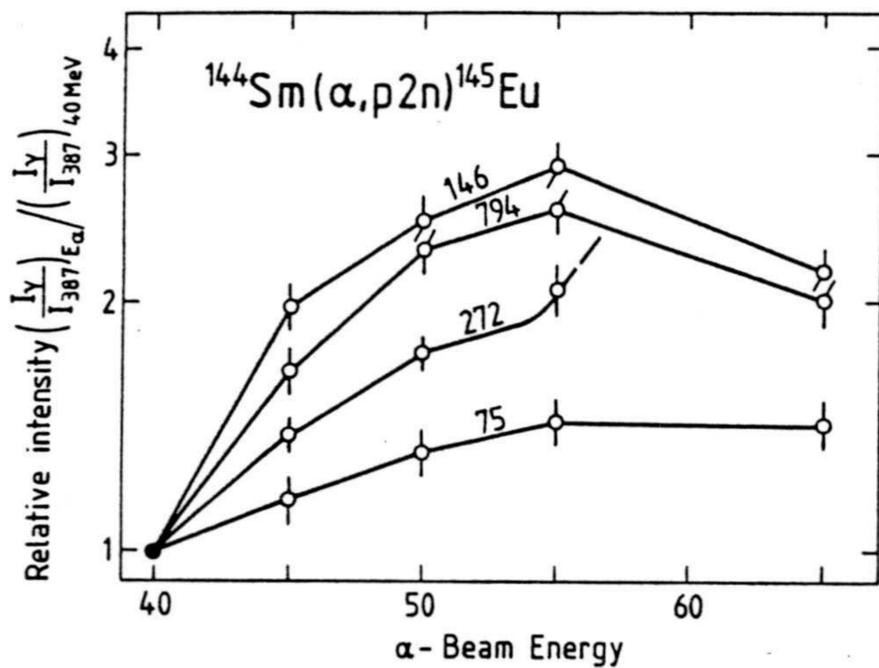


Fig. 21: Funciones de excitación relativas a la transición 387 keV y distribuciones angulares para cuatro transiciones yrast en ^{145}Eu . El fragmento del esquema de niveles correspondiente se muestra a la derecha donde también se dan las configuraciones propuestas para los niveles. En la función de excitación de la transición 272 keV se indica el punto de apertura del canal ($\alpha, p4n$).

nar los estados excitados del ^{145}Eu con las masas de otros isótonos vecinos.

B5. MEDIDAS DE LAS MASAS DE ^{145}Eu Y ^{146}Eu

Introducción

En el estudio realizado con la reacción $^{144}\text{Sm}(\alpha, p2n)$, hemos observado un estado a 4123 keV con espín-paridad $27/2^+$ cuya configuración más probable es $\pi h_{11/2}^2 g_{7/2}^{-1}$. Este estado tiene el mayor espín posible para una excitación con senioridad 3 y por tanto se espera que se encuentre especialmente aislado de otros estados con el mismo espín paridad. La energía de excitación puede calcularse como una combinación lineal de las energías de excitación y las masa de los núcleos vecinos, ^{143}Pm , ^{144}Sm , ^{145}Eu y ^{146}Gd . Como veremos en el capítulo de discusión el resultado de este análisis junto con las masas de la recopilación de 1977 (77Wa), predicen una energía para este estado ahora observado, 300 keV menor que el valor experimental. Un repaso a los parámetros utilizados en el cálculo indica que la causa de esta discrepancia reside probablemente en la masa del ^{145}Eu en ref. (77Wa). En un trabajo independiente donde se calculan varias masas de nucleos alrededor Gd se llegó a una conclusión parecida (83B1). En este trabajo también se calcula la masa del nucleo ^{146}Eu . La masa del ^{145}Eu que se reporta en (77Wa) se basa únicamente en medidas de valores Q de decaimiento beta (66Zh), (67Hi) y (68Ad), que conectan esta masa con la masa del ^{145}Sm . El ^{146}Eu , también se conocía solamente a través de medidas de decaimiento beta, sin embargo el Q de $^{146}\text{Eu} \rightarrow ^{146}\text{Sm}$, junto con el Q de $^{150}\text{Tb} \rightarrow ^{150}\text{Gd}$, y los correspondientes Q de decaimiento α , forman un círculo cerrado que define más precisamente las masas relativas de estos cuatro núcleos.

Nosotros hemos medido las masas de los isótopos 145 y 146 de Eu usando las reacciones: $^{144}\text{Sm}(^3\text{He}, d)$ y $^{144}\text{Sm}(^3\text{He}, p)$ a 67 MeV. Las medidas de masas mediante reacciones de transferencia con núcleos ligeros presentan considerables ventajas respecto a otros métodos posibles en esta región de núcleos. Efectivamente, el efecto de straggling y la incertidumbre en la energía perdida en el blanco son mucho menores que en reacciones de trans-

ferencia con iones pesados. Por otro lado las medidas de valores Q de decaimiento beta son más indirectas exigiendo un método de extrapolación cuando se determina la energía del punto cero (β^+ endpoint energy) o usar un modelo teórico si se usa la técnica de medidas de EC/ β . Además este último método exige un conocimiento muy exacto del esquema de niveles del núcleo final.

Preparación de los Experimentos

El núcleo estable ^{144}Sm ofrece la posibilidad de comparar directamente el valor Q de la reacción $^{144}\text{Sm}(^3\text{He},d)$ con otros valores Q conocidos. En el presente caso se midieron las energías de los deuterones en la reacción con el blanco de Sm comparándolas con las energías de los deuterones con los blancos de calibrado. Para ello hemos utilizado un sistema acelerador-espectrógrafo magnético- detector de partículas. Manteniendo los campos magnéticos inalterados, la diferencia en el plano focal entre el pico correspondiente al estado fundamental del ^{145}Eu y el correspondiente al estado fundamental del núcleo final de la reacción de calibrado es una medida de la diferencia entre los dos valores Q (en unidades de momento). Sin embargo para obtener el resultado en keV es necesario: primero un calibrado del detector en unidades de Bp, segundo tener en cuenta los efectos de retoceso en ambas reacciones, para lo cual se exige un conocimiento exacto de los parámetros que definen la cinemática del proceso (excepto uno, el Q de la reacción que se quiere determinar)

Las siguientes condiciones fueron imprescindibles para la medida precisa del Q de la reacción $^{144}\text{Sm}(^3\text{He},d)^{145}\text{Eu}$:

- Un conocimiento exacto del ángulo de colisión
- Una configuración de campos magnéticos constante durante la realización del experimento
- Un haz estable de ^3He
- Una precisión del orden de unos cientos de keV en la energía de los proyectiles
- Unas reacciones de calibrado adecuadas, lo cual exige:
 - a) Que el valor Q sea similar al Q de la reacción con Sm
 - b) Que el valor Q de la reacción se conozca con una precisión superior a la precisión en la masa del ^{144}Sm
 - c) Que las incertidumbres debidas a la cinemática de la reacción sean lo menores posible

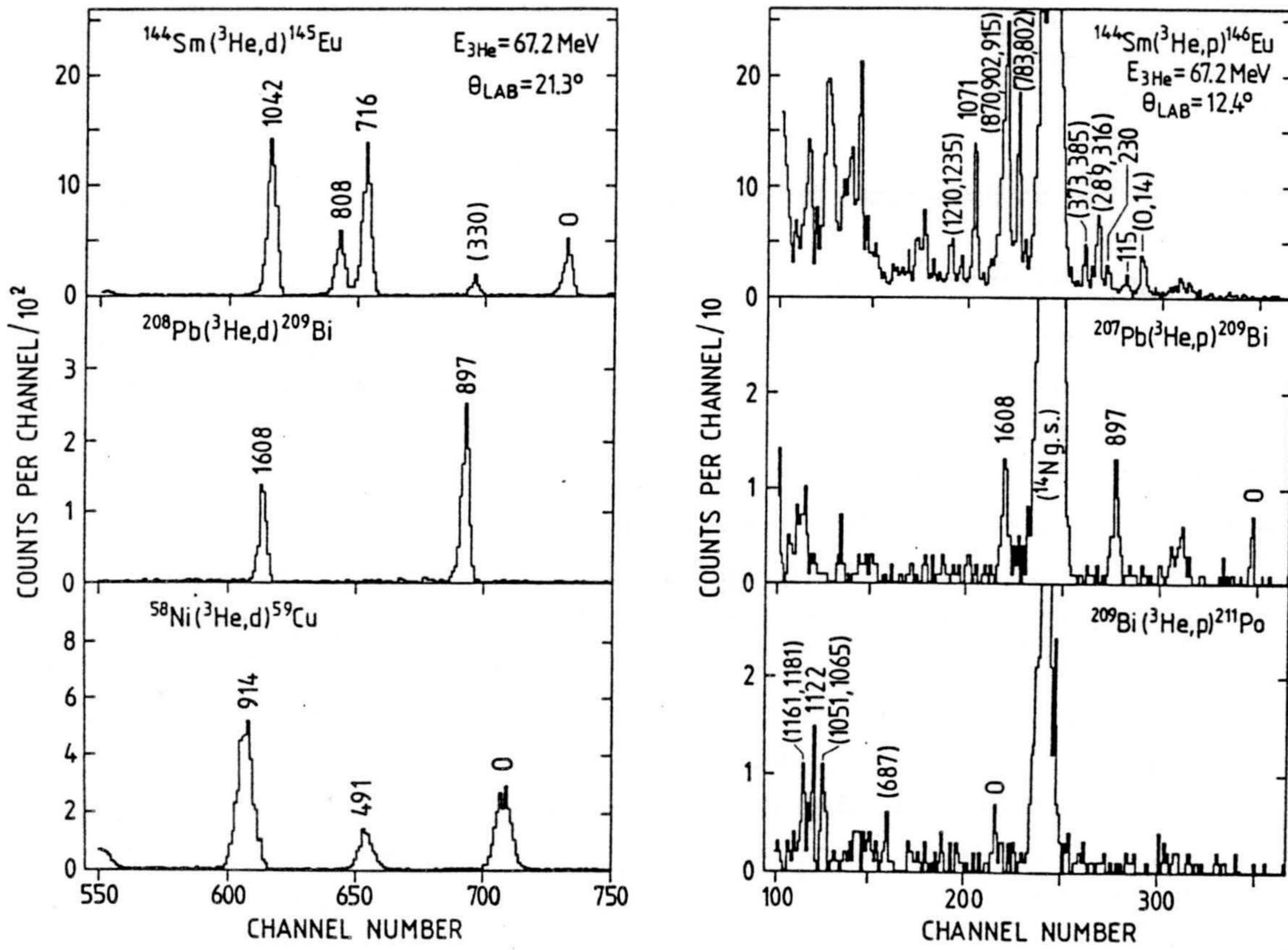


Fig. 22: Ejemplos de espectros de deuterones y de protones medidos con el espectrógrafo Big Karl, usados para determinar la masa de los núcleos ^{145}Eu y ^{146}Eu . Los picos cuyas energías de excitación se dan en paréntesis no se usaron en la calibración en energías del magneto-espectrógrafo.

d) Que el núcleo final tenga estados excitados con energías de excitación bien conocidas en el rango de energías del plano focal.

e) Que la separación de estos estados no sea menor que la resolución experimental.

f) Y que dichos estados tengan una buena sección eficaz para las reacción ($^3\text{He},d$)

Consideraciones similares se aplican a la reacción ($^3\text{He},p$).

Reacciones de Transferencia con Haces de ^3He

Las medidas se llevaron a cabo en el Instituto de Física Nuclear de Jülich. El haz de ^3He se aceleró en el ciclotrón isocrono de este instituto hasta una energía de 67.5 MeV. Los eyectiles se desviaron según su momento en el magneto espectrógrafo Big Karl, que consiste en dos cuadrupolos, dos dipolos y un tercer cuadrupolo enfrente al detector. Las características mas especiales del magneto espectrografo son, una dispersión grande y variable, bobinas para correcciones de segundo orden de los campos en los dipolos magneticos, y un plano focal perpendicular al eje óptico. Una descripción más detallada del aparato puede verse en (83Ma). Las partículas se detectaron en una camara de deriva multialámbrica (81At), con una superficie activa de $90 \times 7 \text{ cm}^2$ y una resolución superior a 0.25 mm. Para identificar las partículas se utilizó un centelleador de plástico de medio cm de grosor situado a unos 30 cm del plano focal. Para la adquisición de los datos se usó un ordenador VAX-11/780 (DEC). Los datos se registraron suceso a suceso, así como los espectros sencillos para su posterior análisis.

Para calibrar la reacción ($^3\text{He},d$) se usaron blancos autosoportables de ^{58}Ni y ^{208}Pb . Los correspondientes valores Q se conocen con una precisión de 1 y 2.4 keV respectivamente (tabla 4). Los primeros estados excitados de ^{59}Cu y ^{209}Bi se conocen con una precisión superior a un keV y aparecen en el plano focal con el mismo campo magnético que los primeros estados excitados en ^{145}Eu . Analogamente para calibrar la reacción ($^3\text{He},p$) se usaron blancos de ^{207}Pb y de ^{209}Bi . Los correspondientes valores Q y los errores asociados pueden verse en la tabla 4. En particular los errores en las reacciones con ^{208}Pb y ^{209}Bi se extrajeron directamente de los errores individuales de las masas mientras que para las reacciones con los blancos de ^{58}Ni y ^{207}Pb existen medidas experimentales de los valores Q (77Wa).

Los blancos de ^{207}Pb y ^{209}Bi y el de Sm se evaporaron sobre un soporte de C de $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. El grosor de los blancos fue del orden de $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$.

Se obtuvieron haces de ^3He , operando el sistema de transporte en el modo dispersivo, con intensidades típicas de 200 a 500 nA. El ángulo de aceptación del magnetoeléctrografo en dirección horizontal se redujo a ± 10 mrad, evitando así variaciones del ángulo efectivo debido a diferencias en las distribuciones angulares y a efectos cinemáticos debidos a las diferentes masas de los blancos, este último punto afecta mayormente a la resolución. Ejemplos de espectros para las dos reacciones con los diversos blancos se muestran en la fig. 22.

Con el fin de comprobar la estabilidad del haz de partículas incidentes, las medidas con el blanco de Sm se llevaron a cabo siempre precedidas y sucedidas por medidas con los blancos de calibrado.

Dos medidas independientes se llevaron a cabo para la reacción ($^3\text{He},d$) a 15.5 y 21.3 grados, y para cada una de ellas se midieron varias veces los espectros de ^{145}Eu así como los de ^{59}Cu y ^{209}Bi . Durante todo el tiempo que duró el experimento se mantuvieron las condiciones del magnetoeléctrografo estrictamente inalteradas.

Un cálculo cinemático sencillo mostró que los resultados son extremadamente sensibles al ángulo haz-magnetoeléctrografo. Una incertidumbre en el ángulo de 1 grado puede representar un error de hasta 10 keV en el valor Q deducido. Con el fin de evitar incertidumbres en un punto tan crucial, hemos realizado una medida extra para determinar con precisión el ángulo de colisión. Para ello hemos comparado las reacciones $^{208}\text{Pb}(^3\text{He},d)^{207}\text{Bi}$ y $^{12}\text{C}(^3\text{He},d)^{13}\text{N}$. Estas reacciones son cinemáticamente muy diferentes (fig. 23), mientras que en la reacción con el núcleo pesado de plomo la rigidez magnética no varía prácticamente con el ángulo de colisión, una variación de un grado disminuye el Bp de los deuterones en la reacción con C en un 1 por mil, es decir el pico correspondiente al estado fundamental de ^{13}N se mueve de un extremo al otro del plano focal. El punto en que ambos picos coinciden define unívocamente el ángulo de colisión. Con el fin de obtener una buena resolución en la reacción $^{12}\text{C}(^3\text{He},d)^{13}\text{N}$, el ángulo de aceptación horizontal se redujo a 2 mrad. Como para esta medida fue necesario otra configuración de los campos magnéticos, se hizo solamente antes y después del experimento. Se comprobó

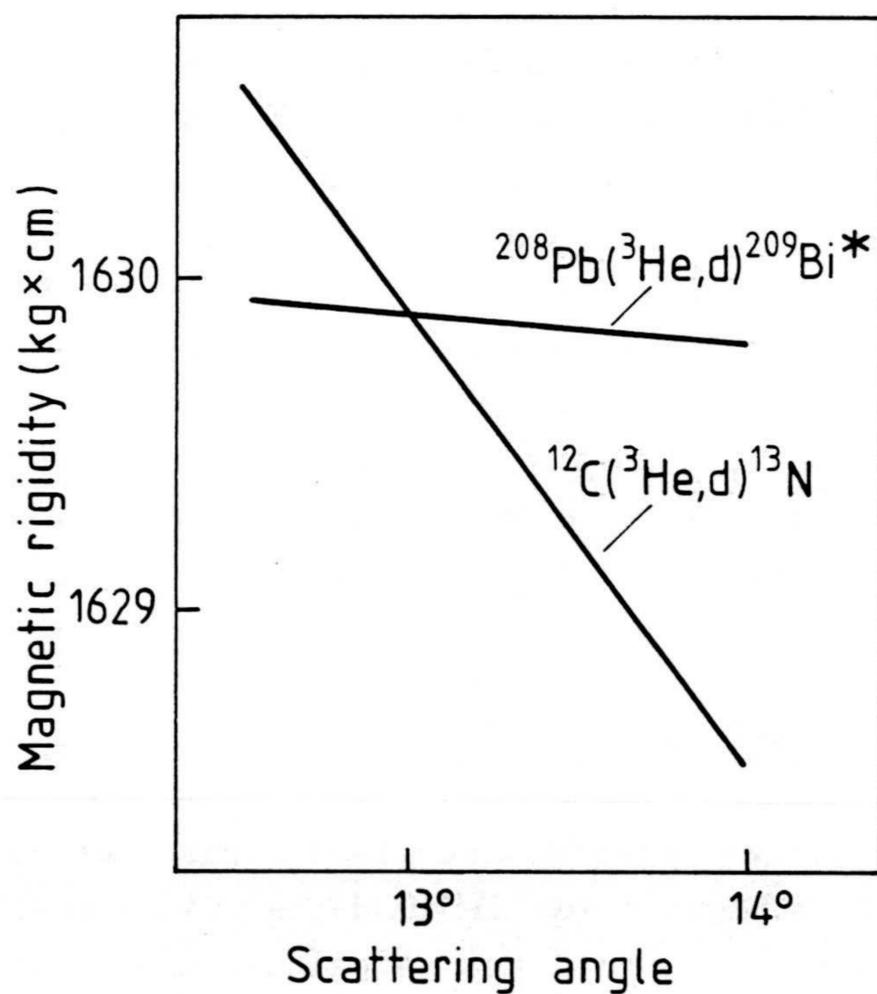


Fig. 23: Variación de la rigidez magnética con el ángulo de reacción de los deuterones provenientes de la reacción ($^3\text{He},d$) en blancos de ^{208}Pb y ^{12}C . El punto en que los picos correspondientes al estado fundamental en ^{13}N y al estado 3.118 MeV en ^{209}Bi coinciden en el plano focal, define el ángulo de colisión exactamente como $\theta = 13.0^\circ$.

que el ángulo no había variado. El error estimado en esta medida es de 0.1 grado. Analogamente en las medidas con la reacción ($^3\text{He},p$) que se llevaron a cabo inmediatamente después se repitió la medida del ángulo de colisión, esta vez haciendo coincidir los picos correspondientes al estado fundamental del ^{14}N y el estado a 1608 keV en ^{209}Bi .

Las resoluciones fueron de 15 keV para los deuterones y de 30 keV para los protones (FWHM). A pesar de que las secciones eficaces en la transferencia de dos nucleones fueron cerca de un orden de magnitud inferiores a las correspondientes a la transferencia de un protón, en los espectros de protones se acumuló suficiente estadística para identificar los picos correspondientes a varios estados excitados en Eu, Bi y Po. En particular el espectro del ^{146}Eu era prácticamente desconocido en reacciones de transferencia, mientras que un estudio muy detallado se ha hecho recientemente de su desexcitación gamma (82Er) que fue de vital importancia a la hora de identificar los picos en el espectro de protones. El presente trabajo no sólo sirvió para determinar la masa de este núcleo sino que fue también la primera confirmación experimental de la energía de excitación de los niveles en ^{146}Eu .

Análisis de los Datos y Resultados

El análisis de los espectros obtenidos se llevó a cabo con el mismo ordenador que se usó para la adquisición de los datos. El centroide de los picos de los deuterones y de los protones se calculó usando un programa de integración ajustando cada pico individual con una gaussiana y una cola exponencial. Este mismo programa ofrece la posibilidad de substraer el fondo lo cual fue necesario sólo en los espectros de protones.

En ambas reacciones los picos identificados en el plano focal proporcionaron suficiente información para obtener un calibrado B_p versus canal. O lo que es lo mismo energía de los deuterones versus canal. Para obtener este calibrado es necesario conocer los parámetros que determinan la cinemática de la reacción: masas inicial y final, ángulo de la reacción, energía del proyectil, energía de los picos en el espectro y naturalmente el centroide de los picos. La diferencia en energías entre un pico en el espectro de calibrado y un pico en el espectro de Eu, corregido a las energías perdidas en los blancos correspondientes, es una medida de la diferencia entre los dos valores Q. Este número es insensible al error indi-

vidual de las masas que integran el cálculo y el error se debe exclusivamente a causas experimentales concretas.

En la práctica, todos los cálculos cinemáticos se hicieron usando un programa BKDAP (81Hu) que calcula directamente las energías de excitación de los estados finales. Las energías calculadas para los cuatro estados de partícula bien conocidos en el ^{145}Eu a 0, 716, 808 y 1042 keV usando como calibrado los picos correspondientes a los estados en ^{209}Bi y ^{59}Cu que se indican en la fig. 22 y las masas recopiladas en (77Wa), resultaron 59(4) keV menores que los valores conocidos experimentalmente, lo cual exige una corrección de +59(4) keV en el valor Q de la reacción o lo que es lo mismo un corrección de +59(4) keV en la energía de separación de un protón del ^{145}Eu .

Los resultados de nuestras medidas actualizados a la nueva recopilación de masas (83Wa) se muestran en la tabla 5. Las columnas $Q - Q_{\text{cal}}$ contienen errores debidos exclusivamente al presente experimento, en los que hemos considerado la calidad de la curva de calibrado (entre 1 y 3 keV), un error posible de 0.1 grados en la medida del ángulo de colisión, que corresponde a un error de 1 keV en el valor Q, y un error de 1 keV correspondiente a una incertidumbre de 0.5 MeV en la energía del haz incidente. La energía perdida por los proyectiles en el blanco se incluyó en los cálculos cinemáticos y el error asociado es despreciable.

Finalmente el valor del exceso de masa del estado fundamental del ^{145}Eu , usando $M(^{144}\text{Sm}) = -81974 (4) \text{ keV}$ (83Wa) es

$$M(^{145}\text{Eu}) = -78005 (5) \text{ keV}$$

Nuestro valor difiere de los valores obtenidos en medidas de Q_{EC} de las referencias (67Hi) y (68Ad) en 91(40) y 55(16) keV (la recopilación de masas de 1977 usó estos dos valores como input para la masa del ^{145}Eu) y está de acuerdo con una medida posterior a este trabajo también basada en decaimiento beta (83Sc). Durante la realización de este trabajo se llevó a cabo una medida independiente con la misma reacción en la Universidad Técnica de München. El valor obtenido (82Sc) actualizado a la nueva recopilación de masas es $M(^{145}\text{Eu}) = -77996 (6)$ que está de acuerdo con nuestro resultado.

Analogamente para el calibrado del espectro de protones se usaron los estados a 0, 897 y 1608 keV en ^{209}Bi . La función de calibrado obtenida se comprobó con los estados a 0 y 1122 keV en ^{211}Po . El resultado obtenido fue $Q(^{144}\text{Sm}(^3\text{He},p)^{146}\text{Eu}) = -2797 (12) \text{ keV}$. En este caso la contribución mayor al error proviene de la curva de calibrado, 11 keV, también se consideraron contribuciones al error de 3 keV por la incertidumbre en el ángulo, 3 keV por la incertidumbre en la energía y de 3 keV en el valor Q de la reacción $^{207}\text{Pb}(^3\text{He},p)^{209}\text{Bi}$. De aquí se deduce un valor para el exceso de masa del ^{146}Eu de

$$M(^{146}\text{Eu}) = -77129 (13) \text{ keV}$$

que está de acuerdo con (77Wa).

En general podemos decir que los resultados obtenidos en las medidas de estas dos masas están de acuerdo con lo que esperábamos. La masa del ^{145}Eu es efectivamente menor que el valor reportado en la ref. (77Wa). El error que habíamos estimado era de unos 100 keV mientras que el valor experimental es un poco menor, 59 keV. Las importantes consecuencias de este resultado se verán en el capítulo de discusión. De acuerdo a lo que esperábamos nuestras reacciones de transferencia han confirmado el valor de la masa del ^{146}Eu , basado previamente en valores Q de decaimiento beta y alfa. Y hemos confirmado el esquema de niveles del ^{146}Eu , conocido previamente sólo a través de trabajos gamma. Esta segunda masa es también muy importante para estudios espectroscópicos en la región del ^{146}Gd como veremos en el capítulo de discusión.

B6. MEDIDA DE LA MASA DEL ^{147}Gd CON EL BLANCO RADIOACTIVO ^{148}Gd

Introducción y Situación Previa Experimental.

Es una idea básica en el modelo de capas que su aplicabilidad se reduce a regiones de núcleos con forma estable, lo cual implica que las excitaciones nucleónicas son constantes o varían levemente al pasar de un

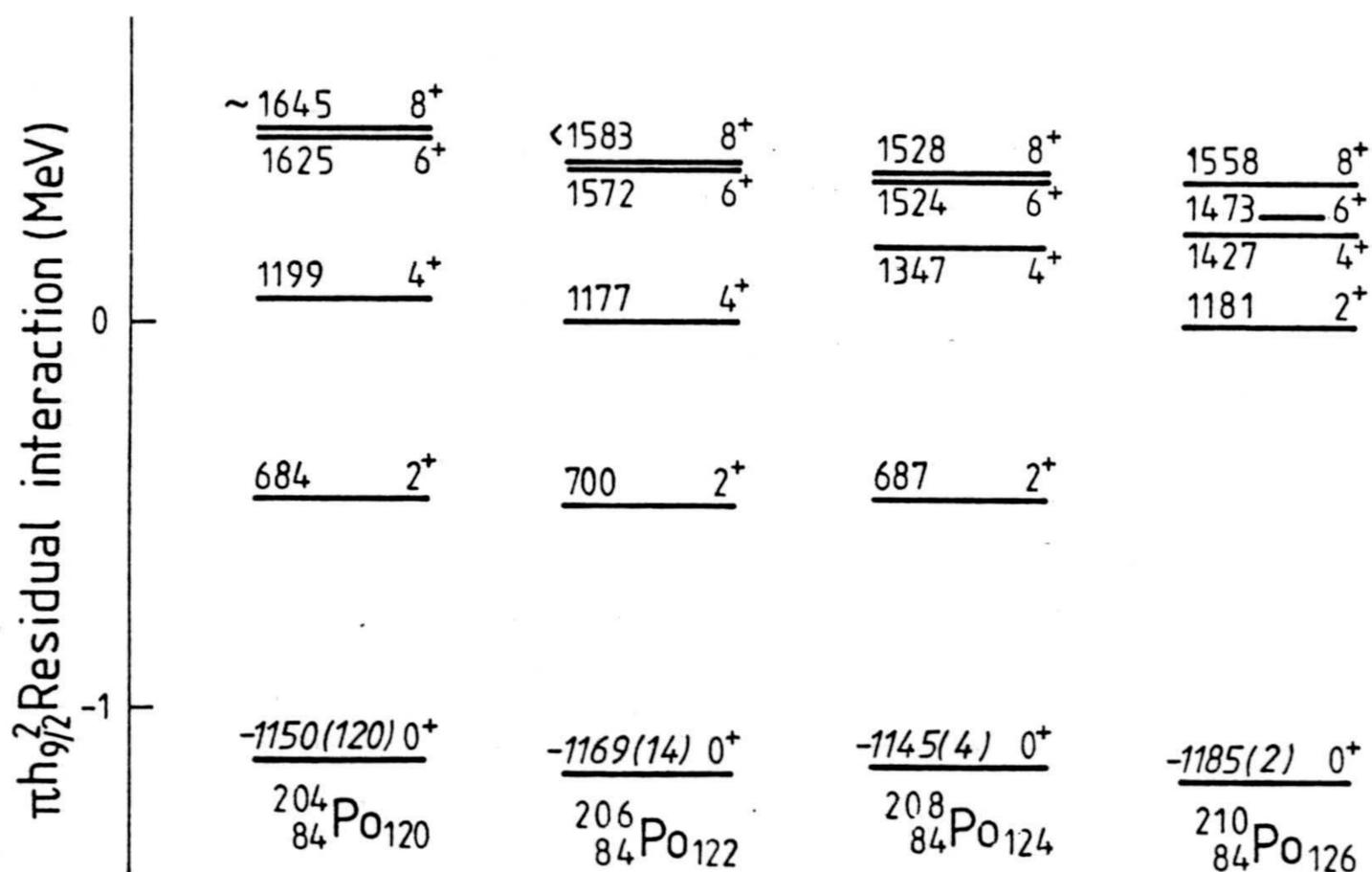


Fig. 24: Valores de las interacciones residuales para los dos protones $h_{9/2}$ en los isótopos del Po con un número par de neutrones. Las interacciones están definidas como:

$$V_{\text{res}}(\pi h_{9/2}^2)_I = E_I - \{S_{p,\text{Po}} - S_{p,\text{Bi}}\}$$

donde las energías de separación de un protón se han tomado de la recopilación de masas de 1983 (83Wa). Los valores indicados corresponden a la energía de excitación E_I , excepto para los estados fundamentales en los que se da la energía de interacción explícitamente. Los datos han sido tomados de las siguientes referencias: ^{204}Po : H.R.Schmorak, NDS 27 (1979) 581; ^{206}Po : I.Bergström et al. AFI Stckholm, Annual Report 1979, p. 119; ^{208}Po : I.Bergström et al. Z.Phys. A287 (1978) 219 y O.Dragoun et al., Nucl. Phys. A391 (1982) 29; ^{210}Po : Lederer, Table of Isotopes, 1978.

núcleo a núcleos vecinos. En particular se espera que la interacción residual nucleón-nucleón varíe lentamente con el número másico. Esto se puede comprobar en la región del plomo donde el gap de energías tanto para protones como para neutrones garantizan una forma esférica estable. Un ejemplo puede verse en la figura 24 donde se muestra las interacciones residuales para los estados de dos protones en la capa $h_{9/2}$ en los isótopos de Po desde $N = 120$ hasta $N = 126$ neutrones. Nótese que mientras las interacciones relativas de los cuatro miembros de los multipletes se obtienen directamente de las energías de excitación, para obtener las interacciones absolutas deben considerarse las masas de los tres núcleos con dos, uno y cero protones de valencia en la capa $h_{9/2}$ (y el número de neutrones apropiado):

$$V_{\text{res}} (\pi h_{9/2}^2)_I = E_I + (M_{\text{Po}} - 2M_{\text{Bi}} + M_{\text{Pb}}) = E_I - (S_{p,\text{Po}} - S_{p,\text{Bi}})$$

En efecto la interacción residual para el miembro de máximo alineamiento 8^+ permanece constante dentro de 100 keV mientras que otros miembros que también contienen neutrones en las capas $3p_{3/2}$, $2f_{5/2}$ y $3p_{1/2}$ presentan consecuentemente un comportamiento más irregular.

Como ya hemos comentado en el capítulo de introducción, múltiples trabajos, incluyendo el presente han demostrado que la región del ^{146}Gd es especialmente apropiada para aplicar el modelo de capas. Por tanto uno espera que las interacciones nucleón-nucleón permanezcan constantes en esta región. Un ejemplo de excitaciones con configuración neutrón-neutrón se encuentra en los isótonos $N = 84$. La serie de espectros j^2 de la configuración $\nu f_{7/2}^2$ se conoce en la actualidad desde el ^{144}Nd hasta el ^{152}Yb como se muestra en la figura 25. La regularidad en la energía de excitación se debe probablemente al efecto combinado de la capa cerrada de neutrones a $N = 82$ y al carácter aislado del orbital $f_{7/2}$, a un MeV del próximo orbital de partícula $i_{13/2}$. La no interferencia de las configuraciones de protón $\pi d_{5/2}^{-1} g_{7/2}^{-1}$ en los isótonos con $Z < 64$ está garantizada por la observación de dichos estados a 2.2 y 2.3 MeV en los correspondientes isótopos con $N = 82$ (^{78}Le), análogamente los estados 6^+ de la configuración $\pi h_{11/2}^2$ en ^{148}Dy y ^{150}Er a 2.7 y 2.6 MeV respectivamente (^{80}Da) y (^{84}Ch) aseguran la pureza de los estados 6^+ en los isótonos con $Z > 64$. Consecuentemente uno espera que las interacciones residuales en los isótonos $N = 84$ definidas como:

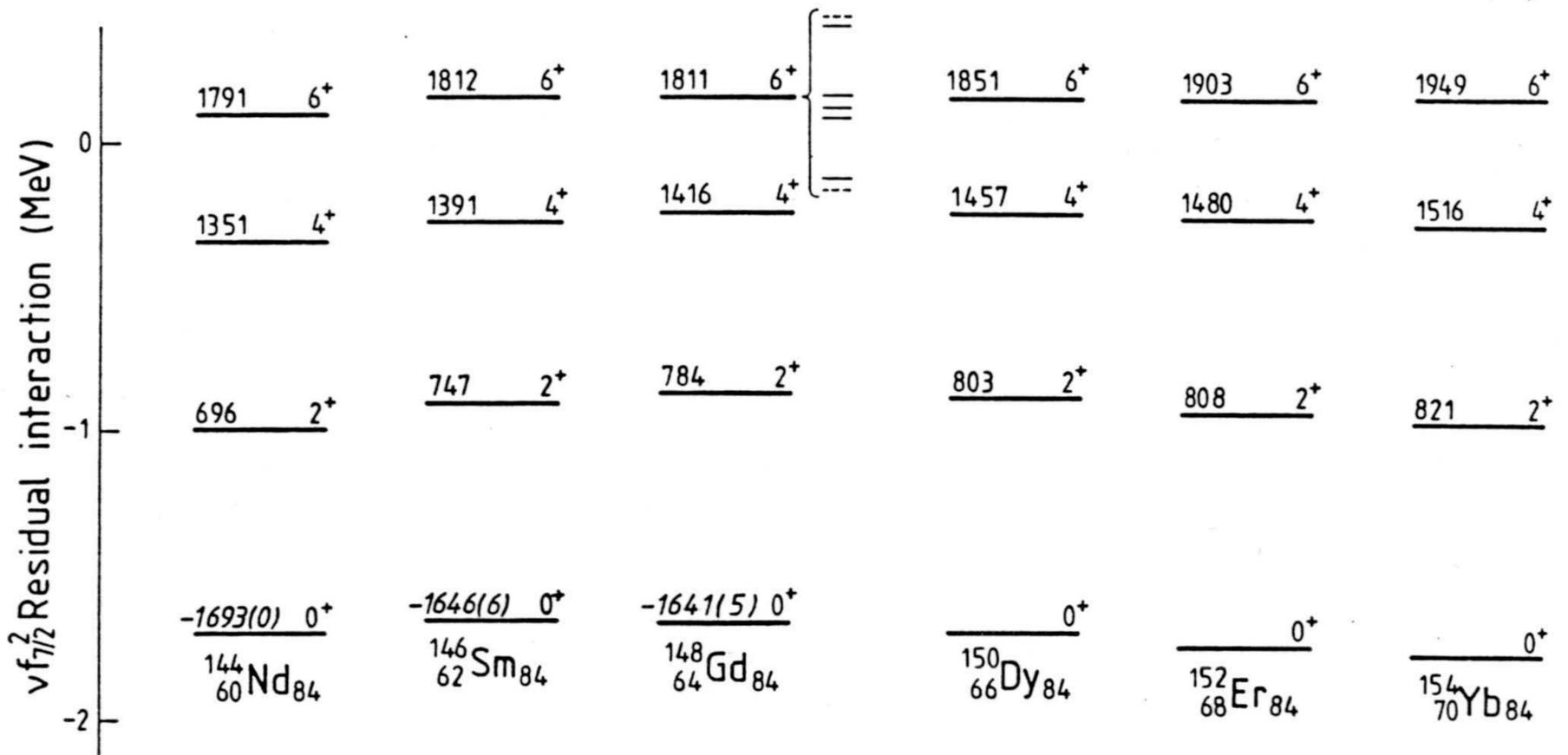


Fig. 25: Espectros $v f_{7/2}^2$ en los isótonos $N = 84$. Las interacciones residuales se muestran para los núcleos de Nd, Sm y Gd en los que las correspondientes energías de separación se conocen experimentalmente.

$$V_{\text{res}}(v f_{7/2}^2) = E_I - \{S_{n,84} - S_{n,83}\}$$

Para los isótonos de Nd y Sm se han usado las energías de separación de (83Wa), mientras que para el ^{148}Gd hemos usado el $S_n(^{148}\text{Gd})$ que se obtiene el presente análisis y el $S_{2n}(^{148}\text{Gd})$ según el apéndice 1. Los valores obtenidos para la energía de interacción del miembro de máximo alineamiento 6^+ usando las masas de la tabla 6 se indican dentro de un corchete. Para mostrar la sistemática en los núcleos de Dy, Er y Yb se supuso una energía constante para el nivel 6^+ . Los datos se han tomado de las referencias: ^{144}Nd a ^{150}Dy : Lederer, Table of Isotopes 1978; ^{152}Er : G.Bastin et al., Nucl. Phys. A345 (1980) 302; ^{154}Yb : G.E.Rathke, Proc. Winter School on Nucl. Phys. Bormio 1984, p.53.

$$V_{\text{res}} (\nu f_{7/2}^2)_I = E_I + (M_{82} - 2M_{83} + M_{84}) = E_I - (S_{n,84} - S_{n,83})$$

sean constantes. Esto se comprueba en los núcleos de ^{144}Nd y ^{146}Sm en los que las masas relativas de los correspondientes isótopos con $N = 82, 83$ y 84 se conocen con un error inferior a un keV en el Nd y de 6 keV en el Sm. Efectivamente las energías de interacción residuales para los cuatro miembros del multiplete $\nu f_{7/2}^2$ difieren en menos de 100 keV y viceversa, uno puede concluir que las nueve masas que se incluyen en el cálculo están correctas. Las energías de excitación de los cuatro estados $\nu f_{7/2}^2$ en ^{148}Gd son muy similares a las de los dos isótonos más ligeros, sin embargo el conocimiento de las masas es bastante insatisfactorio en este caso. De las tres masas necesarias para calcular la interacción residual, dos de ellas se conocen bien experimentalmente: la masa del ^{148}Gd se conoce a través de su decaimiento alfa al núcleo estable ^{144}Sm (83Wa) y la masa del ^{146}Gd ha captado el interés de cuatro grupos que han llevado a cabo experimentos de transferencia con los resultados que se dan en la tabla 12 (ver apéndice 1). Sin embargo, la situación experimental previa a este trabajo de la masa del ^{147}Gd , que entra con un factor dos en el cálculo de la interacción residual, es bastante más compleja. En efecto, como se resume en la tabla 6, existen numerosos trabajos experimentales con resultados bastante diferentes que pasamos a comentar brevemente. Anteriormente a la recopilación de masas de 1977 (77Wa) existen dos medidas de decaimiento beta en las que también se determinaron el valor Q de la reacción, y consecuentemente la masa relativa al ^{147}Eu . Estas dos medidas que reportan un error de 16 y 25 keV respectivamente difieren sin embargo en 108 keV. La recopilación de (77Wa) basa el valor de la masa del ^{147}Gd en el segundo resultado (pese a tener un error mayor). En 1979 y 1984 se publicaron otras dos medidas de Q_β pero basadas en técnicas diferentes. Mientras que la primera utiliza el método clásico de extrapolación para obtener el punto final de coincidencia de los positrones con la radiación gamma (energía del punto cero), en la segunda se midió el cociente EC/β^+ , para el que existen cálculos teóricos dependientes de Q (71Go). Ambos resultados están de acuerdo con el antiguo valor Q medido en 1965. En 1979 se midió el valor Q de la reacción $^{144}\text{Sm}(^{12}\text{C}, ^9\text{Be})^{147}\text{Gd}$. El valor de la masa del ^{147}Gd que se obtiene de este trabajo difiere del entonces valor adoptado en 270 keV y en unos 140 keV de los trabajos en decaimiento β . Finalmente la masa adoptada en la última recopilación de masas (83Wa) se aparta bastante del valor medio experimental. Los valores correspondientes de la energía de interacción residual del estado 6^+ en ^{148}Gd se mues-

tran en la fig. 25, donde los dos extremos corresponden a los valores tabulados (77Wa) y (83Wa). En la tabla 6 se dan estos valores explícitamente junto a los valores experimentales de la masa del ^{147}Gd . En particular el valor adoptado en (83Wa) da una interacción repulsiva de 446 keV, lo cual supera el valor esperado para el miembro de máximo alineamiento de una configuración νj^2 y es tres veces mayor que la repulsión en los isótonos vecinos de Nd y Sm.

Como ya hemos mencionado, en la referencia (83B1) se calculan las masas de los isótonos de Eu, Tb, Dy, Ho y Er con $N = 82$ y $N = 83$ usando un análisis amplio de varios estados yrast y las masas conocidas de los isótonos de Sm y Gd. En este trabajo se usó como parámetro la masa del ^{147}Gd que se obtiene de la reacción de transferencia (80Pa) y que hoy sospechamos que puede estar equivocada. En el formalismo matemático de (83B1) se usan 14 ecuaciones cuatro de las cuales son las masas de los isótonos de Sm y Gd que sirvieron de "input" y las masas de los dos isótopos de Eu con un intervalo de variación de 1 MeV. Nosotros hemos medido las masas de estos dos isótopos que ahora podemos incluir en el cálculo con el correspondiente error experimental (que es entonces el único intervalo de variación), y sin embargo dejar el ^{147}Gd como parámetro libre. De este cálculo se obtiene un valor para la masa del ^{147}Gd de $-75380 (34)$ keV, que esta de acuerdo con los valores presentados en los trabajos de decaimiento beta excepto en el de ref. (69Ad) (ver tabla 6). Era por tanto interesante medir la masa del núcleo ^{147}Gd con un método que evite errores sistemáticos. Además la masa del ^{147}Gd es de vital importancia en el análisis de las excitaciones en la región del ^{146}Gd y en particular para calcular el gap de neutrones a $N = 82$.

Todo esto ha motivado nuestro trabajo en la medida de la masa del ^{147}Gd usando tres reacciones de pick-up con iones ligeros: $^{148}\text{Gd}(p,d)$, (d,t) y $(^3\text{He},\alpha)$. Lo cual ha sido posible sólo gracias a la construcción reciente del blanco radioactivo alfa ^{148}Gd . Dado el carácter especial de este blanco, damos a continuación una breve descripción del proceso de construcción.

El Blanco Radioactivo ^{148}Gd ($T_{1/2} = 75$ a)

Experimentos con reacciones nucleares en los que las partículas resultantes pueden ser focalizadas y transportadas a un detector pueden reali-

zarse con blancos consistentes en en pocos μg de material. En los últimos años ha sido posible conseguir pequeñas cantidades de materiales radioactivos ampliando las posibilidades experimentales en el campo de las reacciones nucleares. La construcción reciente de cuatro blancos de ^{148}Gd ha contribuido grandemente al progreso experimental en la región del ^{146}Gd . El ^{148}Gd se encuentra en una posición estratégica en la tabla de núclidos, no sólo por el acceso que proporciona a los núcleos vecinos sino también por la ausencia de núcleos estables en esta región. Experimentos como la medida de la masa del ^{146}Gd usando transferencia con iones ligeros (83F1) y (85Man), la medida de los estados de partícula del ^{149}Tb (83De) y ^{147}Gd (85Mas), así como el presente trabajo sobre la masa del ^{147}Gd son ejemplos de la importancia de este blanco.

El material inicial de ^{148}Gd se produjo por espalación de Tántalo por protones en el Isotope Production Facility de Los Alamos Meson Physics Facility. El blanco consistió en tres planchas de Ta de $80 \times 80 \times 3.2 \text{ mm}^3$ colocadas en batería. Este blanco recibió una irradiación total de protones de 1.5 a $3 \times 10^5 \mu\text{A} \times \text{h}$ durante un periodo de cuatro meses que terminó en Noviembre 1980. La energía de los protones producida en el LAMPF es de ~ 750 MeV, pero la energía en el blanco estuvo degradada por una cantidad indeterminada debido a otros experimentos realizados con el haz antes de llegar a las láminas de Ta. Una primera separación de los elementos constituyentes de la fracción que contenía Hf y los lantánidos se llevó a cabo en LA Medical Radioisotope Research Laboratory. La porción de Gd disuelta en una solución ácida contuvo $\sim 170 \mu\text{g}$ de ^{148}Gd y contaminantes de Eu, Sm, y Tb, de estos los dos primeros se produjeron a través del decaimiento beta. Este fragmento fue transportado a LLNL donde la fracción de Gd se purificó usando métodos químicos estandarizados, la fracción de Gd resultante contuvo $\sim 132 \mu\text{g}$ de ^{148}Gd . Las muestras para el separador de masas se prepararon mediante deposición electrolítica en 8 láminas de Wolframio ($10 \text{ mm} \times 2 \text{ mm} \times 0.03 \text{ mm}$) que actuó como cátodo. La cantidad total de ^{148}Gd fue de $99 \mu\text{g}$. Los blancos de ^{148}Gd se prepararon colectando el haz de ^{148}Gd del separador de masas de LLNL en folios de $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de carbono. Cada blanco contuvo $0.9 \mu\text{g}$ de ^{148}Gd depositado en un área de 2 a 5 mm^2 . Se prepararon en total cuatro blancos y la cantidad de ^{148}Gd fue de 3 a $4 \mu\text{g}$, es decir 2.1% del material original.

Las Reacciones de Transferencia (p,d), (d,t) y ($^3\text{He},\alpha$) en ^{148}Gd

Con el fin de obtener la masa del ^{147}Gd , hemos medido los valores Q de las reacciones de pick-up (p,d), (d,t) y ($^3\text{He},\alpha$) comparándolas con reacciones de calibrado con un valor Q conocido. Cada medida consistió en varios espectros de ^{147}Gd y varios espectros de calibrado acumulados antes y después de los de ^{147}Gd . Las reacciones de calibrado se escogieron de forma similar a la explicada en la pag. 48.

En primer lugar se llevaron a cabo medidas de pick-up de un neutron con deuterones de 25 MeV acelerados en el ciclotrón isocrono de Jülich; un haz de unos 200 nA de intensidad se hizo incidir sobre blancos de ^{208}Pb , ^{148}Sm , ^{144}Sm y ^{148}Gd , los tres primeros sin soporte de carbono. Análogamente a los experimentos descritos en el apartado B5, los eyectiles se separaron según su momento en el magneto espectrógrafo Big Karl, y se detectaron en el plano focal con una cámara multialambrica de deriva. Para discriminar los deuterones del fondo de protones (otras partículas no se detectaron con intensidad apreciable) se utilizaron un detector gaseoso y un centelleador delgado a unos pocos cm de distancia de la cámara. Se llevaron a cabo dos medidas manteniendo el magneto espectrógrafo a 20 grados respecto a la dirección del haz. Las dos medidas correspondientes a dos configuraciones diferentes de campos magnéticos cubrieron un rango de energías de los deuterones de unos 3.5 MeV. La primera región conteniendo desde el estado fundamental del ^{147}Gd hasta unos 1.3 MeV en energía de excitación se calibró con blancos de ^{208}Pb y ^{148}Sm , mientras que en la segunda que cubrió un rango de 1.2 a 2.9 MeV se calibró con blancos de ^{144}Sm y ^{208}Pb . Las energías de separación de un neutrón (y por tanto el Q de la reacción) del ^{208}Pb y del ^{148}Sm se conocen a través de experimentos (n, γ) con una precisión de 0.1 y 0.6 keV respectivamente (83Wa), además el pico correspondiente al estado $13/2^+$ en ^{207}Pb , fuertemente poblado en esta reacción, se detectó en el plano focal a tan sólo 14 keV del correspondiente al estado fundamental en ^{147}Gd . El calibrado con el espectro de ^{147}Sm tuvo la ventaja de eliminar cualquier error basado en efectos cinemáticos. Ejemplos de espectros en el rango de energías mas bajas puede verse en la fig. 26. En la segunda medida, donde se identificaron cinco picos en el espectro de ^{147}Gd , el estado fundamental y los tres primeros estados excitados del ^{143}Sm dieron un calibrado en energías excelente a lo largo del plano focal. Sin embargo la energía de separación de un neutron no se ha medido directamente y el valor relativo de las masas de ^{144}Sm y

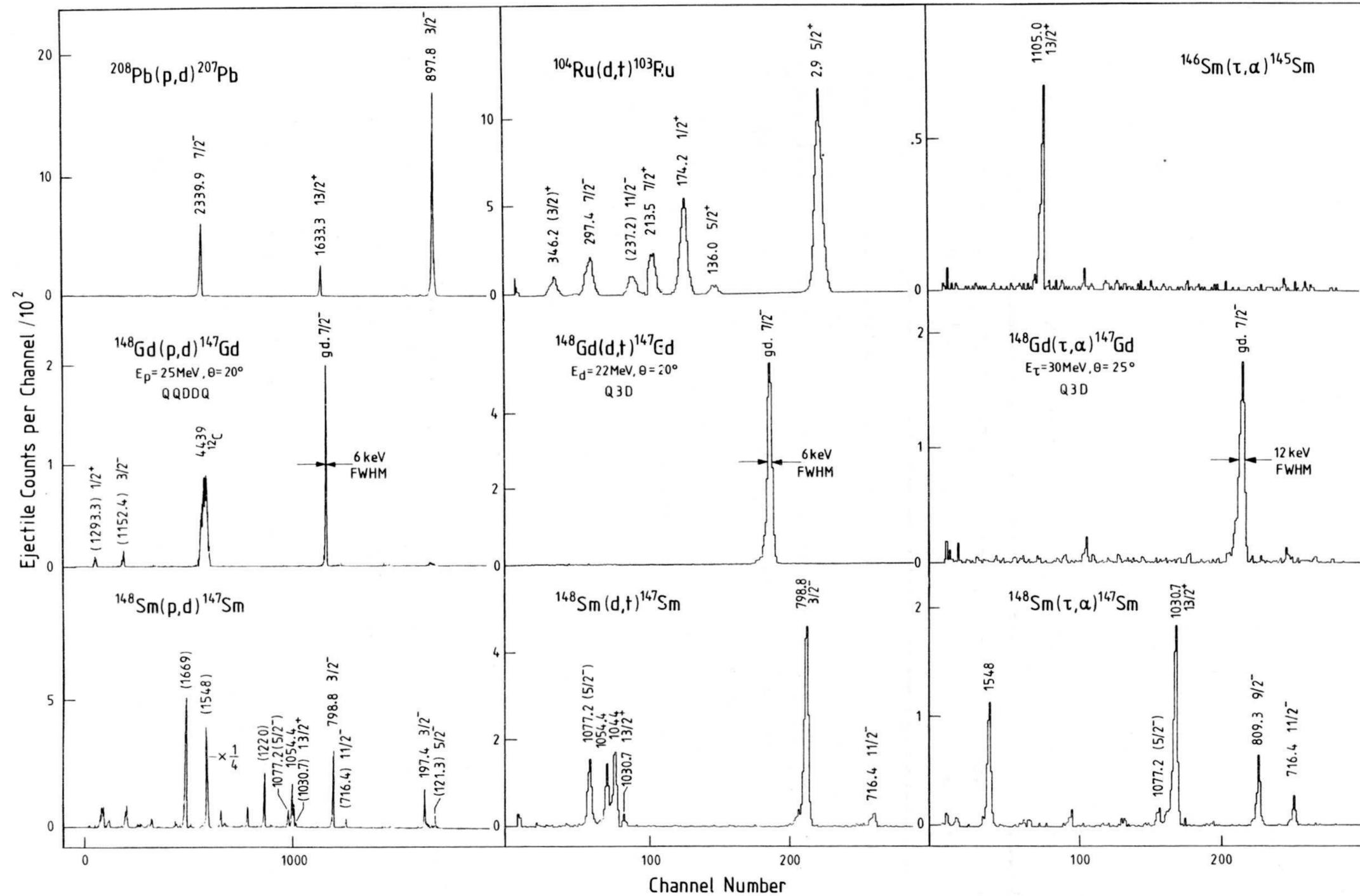


Fig. 26: Ejemplos de espectros obtenidos en las reacciones (p,d), (d,t) y ($^3\text{He},\alpha$) con el blanco radioactivo de ^{148}Gd (en el medio) y con los blancos usados para el calibrado en energías del espectrógrafo (parte superior e inferior de la figura). Los picos cuyas energías de excitación están dadas en paréntesis no se usaron en la calibración; las energías dadas con una precisión superior a un keV se conocen de trabajos gamma. Los datos se han tomado de la tabla de isótopos de Lederer (1978) excepto para el ^{103}Ru : H.Seyfarth et al., IKP Jülich, Annual Report 1984 (ISSN 0170-8937) p.99 y comunicación privada, y para el ^{147}Sm : M.Piiperinen et al. IKP Jülich, Annual Report 1979 (ISSN 0170-8937), p.55 y el presente trabajo.

^{143}Sm conlleva un error de 10 keV. También se utilizó como calibrado el blanco de ^{208}Pb . En el espectro de ^{207}Pb se identificaron cinco picos cuyas energías se conocen a través de espectroscopía gamma.

Las medidas del valor Q con la reacción (d,t) se llevaron a cabo de forma similar. Los deuterones fueron acelerados en el tandem de la Universidad Técnica de München que proporcionó un haz de 1.8 μA . Los productos de la reacción se analizaron con el espectrografo magnético Q3D. Los deuterones se detectaron en una cámara multialambrica proporcional, usándose para la identificación de las partículas dos detectores de plástico. Una primera medida se realizó a 20 grados usando como calibrado los blancos de ^{104}Ru y ^{148}Sm . La energía de separación de un neutrón en ^{104}Ru se obtuvo a partir de las masas individuales que dan un error de 6 keV. En otra medida a 30 grados se usó como calibrado el ^{148}Sm .

Finalmente en el mismo Tandem se aceleraron haces de ^3He ($I = 600 \text{ nA}$) a 30 MeV. La reacción $^{148}\text{Gd}(^3\text{He},\alpha)^{147}\text{Gd}$ se calibró con las correspondientes reacciones en los blancos de ^{148}Sm y ^{146}Sm . Este último blanco que también es radioactivo ($T_{1/2} = 7 \times 10^7 \text{ a}$) se obtuvo siguiendo un proceso de fabricación similar al de ^{148}Gd . La energía de separación de un neutrón de ^{146}Sm que se obtiene directamente de las masas tiene un error de 6 keV.

Ejemplos de los espectros obtenidos en las tres reacciones se muestran en la fig. 26, en el centro se muestran los espectros de ^{147}Gd , arriba y abajo se muestran espectros de calibrado. Las energías de los estados identificados se obtuvieron de las referencias escritas al pié de la figura. Las resoluciones en los espectros de Gd fueron de 6 keV para los deuterones y los tritones y de 12 para las partículas alfa.

Análisis de los Datos y Resultados

El análisis de los datos se hizo de forma idéntica a la descrita en el capítulo B5. El primer experimento analizado fue el correspondiente a la reacción (p,d) ya que fue este el que abarcó un mayor rango de energías. Para calibrar los espectros se usaron energías conocidas a través de trabajos gamma. Una excepción fue el nivel observado por primera vez en este experimento en ^{147}Sm a 1044 keV cuya energía se obtuvo en (p,d) y se usó para calibrar el espectrógrafo en (d,t).

En total se hicieron 7 medidas diferentes cuyos resultados se resumen en la tabla 7. La diferencia entre el valor Q con el blanco de calibrado y con el blanco de Gd resume nuestro resultado experimental y es independiente del valor de las masas usadas. El error dado se debe exclusivamente a errores en el presente experimento. Paralelamente damos los valores correspondientes para la energía de separación de un neutrón en ^{148}Gd que adicionalmente contienen los errores en los valores Q de calibrado según la recopilación de masas de 1983 (83Wa). La comparación de los diferentes S_n junto con los errores asociados dan una idea de la consistencia de las medidas. En la tabla 8 damos una lista de los diferentes errores que contribuyen al error de la tabla 7: en la primera fila damos el error asociado a la función de calibrado, este error incluye reproducibilidad de los resultados, cualidad de la función de calibrado y errores estadísticos (que en cualquier caso fueron despreciables). Los grosores de los blancos de ^{148}Gd y ^{146}Sm se conocen sólo en un 40% mientras que el resto en un 10%, el correspondiente error en las diferencias de energías perdidas al atravesar el blanco se muestran en la fila II. La incertidumbre en el ángulo de la reacción se tomó como un grado. Como puede verse en la columna III, el error asociado a esta incertidumbre no es tan crucial como en la reacción ($^3\text{He},d$). El error tabulado en la fila III también incluye contribuciones debidas a la distribución angular del eyectil, el error asociado a este efecto es bastante pequeño debido a que se hicieron medidas a varios ángulos y se usaron para calibrar el espectrógrafo picos correspondientes a diferentes L transferidos. La incertidumbre en la energía de los proyectiles, característica de cada lugar de medida y que se estimó como máximo 0.5 MeV en el ciclotrón y 0.2 MeV en el tandem, dan lugar a los errores en la fila IV. Finalmente en la fila V se da el error total para cada medida, que corresponde al error en la diferencia de valores Q en la tabla 7. Merece la pena resaltar que el error asociado a la incertidumbre en el grosor del blanco, aumenta según aumenta la masa de los iones, esto se pone en evidencia en la tabla 8 y es una de las principales razones de que hayamos insistido en medir estas masas con iones ligeros. Por otro lado, como también se ve en la tabla 8 los errores asociados al ángulo de colisión y a la energía del haz, cobran importancia cuando los blancos de las reacciones que se comparan difieren marcadamente en la masa, como ocurre en el calibrado con el blanco de Pb, y viceversa los errores de las filas III y IV, se anulan prácticamente cuando se usa el blanco de ^{148}Sm .

Combinando los resultados de las siete medidas "pesados" con los errores asociados obtenemos:

$$S_n(^{148}\text{Gd}) = 8983 (1) \text{ keV}$$

que combinado con el valor de la masa del $^{148}\text{Gd} = -76278 (4) \text{ keV}$ (83Wa) da:

$$M(^{147}\text{Gd}) = -75366 (4) \text{ keV}$$

El valor obtenido para la masa del ^{147}Gd difiere de los valores adoptados en las recopilaciones de (77Wa) y (83Wa) en aproximadamente 150 keV pero en direcciones opuestas. Nuestros resultados estan de acuerdo con algunas medidas Q_β (ver tabla 6), pero difiere en 124 (30) keV del resultado de la medida del valor Q de la reaccion $^{144}\text{Sm}(^{12}\text{C}, ^9\text{Be})^{147}\text{Gd}$. Sin embargo, una medida de este valor Q posterior a este trabajo se acerca mucho más a nuestros resultados (84Be). Finalmente podemos comentar que este resultado está en un acuerdo total con el cálculo de esta masa usando las ecuaciones de (83B1) y las nuevas masas de los dos isótopos de Eu según se explicó en la introducción a este capítulo.

C. DISCUSION

C1. INTRODUCCION

A continuación pasamos a discutir los resultados obtenidos en los experimentos descritos en el apartado B. La discusión sigue una secuencia muy similar a la de los experimentos ya que, como vamos a explicar a continuación, y sucede a menudo en física experimental, los resultados obtenidos sugirieron la realización de nuevas medidas. En primer lugar discutiremos los estados excitados del ^{145}Eu , partiendo de los estados de una partícula, que se encuentran a mas baja energía, a continuación estados de hueco o partícula acoplados a vibraciones del core, en este apartado discutiremos brevemente el núcleo ^{147}Tb pues de aquí podemos extraer un valor empírico del elemento de matriz que describe la interacción partícula-octupolo que utilizamos en nuestro análisis. Finalmente y en relación con el espectro de niveles del ^{145}Eu discutiremos los estados yrast con señoría 3. En relación con este tipo de excitaciones explicaremos con un poco mas de detalle un modelo semiempírico que relaciona las excitaciones en los núcleos con las masas de los estados fundamentales. De aquí extraemos una indicación de que el valor adoptado en la tabla de masas de 1977 (77Wa) para el ^{145}Eu , estaba equivocado. También discutiremos el valor esperado según este tipo de análisis para la masa del estado fundamental del ^{147}Gd . Finalmente usaremos un análisis más general (83B1), en el que utilizaremos las tres masas medidas en este trabajo junto con otras masas y valores Q_α para obtener las masas de los isótonos 82 y 83 de Tb, Dy, Ho y Er.

C2. ESTADOS DE PARTICULA EN EL NUCLEO ^{145}EU .

Los cinco estados de energía mas baja que hemos observado a 0, 330, 716, 808 y 1042 keV han sido identificados como los cinco estados de partícula $d_{5/2}^{-1}$, $g_{7/2}^{-1}$, $h_{11/2}$, $d_{3/2}$ y $s_{1/2}$ en el estudio de la reacción $^{144}\text{Sm}(^3\text{He},d)$ a 40 MeV (70Ne). Estos cinco estados dan cuenta de la mayoría de la sección eficaz observada en la reacción de stripping, lo que indica poca fragmentación de los estados de partícula. Un espectro de dicha

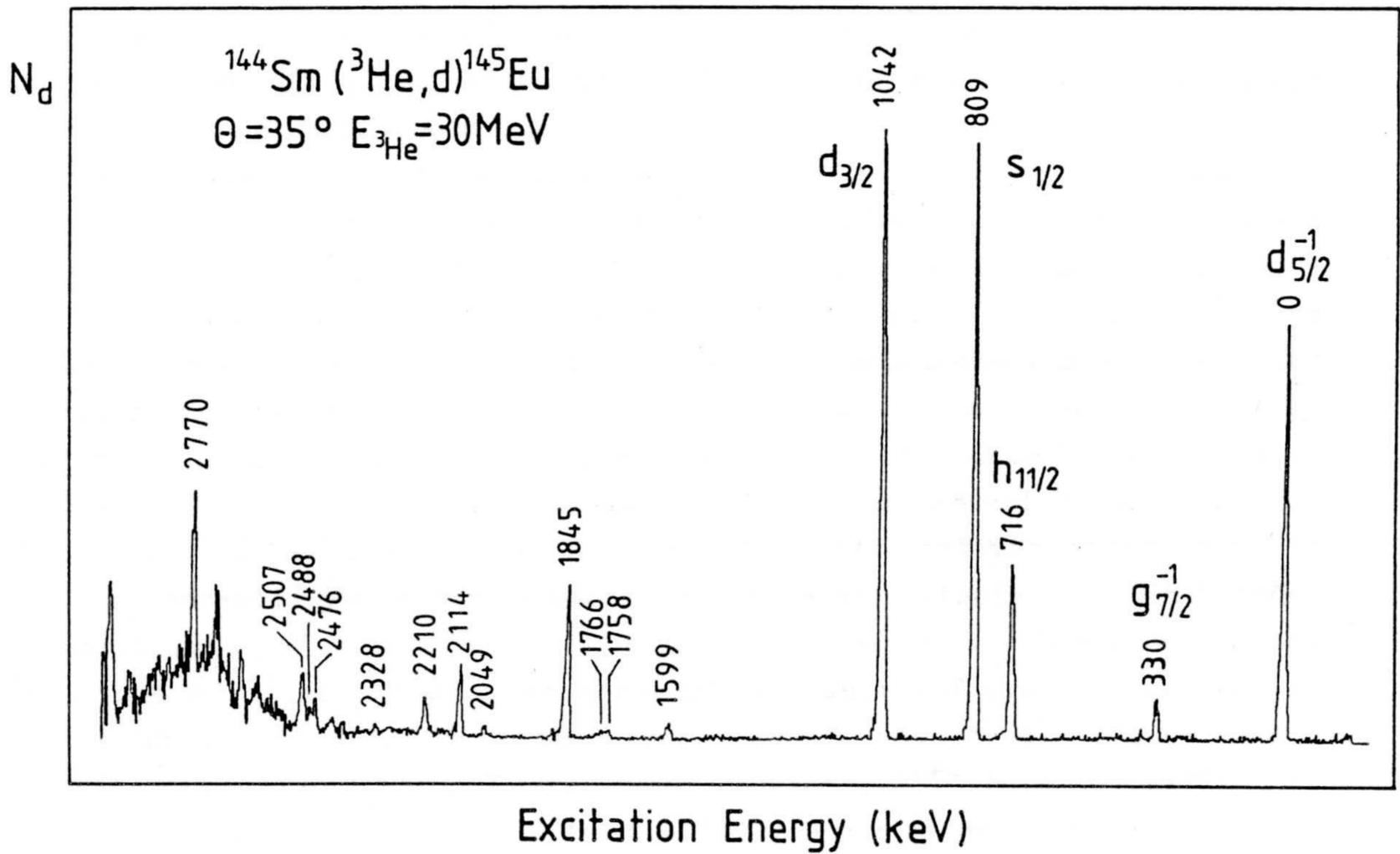


Fig. 27: Espectro de la reacción $^{144}\text{Sm}(^3\text{He}, d)$ medido con el magnetoenspectrógrafo Q3D de la Universidad de Múnich. El rango de momentos total mostrado se obtuvo en varias medidas parciales. Las intensidades relativas se han tomado o bien de la carga integrada, o bien por solapamiento. Los estados identificados se indican dando su energía en keV.

7.6 ————— $i_{3/2}$

5.9 ————— $h_{9/2}$

1.042 ————— $d_{3/2}$
0.808 ————— $s_{1/2}$
0.716 ————— $h_{11/2}$
0.330 ————— $g_{7/2}$
0 ————— $d_{5/2}$

} j_0^{-2}

^{145}Eu

Fig. 28: Estados de protón conocidos en el ^{145}Eu (70Ne) y (82Ga).

reacción con mejor resolución que en (70Ne) pero medido a un único ángulo se muestra en la fig. 27. La identificación de estos cinco estados es clara de la sección eficaz observada, de la distribución angular en los experimentos de transferencia y de la sistemática de los isotonos $N = 82$ desde ^{135}I hasta ^{145}Eu (71Wi). Nosotros hemos observado por primera vez los cinco estados de partícula en un trabajo en haz. Recientemente se han observado (82Ga) dos picos anchos a alta energía de excitación, 5.6 y 7.6 MeV que se atribuyen a los estados de partícula $h_{9/2}$ y $i_{13/2}$. La región de energías relativamente concentrada en que se observan estos estados, es poco usual en núcleos pesados y se ha observado por primera vez en ^{145}Eu . El grupo completo de estados de partícula observados experimentalmente en ^{145}Eu , puede verse en la fig. 28. Merece la pena insistir que los cinco estados de partícula más bajos han sido tanto experimentalmente como a la hora de interpretar los resultados, los cimientos sobre los que se ha construido este trabajo. Como se observa en la fig. 28, la diferencia entre el estado $d_{5/2}^{-1}$ justo debajo del gap, y el primer estado de partícula por encima del gap $h_{11/2}$ es relativamente pequeña, 716 keV, que en comparación con el gap experimental que se obtiene de las energías de separación (fig. 1) pone claramente de manifiesto la importancia de las correlaciones de apareamiento a través del gap de energías a $Z = 64$.

C3. ESTADOS ACOPLADOS PARTICULA-FONON

Una vez agotados los estados de partícula y por debajo de los estados de tres partículas que en el núcleo ^{145}Eu se esperan a partir de ~ 2.4 MeV, uno espera encontrar sólo estados acoplados de las vibraciones del core con los estados de partícula. Los multipletes de mas baja energía consisten en el acoplamiento de un hueco en la capa $d_{5/2}$ o $g_{7/2}$ con los estados vibratoriales 3^- (1.6 MeV) y 2^+ (2.0 MeV) en ^{146}Gd o una partícula en la capa $h_{11/2}$, $s_{1/2}$ o $d_{3/2}$ acoplada a los estados 2^+ (1.6 MeV) y 3^- (1.8 MeV) en ^{144}Sm . En total constituyen 24 niveles de paridad negativa y 23 de paridad positiva entre 1.5 y 3 MeV. En la tabla 9 se resumen los diferentes multipletes junto con sus características específicas y la energía no perturbada. A la vista de la tabla 9 debemos hacer varios comentarios:

- Entre 1 y 2 Mev no se esperan otros estados de paridad negativa que los miembros de los multipletes octupolares $d_{5/2}^{-1} \times 3^{-}$ (^{146}Gd) y $g_{7/2}^{-1} \times 3^{-}$ (^{146}Gd).

- Los estados de paridad positiva y diferente configuración se esperan a similar energía con la consiguiente dificultad en su identificación experimental.

- Al menos los tres estados de espín más alto del multiplete $h_{11/2} \times 2^{+}$ (^{144}Sm) se encuentran probablemente aislados de otros estados del mismo espín y paridad.

A continuación y en relación con el primer punto, pasamos a discutir los multipletes octupolares. Antes de pasar a su identificación experimental vamos a comentar algunas características generales.

Multipletes Octupolares

A menudo el acoplamiento de un hueco o una partícula a un estado vibracional del core presenta anarmonicidades que provienen de la interacción entre la partícula y configuraciones partícula hueco que contribuyen con suficiente amplitud a la excitación vibracional. Varios ejemplos se encuentran en la región del ^{208}Pb (74Ha). En particular en el multiplete de mas baja energía en ^{145}Eu , $d_{5/2}^{-1} \times 3^{-}$, se esperan observar anarmonicidades (debidas al principio de Pauli) que se producen al interaccionar el hueco de protón $d_{5/2}$ con el hueco análogo en la excitación $\pi h_{11/2} d_{5/2}^{-1}$ que es la configuración que contribuye con mayor amplitud al fonón octupolar en ^{146}Gd . Más aún la interacción repulsiva mayor se espera para el miembro de menor espín $1/2^{-}$ en cuyo caso los dos huecos $d_{5/2}^{-1}$ deben alinear su espín.

Un caso muy similar se encuentra en el ^{147}Tb en el que este tipo de anarmonicidades se han observado en los miembros $15/2^{+}$ y $17/2^{+}$ del multiplete $h_{11/2} \times 3^{-}$ (^{79}Br) que se pueblan en el decaimiento yrast. En efecto, en este acoplamiento se espera que el miembro con máximo alineamiento $17/2^{+}$ sufra la máxima perturbación pues en este caso las dos partículas $h_{11/2}$, una la del protón de valencia y la otra en la excitación octupolar, tienen que alinear su espín. De la observación experimental de los dos estados perturbados en el ^{147}Tb , se puede extraer el elemento de matriz que describe la interacción, y que esta intimamente relacionado con

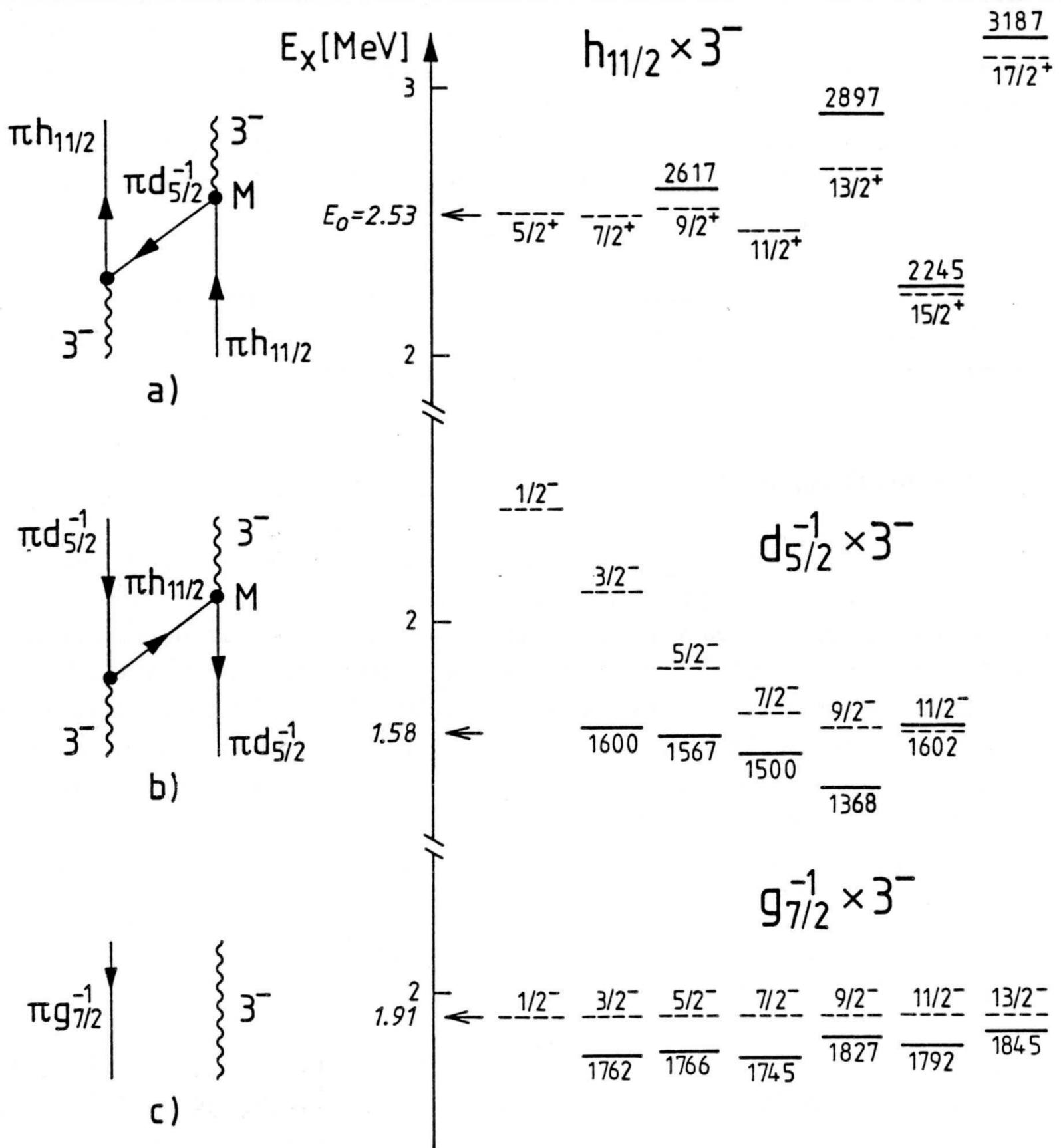


Fig. 29: Multipletes octupolares en ^{145}Eu . Los niveles observados experimentalmente se muestran con líneas continuas y la correspondiente energía de excitación en keV. Las energías calculadas se muestran con líneas discontinuas. La energía no perturbada se indica como E_0 . A la izquierda se muestran los diagramas que describen la interacción.

nuestro problema ya que coincide con el elemento de matriz que describe la interacción del hueco $d_{5/2}^{-1}$ con el estado 3^{-} (^{146}Gd) en el ^{145}Eu como describimos a continuación.

Cuando el acoplamiento entre los estados vibracionales del core y la partícula es suficientemente débil, el desplazamiento en energías puede calcularse usando teoría de perturbaciones de segundo orden. El diagrama que describe la interacción del protón $h_{11/2}$ con el estado octupolar se muestra en la fig. 29 a) y la fórmula correspondiente a la perturbación en la energía es:

$$\delta E_I = \frac{h^2(3-; 5/2, 11/2)}{\varepsilon(11/2) - \varepsilon(5/2) - \hbar\omega_3} \times (2 \times 3 + 1) \times \begin{Bmatrix} 11/2 & 3 & 5/2 \\ 11/2 & 3 & I \end{Bmatrix} = \frac{M^2}{\Delta} \times 7 \times \begin{Bmatrix} 11/2 & 3 & 5/2 \\ 11/2 & 3 & I \end{Bmatrix}$$

donde h representa el elemento de matriz de la interacción que en el diagrama de la fig. 29 se representa como vértice. $\varepsilon(5/2)$ y $\varepsilon(11/2)$ son las energías de las cuasipartículas y $\hbar\omega_3$ la energía del fonón. De la separación de los estados $17/2^+$ y $15/2^+$ a 2038 y 1266 keV respectivamente obtenemos:

$$\frac{M^2}{\Delta} = \frac{772}{7 \times (1/12 + 1/22)} = 0.90 \text{ MeV}$$

Analogamente el diagrama que expresa la corrección a la energía en teoría de perturbaciones de segundo orden para los miembros del multiplete $d_{5/2}^{-1} \times 3^{-}$ puede verse en la fig. 29 b). Observamos que los vértices que representan los elementos de matriz de la interacción son idénticos en ambos casos y por lo tanto el desplazamiento en energías del ^{145}Eu es:

$$\delta E_I = 0.90 \times 7 \times \begin{Bmatrix} 5/2 & 3 & 11/2 \\ 5/2 & 3 & I \end{Bmatrix} \text{ MeV}$$

Substituyendo el coeficiente 6-j correspondiente a cada miembro del multiplete y sumando la corrección δE_I a la energía no perturbada E_0 :

$$E_0(d_{5/2}^{-1} \times 3^-) = E(3^-) + \varepsilon(d_{5/2}^{-1}) = 1.58 \text{ MeV}$$

se obtiene el valor esperado para los miembros del multiplete $d_{5/2}^{-1} \times 3^-$ que se muestran a la derecha en la fig. 29.

Contrariamente al sextuplete $d_{5/2}^{-1} \times 3^-$, se espera que el septuplete $g_{7/2}^{-1} \times 3^-$ este muy poco perturbado. Esto se debe a que no existe un estado de partícula $64 \leq Z \leq 82$ que junto con el hueco $g_{7/2}^{-1}$ contribuya a la excitación octupolar. En efecto, el próximo estado de partícula con paridad negativa y no "spin-flip" (inversión de espín) sería el $1h_{9/2}$ que se ubica a una energía de excitación de 6 MeV (fig. 28) en el esquema de niveles del ^{145}Eu . Por tanto se espera encontrar los miembros del multiplete $g_{7/2}^{-1} \times 3^-$ degenerados a una energía de excitación:

$$E_0(g_{7/2}^{-1} \times 3^-) = E(3^-) + \varepsilon(g_{7/2}^{-1}) = 1.91 \text{ MeV}$$

La energía no perturbada del próximo multiplete octupolar $h_{11/2} \times 3^-$ es bastante mayor que la de los multipletes discutidos anteriormente. Esto debido a dos razones, primeramente una partícula debe atravesar el gap de energías para ubicarse en el orbital $h_{11/2}$ con el consiguiente precio de 716 keV en energía de excitación, en segundo lugar al quedar dos huecos de protón por debajo del gap, el core es en este caso el ^{144}Sm y la vibración octupolar es el segundo estado excitado a 1.8 MeV, 0.2 MeV mayor que en el ^{146}Gd . Se considera el estado 3^- en ^{144}Sm con las mismas características que el fonón en ^{146}Gd (79Pe), y por tanto el multiplete $h_{11/2} \times 3^-$ estará perturbado en forma muy similar a la del septuplete en Tb (fig. 29 a) De nuevo podemos usar el elemento de matriz conocido empíricamente en el ^{147}Tb para calcular la corrección a la energía para los miembros de este multiplete modificando ligeramente el denominador a la excitación 3^- en ^{144}Sm . La energía no perturbada en este caso es:

$$E_0(h_{11/2} \times 3^-) = E(3^-) + \varepsilon(h_{11/2}) = 2.53 \text{ MeV}$$

El resultado de este cálculo se muestra en la parte derecha de la fig. 29 a). Aunque la energía de excitación es bastante alta el espín es en este caso también bastante alto, y esto hace que las energías esperadas se acerquen a la línea yrast para los miembros de máximo alineamiento (como se mostró en la fig. 3 al principio de este trabajo).

Nosotros hemos observado entre 1.4 y 2 MeV, 11 niveles con paridad negativa. Como hemos indicado anteriormente no se espera en este rango de energías otros estados con paridad negativa que los miembros de los multipletes $d_{5/2}^{-1} \times 3^{-}$ y $g_{7/2}^{-1} \times 3^{-}$. De los 11 niveles observados seis de ellos con espines de 3/2 a 13/2 se ubican en el pequeño rango de energías entre 1.75 y 1.85 MeV, energía bastante cercana a la energía no perturbada de 1.91 MeV y que por tanto interpretamos como miembros del multiplete $g_{7/2}^{-1} \times 3^{-}$. Proponemos los otros cinco estados de paridad negativa con espines entre 3/2 y 11/2 como miembros del multiplete $d_{5/2}^{-1} \times 3^{-}$. Las energías de estos estados decrecen según aumenta el espín como predice la teoría pero los desplazamientos son menores de lo calculado. En la fig. 29 se muestran los niveles propuestos para estos dos multipletes junto con las predicciones teóricas (de ahora en adelante nos referiremos a los estados propuestos para estas dos configuraciones como miembros de los multipletes $d_{5/2}^{-1} \times 3^{-}$ y $g_{7/2}^{-1} \times 3^{-}$, aunque lo que queremos indicar es que estos niveles son muy buenos candidatos para estas configuraciones). El comportamiento irregular del estado $11/2^{-}$ a 1602 keV, 234 keV por encima del estado $9/2^{-}$ puede deberse al menos en parte a que se mezcle con el estado de partícula $h_{11/2}$ a 716 keV. De hecho uno espera que estos dos estados se mezclen ya que las configuraciones dominantes son $h_{11/2} \times (d_{5/2}^{-1} \times d_{5/2}^{-1})_0^{+}$ para el estado de partícula y $d_{5/2}^{-1} \times (h_{11/2} \times d_{5/2}^{-1})_3^{-}$ para el estado octupolar. En efecto ambos estados se observan en la reacción $^{144}\text{Sm}(^3\text{He}, d)$ (fig. 27), sin embargo la comparación de las secciones eficaces permite sólo un máximo de $\sim 10\%$ de mezcla, que suponiendo un elemento de matriz del orden de 300 keV (en analogía con el ^{209}Bi donde los estados $\pi d_{3/2}^{-1} \times 0^{+}$ y $\pi h_{9/2} \times 3^{-}$ se mezclan fuertemente, (75Bo) pag. 475) da un desplazamiento de $\delta E \sim 300^2/900 \sim 100$ keV. Por el contrario se espera que el estado $11/2^{-}$ miembro del multiplete $g_{7/2}^{-1} \times 3^{-}$ se mezcle poco con el estado de partícula $h_{11/2}$ debido a la inversión de espín. Esto está de acuerdo con la energía de excitación del nivel a 1792 keV muy similar a la de otros miembros del mismo multiplete, y también con el hecho de que este nivel no se observa en el experimento de transferencia.

Ninguno de los 11 niveles identificados como miembros de los multipletes octupolares decae mediante E3 ya que los cinco estados de partícula que se sitúan a energía de excitación mas baja, proporcionan una vía de decaimiento mas rápida. Las desexcitaciones de los miembros de estos dos multipletes a los niveles de partícula se muestran en la fig. 30 y es el

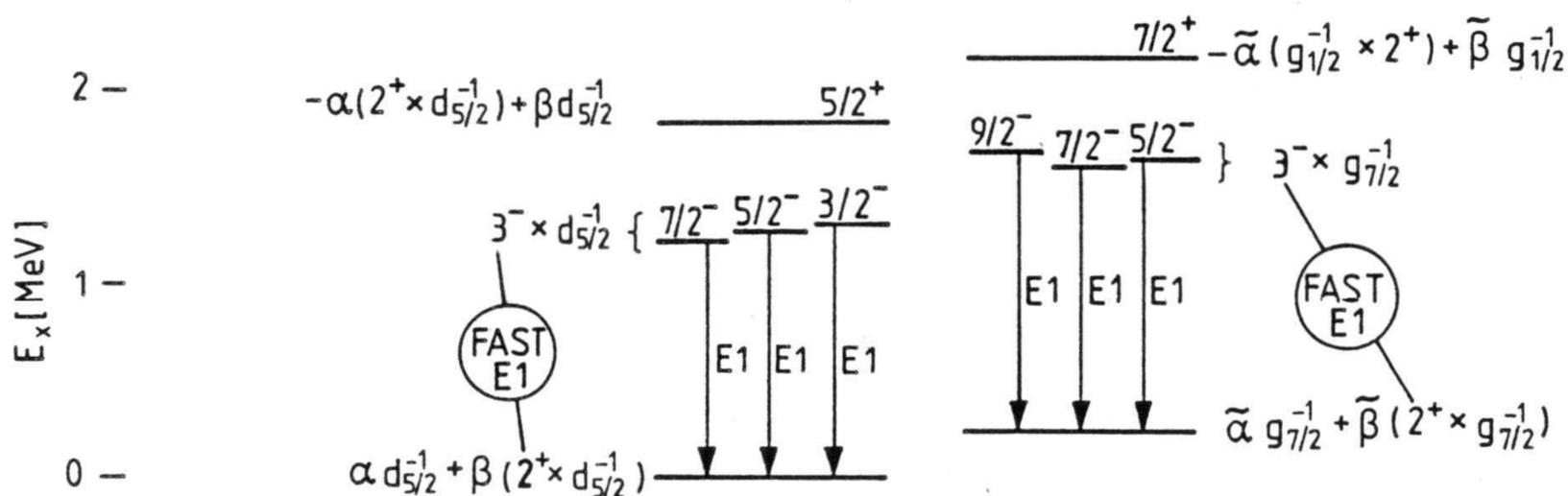
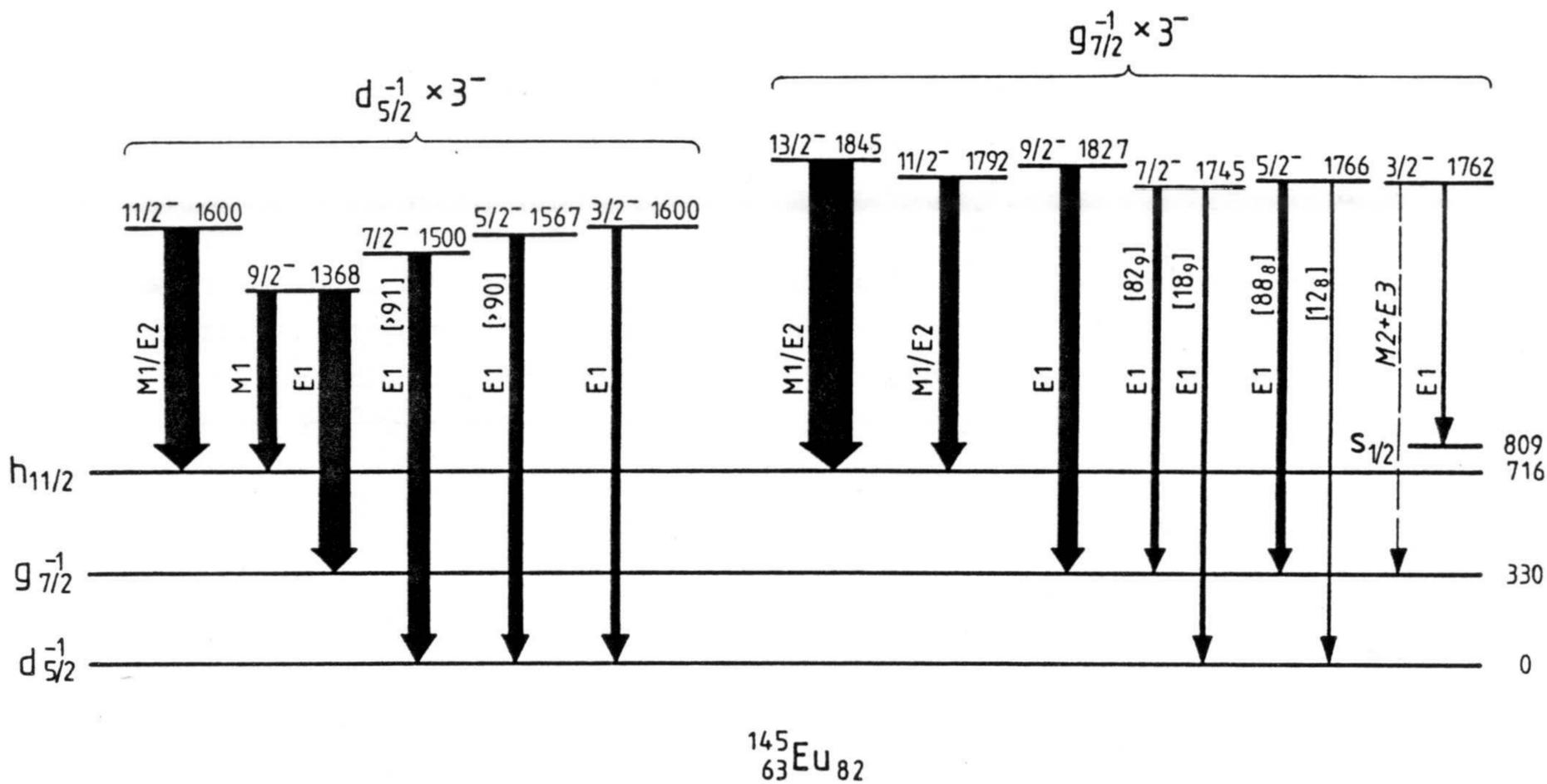


Fig. 30: Parte superior: desexcitación de los dos multipletes octupolares indicados a los estados de una partícula en ^{145}Eu . La anchura de las flechas que indican las transiciones es proporcional a la intensidad observada en la reacción $^{144}\text{Sm}(t, 2n\gamma)^{145}\text{Eu}$. Las intensidades reducidas relativas en % se dan en paréntesis. Las multipolaridades se han obtenido en los experimentos de este trabajo excepto la transición M2+E3 (82Fi). Parte inferior: interpretación posible de estas desexcitaciones octupolares. La polarización de los estados fundamental y 330 keV mediante mezclas con configuraciones cuadrupolares, permite que la desexcitación de los niveles octupolares ocurra a través de la transición E1 $3^- \rightarrow 2^+$.

próximo punto que vamos a discutir. Se espera que el estado $(d_{5/2}^{-1} \times 3^{-})_{11/2^{-}}$ decaiga al estado $(h_{11/2} \times 0^{+})_{11/2^{-}}$ con una transición electromagnética donde la componente dipolar magnética sea débil ya que ambos estados han de tener un factor g similar que se debe solamente a la contribución del protón $h_{11/2}$. Por el contrario se espera una diferencia entre el momento cuadrupolar del fonón y el correspondiente al orbital $h_{11/2}$. De hecho en nuestros experimentos hemos observado una contribución cuadrupolar de más del 30% en la transición de 885 keV. (Aparentemente también la transición de 1076 keV que desexcita el estado a 1792 keV decae de forma similar, por lo que esta observación no puede usarse como argumento en la identificación de estos dos niveles).

Los dos niveles $9/2^{-}$ a 1368 y 1827 keV decaen mediante transiciones E1 rápidas al estado de partícula $g_{7/2}^{-1}$ lo cual es de esperar porque es el canal de desexcitación más favorable. Sin embargo el estado a 1368 keV, también decae al estado $h_{11/2}$, a pesar de que tanto energeticamente como por la naturaleza de la radiación este canal es muy poco favorable. Los modos de desexcitación de los miembros de espín intermedio de ambos multipletes se diferencian considerablemente entre sí. Mientras que los tres miembros $7/2^{-}$, $5/2^{-}$ y $3/2^{-}$ del multiplete $d_{5/2}^{-1} \times 3^{-}$ decaen mediante E1 al estado fundamental $d_{5/2}^{-1}$ exclusivamente, los miembros $9/2^{-}$, $7/2^{-}$ y $5/2^{-}$ del multiplete $g_{7/2}^{-1} \times 3^{-}$ decaen con clara preferencia al estado de partícula $g_{7/2}^{-1}$. En particular los niveles a 1745 y 1766 keV pueden decaer a ambos niveles y de hecho se han observado las transiciones al estado fundamental. Comparando las intensidades de las transiciones E1 que desexcitan cada nivel y las energías de excitación observadas en nuestros experimentos, podemos calcular la fuerza de transición reducida relativa y observamos que las transiciones al estado fundamental son 4 y 7 veces más débiles que las transiciones al estado a 330 keV. En la fig. 30 damos estos números en por ciento. Es por tanto una observación empírica que los miembros del multiplete $d_{5/2}^{-1} \times 3^{-}$ decaen con transiciones dipolares eléctricas al estado $d_{5/2}^{-1}$ y similarmente los miembros del multiplete $g_{7/2}^{-1} \times 3^{-}$ decaen al estado $g_{7/2}^{-1}$ con transiciones E1.

Una explicación posible consiste en la polarización del estado fundamental y del estado a 330 keV según se explica en la fig. 30. En efecto si el estado fundamental cuya configuración dominante es $d_{5/2}^{-1}$ se mezcla con el miembro $5/2^{+}$ del multiplete cuadrupolar $(d_{5/2}^{-1} \times 2^{+})$, la transición E1 puede ocurrir a través de $(d_{5/2}^{-1} \times 3^{-}) \rightarrow (d_{5/2}^{-1} \times 2^{+})$ donde el hueco $d_{5/2}^{-1}$

actúa como espectador; y se sabe que la transición $3^- \rightarrow 2^+$ es especialmente rápida en esta región de núcleos (del orden de 2×10^{-3} Bw, (80Da)) como también sucede en otros núcleos esféricos (por ejemplo en la región del Pb o del Zr). Análogamente ocurre si el primer estado excitado que es en gran parte $g_{7/2}^{-1}$ se mezcla con el estado $(g_{7/2}^{-1} \times 2^+)_{7/2^+}$.

La energía no perturbada de los estados cuadrupolares $(d_{5/2}^{-1} \times 2^+)_{5/2^+}$ y $(g_{7/2}^{-1} \times 2^+)_{7/2^+}$ es de 1.9 y 2.1 MeV respectivamente. El primero de ellos ha de ser detectable en el experimento de transferencia $^{144}\text{Sm}(^3\text{He},d)$ si es cierto que se mezcla con el estado fundamental, sin embargo no se espera observar el segundo ya que la sección eficaz para el pico a 330 keV en una reacción de stripping es muy pequeña como corresponde a un orbital prácticamente lleno. En efecto en nuestros experimentos hemos observado un nivel a una energía de excitación de 1845 keV que tiene la mayor sección eficaz en los experimentos de transferencia después de los estados de partícula, y un momento angular transferido de 2 unidades de \hbar (^{70}Ne) y que nosotros identificamos como el miembro de la configuración $d_{5/2}^{-1} \times 2^+$. El nivel 2114 también se observa con bastante intensidad en transferencia, pero la desexcitación exclusiva al estado $g_{7/2}^{-1}$ hace bastante improbable la identificación de este estado como miembro del multiplete $d_{5/2}^{-1} \times 2^+$. A 350 keV de energía por encima del nivel 1845, hemos observado un nivel con I^π probable $7/2^+$ que identificamos como el miembro del multiplete $g_{7/2}^{-1} \times 2^+$. Este nivel decae al estado de partícula $g_{7/2}$ y no se observa en el espectro de deuterones como cabría esperar.

Finalmente el estado $3/2^-$ a 1762 keV se desexcita mediante la transición E1 de 953 keV al estado de partícula $s_{1/2}$ a 809 keV. En nuestro trabajo gamma no hemos observado otra vía de desexcitación de este nivel, sin embargo en la ref. (82Fi) donde se detectaron intensidades de hasta un 0.007% en el decaimiento β^+ del ^{145}Gd se observa una transición de este nivel al nivel a 330 keV, con una intensidad de un 4% la intensidad de la transición de 953 keV. Esta transición es muy similar a la transición de 1266 keV que desexcita la transición octupolar $15/2^+$ en ^{147}Tb (^{79}Br) que tiene un periodo de 3.9 ns. Lo que equivale a 2.1 ns para una transición de 1432 keV y un periodo parcial de 0.08 ns para la transición E1 de 953 keV. Comparando este número con la estimación de Weisskopf se obtiene Bw (953, E1, ^{145}Eu) $\sim 0.4 \times 10^{-5}$ que es un valor típico para las transiciones E1 en esta región (81En). Este resultado parece de nuevo indicar que nuestra

identificación de este estado $3/2^-$ como miembro del multiplete $g_{7/2}^{-1} \times 3^-$ es correcta.

Del multiplete octupolar $h_{11/2} \times 3^-$ (Sm), solamente el miembro $15/2^+$ que se encuentra en la línea yrast puede identificarse claramente (80Ba) y (80Ra). Otros posibles candidatos se muestran en la fig. 29, aunque varios problemas hacen esta proposición bastante mas débil que en los dos multipletes discutidos anteriormente: 1) la energía de excitación de estos niveles es bastante grande y por tanto también la densidad de niveles, 2) nuestros resultados experimentales en cuanto a espín y paridad no dieron en esta región del esquema de niveles soluciones únicas para cada estado, 3) a esta energía de excitación es posible formar estados de tres partículas en los cuales el número de estados posibles con paridad positiva es bastante mayor que los de paridad negativa; en efecto de los cinco estados de partícula (fig. 1), cuatro de ellos tienen paridad positiva. La identificación de estos estados es por tanto simplemente tentativa. También los multipletes no perturbados $d_{3/2} \times 3^-$ y $s_{1/2} \times 3^-$ son difíciles de identificar pues se esperan bastante alejados de la línea yrast. Candidatos posibles serían el grupo de estados en la parte derecha del esquema de niveles (fig. 17) a 2465, 2422 y 2322 keV.

Multipletes Cuadrupolares

Como ya hemos comentado los dos multipletes cuadrupolares de mas baja energía se encuentran a un energía de excitación mas alta que los correspondientes multipletes octupolares. Esto hace su identificación en principio mas difícil, pero como veremos a continuación algunas indicaciones experimentales pueden ayudar en gran manera a identificar los miembros de los multipletes $d_{5/2}^{-1} \times 2^+$ y $g_{7/2}^{-1} \times 2^+$.

En efecto, existen dos niveles a energías de excitación 1758 y 1880 keV que se observan claramente en la reacción (d,n) y que se han observado también en el decaimiento β^+ del núcleo con un hueco de neutron ^{145}Gd . Ambos estados se pueblan en el decaimiento β^+ con $\sim 35\%$ de la intensidad de decaimiento total, es decir la suma de las intensidades de estos estados supone mas de la mayoría de la fuerza de la desexcitación β^+ . Esto es muy

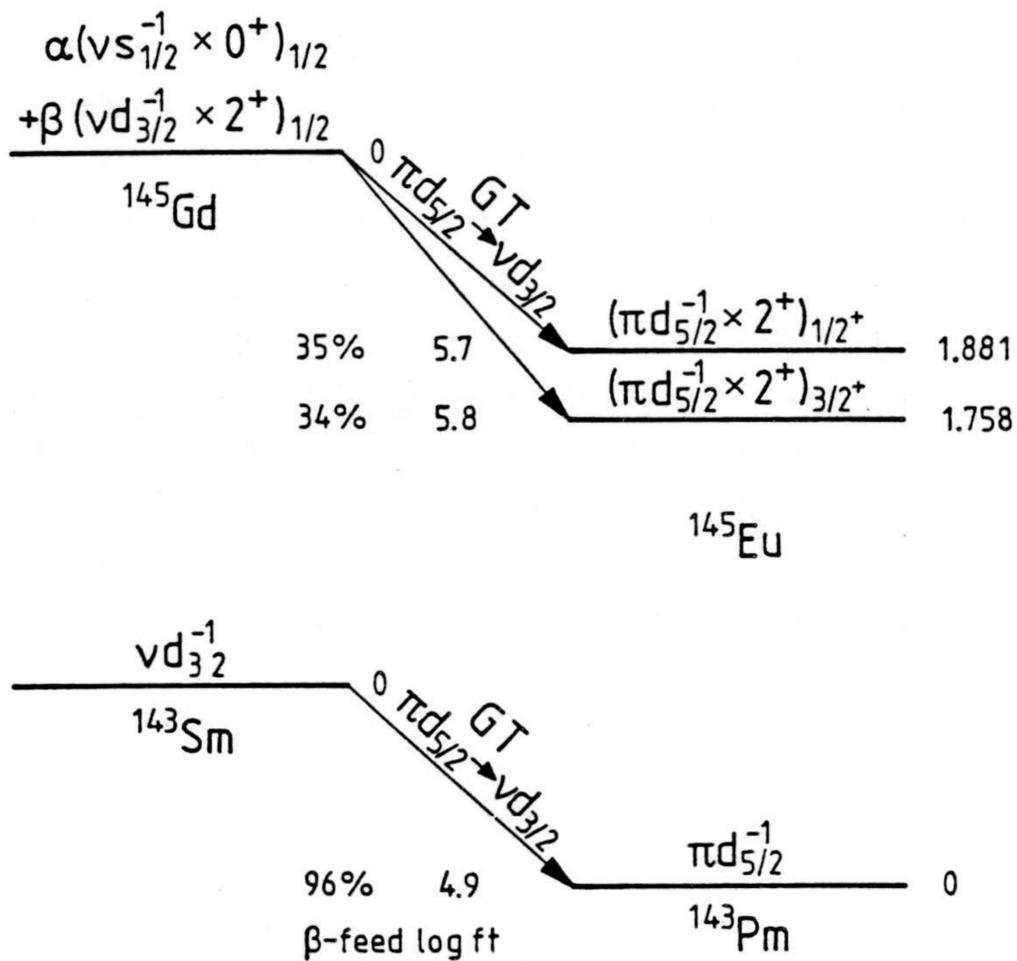


Fig. 31: Los miembros $1/2^+$ y $3/2^+$ de la configuración $\pi d_{5/2}^{-1} \times 2^+$ y la polarización del estado fundamental del ^{145}Gd (parte superior). La transición Gamow-Teller $\pi d_{5/2} \rightarrow v d_{3/2}$ conecta los estados $(v d_{3/2}^{-1} \times 2^+)_{1/2}$ y $(\pi d_{5/2}^{-1} \times 2^+)_{1/2, 3/2}$ donde el fonón 2^+ actúa como espectador. La misma transición Gamow-Teller se observa en el decaimiento β^+ del ^{143}Sm (parte inferior)

difícil de explicar suponiendo una configuración pura $\nu s_{1/2}$ en el estado fundamental del ^{145}Gd . Sin embargo este decaimiento es posible si el estado que decae contiene una mezcla de la configuración $\nu d_{3/2}^{-1} \times 2^+$ (polarización del core). Como se indica en la fig. 31, el decaimiento β^+ ocurre entonces a través de la transición Gamow-Teller $\pi d_{5/2} \rightarrow \nu d_{3/2}$, donde la vibración 2^+ actúa como espectador. El decaimiento Gamow-Teller directo en el que un protón $d_{5/2}$ se transforma en un neutrón $d_{3/2}$ puede observarse en el ^{143}Sm . En efecto, entre el ^{145}Gd y el ^{143}Sm (con dos protones menos) los estados con hueco de neutrón $\nu s_{1/2}$ y $\nu d_{3/2}$ se cruzan convirtiéndose este último en el estado fundamental del ^{143}Sm , que decae en un 96% al estado fundamental $d_{5/2}^{-1}$ en ^{143}Pm . De la comparación de los $\log ft$ en el decaimiento del ^{143}Sm y del ^{145}Gd se puede obtener las amplitudes de la función de ondas de neutrón del estado fundamental del ^{145}Gd :

$$10^{-5.7} + 10^{-5.8} = \beta^2 \times 10^{-4.8}$$

de donde se deduce $\beta^2 = 0.23$ con lo que la función de ondas se puede escribir:

$$\sqrt{0.77} (\nu s_{1/2}^{-1} \times 0^+) + \sqrt{0.23} (\nu d_{3/2}^{-1} \times 2^+)$$

esta información es muy importante para investigar los efectos de polarización del core en esta región de núcleos.

Como hemos indicado en la tabla 9, el multiplete $d_{5/2}^{-1} \times 2^+$ está perturbado. Esto se debe a la contribución $\pi d_{5/2}^{-1} s_{1/2}$ al estado cuadrupolar en el core. El diagrama que describe la perturbación a la energía puede verse en la fig. 32. De la separación entre los dos miembros identificados $1/2^+$ y $3/2^+$ podemos extraer el término:

$$\frac{h^2(2^+; 1/2, 5/2)}{\epsilon(1/2) - \epsilon(5/2) - \hbar\omega_2} = 0.24 \text{ MeV}$$

y de aquí podemos extraer los otros miembros como:

$$\delta E_I = 0.24 \times (2 \times 2 + 1) \left\{ \begin{array}{ccc} 5/2 & 2 & 1/2 \\ 5/2 & 2 & I \end{array} \right\} \text{ MeV}$$

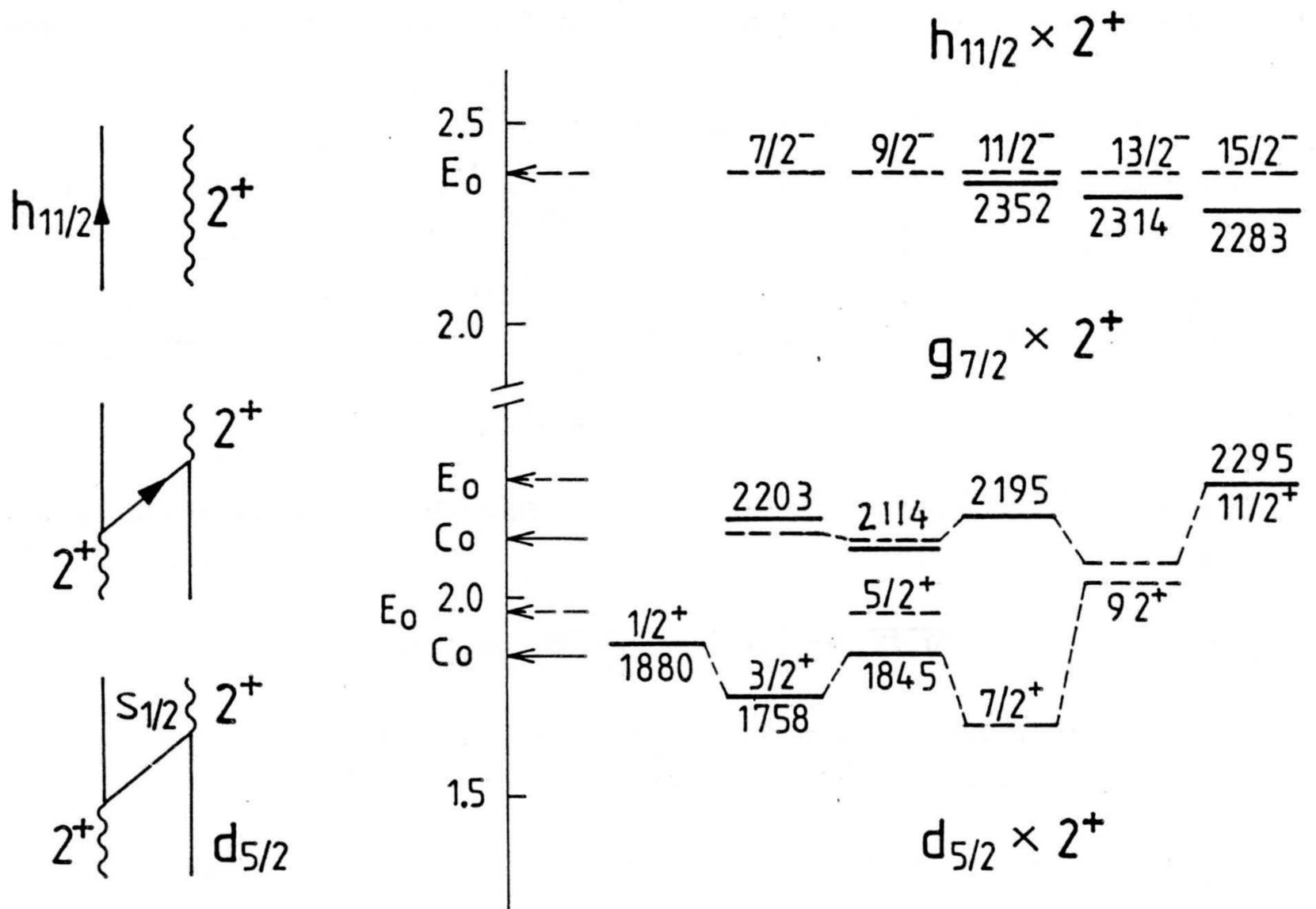


Fig. 32: Multipletes cuadrupolares en el ^{145}Eu observados (línea continua) y calculados (línea discontinua). Las energías de excitación experimentales se dan en keV. La energía no perturbada se indica como E_0 mientras que el centroide del multiplete que se extrae de los datos experimentales se indica como C_0 . Los diagramas que describen la interacción se muestran a la izquierda.

En la fig. 32 se muestra la energía calculada para estos niveles así como el centroide C_0 y la energía no perturbada E_0 . Vemos que los estados observados experimentalmente se ubican un poco por debajo de la energía no perturbada. Recordamos que un efecto análogo se observó en los multipletes octupolares. También cuando discutimos los multipletes octupolares se discutió la posibilidad de polarización del estado fundamental a través de una mezcla con el miembro $5/2^+$ del multiplete $d_{5/2}^{-1} \times 2^+$ y que viceversa significa que este estado ha de contener parte de la configuración $d_{5/2}^{-1}$ y por tanto observarse en el experimento de transferencia $^{144}\text{Sm}(^3\text{He},d)$, esto sugirió la interpretación del estado a 1845 keV como miembro del multiplete cuadrupolar, que también incluimos en la fig. 31. Análogamente a 350 keV por encima de este nivel (energía muy similar a los 330 keV que separan los estados $d_{5/2}^{-1}$ y $g_{7/2}^{-1}$) se observa un estado $7/2^+$ que probablemente pertenece al multiplete $g_{7/2}^{-1} \times 2^+$. Usando un valor típico para la interacción de 200 keV, se puede obtener la energía perturbada para los miembros del multiplete que se indica en el diagrama de la fig. 32. El resultado de este cálculo se presenta también en la fig. 32 y se observa que tres estados con espines $3/2$, $5/2$ y $11/2$ yacen sorprendentemente cerca de la energía calculada de esta manera. En particular los estados $5/2$ y $11/2$ decaen solamente al estado $g_{7/2}^{-1}$ y el estado $11/2$ decae mediante E2 de 1965 keV que en caso de que nuestra identificación sea correcta es muy similar a la transición $2^+ \rightarrow 0^+$ de 1972 keV en ^{146}Gd . Finalmente el estado $3/2^+$ a 2203 keV decae mayormente al estado fundamental, lo cual viene claramente favorecido por la multipolaridad de la radiación tanto como por la energía. Sin embargo en el decaimiento β^+ (^{82}Fi) se ha observado también una transición con el 18% de intensidad que decae al estado $g_{7/2}^{-1}$. En resumen podemos decir que el decaimiento de los estados que proponemos como candidatos para los multipletes cuadrupolares apoyan nuestra proposición.

A la hora de analizar los multipletes resultantes del acoplamiento de un protón en las capas $h_{11/2}$, $s_{1/2}$ y $d_{3/2}$ con el primer estado excitado del $^{144}\text{Sm } 2^+$, debemos hacer notar que dicho estado cuadrupolar consiste mayormente en la configuración de dos huecos de protón $d_{5/2}$ (^{79}Pe), es decir que tiene menos carácter vibracional que las excitaciones del core discutidas hasta el momento y mas bien carácter de dos partículas. Sin embargo hemos decidido incluirlo en este capítulo, primero porque es sabido que los estados yrast de núcleos esféricos colectan contribuciones de otros estados con el mismo espín-paridad a energías de excitación mas al-

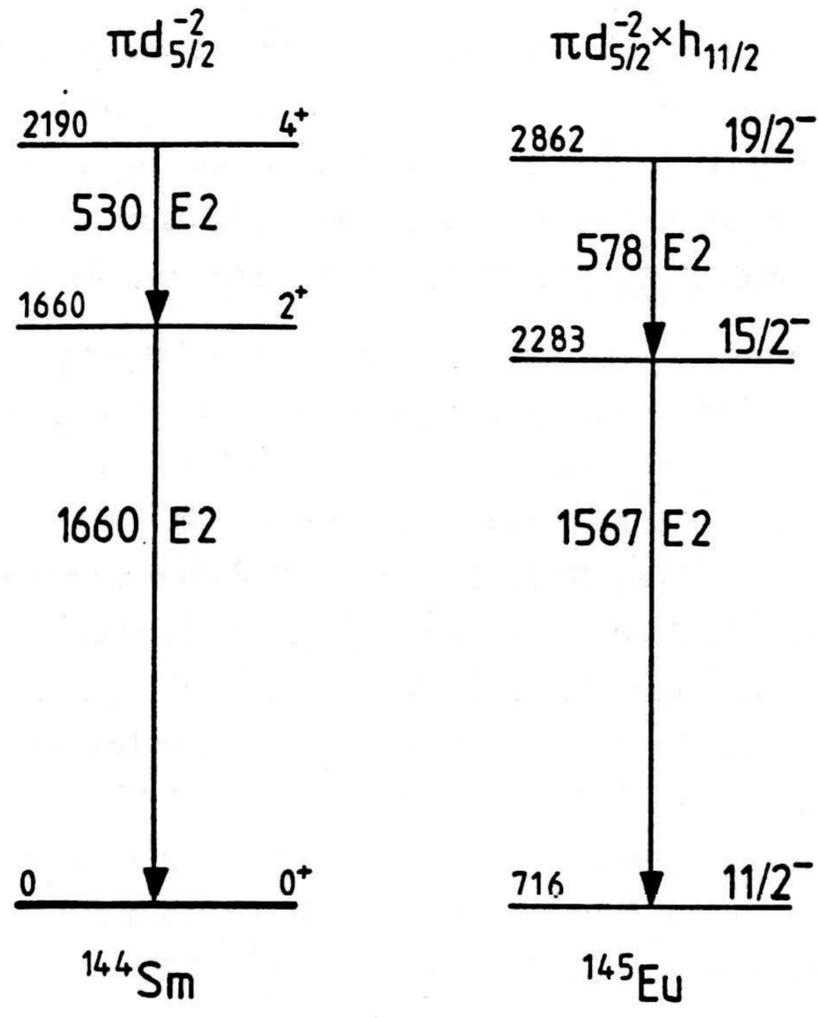


Fig. 33: Estados $\pi d_{5/2}^{-2}$ en el núcleo ^{144}Sm y los correspondientes estados en el ^{145}Eu al acoplar un protón extra en la capa $h_{11/2}$. Los estados que se muestran yacen en la línea yrast.

tas y tiene por tanto siempre parte de colectividad y segundo por consistencia con los otros multipletes discutidos hasta ahora.

Existen pocas posibilidades de observar los miembros de los multipletes $s_{1/2} \times 2^+$ y $d_{3/2} \times 2^+$, que se alejan 1.5 MeV de la línea yrast y donde otros muchos estados de paridad positiva pueden ocurrir. Por el contrario, a ~ 2.4 MeV, energía a la que se espera encontrar el multiplete no perturbado $h_{11/2} \times 2^+$ no se esperan otros estados de paridad negativa y espines 15/2, 13/2 y 11/2 .

El primer estado de paridad negativa que se observa en el decaimiento yrast del esquema de niveles, a la izquierda de la fig. 17, a energías de excitación por encima de los multipletes octupolares ya discutidos, es el nivel a 2283 keV con $I^\pi = 15/2^-$, este estado es claramente el miembro de máximo alineamiento del multiplete $h_{11/2} \times 2^+$. Esto se reconoce no solo por la energía de excitación, muy similar a la energía no perturbada sino también por la forma de desexcitarse, mediante una transición E2 de 1567 keV al estado de partícula $h_{11/2}$, muy similar a la transición E2 de 1660 keV $2^+ \rightarrow 0^+$ en el ^{144}Sm . Es interesante comentar que tal y como se muestra en la fig. 33 los estados acoplados de la partícula $h_{11/2}$ al core ^{144}Sm presentan características muy similares a las del core. Esto sucede a menudo en esta región de núcleos, dado el carácter especial del estado $h_{11/2}$ con un momento angular bastante mayor que el de los otros estados de partícula posibles. A una energía de excitación muy similar a la del estado $15/2^-$, a saber a 2314 y 2400 keV se observan dos estados de paridad negativa que proponemos como los miembros $13/2^-$ y $11/2^-$ del multiplete $h_{11/2} \times 2^+$. Otro estado de paridad negativa se observa a 2117 keV, este estado también puede ser el miembro $9/2^-$ de este multiplete, pero la energía de excitación se desvía bastante de la energía no perturbada y la proposición es sólo tentativa. La desexcitación M1/E2 al estado de partícula $h_{11/2}$ estaría de acuerdo con esta proposición. Los miembros propuestos para el multiplete $h_{11/2} \times 2^+$ junto a la energía no perturbada se muestran en la fig. 32.

Después de esta larga discusión y antes de pasar a discutir los estados de tres partículas, resumimos los resultados experimentales obtenidos en la identificación de estados acoplados partícula-fonón en el ^{145}Eu : los estados acoplados de la vibración octupolar en el ^{146}Gd a los estados de hueco de protón $d_{5/2}^{-1}$ y $g_{7/2}^{-1}$, constituyen los estados excitados de pa-

ridad negativa entre 1 y 2 MeV en el ^{145}Eu . De los 13 estados posibles, hemos observado 11 de ellos. El multiplete $g_{7/2}^{-1} \times 3^{-}$ se observa no perturbado y a una energía un poco por debajo de la esperada. El multiplete $d_{5/2}^{-1} \times 3^{-}$, que se esperaba encontrar perturbado presenta un comportamiento sistemático similar al esperado aunque la magnitud de la perturbación es un poco menor a la que predicen los cálculos. La forma particular en que los miembros de ambos multipletes decaen puede entenderse en términos de configuraciones específicas y de polarización del estado fundamental y del primer estado excitado en ^{145}Eu .

De los estados cuadrupolares hemos podido identificar de forma unívoca los miembros $1/2^{+}$ y $3/2^{+}$ del multiplete $d_{5/2}^{-1} \times 2^{+}$ los que se reconoce del decaimiento β^{+} del ^{145}Gd . Otros miembros de esta configuración y del multiplete $g_{7/2} \times 2^{+}$ se han propuesto en base a consideraciones energéticas y de transferencia. Los cuatro multipletes de energía más baja acoplados a las excitaciones del ^{146}Gd se ubican a energías características de 100 a 150 keV por debajo de la energía esperada.

Finalmente tenemos que decir que si lo propuesto en este capítulo es cierto, probablemente es el ^{145}Eu el mejor ejemplo para estudiar los estados de acoplamiento débil partícula-fonón. La observación de este gran número de estados vibracionales ha sido posible gracias al estudio combinado de diversas reacciones en haz, de transferencia y decaimiento β^{+} . Raramente se encuentran tantas fuentes de información en los estados excitados de un núcleo.

C4. ESTADOS DE TRES PARTICULAS

A partir de 2.2 MeV, se esperan encontrar en ^{145}Eu excitaciones de tres partículas. Nosotros hemos observado de hecho unos 25 nuevos estados no yrast a partir de 2.2 MeV y hasta unos 4 MeV, sin embargo el espín-paridad en esta región de energías de excitación no pudo definirse unívocamente como en la región de bajas energías. Además los estados de tres partículas envolviendo cinco estados posibles de partícula significa que para cada espín-paridad existen varias configuraciones posibles. Por tanto sería

ambicioso intentar interpretar los estados no yrast observados en esta región de energías. Sin embargo los niveles situados en la línea yrast suelen tener configuraciones mas puras, en particular cuando se trata de los miembros de máximo o cuasimáximo alineamiento de una configuración de varias partículas con momento angular alto. En nuestros experimentos hemos observado cuatro nuevos niveles yrast hasta un espín $27/2^+$ y hemos confirmado los niveles yrast propuestos anteriormente ($79\text{He}2$), (80Ba) y (80Ra) hasta un espín de $19/2^-$. A continuación pasamos a discutir los niveles yrast de señoría tres en ^{145}Eu .

Varios trabajos han demostrado que el modelo de capas tiene un gran campo de aplicabilidad en la región del ^{146}Gd . Una consecuencia muy importante de este hecho es que uno puede descomponer un estado de varias partículas en subestructuras que corresponden a energías de excitación en los núcleos vecinos. Estas excitaciones son independientes de las masas de los estados fundamentales de los núcleos envueltos. Cuando se usan energías de excitación de estados conocidos la escala común de energías viene dada como una combinación lineal de las masas de estos núcleos. Este método de cálculo es especialmente apropiado para estados que poseen máximo alineamiento y que se encuentran en la línea yrast, condiciones que favorecen que el estado en cuestión este libre de mezclas.

El método se inició hace algunos años (62Ta) y (63Sh) en la región de núcleos ligeros y posteriormente (76Li) y (79B1) fue extendido a núcleos en la región del ^{208}Pb . Recientemente se ha aplicado también en la región del ^{146}Gd en particular en un trabajo extenso en el que se estudian varios estados yrast en esta región (83B1). El modelo se resume en el apendice 2.

En el núcleo ^{145}Eu podemos aplicar este método a varios estados yrast. En particular el estado $27/2^+$ de la configuración $h_{11/2}^2 g_{7/2}^{-1}$ es especialmente apropiado para este tipo de cálculos pues posee el máximo espín para un estado de señoría tres.

Este estado puede descomponerse según se describe en la fig. 34 y la energía se calcula considerando:

a) Tres términos de dos partículas:

$$\text{el estado } h_{11/2}^2 (j^{-2})_0 \text{ en } ^{146}\text{Gd} : 10^+$$

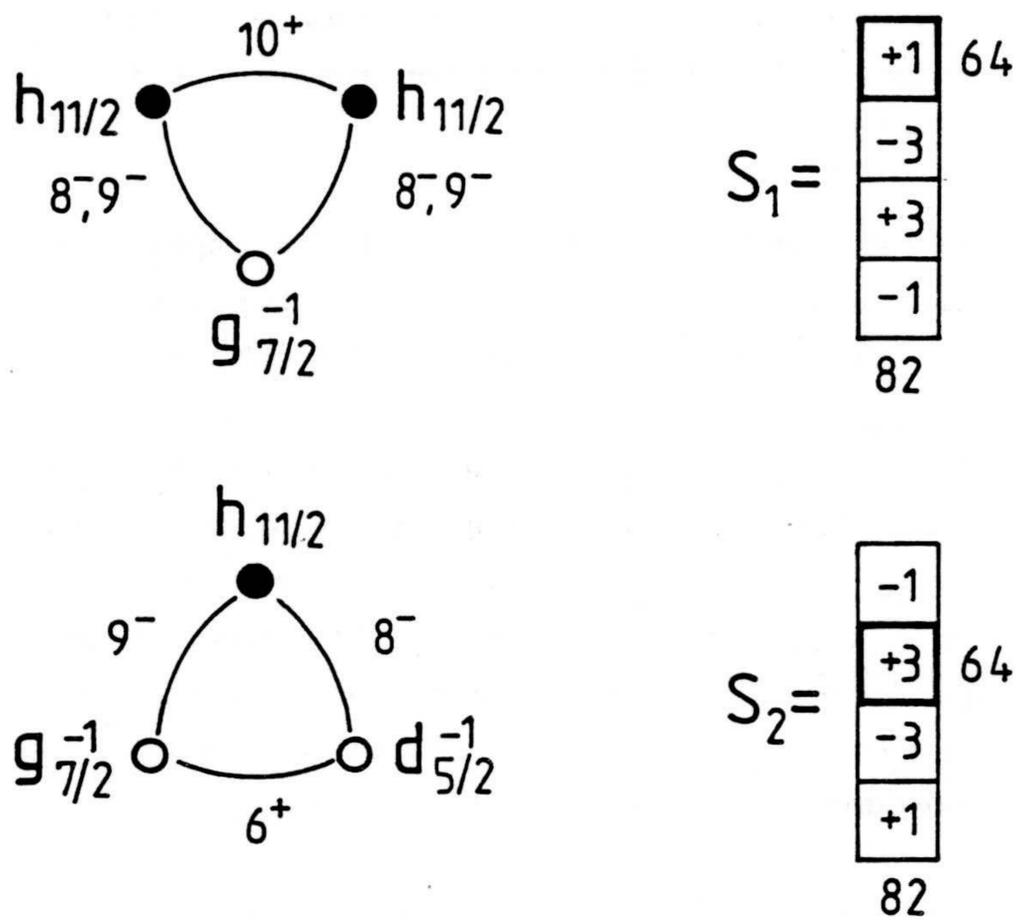


Fig. 34: Representación esquemática de los estados $(\pi h_{11/2}^2 g_{7/2}^{-1} (j^{-2})_0)_{27/2}^+$ y $(\pi h_{11/2}^2 g_{7/2}^{-1} d_{5/2}^{-1})_{23/2}^-$ en ^{145}Eu . Los coeficientes de las masas necesarias para calcular la energía de excitación de dichos estados se muestran a la derecha en forma de ventanas. La masa correspondiente al core ^{146}Gd se resalta con un marco grueso.

el estado $h_{11/2}g_{7/2}^{-1}(j^{-2})_0$ en ^{144}Sm : 8^-

el estado $h_{11/2}g_{7/2}^{-1}(j^{-2})_0$ en ^{144}Sm : 9^-

con las masas asociadas: $+M(^{146}\text{Gd}) + 2M(^{144}\text{Sm})$

b) Tres términos de una partícula que han de ser substraídos pues en el apartado a) hemos contado cada partícula o hueco dos veces:

dos veces el estado $h_{11/2}(j^{-2})_0$ en ^{145}Eu : $11/2^-$

una vez el estado $g_{7/2}^{-1}(j^{-2})_0$ en ^{143}Pm : $7/2^+$

y las masas: $- 2M(^{145}\text{Eu}) - M(^{143}\text{Pm})$

c) Un término de cero partículas o core:

el estado fundamental en ^{144}Sm : 0^+

y la masa: $+ M(^{144}\text{Sm})$

Finalmente si queremos extraer la energía de excitación en el ^{145}Eu debemos de substraer una vez la masa del ^{145}Eu .

Entonces la energía de excitación del nivel $27/2^+$ se puede escribir como:

$$E(h_{11/2}^2g_{7/2}^{-1}(j^{-2})_0; 27/2^+, \text{Eu}) = E(10^+, \text{Gd}) \\ + 2\{U^2(11/2 \ 11/2 \ 7/2 \ 27/2; 10 \ 9)E(9^-, \text{Sm}) \\ + U^2(11/2 \ 11/2 \ 7/2 \ 27/2; 10 \ 8)E(8^-, \text{Sm})\} + S_1$$

donde los U^2 (U = coeficiente de parentesco fraccional) dan la probabilidad con que los miembros 8^- y 9^- de la configuración $h_{11/2}g_{7/2}^{-1}$ contribuye al estado $27/2^+$ en Eu. Los núcleos que se consideran aquí tienen todos $N = 82$ por lo que no hemos considerado necesario escribir el número másico.

El término S_1 corresponde al susodicho origen de energías de excitación común a los cuatro núcleos que se consideran:

$$S_1 = \begin{array}{|c|} \hline +1 \\ \hline -3 \\ \hline +3 \\ \hline -1 \\ \hline \end{array} = M(\text{Gd}) - 3M(\text{Eu}) + 3M(\text{Sm}) - M(\text{Pr})$$

En forma muy similar se puede calcular el término de cuasimáximo alineamiento como se muestra en la tabla 10.

A 3183 keV se encuentra un estado $23/2^-$ que interpretamos como el miembro de máximo alineamiento de la configuración $h_{11/2}^{-1}g_{7/2}^{-1}d_{5/2}^{-1}$. Este estado sin embargo corresponde a otro origen de energías según veremos a continuación. Efectivamente la energía del miembro de máximo alineamiento de la configuración $h_{11/2}^{-1}g_{7/2}^{-1}d_{5/2}^{-1}$ puede descomponerse como (fig. 34):

a) Tres términos de dos partículas:

$$\begin{array}{l} h_{11/2}d_{5/2}^{-1} \text{ en } ^{146}\text{Gd} : 8^- \\ h_{11/2}g_{7/2}^{-1} \text{ en } ^{146}\text{Gd} : 9^- \\ d_{5/2}g_{7/2}^{-1} \text{ en } ^{144}\text{Sm} : 6^+ \end{array}$$

con las masas asociadas: $+ 2M(^{146}\text{Gd}) + M(^{144}\text{Sm})$

b) Tres términos de una partícula:

$$\begin{array}{l} h_{11/2} \text{ en } ^{147}\text{Tb} : 11/2^- \\ g_{7/2} \text{ en } ^{145}\text{Eu} : 7/2^+ \\ d_{5/2} \text{ en } ^{145}\text{Eu} : 5/2^+ \end{array}$$

y las masas: $- M(^{147}\text{Tb}) - 2M(^{145}\text{Eu})$

c) El core 0^+ en ^{146}Gd : $+ M(^{146}\text{Gd})$

Por tanto la energía de excitación puede escribirse como:

$$\begin{aligned} E(h_{11/2}d_{5/2}^{-1}g_{7/2}^{-1}; 23/2^-, \text{Eu}) &= E(8^-, \text{Gd}) + E(9^-, \text{Gd}) + E(6^+, \text{Sm}) \\ &\quad - E(11/2^-, \text{Tb}) - E(5/2^+, \text{Eu}) - E(7/2^+, \text{Eu}) + S_2 \end{aligned}$$

donde:

$$S_2 = \begin{array}{|c|} \hline -1 \\ \hline +3 \\ \hline -3 \\ \hline +1 \\ \hline \end{array} = -M(^{147}\text{Tb}) + 3M(^{146}\text{Gd}) - 3M(^{145}\text{Eu}) + M(^{144}\text{Sm})$$

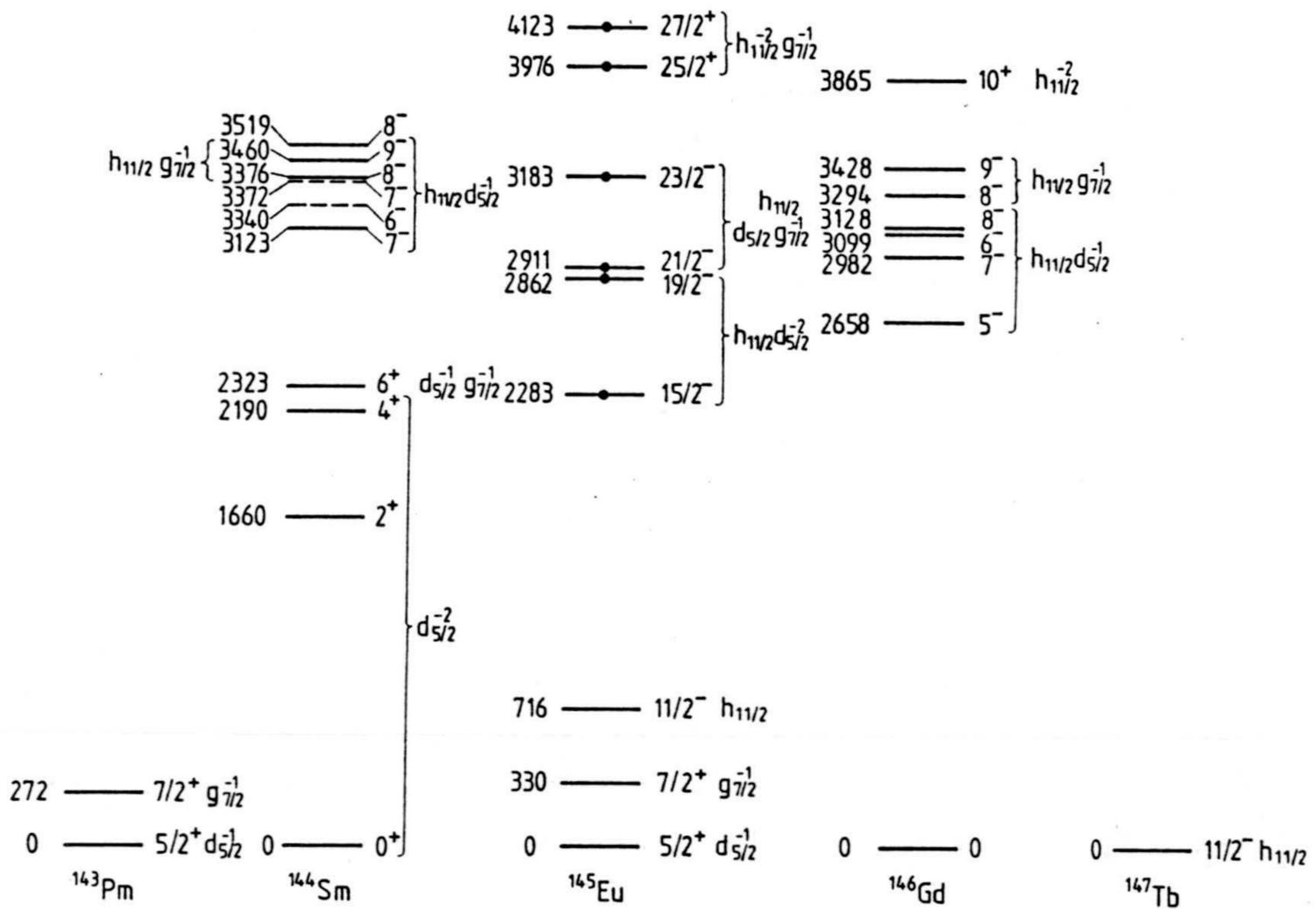
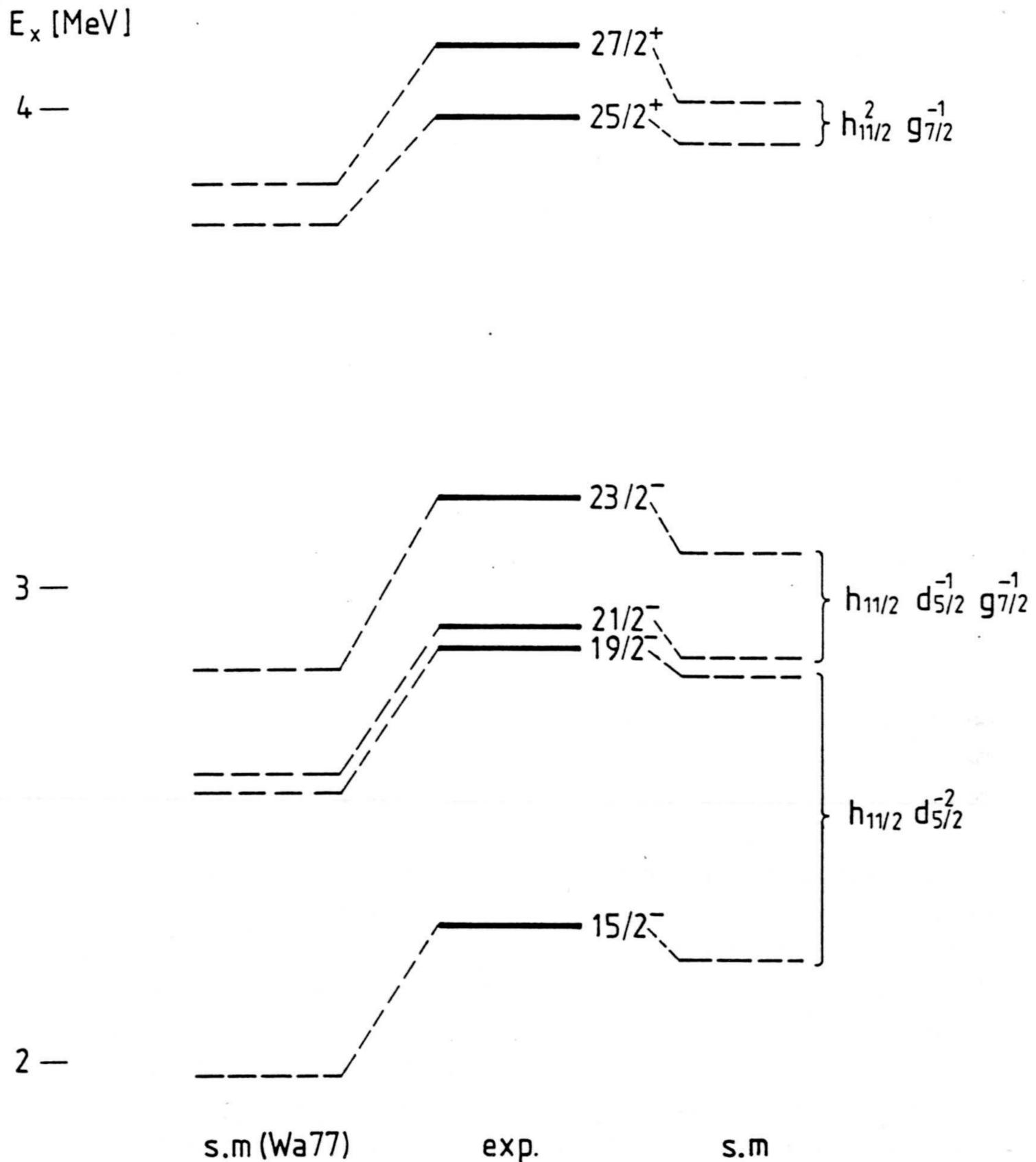


Fig. 35: Energías de excitación experimentales de algunos niveles con configuraciones específicas en los isotonos $N = 82$ desde Pm hasta Tb. Estos estados se han utilizado para calcular la energía de excitación de los estados de senioridad 3 en ^{145}Eu que se resumen en la tabla 10. Los estados cuya energía se ha calculado y que se han observado se indican con un círculo en la figura. Los niveles que se muestran con línea discontinua no se han observado y su energía se ha estimado de los niveles con la misma configuración en ^{146}Gd (83Ya). Los datos han sido tomados de: ^{143}Pm (78Le); ^{144}Sm (79Pe); ^{145}Eu (78Le) y el presente trabajo; ^{146}Gd (78K1), (79K1a) y (81Sc); ^{147}Tb (78Le).

Analogamente se pueden calcular los estados de las configuraciones $h_{11/2}^2 d_{5/2}^{-1}$, $h_{11/2} d_{5/2}^{-2}$, $s_{1/2} d_{5/2}^{-1} g_{7/2}^{-1}$... siempre que los estados de una, dos y tres partículas se conozcan empíricamente o se puedan estimar con un cierto grado de confianza. Los estados de dos partículas se conocen bastante bien en el ^{146}Gd (83Ya) no ocurriendo lo mismo con el ^{144}Sm en cuyo caso se conocen prácticamente solo los estados yrast (79Pe). (Un estudio detallado de los estados no yrast del ^{144}Sm similar al realizado en este trabajo en ^{145}Eu o al trabajo en ^{146}Gd sería muy necesario para una mejor comprensión de los estados de varias partículas en la región del ^{146}Gd). Los estados de senioridad 3 en ^{145}Eu que se pueden calcular actualmente según el método de análisis explicado arriba, se resumen en la tabla 10, donde también se muestra la descomposición específica para cada estado. Las interacciones de una y dos partículas usadas en los cálculos se muestran en la fig. 35 donde se dan las energías de excitación, espín-paridad y configuración junto con las referencias de los trabajos experimentales.

Hasta ahora sólo hemos hablado de las energías de excitación, pero como ya hemos mencionado, para escoger el origen adecuado de energías es necesario conocer cuatro masas en cada caso. En los estados que hemos calculado (tabla 10) sólo hemos usado dos grupos de masas diferentes, S_1 incluyendo el ^{143}Pm y S_2 incluyendo el ^{147}Tb (fig. 34). Conviene hacer notar que en ambos casos la masa del ^{145}Eu aparece con un factor 3 y signo negativo. Cuando usamos las masas recopiladas en (77Wa) para los núcleos ^{143}Pm , ^{144}Sm y ^{145}Eu , la masa del ^{146}Gd que se obtiene de (79Al) y (80Pa) y la masa del ^{147}Tb de (83Bl), se observa que las energías calculadas (ver fig. 36 izquierda) son sistemáticamente del orden de 300 keV demasiado bajas al compararlas con los valores experimentales (fig. 36 centro). Es bastante improbable que esta desviación sistemática se deba a las energías de excitación de una y dos partículas, pues estas son diferentes en cada cálculo específico. Tampoco es probable que se deba a las masas de Tb o Pm que contribuyen o a S_1 o a S_2 respectivamente. La masa del núcleo estable ^{144}Sm se considera bien conocida y asimismo los resultados de los experimentos de transferencia que definen la masa del ^{146}Gd y que coinciden entre sí. La masa del ^{145}Eu que se da en la recopilación de 1977 se basa exclusivamente en valores Q_{β^+} . Todo parece indicar que esta masa está equivocada en (77Wa) por unos 100 (25) keV.



V = 3 States in ^{145}Eu

Fig. 36: Niveles de tres partículas en el ^{145}Eu . A la izquierda se muestran las energías calculadas con las ecuaciones de la tabla 10 usando las masas de la recopilación de 1977 (77Wa) y las masas del ^{146}Gd y ^{147}Tb de las referencias (79A1), (80Pa) y (83B1). A la derecha se muestran las energías obtenidas con los mismas ecuaciones y la masa del ^{145}Eu medida en este trabajo (y la masa del ^{147}Tb deducida en el apartado C5 de este trabajo). En el centro pueden verse los valores experimentales. Los estados $15/2^-$ y $19/2^-$ se conocían previamente a este trabajo (79He2) (80Ba) y (80Ra)

Efectivamente, en este trabajo hemos medido la masa del ^{145}Eu usando reacciones de transferencia con iones ligeros, y hemos obtenido un valor que difiere en 59 (17) keV del valor recopilado en (77Wa).

Las energías de excitación de los estados de tres partículas que se obtienen con el nuevo valor de la masa del ^{145}Eu (y la masa de ^{147}Tb que deducimos en el próximo capítulo e incluimos ya aquí con el fin de dar un valor definitivo) se muestran en la parte derecha de la fig. 36.

Como se puede observar, el valor correcto de la masa del ^{145}Eu acerca los valores calculados a los valores experimentales. Sin embargo la discrepancia que todavía se observa, del orden de 120 keV para los estados de máximo alineamiento y 60 keV para los estados no alineados, es todavía un poco grande respecto a lo que se esperaría en este tipo de cálculos: una desviación de unos 20 keV para un estado libre de mezclas como el $27/2^+$.

Un origen posible de esta desviación sería las variaciones en la fuerza de las correlaciones de apareamiento. Varias pruebas experimentales han demostrado que las correlaciones de apareamiento existen en los estados fundamentales de los núcleos alrededor ^{146}Gd , sin embargo el gap de 2.5 MeV en el espectro de niveles de una partícula tiende a hacer estas correlaciones mas débiles que en una región donde la densidad de niveles no presenta singularidades ($\Delta\varepsilon_i \ll \Delta\varepsilon_{\text{pair}}$). En un estado de muchas partículas al bloquear partículas cerca de la superficie de Fermi, se aumenta el efecto destructivo del gap. Al reducir la energía de un estado de tres partículas como suma de energías de dos partículas, mas energías de una partícula, mas energía del core, los cambios en la energía de apareamiento entre cero, una y dos partículas se incluyen de forma empírica al usar energías de excitación experimentales. Sin embargo incluimos el error de suponer que las energías de dos partículas son las mismas cuando hay tres partículas presentes. Es decir, en el cálculo se incluye un efecto de apareamiento mayor del que existe cuando se bloquean tres partículas. Como la energía de apareamiento es atractiva, la energía calculada sería demasiado baja, que es el efecto observado. Sería interesante observar este efecto en otros estados de muchas partículas en la región alrededor de ^{146}Gd . En general en núcleos con $Z \geq 64$ se conocen estados de varias partículas con configuraciones bastante puras, sobre todo debido al papel predominante del orbital $h_{11/2}$ en estados yrast. Sin embargo efectos del orden de 100 keV no se pueden observar en la descomposición de estos estados ya que el

estado experimental de las masas en esta región es bastante insatisfactorio. En particular las masas de los isotonos $N = 82, 83$ desde Tb hasta Er no son accesibles experimentalmente mediante reacciones de transferencia con iones ligeros. En el próximo apartado explicaremos un método semiempírico para obtener las masas de estos isotonos, en el que se utilizaron las masas de los núcleos ^{145}Eu , ^{146}Eu y ^{147}Gd medidas con gran precisión en este trabajo.

C5. LAS MASAS DE LOS NUCLEOS ^{145}EU , ^{146}EU Y ^{147}GD Y SU IMPACTO EN LA OBTENCION DE OTRAS MASAS

Como ya hemos discutido en el apartado anterior, las masas de los estados fundamentales son de primordial importancia en el análisis de estados de varias partículas. En el presente trabajo hemos presentado las medidas de las masas de tres núcleos: ^{145}Eu , ^{146}Eu y ^{147}Gd . Previamente a estas medidas los valores tabulados para estas masas se basaban, o bien en medidas de valores Q_{β^+} (medida indirecta) o bien en reacciones con iones pesados, como en el caso del ^{147}Gd , donde los efectos cinemáticos pueden tener mucha importancia. Nuestros resultados, con errores típicos de pocos keV mejoran notablemente el conocimiento de las masas en la región del ^{146}Gd .

Ya hemos comentado la importancia de la masa del ^{145}Eu a la hora de interpretar los estados yrast del ^{145}Eu . La masa del ^{147}Gd es de vital importancia pues entre otras cosas define el gap de energías a $N = 82$. Como indicamos en el apartado B6, la confusión previa a nuestra medida era considerable, como indicación recordemos que los valores de esta masa que se dan en las tablas de masas de 1977 (77Wa) y 1983 (83Wa) con unos errores de 26 y 23 keV respectivamente, difieren sin embargo en 300 keV. Una primera consecuencia del nuevo valor experimental de esta masa es que la interacción del término de máximo alineamiento de la configuración $(\nu f_{7/2}^2)$ calculada como:

$$V_{\text{res}}(\nu f_{7/2}^2)_{6^+} = E_{6^+} - \begin{array}{|c|c|c|} \hline -1 & +2 & -1 \\ \hline \end{array}$$

da una repulsión idéntica a la que se obtiene en el núcleo vecino ^{146}Sm .

					Er	-62618(6)	-62223(50)
					Ho	-65026(10)	-64652(15)
		Dy	-69320(5)	-68768(5)			
		Tb	-71498(5)	-71117(14)			
Gd	-76095(5)	-75366(4)					
Eu	-78001(4)	-77129(13)					
	82	83	84	85	86	87	

Fig. 37: Masas de los isotonos $N = 82$ y 83 de Eu y Gd medidas con reacciones de transferencia con iones ligeros. La medida de tres de ellas se incluye en esta memoria. Las cadenas de decaimiento α conectan estas masas con los isótopos de Tb, Dy, Ho y Er, para los cuales el Q_α se conoce con precisiones típicas de pocos keV. (La cadena que comienza en ^{146}Gd se extiende hasta el ^{178}Hg).

Las tres masas medidas en este trabajo junto con la masa del ^{146}Gd que también se ha medido con transferencia de iones ligeros amplían el marco de masas conocidas en esta región al estar conectadas a cuatro cadenas de decaimiento α cuyos valores Q_α se conocen con bastante exactitud como se indica en la fig. 37.

En el capítulo anterior hemos visto que pueden relacionarse estados de multiparticulas con excitaciones más sencillas en núcleos vecinos y las masas de los estados fundamentales. Este tipo de análisis puede utilizarse para calcular energías de excitación cuando los términos de cero, una y dos partículas y las masas necesarias se conocen experimentalmente o viceversa, las ecuaciones que relacionan energías y masas pueden utilizarse para extraer el valor esperado de las masas cuando las energías de excitación se conocen bien. Este último tipo de análisis se ha llevado a cabo en la ref. (83B1) usando un gran número de estados yrast en núcleos por encima del ^{146}Gd . Consecuentemente se obtuvieron 14 ecuaciones independientes (ver fig. 38) que relacionan las masas de los isótonos $N = 82$ y $N = 83$ desde el Sm hasta el Er y algunos isótonos $N = 84$ (cuyas masas están directamente relacionadas con los isótonos $N = 82$ a través de decaimiento α con valores Q conocidos). En 1983 se usaron como parámetros las masas entonces conocidas basadas en espectroscopía de partículas (que se reducían a los isótonos de Sm y Gd) y los valores Q_α . En concreto la masa del ^{147}Gd se tomó de la ref. (80Pa) que se desvía 124 (30) keV de nuestros resultados. Realizando un ajuste de mínimos cuadrados de las ecuaciones de la fig. 38 con estos valores se determinaron las masas de los isótonos de Eu, Tb, Dy, Ho y Er.

Es claro que los nuevos valores de las masas de los isótonos de Eu y Gd van a variar los resultados derivados de este análisis. Por ello, nosotros hemos llevado a cabo un nuevo ajuste de las ecuaciones a) hasta j) de la fig. 38 utilizando los valores de las masas de ^{145}Eu , ^{146}Eu y ^{147}Gd medidas en este trabajo y (82Sc), y la masa del ^{146}Gd de las ref. (79A1), (83F1) y (85Ma) (ver apéndice 1), junto con las masas de los isótopos de Sm y valores Q_α de la última recopilación de masas (83Wa). Las 10 ecuaciones sobredeterminan las cinco incógnitas: las masas de ^{147}Tb , ^{148}Tb , ^{148}Dy y ^{149}Dy y la energía de excitación del estado $(\pi h_{11/2} \nu f_{7/2})_8^+$ en ^{148}Tb (que aparece en las ecuaciones y no ha sido observado). El valor final de χ^2/N ($N =$ grados de libertad) obtenido es 0.20 lo que da una idea de la autoconsistencia de las ecuaciones. Nuestros resultados junto con

$$\begin{array}{|c|c|} \hline -1 & +1 \\ \hline +2 & -2 \\ \hline -1 & +1 \\ \hline \end{array} = -339(20) \text{ keV} \quad \text{a)}$$

$$\begin{array}{|c|} \hline +1 \\ \hline -3 \\ \hline +3 \\ \hline -1 \\ \hline \end{array} = -6,026(50) \text{ keV} \quad \text{b)}$$

$$\begin{array}{|c|c|} \hline +1 & -1 \\ \hline -2 & +2 \\ \hline +1 & -1 \\ \hline \end{array} = -258(30) \text{ keV} - \frac{7}{18} E_8 \quad \text{c)}$$

$$\begin{array}{|c|c|c|} \hline -1 & +2 & -1 \\ \hline +1 & -2 & +1 \\ \hline \end{array} = -174(50) \text{ keV} - \frac{11}{18} E_8 \quad \text{d)}$$

$$\begin{array}{|c|c|c|} \hline -1 & +2 & -1 \\ \hline & & \\ \hline +1 & -2 & +1 \\ \hline \end{array} = +31(20) \text{ keV} \quad \text{e)}$$

$$\begin{array}{|c|c|c|} \hline +1 & & -1 \\ \hline -2 & & +2 \\ \hline +1 & & -1 \\ \hline \end{array} = +106(30) \text{ keV} \quad \text{f)}$$

$$\begin{array}{|c|c|} \hline +1 & -1 \\ \hline -1 & +1 \\ \hline -1 & +1 \\ \hline +1 & -1 \\ \hline \end{array} = +59(30) \text{ keV} \quad \text{g)}$$

$$\begin{array}{|c|} \hline +1 \\ \hline -2 \\ \hline \\ \hline +2 \\ \hline -1 \\ \hline \end{array} = -487(30) \text{ keV} \quad \text{h)}$$

$$\begin{array}{|c|c|} \hline -1 & +1 \\ \hline & \\ \hline +2 & -2 \\ \hline & \\ \hline -1 & +1 \\ \hline \end{array} = -25(40) \text{ keV} \quad \text{i)}$$

$$\begin{array}{|c|} \hline -1 \\ \hline +3 \\ \hline -3 \\ \hline +1 \\ \hline \end{array} = -5,546(40) \text{ keV} \quad \text{j)}$$

$$\begin{array}{|c|} \hline -1 \\ \hline +3 \\ \hline -3 \\ \hline +1 \\ \hline \end{array} = -5,958(20) \text{ keV} \quad \text{k)}$$

$$\begin{array}{|c|} \hline -1 \\ \hline 0 \\ \hline +6 \\ \hline -8 \\ \hline +3 \\ \hline \end{array} = -12,044(40) \text{ keV} \quad \text{l)}$$

$$\begin{array}{|c|c|c|} \hline -1 & +2 & -1 \\ \hline & & \\ \hline +1 & -2 & +1 \\ \hline & & \\ \hline & & \\ \hline \end{array} = +25(30) \text{ keV} \quad \text{m)}$$

$$\begin{array}{|c|c|} \hline +1 & -1 \\ \hline -1 & +1 \\ \hline -1 & +1 \\ \hline +1 & -1 \\ \hline \end{array} = -119(50) \text{ keV} \quad \text{n)}$$

Fig. 38: Representación esquemática de las ecuaciones que sobredeterminan las masas de los isótonos $N = 82$ y 83 de Tb y Dy y E_8 (ecuaciones "a" hasta "j") y que determinan las masas de los isótonos de Ho y Er (ecuaciones "k" hasta "n"). Los números que se dan en las ventanas contienen los coeficientes de las masas integrantes. Las masas de los isótonos de Sm, Eu, Gd y los Q_α de los isótonos $N = 84$ se han usado como parámetros para deducir las otras masas. E_8 es la energía de excitación del estado $(\pi h_{11/2} \nu f_{7/2})_8$ en ^{148}Tb .

Er	- 57901 (180)	- 58371 (120)	- 60540 (60)
Ho	- 61683 (110)	- 61931 (100)	- 63649 (28)
Dy	- 67898 (60)	- 67772 (34)	- 69320 (5)
Tb	- 70716 (28)	- 70480 (30)	- 71462 (5)
Gd	- 76095 (5)	- 75366 (4)	- 76278 (4)
Eu	- 78001 (4)	- 77129 (13)	- 77555 (4)
Sm	81974 (4)	- 80660 (4)	- 80992 (6)

N = 82

83

84

$$E_8 = 363 (100)$$

Fig 39: Exceso de masa en keV de los isótonos N = 82 y 83 de Tb hasta Er obtenido en el ajuste de mínimos cuadrados de las ecuaciones que se muestran en la figura 38. Las masas usadas como parámetros se muestran en cursivas y han sido tomadas de las siguientes referencias: ^{145}Eu : (82Sc) y el presente trabajo (84Ru); ^{146}Eu : el presente trabajo (84Ru). ^{146}Gd : (81Al), (83Fl) y (85Ma); ^{147}Gd : el presente trabajo (85Ru); las otras masas así como los valores Q_α se han tomado de (83Wa).

los parámetros empleados se muestran en la fig. 39. Similarmente a ref. (83B1) hemos usado estos resultados junto con las ecuaciones k) hasta n) (fig. 38) para determinar las masas de los isótonos de Ho y Er que también se dan en la fig. 39.

Los resultados obtenidos en el presente trabajo difieren notablemente de los correspondientes en (83B1) debido principalmente al error en la masa del ^{147}Gd . Sin embargo las consecuencias que se extrajeron entonces no han cambiado sustancialmente con los nuevos resultados ya que se basaban en diferencias de masas. En particular la energía de separación de dos protones a $Z = 64$ es con los nuevos valores 0.35 MeV menor que la obtenida en (83B1).

Es lógico pensar que los resultados individuales de las masas son ahora mas correctos debido a la mejor calidad de los parámetros usados. Sin embargo conviene señalar que las masas que se han obtenido, aunque probablemente se acercan mas a los valores reales que aquellas basadas únicamente en sistemática de masas, no dejan de ser valores basados en predicciones y no valores experimentales.

Es muy difícil medir directamente las masas de los isótonos $N = 82$ y 83 de Tb, Dy, Ho, y Er e imposible con reacciones de transferencia con iones ligeros. Sin embargo sería interesante comparar nuestros cálculos con valores experimentales. Efectivamente podemos comparar las masas relativas de dos isobaros con los valores Q_{β^+} medidos. Un resumen de los valores experimentales que podemos comparar con nuestros resultados se muestra en la tabla 11 y en la figura 40. Conviene recordar sin embargo que los núcleos por encima del ^{146}Gd poseen dos estados metaestables cuya energía relativa se desconoce normalmente y que nuestro análisis se refiere a las masas de los isómeros de espín alto. A continuación pasamos a discutir los valores Q_{β^+} medidos en relación con las masas obtenidas.

Como se indica en la fig. 40, varios grupos independientes han medido el Q_{β} en los decaimientos de los isómeros de espín alto de los isótonos $N = 82$ y $N = 83$ de Tb y Ho. En el Tb estas medidas coinciden entre sí y también con nuestros cálculos (fig. 41). (La diferencia entre los isotopos 147 y 148 de Tb y Gd se puede tambien comparar con la diferencia entre los isótopos 151 y 152 de Ho y Dy ya que los valores Q_{α} que conectan estas masas se conocen con gran precisión (83Wa), resultado que también se muestra

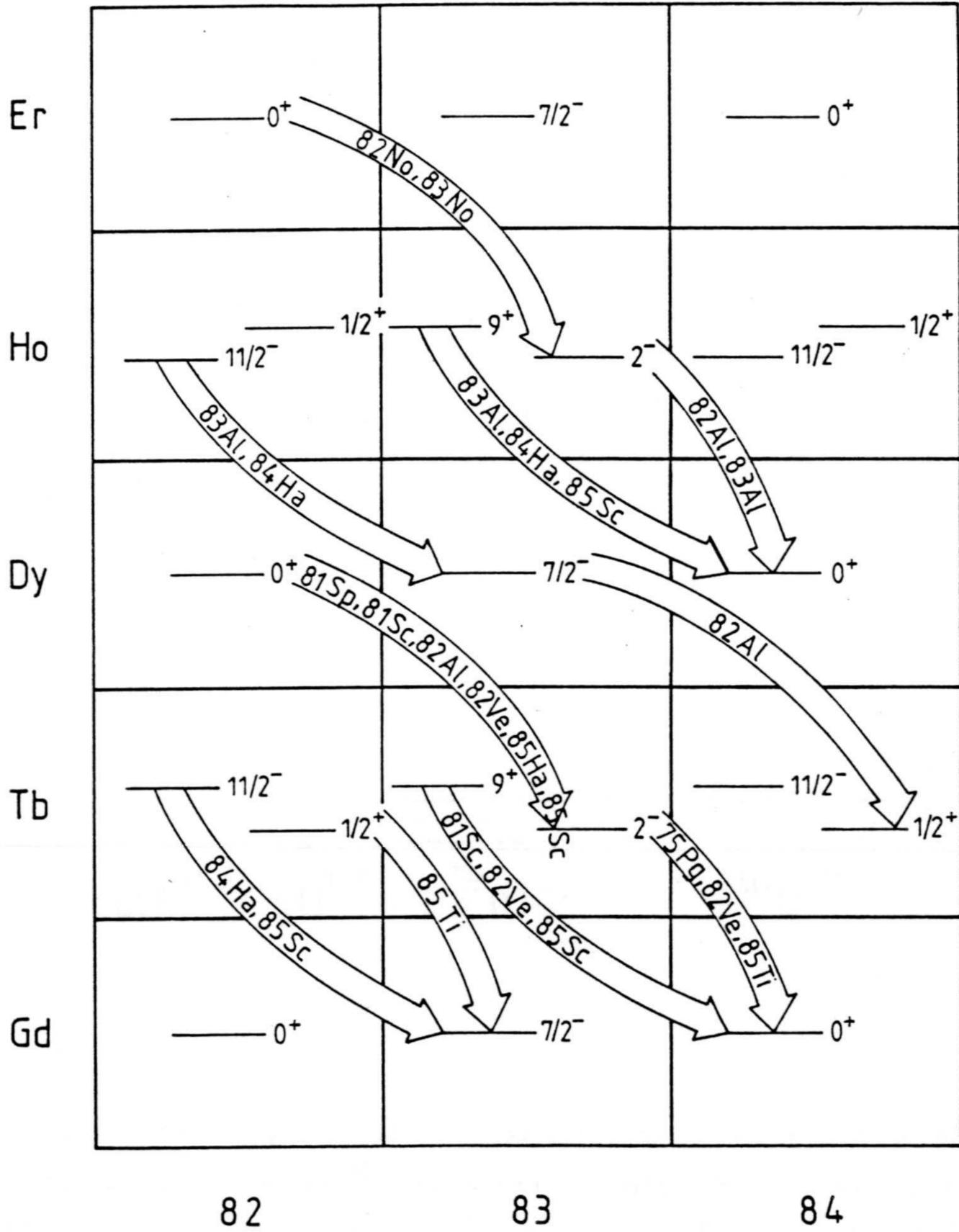


Fig. 40: Representación esquemática de los decaimientos β^+ medidos en las referencias que se indican dentro de las flechas (ver también tabla 11). Los valores Q de estos decaimientos pueden compararse con las diferencias de masas calculadas en este trabajo.

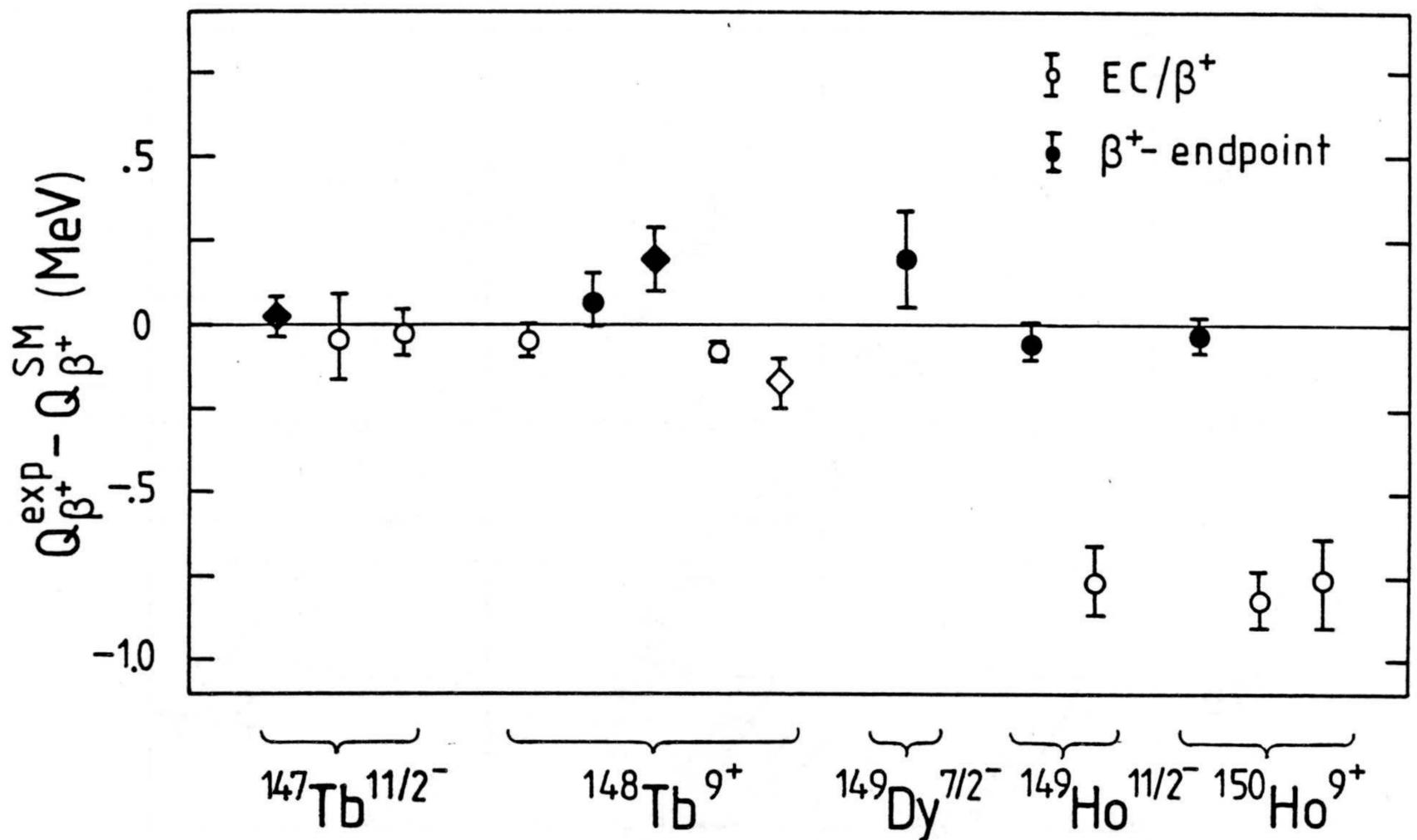


Fig. 41: Comparación de los Q_{β^+} experimentales (fig. 40 y tabla 11) con los calculados en este trabajo. Los valores $Q_{\beta^+}^{\text{SM}}$ de los isótopos 147 y 148 del Tb se pueden comparar con los valores experimentales del decaimiento β^+ de los isótopos 151 y 152 del Ho. Los resultados también se incluyen en la figura en forma de rombos.

en la fig. 41. Estos valores estan de acuerdo con nuestros resultados en el caso del ^{151}Ho y los valores experimentales difieren entre sí en el decaimiento de ^{152}Ho , estando el valor calculado en el medio). Por el contrario los valores experimentales del Q_β de los isótopos de Ho discrepan entre sí. Mientras que los resultados que se basan en la medida de la energía del punto cero coinciden con nuestros resultados, aquéllos deducidos de EC/β^+ se desvían del orden de 0.8 MeV (fig.41). Conviene resaltar que este método se basa en la suposición de que el decaimiento β^+ puebla directamente los estados $9/2^-$ y 8^- mientras que al menos en el caso del ^{149}Ho se ha visto que no ocurre así (84Scha), lo cual aumentaría el Q_β derivado en varios cientos de keV. El decaimiento de los isótonos $N = 82$ de Dy y Er sucede a través de la transición Gamow-Teller $(\pi h_{11/2}^2)_0^+ \rightarrow (\pi h_{11/2} h_{9/2})_1^+$ cuyo estado final se desexcita al estado isomérico 2^- y por tanto no podemos comparar directamente este Q_β con nuestros cálculos. Sin embargo los Q_β de los decaimientos de los isómeros 2^- en ^{148}Tb y ^{150}Ho tambien se conocen experimentalmente y podemos comparar las diferencias de masas $M(^{148}\text{Dy}) - M(^{148}\text{Gd})$ y $M(^{150}\text{Er}) - M(^{150}\text{Dy})$ con las diferencias obtenidas de las masas deducidas. Como se muestra en la fig. 41 los valores experimentales son menores que los calculados en aproximadamente 0.4 MeV.

En general podemos concluir que las masas deribadas del presente análisis estan de acuerdo con los valores Q_β que se obtienen al medir la energía del punto cero y se desvian en unos cientos de keV de aquéllas deducidas de medidas de EC/β^+ , lo cual puede deberse a decaimiento β^+ a estados de alta energía.

D. CONCLUSIONES

En el presente trabajo se han estudiado los niveles no yrast del núcleo ^{145}Eu mediante tres reacciones con transferencia de poco momento angular. En las tres reacciones $^{147}\text{Sm}(p,3n)$, $^{144}\text{Sm}(t,2n)$ y $^{144}\text{Sm}(d,n)$ se han llevado a cabo medidas de funciones de excitación, distribuciones angulares, coincidencias γ - γ y electrones de conversión interna usando técnicas de detección de radiación gamma y de electrones. Particularmente interesante ha sido la comparación de las intensidades de los rayos γ en las diversas reacciones y la identificación de transiciones al estado fundamental usando los electrones de conversión en la reacción (d,n).

Entre los niveles de baja energía hemos identificado cinco miembros del multiplete vibracional $d_{5/2}^{-1} \times 3^{-}$ y seis miembros del multiplete $g_{7/2}^{-1} \times 3^{-}$. Los miembros del multiplete $d_{5/2}^{-1} \times 3^{-}$ aumentan en energía de excitación según disminuye el espín de acuerdo a las predicciones basadas en teoría de perturbaciones de segundo orden donde la matriz que expresa la interacción se puede obtener del multiplete análogo $h_{11/2} \times 3^{-}$ en el núcleo particular ^{147}Tb . También de acuerdo a lo esperado los miembros del multiplete $g_{7/2}^{-1} \times 3^{-}$ se han encontrado prácticamente degenerados en energía (dentro de un intervalo de 100 keV). Los modos de desexcitación de estos dos multipletes, preferiblemente mediante transiciones dipolares eléctricas a sus correspondientes estados de partícula $d_{5/2}^{-1}$ y $g_{7/2}^{-1}$, pueden explicarse si se consideran mezclas de las configuraciones $(d_{5/2}^{-1} \times 2^{+})_{5/2^{+}}$ y $(g_{7/2}^{-1} \times 2^{+})_{7/2^{+}}$ en dichos niveles, lo cual también está de acuerdo con las observaciones en los experimentos de transferencia con la reacción $^{144}\text{Sm}(^3\text{He},d)^{145}\text{Eu}$.

Tres estados se identifican como miembros del multiplete cuadrupolar $d_{5/2}^{-1} \times 2^{+}$, de los cuales dos $1/2^{+}$ y $3/2^{+}$ lo están firmemente, ya que reciben la mayor parte de la fuerza del decaimiento β^{+} del ^{145}Gd . Esto sólo se puede explicar a través del decaimiento Gamow-Teller en el que un protón en el núcleo inicial en la capa $d_{5/2}$ se transforma en un neutrón en la capa $d_{3/2}$ quedando la vibración cuadrupolar 2^{+} como espectador. Del $\log ft$ de estos dos niveles y de la asignación de espín y paridad que se obtiene de nuestros experimentos, se puede extraer la función de ondas de neutrones

del estado fundamental del ^{145}Gd que contiene un 33% de polarización del core.

A aproximadamente 330 keV por encima del multiplete $d_{5/2}^{-1} \times 2^+$ se observan cuatro niveles que proponemos como miembros del multiplete $g_{7/2}^{-1} \times 2^+$. A energías de excitación superiores donde la densidad de niveles aumenta y los espines y paridades de los niveles no están tan bien determinados se encuentran tres candidatos a los multipletes $h_{11/2} \times 2^+$ y $h_{11/2} \times 3^-$ respectivamente.

Un conocimiento tan rico de estados acoplados de vibraciones del core a estados de senioridad uno es muy poco común y ha sido posible gracias al estudio exhaustivo de diversos experimentos.

También usando técnicas de núcleo compuesto, hemos estudiado los niveles yrast del ^{145}Eu hasta una energía de excitación de 4 MeV usando la reacción $^{144}\text{Sm}(\alpha, p2n)$. En estos experimentos hemos localizado cuatro niveles nuevos que se interpretan como estados de tres protones envolviendo el orbital $h_{11/2}$. La energía de excitación de estos niveles pueden calcularse de forma semiempírica usando el modelo de capas. Para ello se necesita definir un origen de energías que es una combinación lineal de las masas de los estados fundamentales del ^{145}Eu y sus isótonos vecinos. De la comparación de los estados observados experimentalmente y de los cálculos se ha obtenido un valor esperado de la masa del ^{145}Eu que está en desacuerdo con valores precedentes basados en decaimiento β^+ por lo que se ha procedido a medir la masa del ^{145}Eu . Para ello hemos medido el valor Q de la reacción de transferencia $^{144}\text{Sm}(^3\text{He}, d)^{145}\text{Eu}$ por comparación con otras reacciones de valor Q conocido, usando el magnetoespectrógrafo Big Karl (Jülich). La pequeña discrepancia que todavía persiste entre las energías de excitación observadas y las calculadas usando el nuevo valor de la masa del ^{145}Eu puede ser debida a la reducción de las energías de apareamiento cuando se bloquean tres partículas.

En general, el estado experimental de las masas en la región del ^{146}Gd previamente a este trabajo era bastante insatisfactorio. Dada la importancia de estas masas a la hora de calcular las energías de excitación de estados de varias partículas hemos medido otras dos masas con reacciones de transferencia con iones ligeros. Estas dos masas, que corresponden a los núcleos ^{146}Eu y ^{147}Gd se han medido usando los magnetoespectrógrafos de

gran resolución Big Karl y Q3D (Universidad Técnica de München). En particular la medida de la masa del ^{147}Gd ha sido posible sólo gracias a la construcción reciente del blanco radiactivo ^{148}Gd mediante métodos de espalación.

El conjunto de las tres masas medidas en este trabajo proporcionan un excelente punto de partida para un cálculo semiempírico de las masas de los isotonos $N = 82$ y 83 desde Tb hasta Er. Este cálculo es muy importante ya que estas masas no son accesibles mediante reacciones de transferencia con iones ligeros. En general las masas que se obtienen de este análisis están de acuerdo con medidas de valores Q_{β^+} basadas en medidas de energía del punto cero y en no muy buen acuerdo con aquéllas basadas en medidas de cocientes EC/β^+ .

APENDICE 1

La Masa del ^{146}Gd

La masa del ^{146}Gd es de vital importancia en el cálculo de energías de excitación de estados de varias partículas en esta región de núclidos. En los últimos 6 años se han llevado a cabo cuatro medidas (79A1), (80Pa), (83F1) y (85Ma) de esta masa usando reacciones de transferencia. Durante este tiempo ha aparecido la nueva recopilación de masas (83Wa) con las consecuentes variaciones en los valores adoptados de las masas que se usaron tanto para calibrar el magnetoeléctrográfico como para extraer la masa del Gd del valor Q medido.

Nosotros hemos corregido los valores de los cuatro resultados experimentales de forma que sean consistentes con los valores actuales de las masas (83Wa). Para ello hemos extraído de los datos publicados la cantidad $Q - Q_{\text{cal}}$, que es un valor experimental independiente del valor exacto de las masas que se usaron para calibrar el espectrógrafo. Estas cantidades junto con los valores del exceso de masa $M(^{146}\text{Gd})$ que se deducen de ellas usando las masas de (83Wa), se resumen en la tabla 12.

El valor adoptado en el presente trabajo:

$$M(^{146}\text{Gd}) = -76095 (5) \text{ keV}$$

es la media ponderada de los valores derivados de las ref. (79A1), (83F1) y (85Ma). Hemos preferido no incluir la medida de la ref. (80Pa) ya que en el mismo experimento se obtuvo un valor de la masa del ^{147}Gd que difiere en 124(30) keV de nuestros resultados experimentales.

APENDICE 2

Análisis Basado en el Modelo de Capas de Estados Yrast

A continuación explicaremos un método semiempírico (83B1) para calcular energías de excitación de estados de varias partículas con configuraciones puras. Este método consiste en descomponer estructuras nucleares complejas en subestructuras mas simples en núcleos vecinos. Al aplicarlo se supone que las excitaciones permanecen constantes en una cierta región de núcleos y por tanto se pueden comparar energías de excitación en núcleos diferentes escogiendo un origen común de energías que es una combinación lineal de las masas de los estados fundamentales de los núcleos que integran el cálculo. Este análisis es especialmente apropiado para calcular energías de excitación de estados yrast en núcleos esféricos.

Supongamos un estado dominado por una configuración que puede descomponerse en estructuras mas simples existentes en núcleos vecinos. Las energías totales $\varepsilon(Z,N)$ de estas excitaciones son entonces linealmente dependientes:

$$\sum_{(Z,N)} C(Z,N)\varepsilon(Z,N) = 0, \quad \sum_{(Z,N)} C(Z,N) = 0$$

Las energías $\varepsilon(Z,N)$ puede escribirse en función de las energías ε_i de los niveles del núcleo (Z,N):

$$\varepsilon(Z,N) = \sum_i p_i \varepsilon_i(Z,N)$$

donde p_i son los cuadrados de los coeficientes de parentesco fraccional que dan la probabilidad con que el estado i participa en la descomposición. La energía ε_i es la suma de la energía de excitación E_i y la masa del estado fundamental M del núcleo (Z,N):

$$\varepsilon_i(Z,N) = E_i(Z,N) + M(Z,N)$$

Sustituyendo (2) y (3) en (1) se obtiene:

$$\sum_{(Z,N)} C(Z,N)E(Z,N) + S = 0$$

donde:

$$S = \sum_{(Z,N)} C(Z,N)M(Z,N)$$

y

$$E(Z,N) = \sum_i p_i E_i(Z,N)$$

En el capítulo de discusión de esta memoria se dan dos ejemplos explícitos de aplicación de este método.

REFERENCIAS

- 62Ta I.Talmi
Rev. Mod. Phys. 34 (1962) 704
- 63Sh A. de-Shalit and I.Talmi
Nuclear Shell Theory
New York and London, Academic Press (1963)
- 65Gr K.Ya.Gromov, Kh.T.Zhelev, V.G.Kalinnikov, K'ung Hsiang-Chin,
V.V.Kuznetsov, G.Muziol', Han Shu-Jun, V.A.Khalkin
Izv. Akad. Nauk., SSSR, Ser. Fiz. 29, 1965, 2235
- 66Ot K.Otozai, S.Kume, M.Kagama, T.Mitsuji, T.Nishi, I.Fujiwara
Nucl. Phys. 81 (1966) 322
- 66So R.K.Sally and C.F.Moore
Phys. Rev. 145 (1966) 918
- 66Zh Z.Zhelov and G.Muziol
Yad. Fiz. 4 (1966) 3
- 67Ch P.R.Chirstensen, B.Herskind, R.R.Borchers, L.Westgaard
Nucl. Phys. A102 (1967) 481
- 67Hi J.C.Hill
Phys. Rev. 153 (1967) 1323
- 68Ad I.Adam, K.S.Toth, M.F.Roche
Nucl. Phys. A121 (1968) 289
- 68Ot K.Otozai, S.Kuze, H.Okamura, A.Mito, T.Nishi, I.Fujiwara
Nucl. Phys. A107 (1968) 427
- 69Ad I.Adam and K.S.Toth
Phys. Rev. 180 (1969) 1207

- 70Ne E.Newman, K.S.Toth, R.L.Auble, R.M.Gaedke, M.R.Roche,
B.H.Wildenthal
Phys. Rev. C1 (1970)118
- 71Go N.B.Gove and M.J.Martin
Nucl. Data Tables 10 (1971) 205
- 71Wi B.H.Wildenthal, E.Newman, R.L.Auble
Phys. Rev. C1 (1971) 1199
- 74Bo W.Booth and S.Wilson
Nucl. Phys. A229 (1974) 61
- 74De E. der Mateosian and A.W.Sungar
At. Data Nucl. Data Tables 13 (1974) 407
- 74Ko J.Kownacki, J.Ludziejewski, Z.Sujkowski, H.Arnold, H.Ryde
Nucl. Phys. A236 (1974) 125
- 74Ha I.Hamamoto
Phys. Rep. 10 (1974) 63
- 75Boh A.Bohr and B.R.Mottelson
Nuclear Structure, Vol 11
W.A.Benjamin, Massachusetts (1975)
- 75Boo W.Booth, S.Wilson
Nucl. Phys. A247 (1975) 139
- 75Fr W.D.Fromm, L.Funke, K.D.Shilling
P. Scr. 12 (1975) 91
- 75Py L.Pysushek, M.Finguer, A.F.Shtsus
25th USSR Conference on Nuclear Spectroscopy
Leningrad (1975) p.107
- 76Li C.G.Linden, I.Bergström, J.Blomqvist, K.-G.Rensfelt
H.Sergolle, K.Westerberg
Z.Phys. A277 (1976) 273

- 77Wa A.H.Wapstra and K.Bos
At. Data Nucl. Data Tables 19 (1977)
- 78K1 P.Kleinheinz, S.Lunardi, M.Ogawa, M.R.Maier
Z.Phys. A284 (1978) 351
- 78Le C.M.Lederer and V.S.Shirley
Table of Isotopes. 7th Edn.
New York, Wiley & Sons (1978)
- 78Og M.Ogawa, R.Broda, P.J.Daly, P.Kleinheinz
Phys. Rev. Lett. 41 (1978)289
- 78Rö F.Rösel, H.M.Fries, K.Alder
At. Data Nucl. Data Tables 21 (1978) 91
- 79A1 W.P.Alford, R.E.Aandersen, P.A.Batay-Csorba, R.A.Emigh
D.A.Lind, P.A.Smith, C.D.Zafiratos
Nucl. Phys. A31 (1979) 45
- 79B1 J.Blomqvist
Proc. ASHPIN, Argonne, 1979, ANL/PHY-79-4, p.155
- 79Br R.Broda, M.Behar, P.Kleinheinz, P.J.Daly, J.Blomqvist
Z.Phys. A293 (1979) 135
- 79He1 D.R.Henni, H.Beuscher, R.M.Lieder, M.Müller-Veggian,
A.Neskakis, C. Mayer-Böricke
Proc. Conf. on Structure of Medium - Heavy Nuclei
Rhodos 1979 p.300
- 79He2 D.R.Henni, H. Beuscher, R.M.Lieder, M.Müller-Veggian,
A.Neskakis, C.Mayer-Böricke
Nucl. Phys. A331 (1979) 141
- 79K1a P.Kleinheinz, R.Broda, P.J.Daly, S.Lunardi, M.Ogawa,
J.Blomqvist
Z.Phys. A290 (1979) 279

- 79Kli W.Klinger, R.Böhm, W.Sandner, R.Seeböck, W.Witthuhn
Z.Phys. A290 (1979) 227
- 79Lu M.Luomtama, J.Kantele, R.Julin, A.Passoja, T.Poikolainen
Nucl. Instr. and Meth. 159 (1979) 339
- 79Pe R.Pengo, S.Lunardi, R.Tischler, Y.Nagai, R.Broda, P.Kleinheinz
Proc. ASHPIN, Argonne, 1979, ANL/PHY-79-4, p.385
- 80Ba D.Bazzacco, A.M.I.Haque, K.O.Zell, P. von Brentano, C.Protop
Phys. Rev. C21 (1980) 222
- 80Da P.J.Daly, P.Kleinheinz, R.Broda, S.Lunardi, H.Backe,
J.Blomqvist
Z.Phys. A298 (1980) 173
- 80Pa R.C.Pardo, S.Gales, R.M.Ronningen, L.H.Harwood
Phys. Lett. 91B (1980) 41
- 80Ra D.A.Rackel, R.Kaczarowski, E.G.Funk, J.M.Mihelich
Phys. Rev. C21 (1980) 41
- 80Vy Ts.Vylov, Sh.Omanov, U.S.Alecsandrov, N.B.Badalov, A.Budzyak,
V.V.Kuznetsov, A.I.Muminov, Khan Khen Mo
Izv. Akad.Nauk.SSSR.,SER. Fiz. 44, 1080, 67
- 81Al L.Aldea, W.Braeutigam, R.Brings, C. Mayer-Böricke, J.Reich,
P.Wucherer
Proc. of the 9th Int. Conf. on Cyclotrons and Applications,
Caen, France, Sept. 1981
- 81At L.G.Atencio, J.F.Amann, R.L.Baudrie, C.L.Morris
Nucl. Instr. and Meth. 187 (1981) 381
- 81En P.M.Endt
At. Data Nucl. Data Tables 26 (1981) 47
- 81Hu W.Hurlimann

Dissertation, Juel-Spez-104 (1981)

- 81Ka R.Kaczarowski, E.G.Funk, J.W.Mihelich
Phys. Rev. C23 (1981) 2711
- 81Sc W.-D.Schmidt-Ott, R.Kantus, E.Runte, U.J.Schrewe, R.Michaelsen
Phys. Rev. C24 (1981) 2695
- 81Sp L.Spanier, S.Z.Gui, H.Hick, E.Nolte
Z.Phys. A299 (1981) 113
- 81St J.Styczen, P.Kleinheinz, M.Piiperinen, J.Blomqvist
4th Int. Conf. Nucl. far from Stability, Helsingor 1981
Cern 81-09, p.548
- 82A1 G.D.Alkhazov, N.Ganbaatar, K.Ya.Gromov, V.G.Kalinnikov,
K.A.Mezilev, Yu.N.Novikov, A.M.Nurmukhamedov, A.Potempa,
F.Tarkanyi
LNPI Preprint No. 830, Leningrad, 1982
- 82Er A.Ercan
Dissertation, Jul-Spez 189, ISSN 0343-7639 (1982)
- 82Fi R.B.Firestone, R.C.Pardo, R.A.Warner, Wm.C.McHarris,
W.H.Kelly
Phys. Rev C25 (1982) 527
- 82Ga S.Gales, C.P.Massolo, S.Fortier, E.Gerlic, J.Guillot,
E.Hourani, J.M.Maison, J.P.Schapira, B.Zwieglinski,
P.Martin, V.Comparat
Phys. Rev.Lett. 48 (1982) 1593
- 82No E.Nolte, S.Z.Gui, G.Colombo, G.Korschinek, K.Eskola
Z.Phys. A306 (1982) 223
- 82Pa A.Pakkanen, J.Muhonen, M.Piiperinen, J.Blomqvist
Nucl. Phys. A373 (1982) 237
- 82Sc H.J.Scheere, D.Pereira, A.Chalupka, R.Gyufko, C.-A.Wiedner

Z.Phys. A308 (1982) 183

- 82Ve G.V.Veselov, N.Ganbaatar, K.A.Mezilev
Proc. Int. Conf. on Nuclear Spectroscopy and
Nuclear Structure
Kiev 1982,p.91
- 83A1 G.D.Alkhazov, K.A.Mezilev, Yu.N.Novikov, N.Ganbaatar,
K.Ya.Gromov, V.G.Kalinnikov, A.Potempa, E.Sieniawski,
F.Tarkanyi
Z.Phys. A310 (1983) 247
- 83B1 J.Blomqvist, P.Kleinheinz, P.J.Daly
Z.Phys. A312 (1983) 27
- 83F1 E.R.Flynn, J van de Plicht, J.B.Wilhelmy, L.G.Mann,
G.L.Struble, R.G.Lanier
Phys. Rev. C28 (1983) 97
- 83Ko T.Komppa, R.Komu, M.Kortelahti, J.Mohonen, A.Pakkanen,
M.Piiperinen, I.Prochacka
Z.Phys. A314 (1983) 33
- 83Ma S.A.Martin, A.Hardt, J.Meißburger, G.P.A.Berg, U.Hacker,
W.Hurlimann, J.G.M.Römer, T.Sagefka, A.Retz, O.W.B.Schult,
K.L.Brown, K.Halbach
Nucl. Instr. and Meth. 214 (1983) 281
- 83Sc U.J.Schrewe and W.-D.Schmidt-Ott
Z.Phys. A313 (1983) 137
- 83Wa A.H.Wapstra and G.Audi
Nucl. Phys. A432 (1985)
- 84Be M.Bernas, Ph.Dessague, M.Langevin, F.Pougheon, P.Roussel,
G.Parrot, E.Quiniou, W.-D.Schmidt-Ott
7th Int. Conf. Atomic Masses and Fundamental Constants
(AMCO-7) Sept. 1984, Darmstadt-Seeheim, p.95 y
Z.Phys. A321 (1985) 435

- 84De D.J.Decman, L.G.Mann, T.N.Massey, G.L.Struble, D.H.Sisson
C.M.Henderon, H.J.Scheerer, P.Kleinheinz, K.E.Thomas, H.A.Brian
AMCO-7, Sept. 1984, Darmstadt-Seeheim, p.220
- 84Ch Y.H.Chung, P.J.Daly, H.Helppi, R.Broda, Z.W.Grabowski,
M.Kortelahti, J.McNeill, A.Pakkanen, P.Chowdhury,
R.V.F.Janssens, T.L.Khoo, J.Blomqvist
Phys. Rev. C29 (1984) 2153
- 84Hab W.Habenicht, L.Spaniar, G.Korschinek, H.Ernst, E.Nolte
AMCO-7, Sept 1984, Darmstadt-Seeheim, p.244
- 84Har J.C.Hardy, B.Jonson, P.G.Hansen
Phys. Lett. 136B (1984) 331
- 84Ma L.G.Mann, D.J.Decman, T.N.Massey, G.L.Struble, D.H.Sisson,
C.M.Herdenson, B.Rubio, P.Kleinheinz, J.L.Tain, G.P.A.Berg,
J.Meißburger, J.G.M.Römer, G.Hlawatsch, D.Paul,
B.Brinkmöller, P. von Rossen, J.Scheerer, K.E.Thomas
H.A.O'Brian
AMCO-7, Sept 1984, Darmstadt-Seeheim, p.217
- 84Ru B.Rubio, R.Julin, A.Ercan, K.Zuber, P.Kleinheinz, J.L.Tain,
G.P.A.Berg, G.Hlawatsch, I.Katayama, J.Meißburger, D.Paul,
J.G.M.Römer, J.Blomqvist
AMCO-7, Sept. 1984, Darmstadt-Seeheim, p.196
- 84Scha D.Schardt, P.O.Larsson, R.Kirchner, O.Klepper, V.T.Koslowsky,
E.Roeckl, K.Rykaczewski, K.Zuber, N.Roy, P.Kleinheinz, J.Blomqvist
AMCO-7, Sept. 1984, Darmstadt-Seeheim, p.222
- 84Schr1 U.J.Schrewe, P.Tidemand-Petersson, H.Behrens, H.Dornhöfer
R.Michaelsen, E.Runte, W.-D.Schmidt-Ott, E.Voth
AMCO-7, Sept. 1984, Darmstadt-Seeheim, p.203
- 84Schr2 U.J.Schrewe, E.Voth, V.Bosch, W.-D.Schmidt-Ott, H.Behrens
Z.Phys. A317 (1984) 305

- 84St W.Stöffl and E.A.Henry
Nucl. Instr. and Meth. 227 (1984) 77
- 85Man L.G.Mann et al., LLNL Livermore
private communication, August 1985
- 85Mas T.N.Massey et al., LLNL Livermore;
H.Kader et al., TU München;
G.de Angelis et al., IKP Jülich
private communication, 1985
- 85Ru B.Rubio, A.Ercan, G. de Angelis, P.Kleinheinz, J.L.Tain
B.Brinkmüller, D.Paul, J.Meißburger, L.Mann, D.J.Decman,
T.N.Massey, G.L.Struble
Z.Phys. in print
- 85Sc U.J.Schrewe, H.Dornhöfer, E.Runte, W.-D.Schmidt-Ott,
P.Tidemand-Peterson, R.Michaelsen
Z.Phys. A320 (1985) 595
- 85Ti P.Tidemand-Petersson, E.Runte, W.-D.Schmidt-Ott, U.J.Schrewe
Z.Phys. A320 (1985) 405

Tabla 1: Reacciones en haz estudiadas en el presente trabajo para observar niveles no yrast en el ^{145}Eu .

Reacción	Lugar de medida	Canales observados
$^{147}\text{Sm} + 25 \text{ MeV p}$	IKP Julich	(p,3n) 43% (p,2n) 42% (p,p') + (p,n + β^+) 13%
$^{144}\text{Sm} + 13.5 \text{ MeV t}$	Los Alamos N. L.	(t,2n) 53% (t,n) 3% (t,pn) + (t,2n + β^+) 30% (t,p) + (t,n + β^+) 13%
$^{144}\text{Sm} + 9.5 \text{ MeV d}$	Univ. de Jyväskylä	(d,n) 40% (d,p) + (d,n + β^+) 60%

Tabla 2: Energías, intensidades y coeficientes angulares para los rayos gamma y los coeficientes de conversión interna para las transiciones observadas en ^{145}Eu en tres reacciones en haz.

E (keV)	I			A2/A0	A4/A0	A2/A0	A4/A0	$\alpha_k \times 100$		
	(d, n)	(t, 2n)	(p, 3n)	(t, 2n)		(p, 3n)		(d, n)	(t, 2n)	
75.3(5)	-	coinc	coinc	-	-	-	-	-	-	
146.5(5)	-	-	coinc	-	-	-	-	-	-	
190.4(1)	-	0.46(1)	0.46(4)	+0.14(15)	-0.08(8)	+0.19(30)	-0.18(20)	-	0.32(7)	a)
233.9(1)	-	0.84(1)	1.18(4)	-0.12(5)	+0.00(7)	-0.23(9)	+0.07(14)	-	0.21(3)	b, c)
239.5(1)	-	0.94(1)	2.07(4)	-0.29(4)	-0.03(6)	-0.22(2)	-0.25(30)	-	0.19(2)	
242.9(1)	-	0.17(1)	0.85(4)	-	-	-0.24(5)	+0.57(22)	-	-	
260.0(10)	-	coinc	coinc	-	-	-	-	-	-	
262.0(1)	-	coinc	0.29(4)	-	-	-	-	-	-	
271.9(1)	-	-	3.03(4)	-0.15(2)	+0.02(3)	-0.30(3)	-0.01(4)	-	-	b)
329.1(2)	-	-	coinc	-	-	-	-	-	-	
329.5(1)	54.10(60)	68.95(17)	74.38(8)	-0.05(0)	+0.00(0)	-0.03(0)	+0.00(0)	6.2(7)	6.2(3)	
386.7(1)	19.54(3)	33.86(3)	44.49(7)	+0.00(0)	+0.00(0)	+0.00(0)	+0.00(0)	14.4(7)	13.5(7)	
399.9(1)	1.03(4)	2.65(2)	4.92(5)	-0.26(2)	+0.02(2)	-0.19(2)	+0.04(3)	-	0.55(1)	
412.7(1)	-	0.20(2)	0.23(4)	-0.32(12)	+0.12(18)	-0.10(9)	-0.15(28)	0.72(7)	4.9(15)	c)
424.4(1)	0.43(21)	0.27(1)	0.49(6)	-	-	+0.02(24)	-0.24(34)	-	-	
486.6(2)	-	0.12(1)	coinc	+0.29(25)	+0.03(37)	+0.46(30)	+0.04(44)	-	2.5(5)	
530.3(1)	0.30(26)	0.22(1)	0.64(7)	-0.93(16)	-0.00(24)	-0.37(16)	-0.06(2)	-	2.1(3)	c)
550.1(1)	-	0.47(2)	0.44(5)	+0.05(8)	-0.03(12)	-0.03(13)	-0.08(19)	-	0.26(36)	e)
552.8(1)	0.22(2)	0.22(1)	0.49(6)	+0.15(14)	+0.12(22)	-0.00(14)	-0.00(20)	-	-	e)
568.8(1)	0.22(4)	0.31(1)	1.00(5)	+0.00(17)	+0.17(28)	-0.14(4)	+0.00(6)	-	0.16(4)	
578.8(1)	0.28(2)	0.90(1)	1.93(5)	+0.28(5)	-0.07(7)	+0.26(4)	-0.06(6)	-	0.61(4)	f)

E (keV)	I			A2/A0	A4/A0	A2/A0	A4/A0	$\alpha_K \times 100$		
	(d, n)	(t, 2n)	(p, 3n)	(t, 2n)		(p, 3n)		(d, n)	(t, 2n)	
613.6(1)	0.16(3)	0.46(2)	0.87(7)	-0.21(11)	+0.19(17)	+0.03(15)	+0.01(22)	1.2(3)	0.23(6)	
651.7(1)	2.69(3)	3.42(2)	3.44(6)	-0.41(1)	+0.00(2)	-0.22(3)	+0.01(4)	1.1(1)	0.87(8)	d)
652.3(2)	-	coinc	coinc	-	-	-	-	-	-	
680.3(3)	0.11(4)	0.34(2)	0.59(5)	-0.20(18)	+0.42(27)	-0.09(10)	+0.04(4)	-	0.28(7)	
716.3(1)	5.79(26)	9.53(3)	18.52(10)	+0.04(1)	+0.01(1)	+0.05(1)	-0.01(1)	-	1.12(6)	a, g)
793.7(1)	-	coinc	0.27(7)	-	-	+0.16(3)	-0.00(44)	-	-	a)
808.6(1)	8.06(4)	5.48(2)	3.04(9)	-0.04(1)	+0.01(2)	+0.01(4)	+0.04(6)	0.35(3)	0.38(6)	g)
881.4(1)	0.35(3)	0.17(2)	0.63(7)	-	-	+0.11(16)	+0.01(23)	-	-	
885.5(1)	4.10(2)	6.41(3)	7.56(9)	-0.25(1)	-0.09(2)	-0.15(2)	-0.00(3)	0.40(5)	0.46(7)	
897.7(2)	1.16(3)	0.40(2)	1.23(7)	-0.12(9)	+0.05(14)	-	-	-	-	
941.6(3)	-	coinc	coinc	-	-	-0.75(33)	-0.25(48)	-	-	h)
949.5(2)	0.27(3)	0.17(5)	-	-0.49(24)	+0.28(36)	-	-	-	-	
953.2(1)	0.94(3)	0.66(2)	0.48(9)	-0.15(8)	-0.08(11)	+0.06(24)	+0.12(37)	-	-	
968.7(1)	0.24(2)	0.83(2)	3.38(10)	+0.32(6)	-0.07(10)	+0.28(5)	+0.00(8)	0.37(8)	0.29(5)	
972.2(1)	0.27(3)	1.03(2)	3.33(10)	+0.29(5)	-0.14(7)	+0.21(6)	+0.19(8)	0.32(6)	0.26(4)	
1038.4(1)	5.19(4)	5.86(3)	5.15(9)	-0.19(1)	-0.00(2)	-0.08(3)	+0.05(4)	0.12(2)	0.12(2)	
1041.7(1)	7.84(4)	5.51(4)	2.69(7)	-0.16(1)	+0.04(2)	-0.14(3)	+0.20(4)	0.31(3)	0.47(10)	
1076.0(1)	2.29(3)	3.48(2)	3.52(9)	-0.24(2)	-0.12(3)	-0.16(4)	+0.03(6)	0.20(5)	0.27(4)	
1080.4(2)	-	0.47(2)	0.59(8)	-0.03(4)	+0.10(6)	-0.26(13)	+0.21(18)	-	0.31(6)	c, f)
1088.5(1)	0.33(4)	0.54(3)	0.71(7)	-0.27(12)	-0.14(18)	-0.25(12)	+0.21(19)	-	-	c)
1128.7(1)	3.07(3)	7.93(3)	13.60(13)	+0.56(1)	+0.10(2)	+0.37(1)	+0.03(2)	0.24(6)	0.24(4)	
1181.0(2)	0.17(4)	0.32(2)	0.83(10)	+0.19(19)	+0.12(29)	+0.38(19)	-0.09(29)	-	0.23(8)	
1204.5(2)	0.36(4)	0.28(28)	0.65(8)	+0.24(28)	-0.24(40)	+0.05(19)	-0.04(30)	-	-	
1293.8(3)	0.39(11)	0.55(3)	0.66(12)	-0.27(10)	-0.08(16)	-	-	-	-	

E (keV)	I			A2/A0	A4/A0	A2/A0	A4/A0	$\alpha_k \times 100$		
	(d,n)	(t,2n)	(p,3n)	(t,2n)		(p,3n)		(d,n)	(t,2n)	
1326.6(1)	0.27(3)	0.43(4)	0.35(10)	-0.26(15)	-0.02(23)	-0.25(25)	+0.17(37)	-	-	
1336.9(3)	0.15(4)	0.41(3)	0.34(7)	-0.13(15)	+0.13(24)	-	-	-	-	
1400.8(2)	1.36(6)	0.85(3)	0.77(10)	+0.06(7)	+0.00(11)	-0.21(22)	+0.21(33)	-	-	
1415.9(1)	1.97(7)	1.54(4)	1.03(10)	+0.11(5)	+0.05(7)	-0.01(18)	+0.19(28)	0.053(11)	-	
1422.9(1)	-	1.09(4)	0.22(8)	-	-	-	-	-	0.12(5)	a)
1436.5(1)	2.25(7)	1.50(5)	0.84(7)	-0.09(6)	+0.00(9)	-0.31(10)	-0.01(14)	-	-	
1497.9(1)	2.92(16)	3.36(3)	2.57(1)	-0.04(3)	-0.01(4)	+0.08(5)	-0.12(7)	0.045(12)	0.034(20)	
1499.9(1)	4.60(14)	3.88(3)	2.51(10)	-0.38(2)	+0.02(3)	-0.38(5)	+0.17(7)	0.058(11)	0.039(20)	
1513.2(2)	0.49(6)	0.34(2)	0.39(9)	-0.33(15)	-0.16(24)	-0.13(3)	+0.57(40)	-	-	
1567.0(1)	-	3(1)	7.62(13)	+0.18(1)	-0.10(2)	+0.15(2)	-0.06(3)	-	0.092(31)	
1567.2(2)	4.30(5)	3(1)	-	-	-	-	-	0.069(13)	-	
1597.6(2)	0.95(5)	1.84(2)	2.14(8)	-0.25(3)	+0.15(5)	-0.20(5)	-0.01(7)	0.090(40)	-	
1600.1(2)	2.82(4)	1.78(3)	0.97(8)	-0.09(4)	+0.05(6)	-0.17(9)	+0.02(14)	0.046(9)	0.060(30)	
1613.3(1)	1.38(14)	0.30(10)	-	-	-	-	-	-	-	
1635.9(1)	1.13(6)	0.64(3)	0.60(30)	-0.49(11)	+0.19(16)	-0.22(16)	-0.04(24)	0.070(20)	0.20(10)	
1683.8(2)	0.42(5)	1.09(3)	1.16(10)	-0.34(7)	+0.06(11)	-0.34(15)	+0.11(22)	0.060(20)	-	
1719.0(8)	1.30(6)	0.49(2)	0.31(7)	-	-	+0.14(23)	-0.01(36)	0.079(13)	-	d)
1745.3(1)	0.64(5)	0.77(3)	0.28(11)	-0.21(12)	-0.02(18)	-0.37(26)	+0.23(38)	0.049(14)	0.060(50)	
1757.9(8)	2.44(6)	1.02(3)	0.30(10)	-0.40(6)	+0.08(10)	-0.46(18)	+0.12(24)	0.110(20)	0.090(50)	
1765.7(3)	-	0.30(3)	0.28(8)	-	-	-	-	-	-	d)
1784.3(3)	1.20(40)	0.61(4)	0.41(9)	-0.23(7)	-0.08(11)	-0.16(22)	+0.11(33)	0.100(40)	-	i)
1844.8(4)	1.90(5)	1.06(2)	0.65(13)	-0.60(5)	+0.04(8)	-0.26(16)	+0.18(25)	0.100(40)	0.130(50)	
1857.8(3)	0.78(6)	1.28(3)	1.87(12)	+0.29(6)	-0.03(10)	+0.12(7)	+0.00(11)	0.070(30)	0.080(30)	e)
1865.4(2)	0.79(6)	0.50(3)	0.31(10)	-0.47(15)	-0.14(22)	-0.37(24)	-0.02(32)	0.085(19)	-	
1880.6(5)	0.89(10)	0.38(2)	0.25(15)	-	-	-	-	0.070(20)	-	a)

E (keV)	I			A2/A0	A4/A0	A2/A0	A4/A0	$\alpha_K \times 100$		
	(d,n)	(t,2n)	(p,3n)	(t,2n)		(p,3n)		(d,n)	(t,2n)	
1900.2(8)	0.79(5)	0.53(2)	0.40(10)	-0.21(11)	+0.03(17)	+0.33(32)	-0.50(50)	0.043(10)	0.140(80)	d)
1907.0(8)	1.15(5)	0.67(2)	0.77(10)	-0.18(8)	+0.22(12)	-0.59(19)	-0.14(29)	0.100(20)	0.100(60)	d)
1915.0(5)	2.05(5)	1.03(3)	0.90(10)	+0.10(5)	+0.01(8)	+0.12(15)	-0.14(20)	0.090(20)	0.160(60)	d)
1965.0(3)	1.04(4)	0.72(2)	1.17(10)	+0.16(6)	-0.03(9)	+0.11(11)	-0.17(17)	0.054(13)		
1968.2(4)	0.53(5)	0.53(3)	0.68(12)	-	-	+0.01(17)	+0.12(25)	0.080(30)	0.040(20)	d)
1988.1(3)	1.23(6)	0.83(2)	1.00(14)	-0.15(6)	+0.00(10)	-0.09(10)	+0.05(15)	0.100(20)	0.080(40)	d)
2029.8(5)	0.28(4)	0.63(2)	0.56(7)	-	-					
2030.2(5)	-	0.62(2)	0.56(11)	-0.42(27)	+0.28(36)	-0.43(23)	+0.31(34)		0.080(40)	
2048.2(4)	0.20(6)	0.13(2)	-	-	-	-	-	-	-	
2092.9(5)	0.58(5)	0.36(2)	0.41(9)	-0.02(28)	-0.04(17)	-0.18(23)	+0.13(34)	0.062(14)	-	d)
2177.8(4)	0.61(6)	0.67(4)	0.52(13)	-0.03(10)	-0.12(14)	-0.19(16)	-0.20(24)	0.100(50)	-	d)
2195.1(4)	0.87(5)	0.60(10)	0.49(6)	-	-	+0.51(22)	-0.18(33)	-	-	d)
2202.9(3)	1.59(6)	0.59(3)	0.68(6)	-0.14(16)	+0.03(25)	+0.33(14)	-0.09(20)	-	-	d)
2317.6(2)	0.49(5)	0.10(10)	-	-	-	-	-	-	-	

a) También en 145Sm

b) También en 143Pm

c) Multiplete en el espectro de e-

d) Multiplete en el espectro gamma

e) También en 148Sm

f) También en 146Eu

g) También en 147Sm

h) También en 146Sm

i) Línea de contaminación

Tabla 3: Energías, intensidades, coeficientes de distribución angular y multipolaridad de cuatro transiciones yrast en ^{145}Eu medidas con la reacción $^{144}\text{Sm}(\alpha, p2n)$ a 45 MeV.

E_{γ} (keV)	I_{γ}^a	A_2/A_0	A_4/A_0	Multipolaridad
75.2 (2)	12 (1)	-0.23 (3)	-	M1
146.5 (1)	15 (1)	-0.30 (8)	+0.03 (10)	M1 (+ E2)
271.9 (1)	59 (3)	-0.50 (4)	+0.09 (6)	M1 + E2
793.7 (1)	42 (2)	-0.42 (6)	+0.03 (7)	E1 ^b (+ M2)

a) Normalizadas a 100 unidades para la transición:

386.7 keV (M2) $11/2^- \rightarrow 7/2^+$

b) Tomado de la medida de electrones de conversión interna de la ref. (80Ra).

Tabla 4: Valores Q (77Wa) de las reacciones con haces de ^3He usadas para determinar la masa del ^{145}Eu y ^{146}Eu .

Reaccion	Q (MeV)	Fuente
$^{144}\text{Sm}(^3\text{He},d)^{145}\text{Eu}$	-2.232 (4)	Este trabajo
$^{58}\text{Ni}(^3\text{He},d)^{59}\text{Cu}$	-1.195 (1)	$^{58}\text{Ni}(p,\gamma)^{59}\text{Cu}$
$^{208}\text{Pb}(^3\text{He},d)^{209}\text{Bi}$	-1.695 (2.4)	Masas individuales, a)
$^{144}\text{Sm}(^3\text{He},p)^{146}\text{Eu}$	-2.789 (12)	Este trabajo
$^{207}\text{Pb}(^3\text{He},p)^{209}\text{Bi}$	-3.447 (3)	$^{209}\text{Bi}^{35}\text{Cl} - ^{207}\text{Pb}^{37}\text{Cl}$
$^{209}\text{Bi}(^3\text{He},p)^{211}\text{Po}$	-1.818 (5)	Masas individuales, a)

a) En los casos en que el valor Q no se ha medido directamente el error es la suma cuadrática de los errores en las masas del blanco y el núcleo residual.

Tabla 5: Diferencia entre los valores Q de la reacción (${}^3\text{He},d$) con los blancos de calibrado y con el blanco de ${}^{144}\text{Sm}$ medidos con el magneto-espectrógrafo Big Karl a dos ángulos de reacción, y valores derivados de la energía de separación S_p de un protón en el núcleo final ${}^{145}\text{Eu}$. δS_p es el error en la energía de separación de un protón de los núcleos ${}^{59}\text{Cu}$ y ${}^{209}\text{Bi}$. Todas las cantidades están dadas en keV. Las masas se han tomado de la ref. (83Wa).

Blanco de calibrado	δS_p	$\theta = 21.3^\circ$		$\theta = 15.5^\circ$	
		$Q - Q_{\text{cal}}$	S_p	$Q - Q_{\text{cal}}$	S_p
${}^{58}\text{Ni}$	1.4	97.1 (3.3)	3320 (4)	97.8 (3.3)	3319 (4)
${}^{208}\text{Pb}$	1.0	478.6 (2.4)	3319 (3)	477.7 (1.7)	3320 (2)

Tabla 6: Exceso de masa del ^{147}Gd derivado de los valores Q publicados en las referencias de la columna 3 y de las masas de la tabla (83Wa), e interacciones residuales del estado $(\nu f_{7/2}^2)_6^+$ en el ^{146}Gd calculadas como:

$$V_{\text{res}}(\nu f_{7/2}^2)_6^+ = E_{6^+} + \{M_{^{146}\text{Gd}} - 2M_{^{147}\text{Gd}} + M_{^{148}\text{Gd}}\}$$

con los excesos de masa de la columna 1 y las masas de la ref. (83Wa).

$M(^{147}\text{Gd})$	Método	Ref.	$V_{\text{res}}(\nu f_{7/2}^2)_6^+$
-75335(16)	β^+ endpoint	65Gr	+103(34)
-75227(25)	β^+ endpoint	69Ad	-113(51)
-75207(26)		77Wa	-153(53)
-75490(30)	$^{144}\text{Sm}(^{12}\text{C}, ^9\text{Be})$	80Pa	+413(61)
-75370(6)	β^+ endpoint	80Vy	+173(17)
-75505(23)		83Wa	+443(47)
-75352(18)	rel. P_K and EC/β^+	84Sc	+137(38)
-75366(4)	$^{148}\text{Gd}(p,d)(d,t)(^3\text{He}, \alpha)$	84Ma and this work	+165(14)
-75401(25)	$^{144}\text{Sm}(^{12}\text{C}, ^9\text{Be})$	84Be	+235(51)

Tabla 7: Diferencias entre los valores Q de reacciones de transferencia de un neutrón usando el blanco de ^{148}Gd y los blancos de calibrado. Al lado se da la energía de separación de un neutrón S_n en el ^{148}Gd que se obtiene usando $Q - Q_{\text{cal}}$ y las masas de (83Wa) de donde también se han tomado las incertidumbres δS_n de los blancos de calibrado. Todos los valores se dan en keV.

Blanco de calibr. (δS_n)	$^{148}\text{Gd}(p,d)$		$^{148}\text{Gd}(d,t)$		$^{148}\text{Gd}(^3\text{He},\alpha)$	
	$E_p=25$ MeV, $Q-Q^{\text{cal}}$	$\theta=20^\circ$ S_n	$E_d=22$ MeV, $Q-Q^{\text{cal}}$	$\theta=20^\circ, 30^\circ$ S_n	$E_{^3\text{He}}=30$ MeV, $Q-Q^{\text{cal}}$	$\theta=25^\circ$ S_n
^{104}Ru (6)			82(3)	8990(7)		
^{144}Sm (10)	-1536(2)	8983(10)				
^{146}Sm (6)					567(5)	8970(8)
^{148}Sm (.6)	842(2)	8983(2)	843(2)	8984(2)	842(3)	8983(3)
^{208}Pb (.1)	1612(5)	8979(5)				

Tabla 8: Contribuciones al error experimental de la diferencia de valores Q que se dan en la tabla 7 para las distintas reacciones de calibrado.

Contribuciones al error		$^{104}\text{Ru}(d,t)$	$^{144}\text{Sm}(p,d)$	$^{146}\text{Sm}(^3\text{He},\alpha)$	$^{148}\text{Sm}(p,d)$	$^{148}\text{Sm}(d,t)$	$^{148}\text{Sm}(^3\text{He},\alpha)$	$^{208}\text{Pb}(p,d)$
I	δ_{SC}	3.1	1.7	3.4	1.5	2.1	2.4	1.1
II	δ_L	0.6	0.8	4.0	0.8	0.6	2.6	0.6
III	δ_θ	0.9	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	3.3
IV	δ_B	0.2	0.1	0.0	0.1	0.0	0.0	2.9
V	δ_{Q-Q}^{cal}	3.3	1.9	5.2	1.7	2.2	3.5	4.6

Tabla 9: Resumen de los estados acoplados partícula-fonón en el ^{145}Eu de baja energía de excitación. La energía no perturbada se da como E_0 .

Configuración	E_0 (MeV)	I^π	Nº de miembros	
$d_{5/2}^{-1} \times 3^- (^{146}\text{Gd})$	1.6	$1/2^- \dots 11/2^-$	6	perturbado
$g_{7/2}^{-1} \times 3^- (^{146}\text{Gd})$	1.9	$1/2^- \dots 13/2^-$	7	no perturbado
$h_{11/2} \times 3^- (^{144}\text{Sm})$	2.5	$5/2^+ \dots 17/2^+$	7	perturbado
$s_{1/2} \times 3^- (^{144}\text{Sm})$	2.6	$5/2^-, 7/2^-$	2	no perturbado
$d_{3/2} \times 3^- (^{144}\text{Sm})$	2.7	$3/2^- \dots 9/2^-$	4	no perturbado
$d_{5/2}^{-1} \times 2^+ (^{146}\text{Gd})$	1.9	$1/2^+ \dots 9/2^+$	5	perturbado
$g_{7/2}^{-1} \times 2^+ (^{146}\text{Gd})$	2.3	$3/2^+ \dots 11/2^+$	5	perturbado
$h_{11/2} \times 2^+ (^{144}\text{Sm})$	2.4	$7/2^- \dots 15/2^-$	5	no perturbado
$s_{1/2} \times 2^+ (^{144}\text{Sm})$	2.5	$3/2^+, 5/2^+$	2	no perturbado
$d_{3/2} \times 2^+ (^{144}\text{Sm})$	2.7	$1/2^+ \dots 7/2^+$	4	perturbado

Tabla 10: Energías de excitación para los miembros de máximo o cuasi-máximo alineamiento de los estados de señoría 3 en el ^{145}Eu .

E^{exp} son las energías observadas en el presente trabajo y las ref. (79He), (80Ba) y (80Ra). E^{SM} son las energías calculadas según las ecuaciones que se muestran a la derecha. Las energías de excitación que aparecen en estas ecuaciones se muestran en la fig. 35 junto con las referencias a los trabajos originales. Las funciones S_1 y S_2 se definen en la fig. 34. La comparación entre las energías experimentales y los cálculos puede verse en la fig. 36.

Configuración	I^π	E^{exp}	E^{SM}	
$h_{11/2}^2 g_{7/2}^{-1}$	$27/2^+$	4123	4004	$= E(10^+, \text{Gd}) + 2\{0.8056E(9^-, \text{Sm}) + 0.1945E(8^-, \text{Sm})\} - 2E(11/2^-, \text{Eu}) - E(7/2^+, \text{Pr}) + S_1$
$h_{11/2}^2 g_{7/2}^{-1}$	$25/2^+$	3976	3919	$= E(10^+, \text{Gd}) + 2\{0.3203E(9^-, \text{Sm}) + 0.3819E(8^-, \text{Sm}) + 0.2978E(7^-, \text{Sm})\} - 2E(11/2^-, \text{Eu}) - E(7/2^+, \text{Pr}) + S_1$
$h_{11/2}^2 d_{5/2}^{-1}$	$25/2^+$	-	4302	$= E(10^+, \text{Gd}) + 2\{0.8437E(8^-, \text{Sm}) + 0.1562E(7^-, \text{Sm})\} - 2E(11/2^-, \text{Eu}) - E(7/2^+, \text{Pr}) + S_1$
$h_{11/2}^2 d_{5/2}^{-1}$	$23/2^+$	-	3913	$= E(10^+, \text{Gd}) + 2\{0.2708E(8^-, \text{Sm}) + 0.4911E(7^-, \text{Sm}) + 0.2381E(6^-, \text{Sm})\} - 2E(11/2^-, \text{Eu}) - E(7/2^+, \text{Pr}) + S_1$
$h_{11/2} d_{5/2}^{-1} g_{7/2}^{-1}$	$23/2^-$	3183	3063	$= E(9^-, \text{Gd}) + E(8^-, \text{Gd}) + E(6^+, \text{Sm}) - E(11/2^-, \text{Tb}) - E(5/2^+, \text{Eu}) - E(7/2^+, \text{Eu}) + S_2$
$h_{11/2} d_{5/2}^{-1} g_{7/2}^{-1}$	$21/2^-$	2911	2844	$= 0.4010E(8^- \text{hd}^{-1}, \text{Gd}) + 0.5590E(7^-, \text{Gd}) + 0.2546E(9^-, \text{Gd}) + 0.7454E(8^- \text{hg}^{-1}, \text{Gd}) + E(6^+, \text{Sm}) - E(11/2^-, \text{Tb}) - E(5/2^+, \text{Eu}) - E(7/2^+, \text{Eu}) + S_2$

Configuración	I^π	E^{exp}	E^{SM}	
$h_{11/2}d_{5/2}^{-2}$	$19/2^-$	2862	2805	$= E(4^+, \text{Sm}) + 2\{0.6562E(8^-, \text{Gd})$ $+ 0.3438E(7^-, \text{Gd})\} - 2E(5/2^+, \text{Eu})$ $- E(11/2^-, \text{Tb}) + S_2$
$h_{11/2}d_{5/2}^{-2}$	$17/2^-$	-	2854	$= E(4^+, \text{Sm}) + 2\{0.4583E(8^-, \text{Gd})$ $+ 0.0892E(7^-, \text{Gd}) + 0.4524E(6^-, \text{Gd})\}$ $- 2E(5/2^+, \text{Eu}) + E(11/2^-, \text{Tb}) + S_2$
$h_{11/2}d_{5/2}^{-2}$	$15/2^-$	2283	2210	$= E(2^+, \text{Sm}) + 2\{0.3090E(8^-, \text{Gd})$ $+ 0.3715E(7^-, \text{Gd}) + 0.2385E(6^-, \text{Gd})$ $+ 0.0809E(5^-, \text{Gd})\} - 2E(5/2^+, \text{Eu})$ $- E(11/2^-, \text{Tb}) - S_2$
$s_{1/2}d_{5/2}^{-1}g_{7/2}^{-1}$	$13/2^+$	2897	2784	$= E(3^+, \text{Gd}) + E(4^+, \text{Gd}) + E(6^+, \text{Sm})$ $- E(1/2^+, \text{Tb}) - E(5/2^+, \text{Eu})$ $- E(7/2^+, \text{Eu}) - S_2$

Tabla 11: Valores Q_{β^+} medidos en los nucleos por encima del ^{146}Gd que se pueden comparar con las diferencias de masas obtenidas en el análisis que se discute en este trabajo.

Isótopo (I^{π})	Q_{EC} (MeV)	Método	Ref.
$^{147}\text{Tb}(11/2^-)$	$4.600(+150)$	EC/ β^+	84Ha
	$4.620(60)$	EC/ β^+	85Sc
$^{148}\text{Tb}(9^+)$	$5.755(50)$	EC/ β^+	81Sc
	$5.870(80)$	β^+ endpoint	82Ve
	$5.730(30)$	EC/ β^+	85Sc
$^{148}\text{Tb}(2^-)$	$5.630(80)$	β^+ endpoint	75Py
	$5.600(40)$	β^+ endpoint	82Ve
	$5.295(45)$	EC/ β^+	85Ti
$^{148}\text{Dy}(0^+)$	$2.802(60)$	EC/ β^+	81Sp
	$2.652(+65)$	EC/ β^+	81Sc
	$2.697(60)$	β^+ endpoint	82A1
	$2.660(60)$	β^+ endpoint	82Ve
	$2.810(+120)$	EC/ β^+	84Ha
	$2.680(30)$	EC/ β^+	85Sc
$^{149}\text{Dy}(7/2^-)$	$3.936(150)$	β^+ endpoint	82A1
$^{149}\text{Ho}(11/2^-)$	$6.040(50)$	β^+ endpoint	83A1
	$5.320(+110)$	EC/ β^+	84Ha
$^{150}\text{Ho}(9^+)$	$7.360(50)$	β^+ endpoint	83A1
	$6.570(+80)$	EC/ β^+	84Ha
	$6.625(120)$	EC/ β^+	85Sc
$^{150}\text{Ho}(2^-)$	$7.052(+150)$	β^+ endpoint	82A1, 83A1
$^{151}\text{Ho}(11/2^-)$	$5.080(50)$	β^+ endpoint	82A1, 83A1
$^{152}\text{Ho}(9^+)$	$6.950(100)$	β^+ endpoint	82A1, 83A1
	$6.470(80)$	EC/ β^+	85Sc
$^{150}\text{Er}(0^+)$	$4.010(80)$	EC/ β^+	82No
	$4.090(+90)$	EC/ β^+	83No

Tabla 12: Valores del exceso de masa $M(^{146}\text{Gd})$ obtenidos a partir de los valores Q relativos ($Q - Q_{\text{cal}}$) medidos con diversas reacciones de transferencia. Los valores estan en keV.

Reacción principal	Reacción de calibrado	$Q - Q_{\text{cal}}$	$M(^{146}\text{Gd})$	Ref.
$^{144}\text{Sm}(^3\text{He},n)$	$^{58}\text{Ni}(^3\text{He},n)$	157	-76091 (30)	76A1
$^{144}\text{Sm}(^{12}\text{C},^{10}\text{Be})$	$^{92}\text{Mo}(^{12}\text{C},^{10}\text{Be})$	-1631	-76102 (25)	80Pa
$^{148}\text{Gd}(p,t)$	$^{96}\text{Mo}(p,t)$	200	-76099 (15)	83F1
$^{148}\text{Gd}(p,t)$	$^{65}\text{Cu}(p,t)$	-1499		
	$^{50}\text{Ti}(p,t)$	-2755	-76094 (6)	85Ma
	$^{49}\text{Ti}(p,t)$	-3437		
	$^{48}\text{Ti}(p,t)$	-4176		

Quiero finalizar este trabajo agradeciendo muy especialmente al Dr.P.Kleinheinz por las muchas e interesantes discusiones y sugerencias vitales para la consecución de esta tesis, y también por el entusiasmo increíble que pone constantemente en su trabajo y que comunica a todas las personas que trabajamos con él.

Me siento en deuda con todos y cada uno de los compañeros que formaron parte del grupo de espectroscopía gamma en haz del IKP II durante este tiempo: Dr.C.Protop, Dra.J.Zuberova, Dr.G. de Angelis, Dr.M.Lach, Dr.A.Ercan, Dr.H.H.Güven, Dr.M.Piiperinen, Dr.H.Matteß, Dr.M.Župančić, Dr.K.Zuber, Dr.N.Roy, W.Starzecki, Prof.S.W.Yates, T.M.Massey, Dr.F.Ciğeröglu, Dra.F.Soramel, D.Kusnezov, M.Ogawa y J.Styczeń por su ayuda constante especialmente durante las arduas horas de experimentos y también por los muchos ratos agradables que hemos pasado juntos. Muy especialmente le agradezco al Dr.R.Julin su ayuda e interés en mi trabajo durante su estancia en Jülich y también posterior a ella, y por los experimentos en la Universidad de Jyväskylä que fueron sin duda decisivos para obtener los resultados sobre los multipletes octupolares en ^{145}Eu .

Dos personas muy cercanas a nuestro grupo me han ayudado mucho: M. Karnadi que ha escrito la mayor parte de los programas que he utilizado en el análisis y que muchas veces me ayudó en problemas concretos fuera de horas de trabajo. P.Wieder que me ayudó a hacer las gráficas que se presentan en esta memoria y en la preparación de los experimentos en Jülich.

Todo el grupo y yo en particular estamos en deuda con el Prof.J.Blomqvist por su invaluable ayuda en discusiones teóricas y por sus ideas y sugerencias.

La ayuda del grupo Big Karl fue indispensable en los experimentos con el magneto-espectrógrafo, en particular quiero agradecer al Dr.J.L.Taín, Dr.I.Katayama, Dr.S.Martin, Dr.J.G.M. Römer y a Dr.J.P.A.Berg por su interés especial en nuestros problemas. Estoy muy reconocida a J.Pfeiffer por la construcción cuidadosa de los blancos y en general a todos los trabajadores del IKP por su ayuda en el trabajo diario.

Varios de los experimentos que se incluyen en esta memoria se han llevado a cabo en otros institutos, quiero expresar mi agradecimiento al grupo del Tandem en Los Alamos National Laboratory, al grupo del Tandem y del Q3D de la Universidad Técnica de München, al grupo del Ciclotrón de la Universidad de Jyväskylä y a todas las personas que contribuyeron a la construcción del blanco radioactivo de ^{148}Gd y a su posterior transporte a Europa. De todas estas personas quiero en particular agradecer a J.Scheerer y a L.G.Mann con los que tuve un contacto mas personal su excelente colaboración.

A L.M.Hernández y H.Yee por su ayuda durante muchas noches y fines de semana de trabajo, mi mas sincero agradecimiento.

Al Prof. A.Migdal le estoy muy reconocida por su ayuda tan oportuna en los comienzos de este proceso.

Muy especialmente quiero agradecer al Prof.O.W.B.Schult la oportunidad de llevar a cabo este trabajo en el IKP de Jülich y a los Profesores J.Sanchez Dehesa y R.Guardiola por hacer posible su presentación en la Universidad de Granada.

