C.N.E.A. Biblioteca
ARCHIVO PUBLICACIONES
NO 1 AÑO 1976
00.76.01
02.76.0

CNEA - NT 2/76

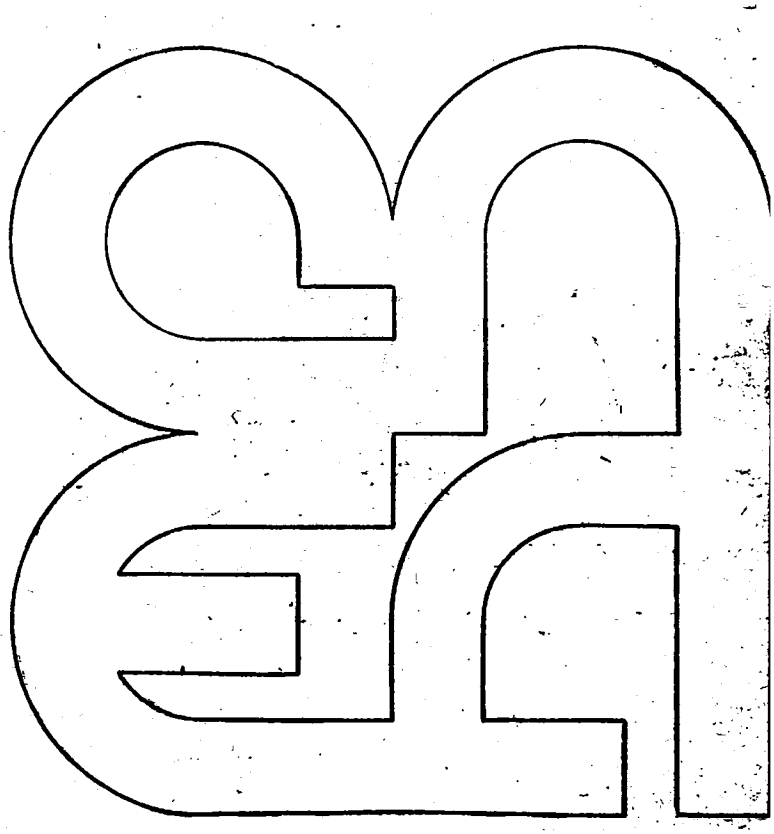
Informe de Actividades del Departamento de Física Nuclear

1974 - 1975

Comisión Nacional
de Energía Atómica

Area de Investigación
Desarrollo y Servicios

República Argentina



Buenos Aires - Marzo 1976

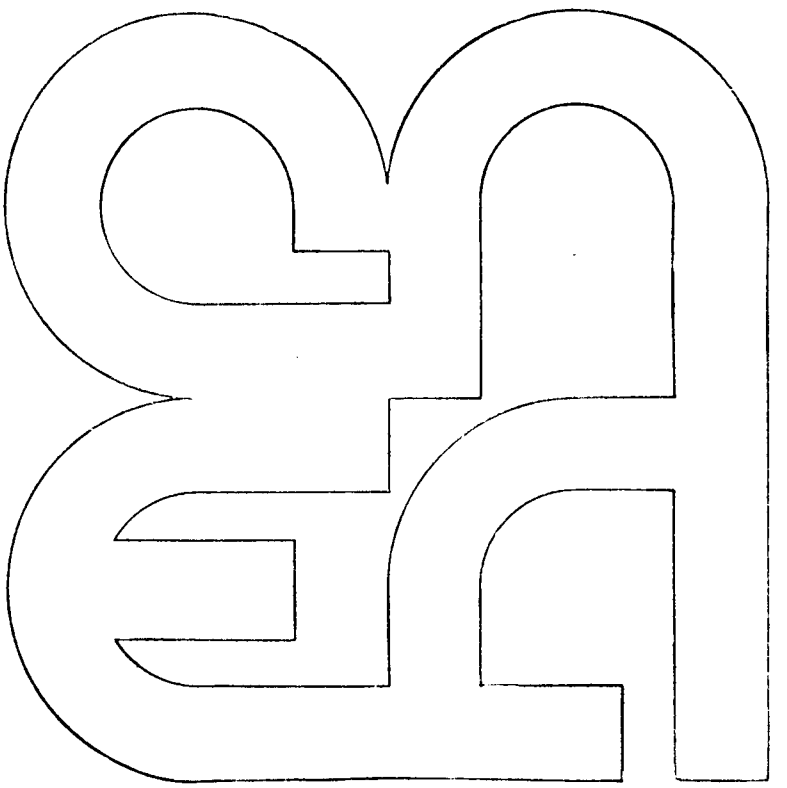
CNEA - NT 2/76

Informe de Actividades del Departamento de Física Nuclear
1974 - 1975

Comisión Nacional
de Energía Atómica

Area de Investigación
Desarrollo y Servicios

República Argentina



Buenos Aires - Marzo 1976

INTRODUCCION

El Departamento de Física Nuclear de la Comisión Nacional de Energía Atómica no es nuevo y tiene ya una historia propia que ha atravesado períodos diferentes: algunos prósperos y otros difíciles. A pesar de su edad este es el primer Informe de Actividades editado en nuestro Departamento. Por lo tanto merece una introducción particular para que los resultados aquí presentados aparezcan en su real perspectiva y se entienda que los mismos han sido logrados en gran parte gracias al esfuerzo de mucha gente cuya contribución, por estar fuera del período cubierto aquí, no se refleja en las páginas siguientes.

Si bien el Departamento no existió como entidad desde los comienzos de la CNEA, la mayor parte de los científicos incorporados en 1950-51 trabajaban en el campo de las Ciencias Nucleares. Si fuéramos a destacar los eventos más importantes en el desarrollo del Departamento tal vez debiera mencionarse la inauguración, en 1954, del Sincrociclotrón Philips, capaz de acelerar deuterones a 28 MeV (cifra record en aquel entonces) y la decisión en 1965 de llevar adelante un programa de trabajo junto con colegas de la Universidad para estudiar Isótopos Alejados de la Línea de Estabilidad (Proyecto IALE).

Pero hay muchos otros episodios y esfuerzos que debieran también ser recordados, como los experimentos iniciales con el primer "gran" acelerador en Argentina, un Cockroft-Walton de 1.2 MV comprado en 1952, o el informe de Slobodrian y Bilaniuk sobre la existencia del diprotón en 1961, o el paciente y cuidadoso trabajo de los espectrocopistas β con sus espectrómetros escandinavos de tipo naranja y doble foco. El número de trabajos presentados a la Conferencia de la IAEA sobre Usos Pacíficos de la Energía Atómica en 1958 refleja muy apropiadamente el rápido crecimiento y la vitalidad del Departamento en esa época.

Desafortunadamente, en 1966, la emigración masiva de físicos de la Universidad de Buenos Aires representó un golpe duro para el Departamento, particularmente en vista del fructífero progrma de trabajo mutuo entre ambas Instituciones que acababa de comenzar. No obstante el Proyecto IALE sobrevivió esta crisis y llegó a ser uno de los programas científicos más productivos de la CNEA.

En los años recientes el Departamento adquirió una nueva dimensión con la formación del grupo Teórico. Muy afortunadamente para nuestro desarrollo, la interacción entre teóricos y experimentales ha sido más fluída que lo que normalmente se encuentra en otros laboratorios del mundo y ha rendido buenos frutos. El laborioso trabajo sobre reacciones (d,^{6}Li) hecho con el Sincrociclotrón, es un buen ejemplo en este sentido.

Un nuevo acontecimiento ha sido la iniciación de un programa de reacciones (α,xn) con el Sincrociclotrón, el cual fue acompañado con la incorporación de nuevos físicos. Este programa, comenzado en 1973, ha dado ya un buen número de resultados interesantes. Las actividades tanto en este campo como en el teórico han contribuído a fortalecer nuestras amistosos y productivos contactos con colegas e Instituciones en el extranjero.

No sería sincero negar que este Informe es motivo de orgullo para nosotros. Las numerosas contribuciones han sido logradas con grandes esfuerzos superando condiciones marcadamente desfavorables como por ejemplo las originadas en la obsolescencia de nuestras máquinas aceleradoras y al hecho de que en los últimos años la atmósfera general para la investigación ha sido poco estimulante. No obstante estas dificultades, el trabajo descripto en este Informe indica que el Departamento se ha mantenido tan vigoroso como en sus mejores épocas. Esta breve Introducción muestra que ha habido, como en toda Institución, buenos y malos tiempos. Si los resultados actuales nacen de estos últimos debiéramos abrigar muchas esperanzas para el futuro. Este Informe de Actividades es, pués, un testimonio de nuestra fe.

Como fue dicho más arriba, mucho de los actuales logros es mérito de personas que ahora ya no están en el Departamento o no están directamente vinculadas a sus actividades. Desearíamos que este Informe fuera también considerado como un tributo hacia ellos.

El responsable de la empresa de poner todo el material junto y editarlo tan apropiadamente ha sido Edgardo Ventura, quien durante varias semanas nos mantuvo a los saltos, trabajando a un ritmo endemoniado. A todos nos llegó el momento en que deseabamos que nos dejara en paz, pero ahora que el Informe está terminado, apreciamos profundamente su trabajo, dedicación y empuje. En realidad, lo ha hecho tan bien que ahora guardamos la secreta esperanza de que dentro de algunos meses estará nuevamente contagiándonos entusiasmo para concretar la próxima edición.

M.A.J.Mariscotti
Febrero 1976

RESUMEN

El programa de investigación del Departamento de Física Nuclear estuvo orientado principalmente hacia el estudio de problemas de estructura nuclear, tanto desde un punto de vista experimental como teórico.

Uno de los mayores esfuerzos de estos últimos años ha sido el uso del haz externo de partículas alpha del Sincrociclotrón en el estudio de reacciones del tipo (α,xn). Esto trajo aparejado el desarrollo de un sistema degradador de energía que permite seleccionar una energía incidente en el rango E_α=30 - 55 MeV, como así también el desarrollo de facilidades para la medición de vidas medias en el rango de los milisegundos, microsegundos y nanosegundos. Los experimentos realizados estuvieron concentrados en el estudio de núcleos impar-impar en la región $64 \leq A \leq 76$ como asimismo propiedades de estados particulares de núcleos vecinos.

La facilidad en línea, consistente en el acelerador en cascada y el separador de isótopos, continuó su labor de proveer considerable información espectroscópica acerca de núcleos alejados de la línea de estabilidad. Esta facilidad ha sido mejorada mediante el desarrollo de una fuente de iones que permite el estudio de productos de fisión no gaseosos.

Los estudios de radioactividad (fuentes de vida media larga), constituyen una nueva línea de trabajo. Al respecto se ha hecho una instalación para la medición de correlaciones angulares gamma-gamma y de correlaciones direccionales gamma-gamma polarizadas para la medición de momentos angulares, paridades y relaciones de mezcla de multipolaridades. Esta instalación también está siendo usada actualmente para el estudio de daño por radiación en sólidos mediante correlaciones angulares perturbadas.

El grupo teórico ha centrado su atención en problemas de estructura nuclear y reacciones nucleares. El trabajo en estructura nuclear tuvo como punto culminante la formulación de una teoría nuclear de campos. Esta teoría permite el tratamiento simultáneo de los grados de libertad colectivos y de partícula independiente y sus correspondientes problemas de violaciones del principio de Pauli y sobrecompletitud. Además se han estudiado problemas de transiciones de fase en forma y de apareamiento en el contexto de modelos microscópicos y fenomenológicos. En el campo de reacciones nucleares los esfuerzos estuvieron dirigidos al estudio de la dependencia del isospin en el modelo óptico y a cálculos de canales acoplados.

El Departamento también estuvo involucrado en tareas de apoyo a otras áreas de la Comisión Nacional de Energía Atómica. En este sentido se ha iniciado el desarrollo de un programa para la evaluación del uso del torio en reactores de potencia. Además se ha creado un grupo para el estudio de problemas referentes a la utilización de la energía solar

Este Informe de Actividades es nuestra primer experiencia en este campo. Nuestro profundo agradecimiento entonces a todos los autores, que contribuyeron sin reservas a redactar los informes; al Director del Area de Investigación, Desarrollo y Servicios, Dr. R.Cabrini por su franco apoyo y estímulo durante el transcurso de este trabajo, a las Sras. J.Corvalán y M.Neufeld por su enorme paciencia y habilidad en la preparación del manuscrito y el Sr. A.Binda por su valiosa ayuda en la impresión del mismo.

Edgardo Ventura
Febrero 1976

INDICE

PARTE A - FISICA EXPERIMENTAL

I. REACCIONES DE TRANSFERENCIA.

I.1. La Reacción (d,^{6}Li) en la Capa f-p a E_d=27.25 MeV..... 3

II. ESPECTROSCOPIA GAMMA MEDIANTE REACCIONES (α,xnyp).

II.1. Posible Existencia de una Banda Cuasirotacional de K=1/2 en ^{73}Se..... 11

II.2. Estructura del ^{70}As Estudiada por Medio de la Reacción ^{70}Ge(,3np)^{70}As..... 15

II.3. Estructura del ^{72}As Estudiada con la Reacción ^{70}Ge(α,np)..... 19

II.4. Estudio de la Estructura del ^{74}As Mediante la Reacción ^{72}Ge(α,npγ)..... 21

II.5. Esquema de Niveles de ^{66}Ga y ^{68}Ga..... 23

II.6. Comportamiento de las Secciones Eficaces de Reacciones (α,xnyp) en Función del Alejamiento de la Línea de Estabilidad..... 29

II.7. Variación Regular del Momento Angular Crítico a lo Largo de la Tabla Periódica..... 33

III. ESTUDIOS EN LINEA DE FRAGMENTOS DE FISION.

III.1. Técnicas Generales Usadas en la Facilidad IALE..... 37

III.2. Decaimiento del ^{139}Xe (40 s)..... 39

III.3. Niveles del ^{90}Rb Observados en el Decaimiento β del ^{90}Kr..... 40

III.4. Coeficientes de Conversión Interna de las Transiciones de 13.8 y 38.3 keV Pertenecientes al ^{140}Cs..... 41

III.5. Niveles del ^{141}Cs y del ^{141}Ba Observados en los Decaimientos del ^{141}Ce y del ^{141}Cs..... 43

III.6. Neutrones Diferidos en la Cadena A=141 e Identificación de Transiciones en la Cadena A=143..... 50

III.7. Estudios de Rendimientos de Productos de Fisión de ^{235}U..... 53

IV. RADIOACTIVIDAD

IV.1. Spin del Nivel de 2198 keV en el ^{74}Ge y los Parámetros de Mezcla de las Transiciones Gamma en el Decaimiento del ^{74}As..... 59

IV.2. Uso de un Polarímetro Basado en un Cristal Plano de Ge(Li) en la Medición de Correlaciones γ-γ (Polarizado Linealmente)..... 63

IV.3. Spin de los Niveles de 1248 y 1958 keV en ^{124}Te Determinado por Medio de las Correlaciones Angulares γ-$\gamma(0)$ y γ-γ (90°PL)..... 68

IV.4. Determinación del Spin de los Niveles de 2350 keV, 2516 keV y 2547 keV del ^{140}Ce Mediante Correlaciones Angulares Gamma-Gamma Polarizadas y no Polarizadas..... 71

IV.5. Mediciones de Coincidencias Gamma-Gamma y de Conversión Interna en ^{141}La..... 75

PARTE B - FISICA TEORICA

V. ESTRUCTURA NUCLEAR

V.1. Anomalías en el Momento de Inercia de Apareamiento Durante Transiciones de Fase en Forma..... 83

V.2. Relación entre las Deformaciones de Apareamiento y Cuadrupolar en Núcleos..... 86

V.3. Propiedades de los Estados de Partícula Independiente en la Región del ^{208}Pb..... 90

V.4. Teoría Nuclear de Campos..... 93

V.4.1. La Teoría Nuclear de Campos como un Método de Tratar el Problema de la Sobrecompletitud en Descripciones que involucran Modos Elementales de Cuasipartículas y Colectivas..... 94

V.4.2. Tratamiento Simultáneo de Campos de Apareamiento y de Superficie..... 95

V.4.3. Normalización de Estados en Teorías de Perturbaciones.... 95

V.4.4. La Teoría Nuclear de Campos Aplicada a Algunos Modelos Solubles Exactamente..... 96

V.4.5. Aplicación de la Teoría Nuclear de Campos a Interacciones Monopolares que Incluyen todos los Vértices de una Interacción General..... 96

V.4.6. Tratamiento de Campos de una Interacción General de Dos Cuerpos..... 98

VI. REACCIONES NUCLEARES

VI.1. Reacciones de "Stripping" de Dos Nucleones que Pueblan Multipletes Isobáricos..... 99

VI.2. Análisis con Canales Acoplados de las Reacciones (d, ^{6}Li)... 103

VI.3. Factores de Forma para Transferencia de Cuatro Nucleones entre Iones Pesados..... 105

VI.4. Dispersión por un Paisaje de Potencial Esquemático para Fusión..... 107

PARTE C - ACTIVIDADES DE APOYO EN FISICA APLICADA

VII. ESTUDIOS DE ENERGIA

VII.1. Análisis preliminar Sobre la Utilización del Torio en Reactores de Porencia..... 111

VII.2. Utilización de la Energía Solar..... 114

VIII. SERVICIOS

VIII.1. Uso del Sincrociclotrón para el Análisis de Muestras..... 115

VIII.2. Implantación de ^{140}La en Folias Diversas..... 116

PARTE D - INSTRUMENTACION Y DESARROLLO

IX. DESARROLLO DE MAQUINAS ACELERADORAS.

IX.1. Sincrociclotrón..... 119

IX.1.1. Mejoras en el Modulador del Sincrociclotrón..... 119

IX.1.2. Automatización del Blanco Interno..... 119

IX.1.3. Reparaciones..... 120

IX.2. Separador Electromagnético de Isótopos..... 121

IX.2.1. Nuevo Colector Móvil..... 121

IX.2.2. Nueva Fuente de Iones..... 121

IX.2.3. Construcción de Cámaras de Descarga Conteniendo ^{235}U..... 121

IX.2.4. Deflector Electrostático Para el Haz de Iones del Separador..... 121

IX.3. Acelerador en Cascadas..... 122
IX.3.1. Modificaciones en el Extremo Inferior del Tubo Acelerador..... 122
IX.3.2. Aumento en el Flujo de Neutrones Generado por el Acelerador..... 122
IX.3.3. Modulador del Haz de Deuterones..... 122
IX.3.4. Seguro Automático de Deflexión del Haz..... 122
IX.3.5. Horno para Calentar Uranio..... 122
IX.3.6. Modificación en el Colector del Separador..... 123

X. DESARROLLOS REALIZADOS EN LAS FACILIDADES EXPERIMENTALES.

X.1. Sistema para Variar la Energía del Haz de Partículas Alfa del Sincrociclotrón..... 125
X.2. Sistema para la Medición de Vidas Medias en el Rango de los ms-s..... 128
X.3. Sistema Medición de Vidas Medias en el Rango de los s.... 133
X.4. Medición de Vidas Medias en el Rango de los ns..... 135
X.5. Mejoras en la Facilidad Experimental para Espectroscopía γ en Haz..... 138

XI. COMPUTACION.

XI.1. Estudio de un Programa de Análisis Automático de Espectros por el Método de Simulación Numérica..... 139
XI.2. Diseño de un Sistema de Análisis Semiautomático de Espectros γ con Interfase a una Computadora HP 2116 B..... 140
XI.3. Trabajos de Progración para el Sistema Nuclear Hewlett-Packard..... 145

APENDICE

XII. PERSONAL DEL DEPARTAMENTO DE FISICA NUCLEAR..... 149

XIII. PUBLICACIONES DEL DEPARTAMENTO DE FISICA NUCLEAR..... 153

P A R T E A

F I S I C A E X P E R I M E N T A L

I. REACCIONES DE TRANSFERENCIA

I.1. La Reacción (d,^{6}Li) en la Capa f-p a E_d = 27.25 MeV.

A.E.Ceballos, H.J.Erramuspe, A.M.J.Ferrero, M.J.Sametband*, J.E.Testoni**, D.R.Bes, E.E.Maqueda, R.P.J.Perazzo y S.L. Reich.

Como parte de investigaciones sobre efectos de la fuerza de apareamiento isoescalar, en 1970 se había sugerido[1] que en núcleos donde la transferencia de dos nucleones con $J^\pi T=0^+1$, está favorecida, podía esperarse también un fortalecimiento de las secciones eficaces para transferencia de partículas alfa. Resultó entonces de interés desarrollar el formalismo[2] de las reacciones (d,^{6}Li), así como iniciar una serie de mediciones [3,4] utilizando el haz de deuterones de 27.25 MeV sobre blancos de la zona Ni-Zn donde la influencia del grado de libertad de apareamiento se prestaba a un estudio en detalle. Aún cuando afirmaciones previas[5] permitían suponer que con deuterones de ~30 MeV la reacción (d,^{6}Li) no sería viable para núcleos más pesados que Ca, se pudieron medir[3,4] distribuciones angulares para ^{64,66,68}Zn poblando los dos primeros estados de ^{60,62,64}Ni. Ultimamente se extendieron estas mediciones a los blancos ^{56}Fe y ^{58}Ni y se completó el análisis teórico de estas reacciones en toda la zona[6].

Las mediciones descriptas en este trabajo han sido realizadas bombardeando con el haz externo de 27.25 MeV de deuterones del Sincrociclotrón de la CNEA, blancos enriquecidos autoportantes de ^{56}Fe(99.95%) y ^{58}Ni(99.96%) de 0·800 mg/cm^2 y 1.11 mg/cm^2 de espesor respectivamente.

El dispositivo experimental consistió en dos telescopios de detectores (E-ΔE) operando simultáneamente, colocados en forma simétrica respecto al plano azimutal y montados en una placa móvil cuya posición puede ser determinada con una precisión <0.05° relativa a la posición 0°.Los telescopios están formados por dos conjuntos de detectores de Si de barrera superficial y deplexión total con espesores de (100-50) μm y (90-55) μm. Ellos permiten detener los iones ^{6}Li mientras que los otros productos más livianos de la reacción y los apilamientos involucrados quedan bien identificados o no interfieren significativamente con los niveles nucleares estudiados. La resolución total se estimó en 400 keV FWHM.

La electrónica utilizada consistió en dos cadenas convencionales, funcionalmente idénticas. Los eventos nucleares fueron registrados en un analizador Intertechnique de 4096 canales trabajando en dos grupos bidimensionales de 32 x 64 canales.

Como un ejemplo típico, la Fig. I.1.1. muestra el espectro de los iones ^{6}Li producidos en la reacción ^{64}Zn(d,^{6}Li)^{60}Ni a 30° en el sistema de laboratorio. El estado fundamental 0^+ y el primer estado excitado 2^+ a 1.33 MeV del núcleo

residual están claramente resueltos. Debido al valor del Q de la reacción $^{64}Zn(d,^{7}Li)^{59}Ni$, los estados del ^{59}Ni están a 4.13 MeV por debajo del estado fundamental 0^+ del ^{60}Ni. Efectos cinemáticos similares ocurren en casi todos los núcleos de la región de las masas intermedias, permitiendo la separación de los estados nucleares más bajos en los diferentes isótopos.

En las Figuras I.1.2 y I.1.3 se muestran las distribuciones angulares de las secciones eficaces diferenciales correspondientes a las secciones $^{56}Fe(d,^{6}Li)^{52}Cr$, $^{58}Ni(d,^{6}Li)^{54}Fe$ y $^{64,66,68}Zn(d,^{6}Li)^{60,62,64}Ni$ que llevan a los estados fundamentales 0^+ y primer excitado 2^+ de los núcleos residuales.

Los datos están referidos al sistema centro de masa. Las formas y magnitudes de las distribuciones angulares en la zona cercana al núcleo doble mágico ^{56}Ni son muy similares a las obtenidas en la región del Zn. Este hecho sugiere el "pick-up" de un conglomerado superficial del tipo partícula α, a través de un mecanismo independiente del llenado progresivo de la capa. También muestran una estructura de difracción y un pico delantero pronunciado característico de un mecanismo de reacción directo, hecho que puede ser simplemente previsto dada la baja probabilidad de la emisión de un ión ^{6}Li en una reacción con formación de núcleo compuesto.

Las magnitudes de las secciones eficaces medidas varían aproximadamente entre 1 μb/sr y 20 μb/sr, correspondiendo los valores más altos a los núcleos de menor masa. Estos resultados son coherentes con los obtenidos en núcleos más livianos en particular en Ca[7] a una energía de 19.5 MeV. Un cálculo DWBA de la reacción $Zn(d,^{6}Li)Ni$ hecho a esta energía, muestra que las secciones eficaces son aproximadamente iguales a las obtenidas a E_d=27.25 MeV a pesar de que en ese caso los iones ^{6}Li son emitidos con una energía cercana a la de la barrera Coulombiana. El análisis DWBA de los resultados experimentales ha sido realizado utilizando una modificación del programa DWUCK[8] y está basado en la hipótesis de que las reacciones $(d,^{6}Li)$ pueden ser bien descriptas por un mecanismo de interacción directa en el que, en un proceso de pick-up, un conglomerado del tipo partícula α que se mueve en el potencial promedio de un carozo, es transferido del núcleo blanco al proyectil para formar un ión ^{6}Li. Para ello se supone que la partícula α es una masa puntual con m=4 y que por consiguiente se puede construir un factor de forma fenomenológico utilizando la función de onda que describe dicha partícula moviéndose en un potencial de Woods-Saxon cuyo radio, difusividad y profundidad sean tales que liguen correctamente los estados nucleares representados por una función de onda radial con números cuánticos orbitales variables entre N=0-7 y N=0-6 para momento angular L=0 y L=2 respectivamente.

Los parámetros ópticos para el canal de entrada han sido tomados de la referencia 9; los parámetros para el canal de salida fueron elegidos dentro de

límites razonables de manera de tener un buen ajuste delos datos experimentales. El conjunto de parámetros ópticos utilizados se muestran en la Tabla I.1.1. Sólo el potencial real V presenta algunas variaciones con la masa del núcleo blanco; el radio Coulombiano es grande en el canal de salida, como consecuencia del tamaño finito de los iones ^{6}Li.

Para verificar la validez de los factores de estructura extraídos de los datos experimentales, se ha hecho un extenso estudio concerniente a la influencia de las variaciones de los parámetros ópticos del ^{6}Li.

El factor de forma ha sido construído de acuerdo al formalismo propuesto por Dragûn et al.[2], sumando coherentemente las contribuciones correspondientes a los distintos números cuánticos radiales permitidos.

Las líneas llenas en las Figuras I.1.2 y I.1.3 corresponden a los cálculos DWBA computados con los factores de estructura G_{NL} obtenidos en las distintas aproximaciones teóricas[6]. Cada curva está normalizada con el correspondiente valor $D_0^2 = \sigma_{exp}/\sigma_{DW}$.

El análisis de las transiciones que contribuyen a los estados $J^{\pi}=0^{+}$ se ha efectuado suponiendo que la interacción nuclear residual importante en este proceso es la componente con T=1 de la fuerza de apareamiento. El cálculo del factor de forma microscópico se ha realizado en cuatro diferentes aproximaciones:

a) a través de una diagonalización exacta de la fuerza residual dentro del formalismo del modelo de capas utilizando 4 niveles de partícula independiente[1,10].
b) considerando una única configuración de partícula independiente involucrada en la transferencia.
c) suponiendo que las reacciones (d,^{6}Li) que llevan a los estados finales 0^{+} del núcleo residual, son transiciones entre estados vibracionales descriptos en términos de fonones de adición y remoción[11].
d) mediante un formalismo que incluye fuerzas de apareamiento y cuadrupolares, tratadas en base a la teoría BCS y la aproximación RPA[12,13].

Para el análisis de las transiciones que contribuyen a los estados finales $J^{\pi}=2^{+}$, los resultados experimentales han sido divididos en dos grupos según se trate de núcleos en la zona de A=56 o en la zona del ^{A}Zn.

En el primer caso se ha realizado un cálculo con configuraciones casi puras y en el segundo, los isótopos del Ni han sido tratados en términos del modelo de las fuerzas de apareamiento y cuadrupolares como en el caso d) para $J^{\pi}=0^{+}$.

Conclusiones

Estas se encuentran detalladas en [2,3,4,6] y destacan esencialmente:

a) el buen acuerdo de los resultados experimentales con los cálculos basados en la hipótesis de un mecanismo de interacción directa.

b) la coincidencia entre las magnitudes de las secciones eficaces diferenciales medidas y los valores obtenidos para la transferencia de 4 partículas en núcleos más livianos.

c) la validez de los parámetros ópticos utilizados en el cálculo DWBA que permiten asegurar la magnitud relativa de las secciones eficaces entre L=0 y L=2 con un error aproximado del 20%.

d) la validez de las hipótesis teóricas formuladas para dar cuenta de las transiciones que llevan a los estados nucleares finales $J^{\pi}=0^{+}$ y $J^{\pi}=2^{+}$.

La relación entre la fuerza de apareamiento y los resultados de las reacciones (d,^{6}Li) ha sido nuevamente señalada en un trabajo reciente de Becchetti et al.[14].

---

* Dirección Actual: Departamento de Combustibles (CNEA).

** Dirección Actual: Departamento de Reactores (CNEA)

1 G.G.Dussel, E.E.Maqueda y R.P.J.Perazzo, Nucl.Phys. A153(1970)469.

2 O.Dragún, G.G.Dussel, E.E.Maqueda y R.P.J.Perazzo, Nucl.Phys.A167(1971)529.

3 A.E.Ceballos, H.J.Erramuspe, A.M.J.Ferrero, M.J.Sametband y J.E.Testoni, Phys.Rev. C4(1971)1959.

4 A.E.Ceballos, H.J.Erramuspe, A.M.J.Ferrero, M.J.Sametband, J.E.Testoni, D.R. Bes y E.E.Maqueda, Nucl.Phys. A208(1973)617.

5 W.W.Daehnick y L.J.Denes, Phys. Rev. 136(1964)1325.

6 A.E.Ceballos, H.J.Erramuspe, A.M.J.Ferrero, M.J.Sametband, J.E.Testoni, D.R. Bes, E.E.Maqueda, R.P.J.Perazzo y S.L.Reich, Nucl.Phys. A228(1974)216.

7 H.Gutbrod, H.Yoshida y R.Bock, Nucl.Phys. A165(1971) 240.

8 P.D.Kunz, University of Colorado, rep. COO-535-606 (no publicado).

9 P.E.Hodgson, Adv. in Physics, Phil.Mag. Suppl. 15(1966)321.

10 D.R.Bes, E.E.Maqueda y R.P.J.Perazzo, Nucl.Phys. A199(1973)193.

11 A.Bohr, Proc.Int.Symp. on Nuclear Structure, Dubna 1968 (IAEA, Vienna,1968) p. 179.
B.Bayman, D.R.Bes y R.A.Broglia, Phys.Rev.Lett. 23(1969)1299.

12 L.S.Kisslinger y R.Sorensen, Rev.Mod.Phys. 35(1963)910.

13 D.R.Bes y R.Sorensen, Adv. in Nucl.Phys.,Vol.2 (Plenum Press,1969) p.129.

14 F.D.Becchetti, L.T.Chua, J.Jaenecke y A.M.Vander Molen, Phys.Rev.Lett. 34, (1975)225.

Tabla I.1.1

Parámetros ópticos para los canales de entrada y salida y para la partícula α ligada.

		Canal d	Canal ^{6}Li	Partícula α
V	(MeV)	71.9	310 para ^{56}Fe 312 para ^{58}Ni 328 para ^{64}Zn 321 para ^{66}Zn 310 para ^{68}Zn	Ajustado para obtener la energía de ligadura
W	(MeV)	56.0	75.0	
r_{ov}	(fm)	0.96	1.50	1.25
a_v	(fm)	0.99	0.65	0.65
r_{ow}	(fm)	1.35	1.50	
a_w	(fm)	0.75	0.65	
r_{oc}	(fm)	1.25	2.50	1.25
a_c	(fm)	0.00	0.00	0.00

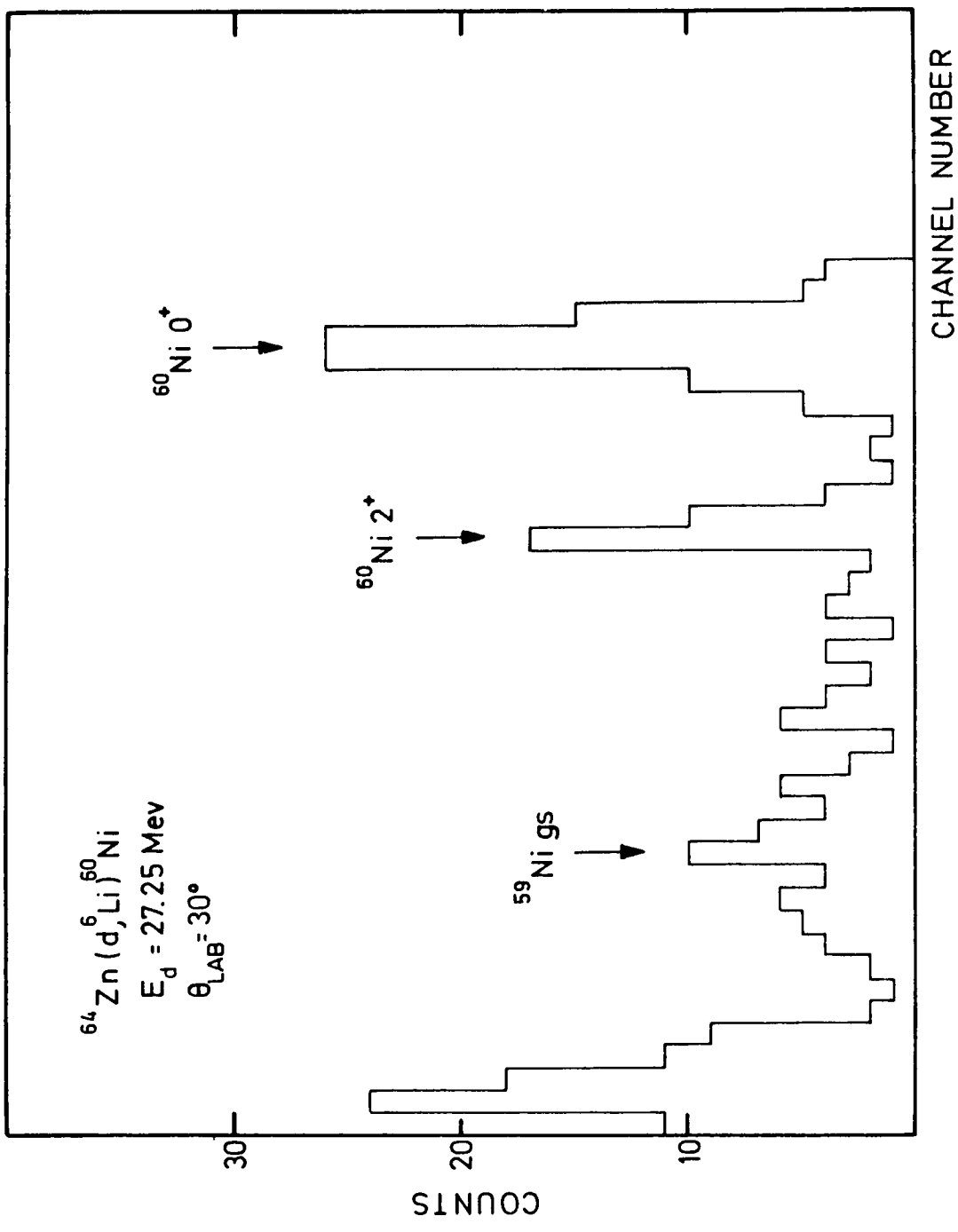


Fig. I.1.1 Espectro de los iones de Li obtenidos en reacciones induoidas en ^{64}Zn por deuterones de E_d = 27.25 MeV; θ_{lab} = 30°.

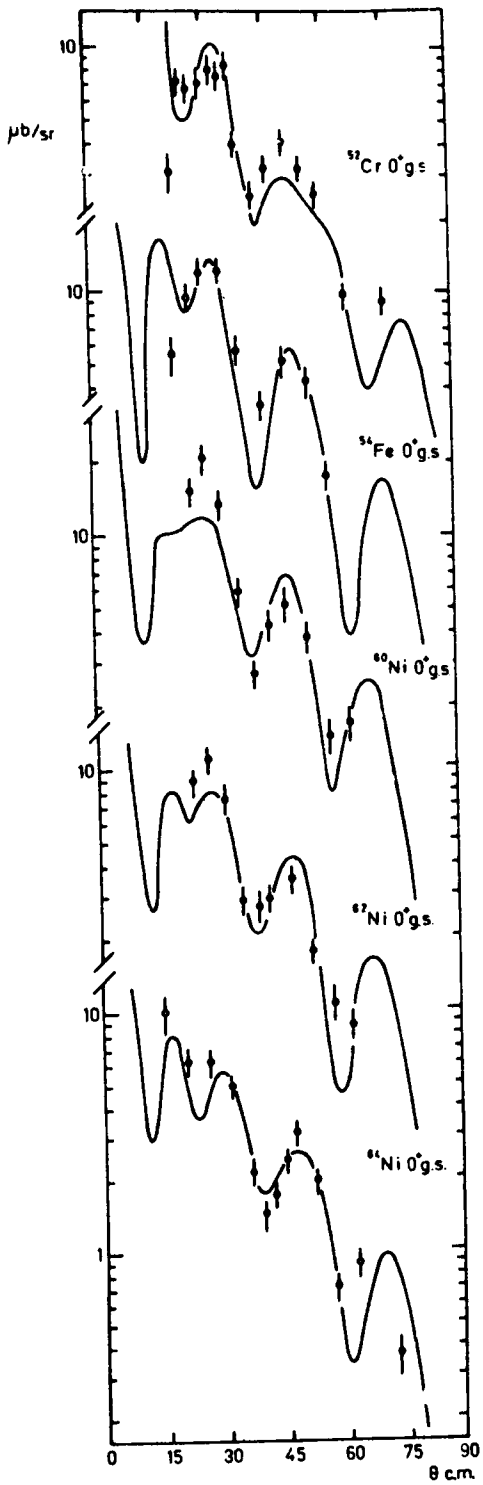


Fig. I.1.2 Secciones eficaces diferenciales de las reacciones $^{56}Fe(d,^{6}Li)^{52}Cr$, $^{58}Ni(d,^{6}Li)^{54}Fe$ y $^{64,66,68}Zn(d,^{6}Li)^{60,62,64}Ni$ que llevan al estado fundamental 0^{+} de los núcleos finales; E_d=27.25 MeV. Las líneas llenas representan los cálculos DWBA.

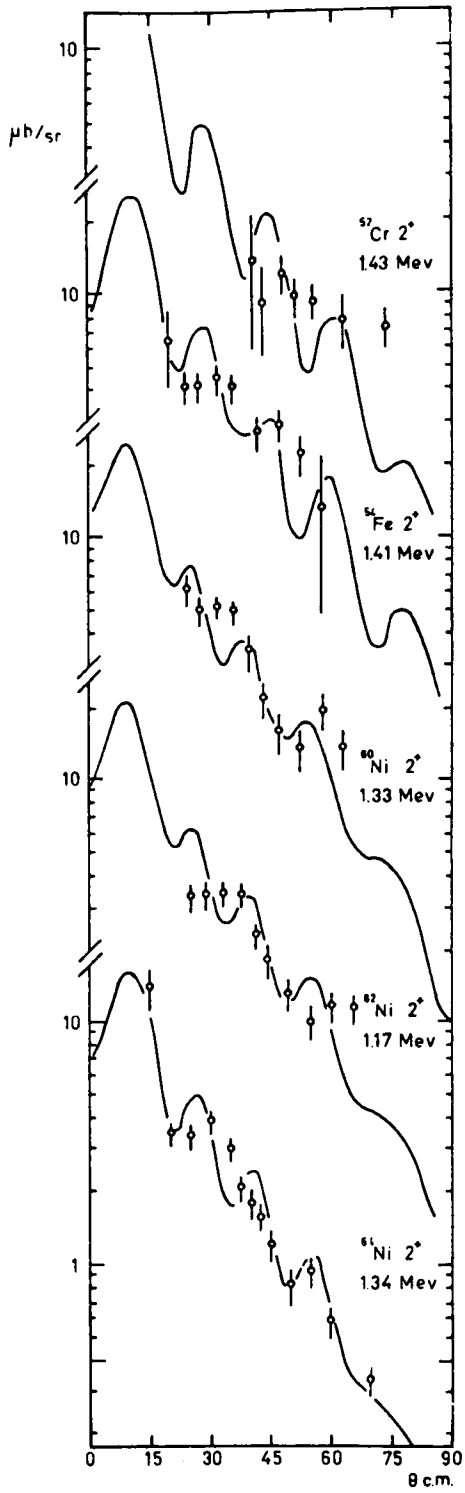


Fig. I.1.3 Secciones eficaces diferenciales de las reacciones $^{56}Fe(d,^{6}Li)^{52}Cr$, $^{58}Ni(d,^{6}Li)^{54}Fe$ y $^{64,66,68}Zn(d,^{6}Li)^{60,62,64}Ni$, que llevan al primer estado excitado 2^+ de los núcleos finales; E_d=27.25 MeV. Las líneas llenas representan los cálculos DWBA.

II. ESPECTROSCOPIA GAMMA MEDIANTE REACCIONES (α,xnyp).

II.1. Posible Existencia de una Banda Cuasirotacional K=1/2 en ^{73}Se.

M.Behar, A.Filevich, G.García Bermúdez, A.M.Hernández y M.A.J.Mariscotti.

Hasta el presente el conocimiento de los niveles del ^{73}Se proviene del estudio de los decaimientos del ^{73}Br y ^{73}Se [2] que permiten determinar el spin del estado fundamental y primer estado excitado como $7/2^+$ y $1/2^-$ respectivamente.

El hecho de que el estado fundamental tenga spin $7/2^+$ y no $9/2^+$ indica la existencia de un acoplamiento anómalo en este núcleo. Recientemente Kuriyama et al.[3] desarrollaron una nueva teoría para explicar este fenómeno, la cual predice que si la energía de excitación del modo con spin J-1 ($7/2^+$ en nuestro caso) es igual o menor que la energía necesaria para excitar un estado de una cuasipartícula con spin J($9/2^+$), se espera una inestabilidad de la forma esférica del núcleo hacia un estado de equilibrio deformado. Por lo tanto, si se cumple la teoría anterior, lo que se espera es la existencia de una banda rotacional y el estudio mediante reacciones (α,3n) posibilitaría su observación, ya que puebla niveles con spines altos. Usando el haz de partículas α del Sincrociclotrón de Buenos Aires sobre un blanco enriquecido (82%) de ^{72}Ge se realizaron mediciones de funciones de excitación, distribuciones angulares y coincidencias γ-γ. Los resultados obtenidos se muestran en la Fig. II.1.1.

Estos resultados muestran una secuencia de spines y espaciamientos en energía de los niveles que sugiere la existencia de una banda rotacional, pero construída a partir del primer estado excitado con spin $1/2^-$ en lugar, como lo predice la teoría, del estado fundamental.

Para estudiar más detalladamente este hecho se ajustaron las diferencias de energía, entre los niveles, observados a la expresión

$$E_{IK} = \epsilon_K + \frac{\hbar^2}{2J}\left[I(I+1) - \frac{1}{2} + a\,(-1)^{I+1/2}(I+1/2)\right]^2 \qquad (1)$$

característica de la banda rotacional con K=1/2. Los resultados se muestran en la Fig. II.2.2. El valor del momento de inercia utilizado en el cálculo ($J=0.01\ \hbar^2$) es aproximadamente tres veces menor que el que tienen comúnmente los núcleos considerados deformados en la zona de las tierras raras, y comparable al de los núcleos con N=88-90, llamados transicionales, por observarse en esa zona la transición de una forma esférica a deformada. Los núcleos de esta última zona al tener un momento de inercia pequeño son denominados "blandos" (por ejemplo: el momento de inercia se incrementa con el spin I). Al realizar los cálculos nuevamente permitiendo que el momento de inercia variara linealmente con I se obtuvo un mejor acuerdo con la experiencia como lo muestra la Fig. II.2.2.

Otro hecho que reafirma la existencia de una banda rotacional surge cuando se compara la relación de intensidades de la radiación gamma que desexcita cada nivel, con las predicciones del modelo de capas y el modelo unificado.

Como se puede observar en la Tabla II.1.1, se encuentra nuevamente un acuerdo con la hipótesis de la existencia de una banda rotacional.

---

[1] G.Murray, W.J.White, J.C.Willmott y R.F.Entwistle, Nucl.Phys. A142(1970)21.
[2] G.Murray, W.J.White, J.C.Willmott y R.F.Entwistle, Phys.Lett. 28B(1968)35.
[3] A.Kuriyama, T.Marumori y K.Matsyuanagi, Prog.Theor.Phys. 47(1972)498.

Tabla II.1.1

Comparación de Relaciones de Intensidades Experimentales con Predicciones Teóricas-

Energía (keV)	I	T(M1 + E2, I → I - 1) / T(E2, I → I - 2)		
		Mod. Capas	Acopl. Fuerte	Exper.
505.1	5/2	1000	> 6	3.4 ± 0.6
804.4	7/2	100	> 0.06	0.78 ± 0.10
1178.1	9/2	100	> 0.30	1.13 ± 0.20

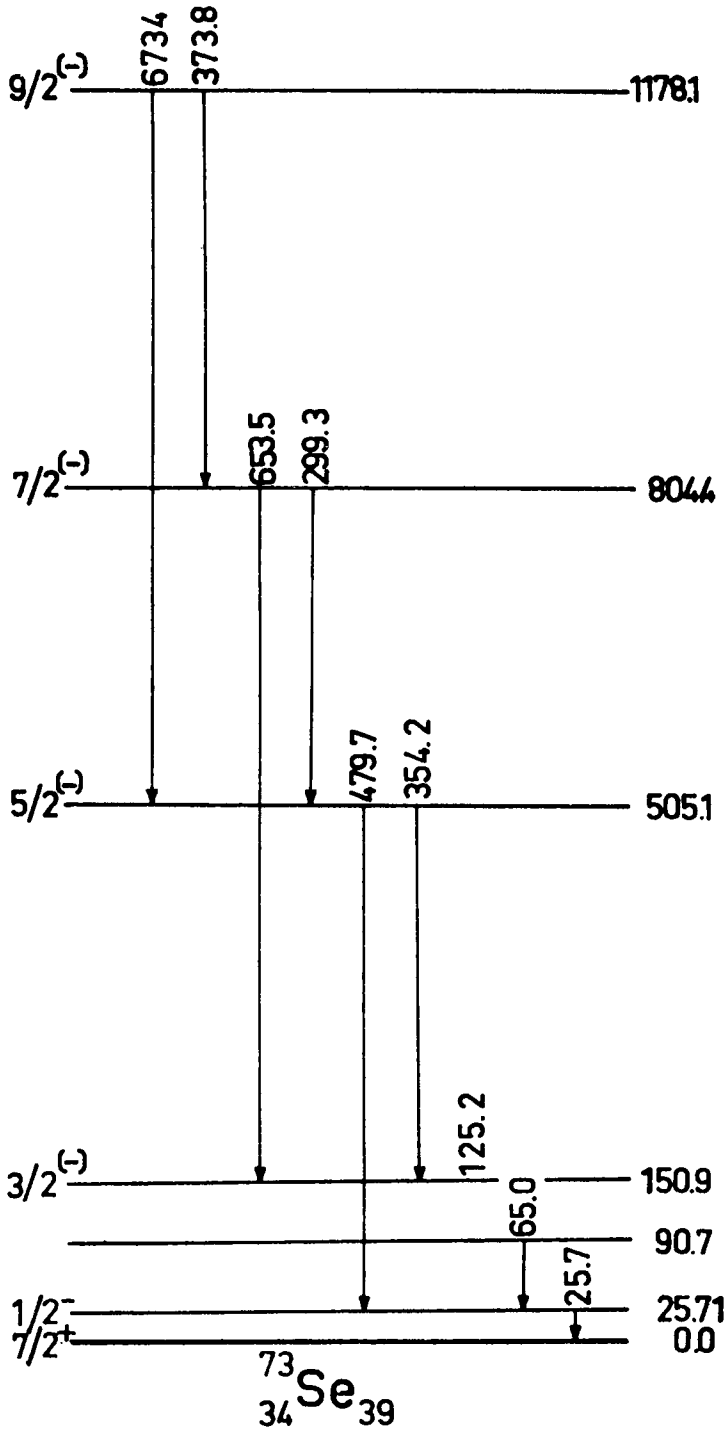


Fig. II.1.1 Esquema de niveles del ^{73}Se obtenido en el presente trabajo.

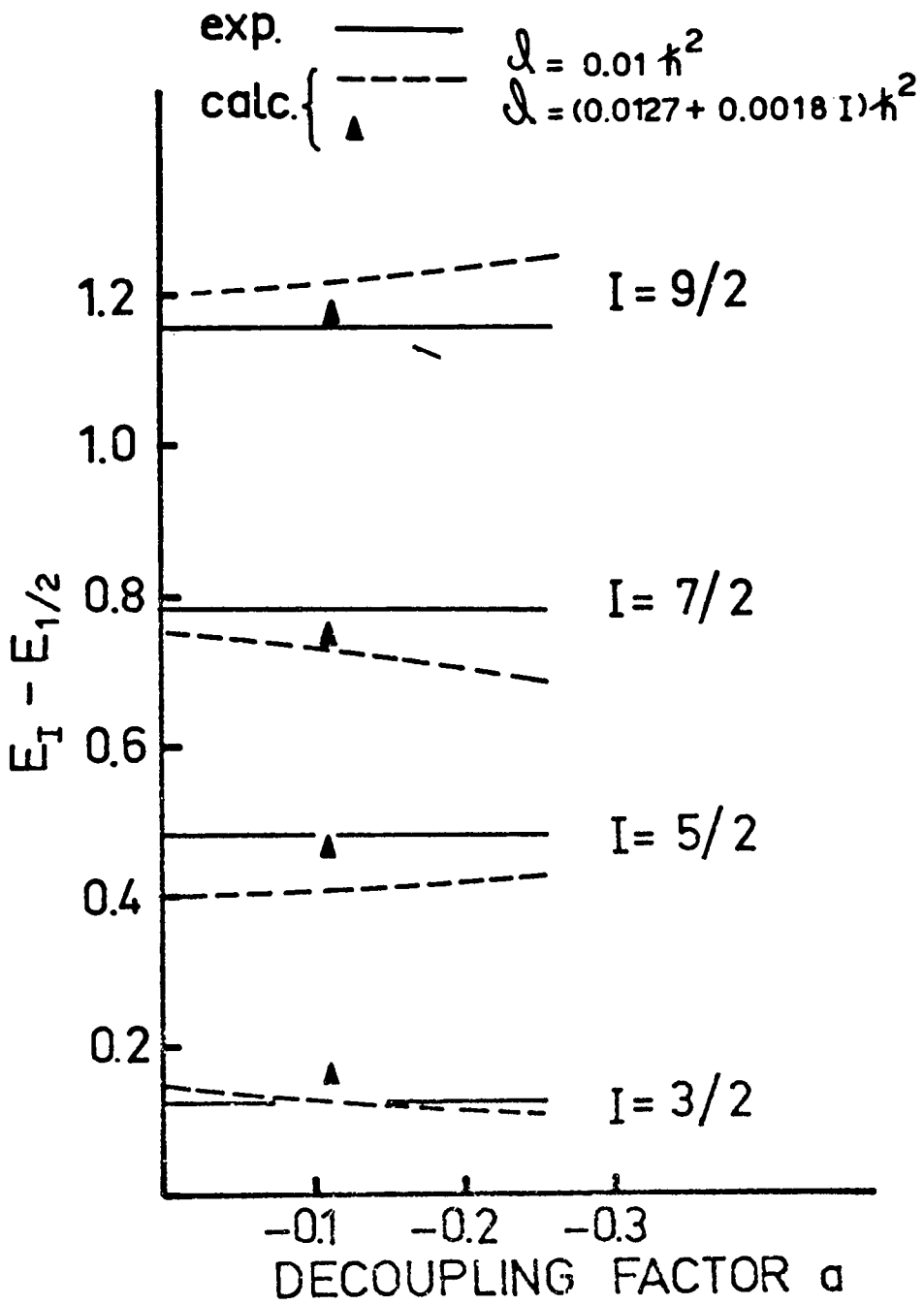


Fig. II.1.2 Comparación de las energías calculadas con las obtenidas experimentalmente para el ^{73}Se. Las líneas de trazos obtenidas a partir del modelo del rotador rígido se muestran en función del parámetro a de desacoplamiento. Los triángulos indican los resultados obtenidos admitiendo una variación lineal del momento de inercia en función del momento angular I.

II.2. Estructura del ^{70}As Estudiada por Medio de la Reacción $^{70}Ge(\alpha,3np)^{70}As$.

A.Filevich, M.Behar, G.García Bermúdez y M.A.J.Mariscotti.

La estructura del núcleo impar-impar $^{70}_{31}As_{39}$ ha sido estudiada por ten Brink et al.[1] mediante el decaimiento radioactivo del ^{70}Se. Ningún estudio de este núcleo por medio de reacciones nucleares ha sido realizado hasta el presente. Sin embargo este tipo de investigación podría ser interesante puesto que (a) el nivel fundamental del ^{70}Se al poseer spin y paridad $J^{\pi}=0^{+}$ puebla preferentemente estados de bajo momento angular en ^{70}As por el decaimiento β^{+} (44 m) de aquel núcleo; (b) se puede esperar la existencia de estados con spin relativamente elevado en ^{70}As a bajas energías de excitación, ya que el spin y paridad de su nivel fundamental es[2] $J^{\pi}=4^{+}$. Por estos motivos se han realizado experimentos de tipo $(\alpha,3np)$, capaces de poblar estados con spin elevado en el núcleo producto. La reacción estudiada fue $^{70}Ge(\alpha,3np)^{70}As$. Se midieron espectros γ simples a diferentes energías de bombardeo. Por medio de las funciones de excitación así obtenidas fue posible identificar cinco rayos γ, (75.9, 81.2, 134.6, 318.8 y 320.2 keV), como pertenecientes al núcleo ^{70}As.

Con el objeto de confirmar estas asignaciones y construir un esquema de niveles para el ^{70}As se midieron las coincidencias γ-γ colocando compuertas sobre los rayos γ anteriormente mencionados. El análisis de los resultados experimentales ha permitido construir el esquema de niveles que se muestra en Fig.II.2.1. El orden de los rayos γ de 318 keV y 134 keV ha sido fijado tentativamente en base a sus intensidades. La medición de la vida media de la transición de 81.2 keV $T_{1/2}=9.2\pm4$ ns (ver Fig. II.2.2), permite asignarle sin ambigüedad el spin J=5.

Los errores involucrados en la medición de la distribución angular no permiten arribar a conclusiones firmes con respecto a la multipolaridad de los rayos γ observados, excepto en el caso del rayo de 81.2 keV donde los datos sugieren una transición $\Delta J=1$ con una fuerte mezcla M1/E2 indicando así una paridad positiva. La ausencia de transiciones de cruce sugiere spines J=6 y J=7 para los estados de 400.0 y 534.6 keV.

Los resultados obtenidos en el presente trabajo indican una aparente selectividad de la reacción $(\alpha,3np)$, ya que son pocos los niveles excitados por este proceso. Esta observación está en buen acuerdo con lo encontrado en otros núcleos impar-impar vecinos al ^{70}As, (ver secciones siguientes). Asimismo es de interés destacar que los niveles observados en ^{70}As presentan cierta similitud con los niveles encontrados en ^{72}As y en ^{74}As, los cuales exhiben secuencias de niveles con spin J=4, 5, 6 y 7 y espaciamientos del orden de 55, 200 y 100 keV,

respectivamente. Esta secuencia de spines y energías es similar a la encontrada en ^{70}As, lo que estimula fuertemente la búsqueda de una satisfactoria descripción de estos estados.

Nuevas mediciones están programadas con el objeto de mejorar la precisión en la determinación de las distribuciones angulares y aumentar la sensibilidad de detección de posibles transiciones débiles, no observadas hasta ahora.

---

[1] B.O.ten Brink, R.D.Vis, A.E.B.Kalshoven y H.Verheul, Z.Phys. 270(1974)83.

[2] A.P.de Ruiter, H.Verheul y J.Konijn, Nucl.Phys. A116(1968)473.

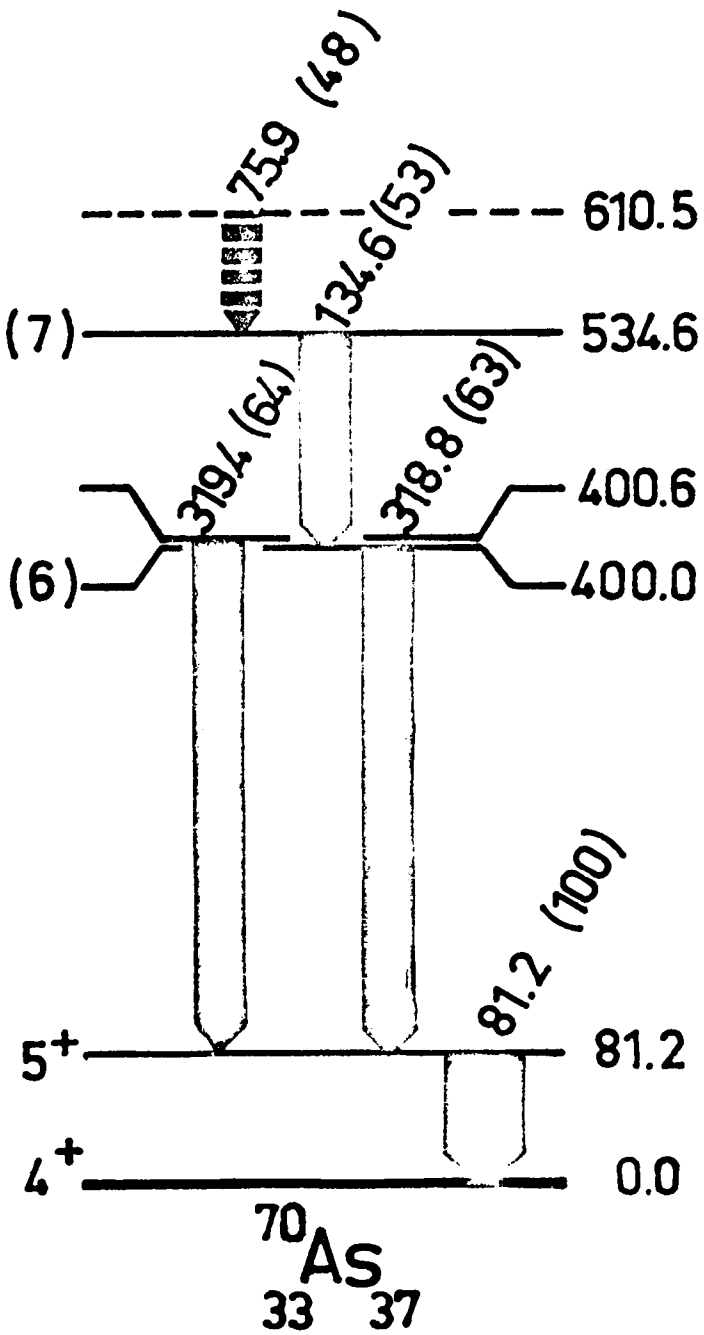


Fig. II.2.1 Esquema preliminar de niveles para el ^{70}As.

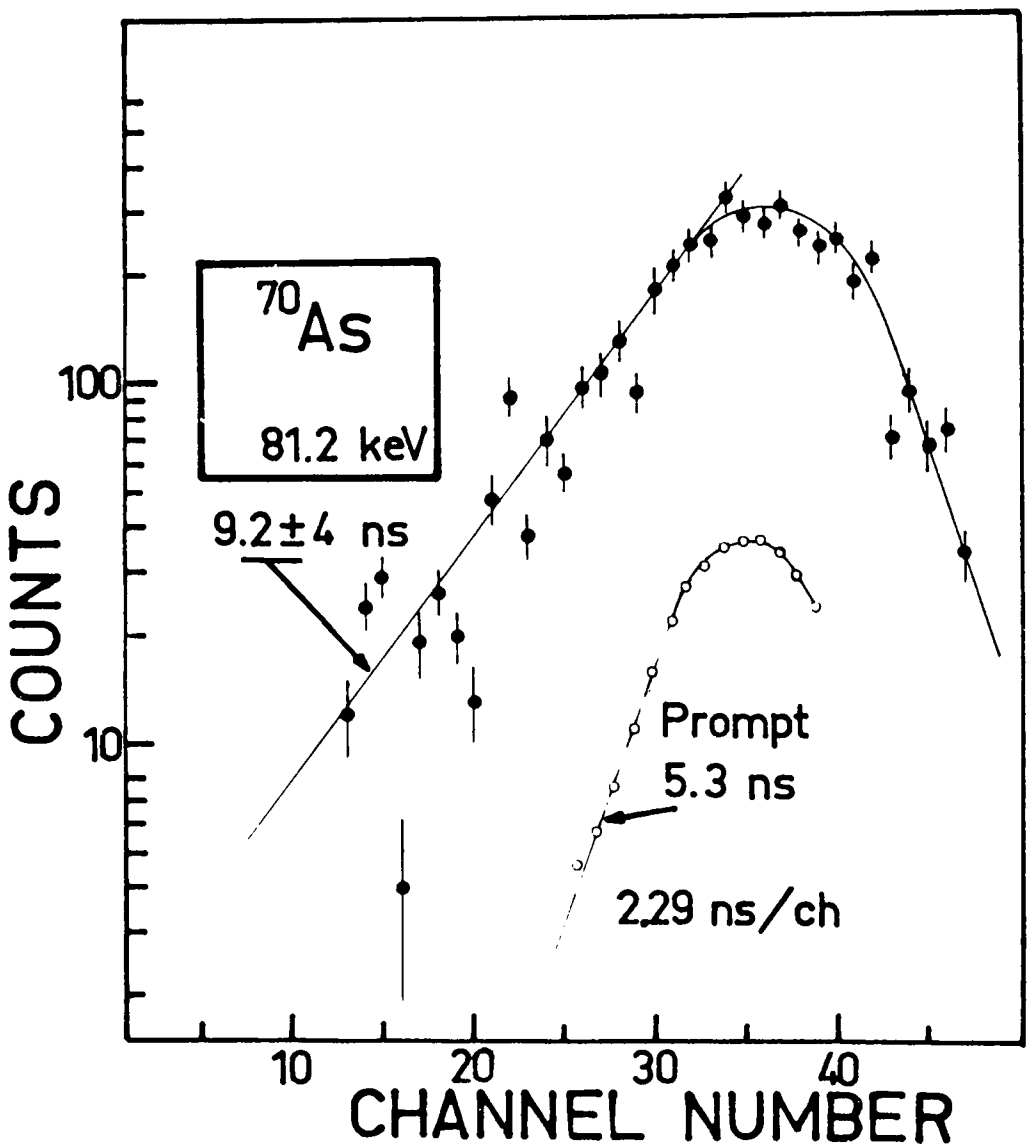


Fig. II.2.2 Decaimiento del rayo γ de 81.1 keV pertenecientes al ^{70}As. Se muestra un pico "prompt" puro para comparación.

II.3. Estructura del ^{72}As Estudiada con la Reacción ^{70}Ge(α,np).

M.A.J.Mariscotti, M.Behar, A.Filevich, G.García Bermúdez y A.M.Hernández.

Los niveles de bajo momento angular del ^{72}As fueron previamente estudiados[1,2] utilizando la reacción (p,n) a bajas energías ($E_p \simeq 5$ MeV). Como parte de un programa de investigación de estados con alto spin en núcleos impar-impar se estudió la radiación γ producida en las reacciones ^{70}Ge(α,np) y ^{72}Ge(α,3np).

Se obtuvo una identificación preliminar de los rayos γ pertenecientes a este núcleo mediante la determinación de funciones de excitación, utilizando como referencia aquellos rayos previamente [1,2] asignados al ^{72}As (ver Capítulo X). Fijando la energía $E_\alpha = 35$ MeV fue utilizada la reacción (α,np) para medir coincidencias γ-γ, distribuciones angulares, y distribuciones temporales en el rango de nseg. Con los resultados de estas mediciones se armó el esquema de niveles mostrado en Fig. II.3.1 (c) que se compara con los resultados previos[1] en Fig. II.3.1 (a) y II.3.1 (b).

A partir de 320 keV de excitación los niveles observados en este trabajo son distintos de aquellos observados en la reacción (p,n) con la excepción del nivel de 414.1 keV que puede ser identificado con el nivel a 413 keV de Mordechai et al.[2]. Estos nuevos niveles tienen asignados tentativamente momentos angulares hasta J=7. Nuestros resultados confirman la asignación $J^\pi = 3^+$ para el nivel de 213.8 keV propuesta por Berstchar et al.[1]. Las mediciones de distribuciones temporales permitieron establecer que el nivel de 309.8 keV tiene una vida media de 17±3 nseg; la vida media del nivel a 362.8 keV es menor que 3.7 nseg. La asignación $J^\pi = 4^-$ y J=5 es propuesta para estos dos estados respectivamente. El momento dipolar magnético [3] del estado fundamental es razonablemente explicado suponiendo para el mismo la configuración $\{\pi f_{5/2} \nu g_{9/2}\}_{2^-}$.

Evidencia de la existencia de un estado isomérico de $T_{1/2} > 100$ nseg a una energía de excitación $E_x > 362.8$ keV es también obtenida de los resultados del presente trabajo.

---

[1] H.Bertschat et al., Int. Conf.Nuclear Moments and Nucl.Struct. Osaka, Japan, p. 171, (1972).

[2] S.Mordechai et al., Nucl.Phys. A230(1974)343.

[3] E.A.Phillips et al., Bull.Am.Phys.Soc. 14(1968)944.

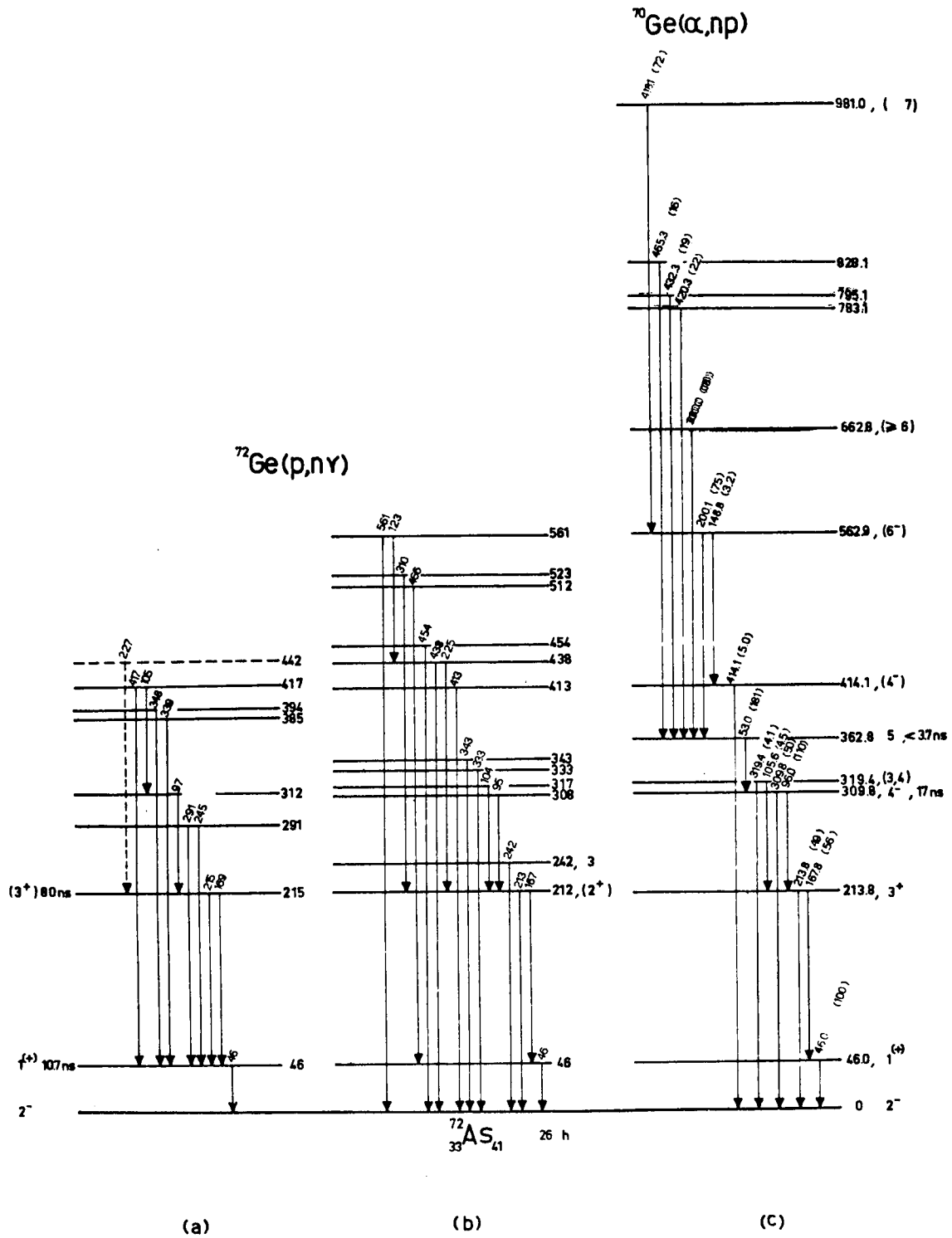


Fig. II.3.1. Esquema de niveles del ^{72}As. Las partes (a) y (b) han sido determinadas mediante la reacción ^{72}Ge(p,nγ) (Refs. 1 y 2). La parte (c) ha sido obtenida del presente trabajo.

II.4. Estudio de la Estructura del ^{74}As Mediante la Reacción ^{72}Ge(α,npγ).

G.García Bermúdez, M.Behar, A.Filevich y M.A.J.Mariscotti.

La estructura del núcleo impar-impar ^{74}As ha sido estudiada anteriormente por medio de las reacciones (p,n), (^{3}He,d) y (p,d). De estos trabajos, el más reciente y completo es el de Kimura[1] quien, mediante el estudio de las secciones eficaces de la reacción (p,n) y la medición de la conversión interna, logró determinar spines, paridades y multipolaridades de niveles cuya energía alcanza a 470 keV. En otro estudio[2] había sido determinada la existencia de un nivel isomérico con energía de excitación E=273.8 keV del cual se midió la vida media y factor giromagnético.

El propósito de este trabajo ha sido estudiar el núcleo ^{74}As utilizando la reacción ^{74}Ge(α,npγ) que favorece la población de estados con alto spin en el núcleo residual.

Usando el haz de partículas α del Sincrociclotrón para bombardear un blanco fino enriquecido (82%) de ^{72}Ge, se midieron las funciones de excitación, distribuciones angulares, coincidencias γ-γ, y vidas medias en el rango 0-100 ns, para los rayos γ provenientes de la reacción mencionada.

Se usaron dos detectores de Ge(Li) (35 c.c) para observar rayos γ de energía mayor que 100 keV y un detector de Ge(Li) para rayos X (1 c.c) para energías menores que 100 keV.

El esquema de niveles resultante del presente estudio se muestra en la Fig. II.4.1. Los estados situados a energías de 183.0, 259.2 y 271.5 keV habían sido previamente observados en reacciones (p,n)[1]. En este trabajo se incorporan, además, seis nuevos niveles.

Se midieron las vidas medias de transiciones γ de energía E<100 keV resultando que sólo el rayo γ de 76.2 keV mostró una vida media observable en el rango 5-100 ns ($T_{1/2}$(76 keV)=28±2 nseg). Este valor está en buen acuerdo con una medición previa[2], en la que se asoció la transición de 76.2 keV a un nivel diferente que el que ha sido propuesto por Kimura[1] y por nosotros en el presente trabajo.

Es interesante mencionar que en el esquema de decaimiento del ^{74}As se observa la existencia de dos grupos de niveles que muestran un espaciamiento de energía y una secuencia de spines muy similares.

Ambos grupos decaen al estado fundamental ($J^{\pi}=2^{-}$) y al estado $J^{\pi}=3^{-}$ (E_{3^-}=183.0 keV). Una situación muy similar, observada anteriormente en ^{72}As, (ver sección II.3), estimula la realización de nuevos trabajos.

---

[1] K.Kimura, Nucl.Phys. A213(1973)61.

[2] J.Christiansen, H.E.Mahnke, E.Recknagel, D.Riegel y W.Witthuna, Nucl.Phys.A164 (1971)367.

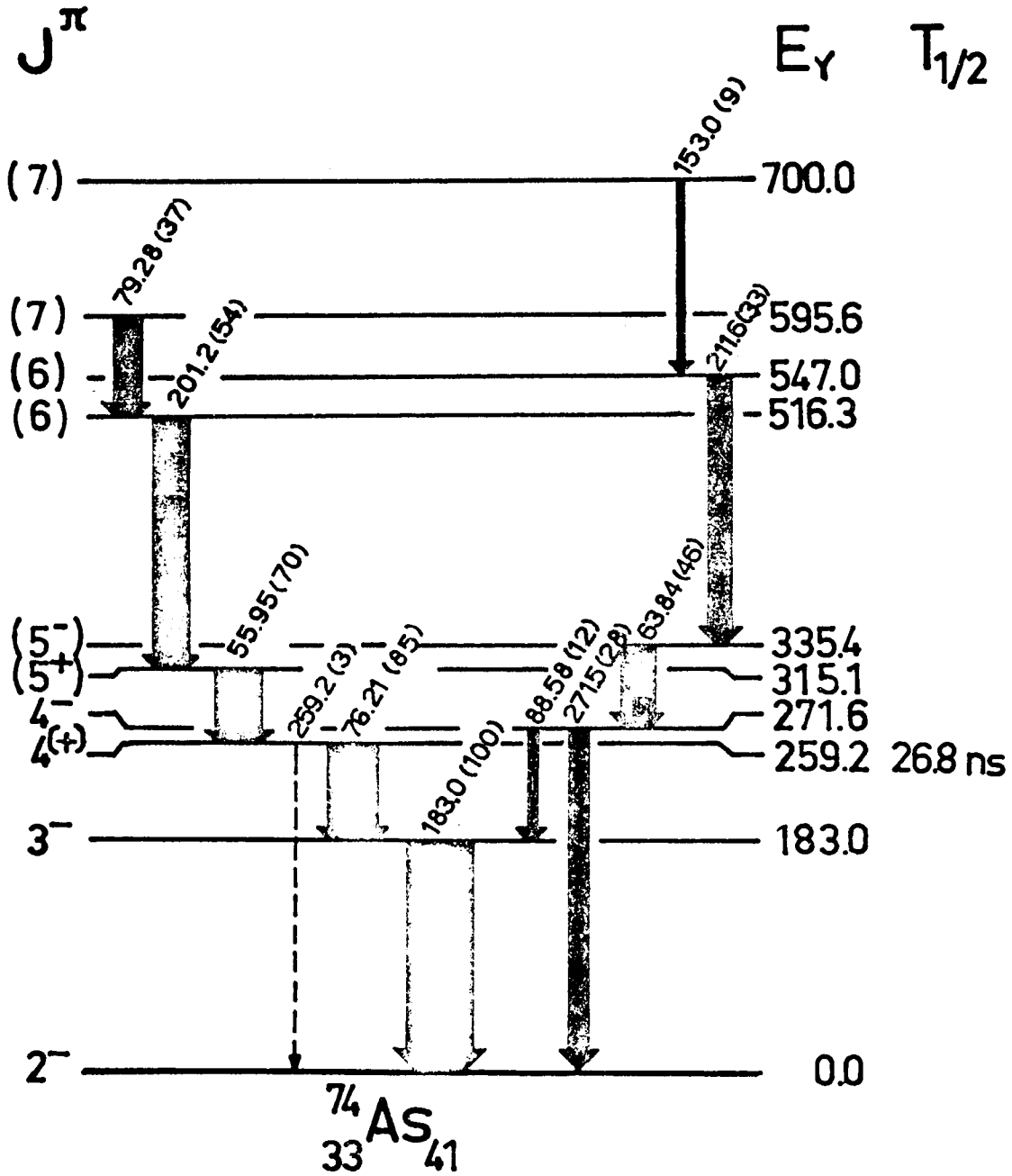


Fig. II.4.1 Esquema de niveles del ^{74}As.

II.5. Esquema de Niveles de ^{66}Ga y ^{68}Ga.

C.Pomar, M.A.J.Mariscotti, P.Kleinheinz*, R.M.Lieder* y O.W.B.Schult*.

Los esquemas de niveles de los núcleos ^{66}Ga y ^{68}Ga han sido estudiados mediante un esfuerzo conjunto, entre las facilidades del Sincrociclotrón de Buenos Aires y el Ciclotrón Isócrono de Jülich, a través de las reacciones (α,np) sobre blancos de ^{64}Zn y ^{66}Zn a energías entre E_α=30 y 55 MeV.

La Fig. II.5.1. ilustra las funciones de excitación de los rayos γ asignados a ^{66}Ga. Las distribuciones angulares y espectros de coincidencias γ-γ, para algunos rayos se muestran en las Fig. II.5.2 y II.5.3 respectivamente.

Cabe hacer notar que la medición de coincidencias para cada núcleo insumió alrededor de 30 horas e igual número de cintas magnéticas, donde los datos eran grabados evento por evento, con la información correspondiente a cuatro parámetros distintos, (a) energías de los rayos γ detectados con uno y (b) otro diodo de Ge(Li), (c) el intervalo de tiempo entre ambos pulsos y (d) el intervalo de tiempo entre un pulso γ y el pulso de partículas α.

Los resultados se resumen en los esquemas de niveles del ^{68}Ga y ^{66}Ga de la Fig. II.5.4.

El ^{66}Ga ha sido previamente estudido mediante el decaimiento radioactivo[1-5] del ^{66}Ge y mediante la reacción (p,n) [6].En el presente estudio han sido determinados cuatro nuevos niveles y sus momentos angulares (493.5 keV, J=3; 840.6 keV, J=4; 1327.9 keV, J=4; 1440.9 keV, J=6). La paridad de los dos últimos debe ser la misma y además opuesta a la del estado de 840.6 keV. Asimismo han sido medidas las vidas medias $T_{1/2}\simeq$100 nseg y $T_{1/2}$=5±2 nseg de los niveles 1440.9 keV y 139.9 keV.

El ^{68}Ga ha sido también recientemente estudiado con partículas α de 14.2 MeV en la reacción ^{65}Cu(α,n) por Harms et al.[7]. Nuestros resultados confirman esencialmente los del mencionado trabajo estableciendo además los momentos angulares de los estados de 805.9 y 1323.0 keV como J=4 y J=6, respectivamente. Asimismo los resultados indican J(1229.6 keV)=7 y J(1103.3 keV)=5. El primero de estos estados es isomérico y su vida media $T_{1/2}$=85 nseg [8] ha sido confirmada.

---

* Institüt für Kernphysik der Kernforschungsanlage, Jülich, West Germany.

1 H.H.Bolotin, Bull.Am.Phys.Soc. 8, N°7, 524, 13 (1963).

2 R.A.Ricci, R.K.Girgis y R.van Lieshout, Nucl.Phys.21(1960)177.

3 H.H.Bolotin y D.A.Mc Clure, Phys.Rev. 180(1969)987.

4 H.B.Bakhru y I.M.Ladenbauer-Bellis, Phys.Rev. 184(1969)1142.

5 D.G.Sarantites y S.Gronemeyer, Nucl.Phys. A130(1969)97.

6 N.R.Najam, W.F.Davidson, W.M.Zuk, L.E.Carlson y M.A.Awal, Nucl.Phys.A173(1971)577.

[7] L.Harms-Ringdahl, J.Sztarkier y Z.P.Sawa, Annual Report 1973 Research Institute for Physics, Stockolm, Sweden.

[8] W.Zeitz, Comunicación Privàda.

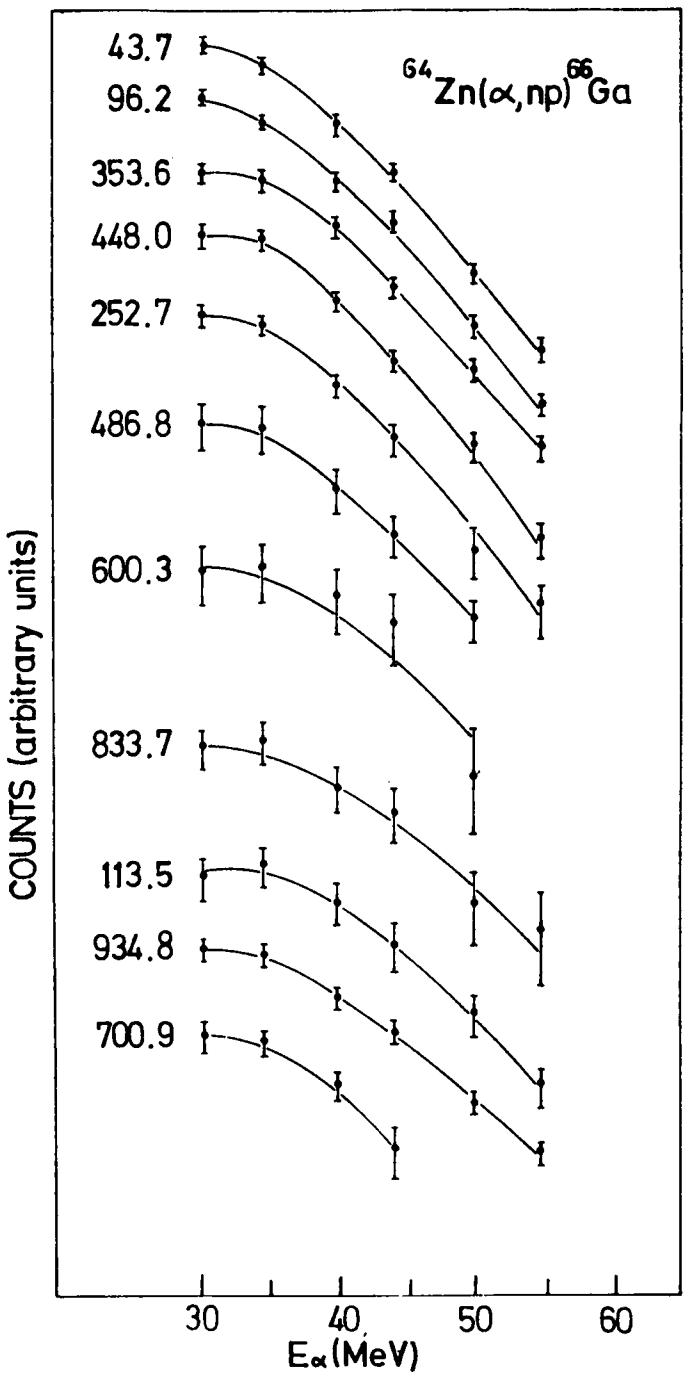


Fig. II.5.1 Funciones de excitación de los rayos γ correspondientes a la reacción $^{64}Zn(\alpha,np)^{66}Ga$.

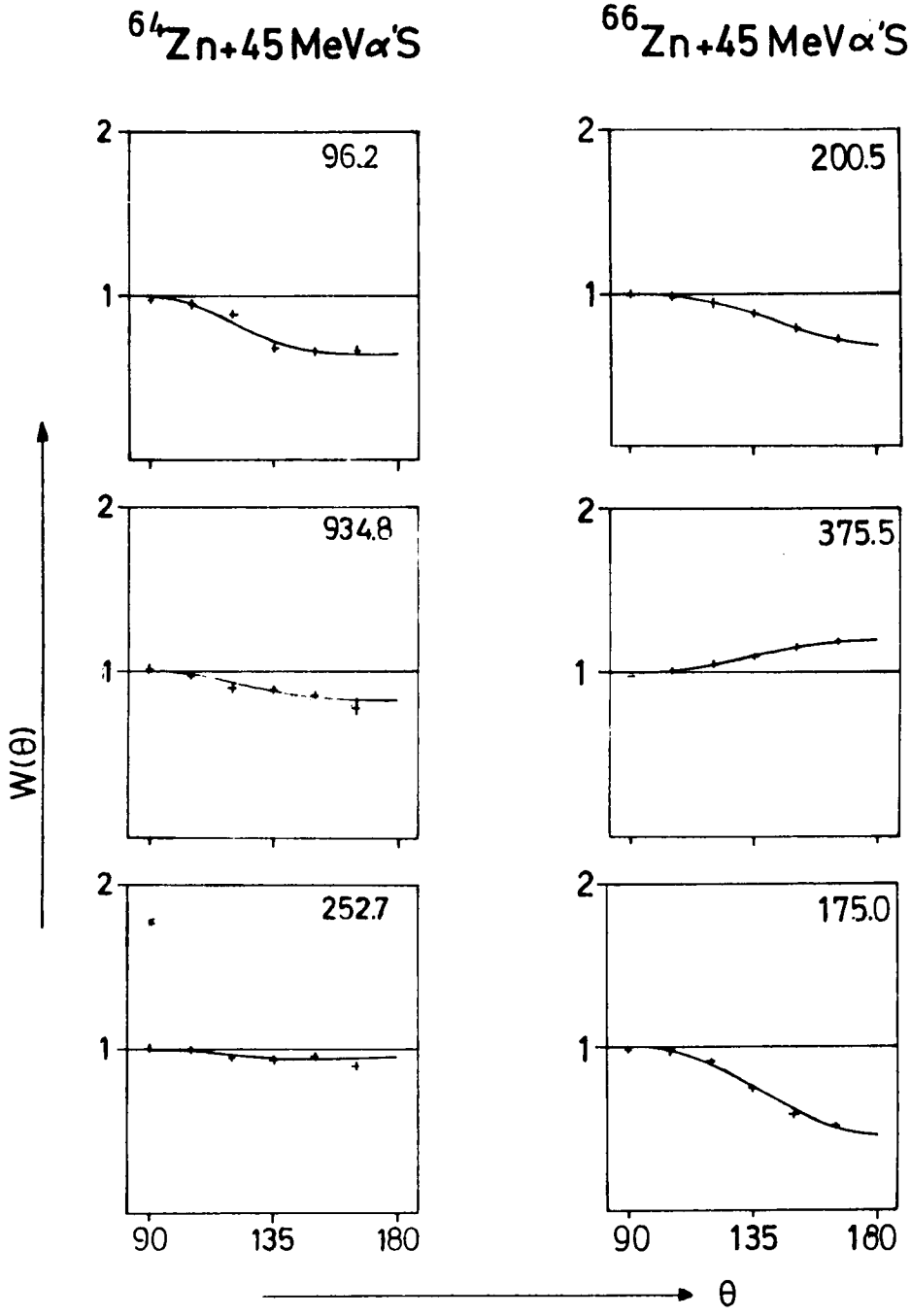


Fig. II.5.2. Distribuciones angulares de rayos γ provenientes de las reacciones ^{64,66}Zn(α,np).

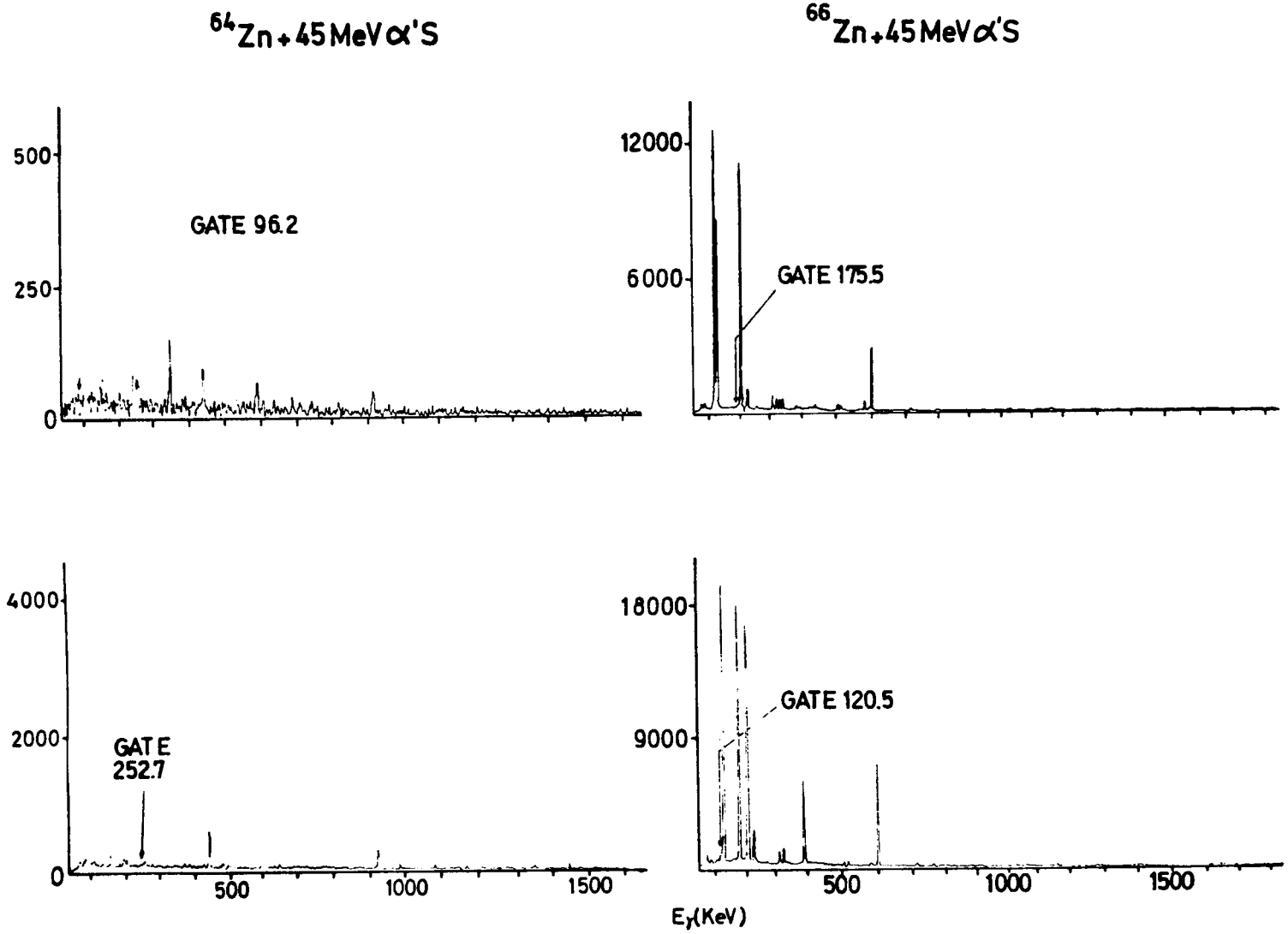


Fig. II.5.3 Espectros de coincidencia γ-γ obtenidos en el presente trabajo.

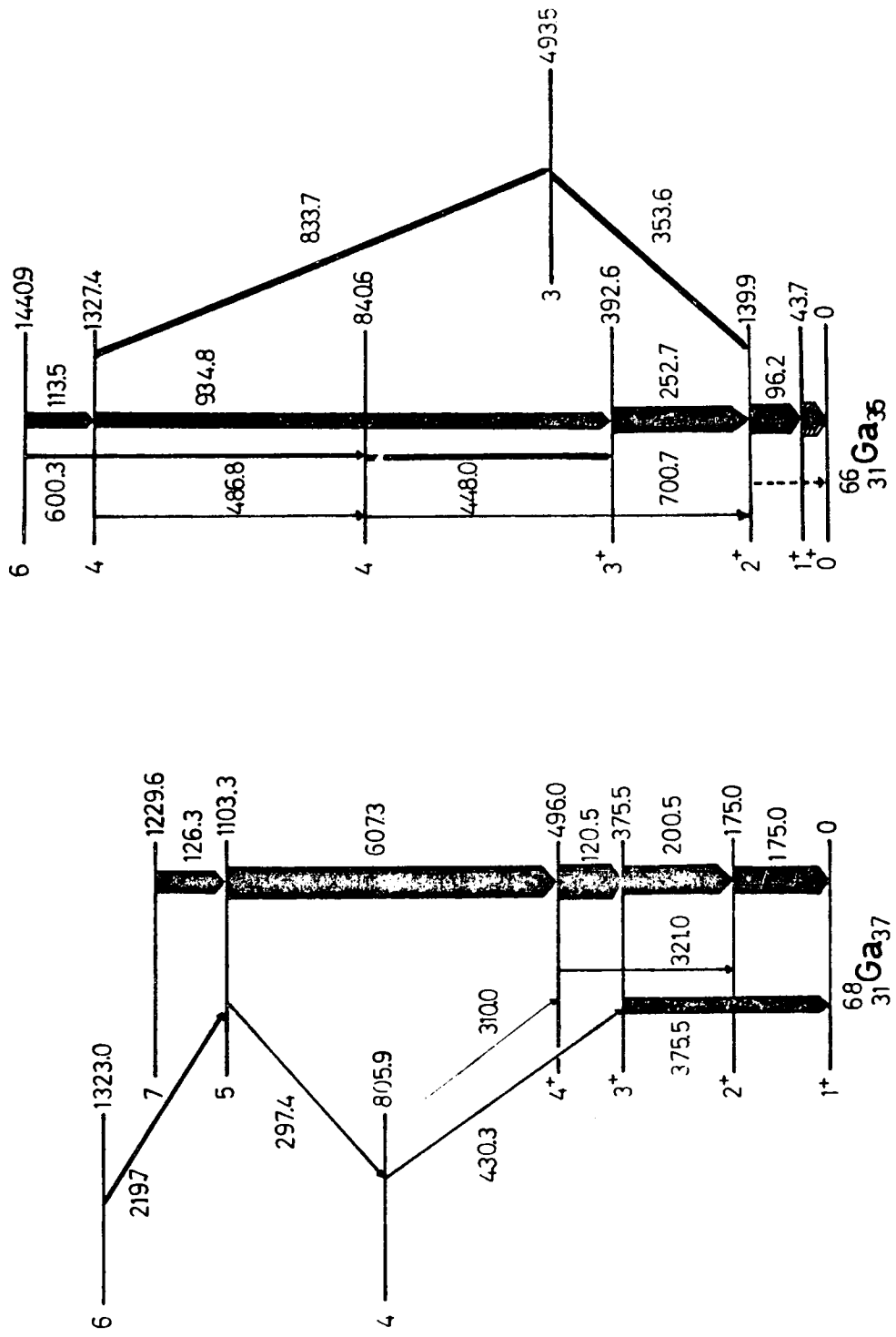


Fig. II.5.4 Esquema de niveles de ^{66}Ga y ^{68}Ga.

II.6. Comportamiento de las Secciones Eficaces de Reacciones (α,xnyp) en Función del Alejamiento de la Línea de Estabilidad.

C.Pomar y M.A.J.Mariscotti.

A diferencia de lo que ocurre en la región de las tierras raras, donde la formación de núcleos compuestos con partículas alfa da lugar a la emisión casi exclusiva de neutrones, para núcleos livianos la emisión de protones juega un papel competitivo importante. Esta circunstancia dificulta la identificación de los núcleos productos a través del estudio de las funciones de excitación.

Sin embargo tanto la energía a la cual la función de excitación alcanza su máximo $E_\alpha(\sigma_{máx})$, como su intensidad I_{max} varían de acuerdo a la posición relativa del núcleo blanco respecto de la línea de estabilidad.

El conocimiento del comportamiento de estos parámetros $E_\alpha(\sigma_{máx})$ e $I_{máx}$, en función del grado de alejamiento de la línea de estabilidad es de interés pues permite realizar estimaciones previas, y sirven de guía para el proceso de identificación.

En este trabajo se estudiaron las reacciones del tipo (α,xnyp) sobre blancos de Zn con A=64,66,67 y 68 a energías E_α=30 a 55 MeV en pasos de 5 MeV.

Las funciones de excitación fueron determinadas para la mayoría de los rayos γ observados a las distintas energías, y posteriormente asignadas a un núcleo producto a través de la identificación de ciertas líneas con transiciones γ previamente conocidas por otros estudios de decaimiento radioactivo u otras reacciones (e.g. (p,n)). Con esta información fue posible determinar $E_\alpha(\sigma_{máx})$ para las distintas reacciones en función del número A (o N, puesto que Z=30 para todos los núcleos blancos estudiados). La Fig. II.6.1. resume esta información.

Los puntos experimentales se muestran con un error correspondiente al de la estimación visual del máximo de la curva de excitación. Aquellos valores mostrados en línea "sombreada" representan extrapolaciones estimadas de la forma de la curva (puesto que las energías mínima y máxima disponibles son 30 y 55 MeV respectivamente). Algunos de los casos indicados por debajo de 29 MeV corresponden a mediciones de otros autores[1].

Cada línea de puntos corresponde a un dado rayo γ, el cual es producido por distintas reacciones de acuerdo al blanco utilizado. Las líneas gruesas unen los valores experimentales correspondientes a la misma reacción. El gráfico muestra cómo, a medida que nos acercamos a la línea de estabilidad, (A crecientes en este caso) las que involucran emisión de protones requieren, en general, más energía (con la aparente excepción de la reacción 2np), mientras que las reacciones (α,xn) presentan la tendencia inversa.

Para el estudio de $I_{máx}$ en función de A es necesario poseer un conocimiento previo del esquema de niveles, al menos en lo que respecta a los estados de energía más baja. El valor de $I_{máx}$ fue obtenido de la intensidad total que puebla el estado fundamental del núcleo producto y fue normalizado en todos los casos al número integral de cuentas acumulados en un dado espectro. La Fig. II.6.2, muestra $I_{máx}$ en función de A para las reacciones (α,p), (α,np), (α,2np), (α,n), (α,2n) y (α,3n). Para el isótopo más alejado de la línea de estabilidad, ^{64}Zn, las reacciones (α,np) y (α,2np) predominan, en particular la primera, mientras que se observa la situación contraria para el ^{68}Zn. En este caso la reacción más intensa es la (α,2n).

Los gráficos de las Figs. II.6.1 y II.6.2 muestran que tanto la energía a la cual una dada reacción alcanza su máximo como su intensidad tienen un comportamiento regular.

El conocimiento de la tendencia seguida por estos parámetros facilita la identificación de rayos γ en aquellos casos donde no hay información adicional y donde diversas reacciones pueden dar lugar a funciones de excitación similares, como ocurre con núcleos livianos. El estudio del comportamiento de estos parámetros está siendo extendido a los isótopos del Ni. Los resultados preliminares permiten adelantar la existencia de tendencias muy semejantes. Es de esperar que una sistemática de estas cantidades extendidos a varias regiones de la tabla periódica permita formular una descripción fenomenológica de utilidad para el experimentalista.

---

[1] Harms et al., Phys. Scr. 9(1974)15.

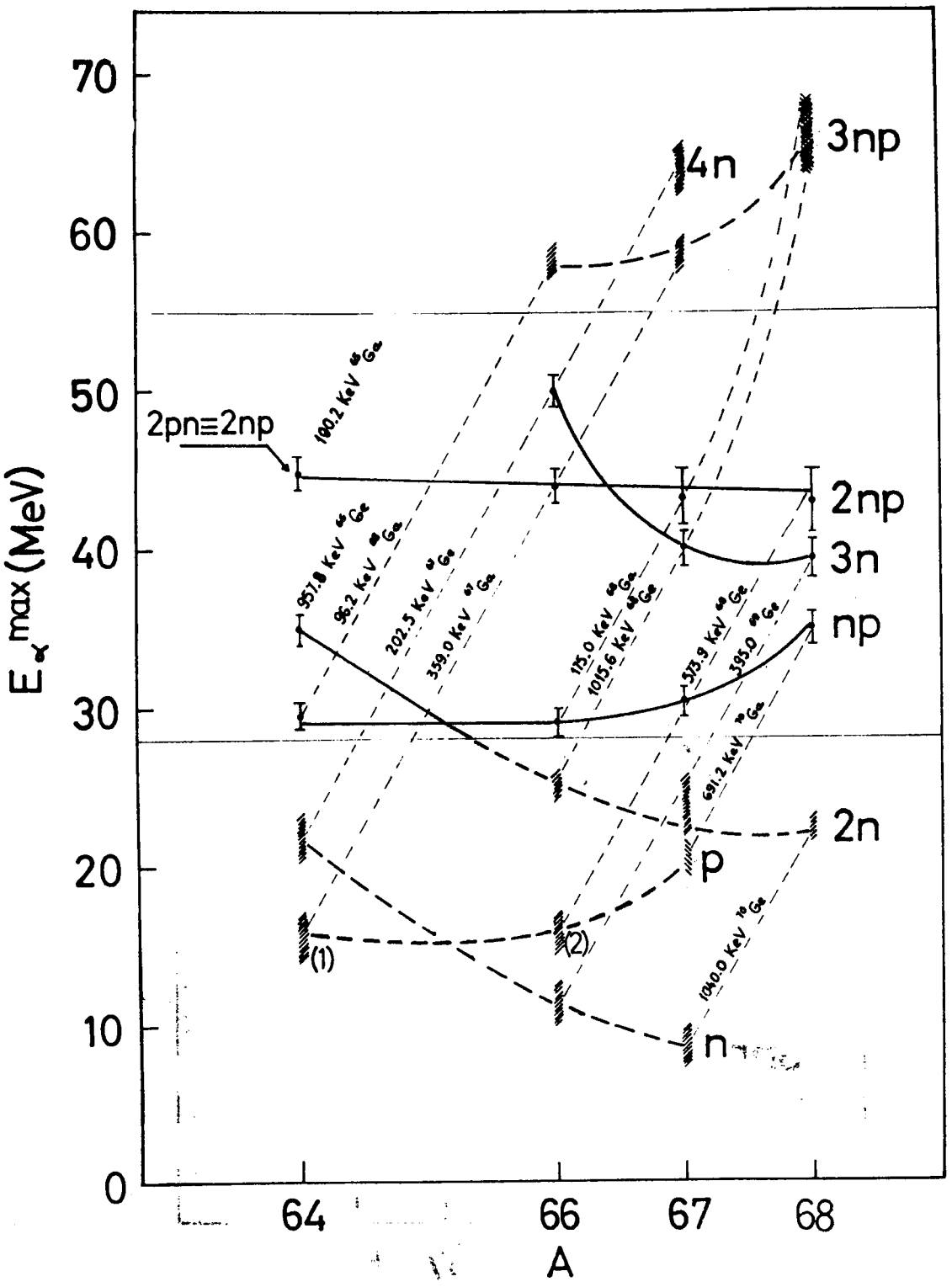


Fig. II.6.1 Energías del haz de partículas alfa incidente para la cual las reacciones (α,xnyp) alcanza la máxima sección eficaz, en función de A para los isótopos del Zn. Cada línea delgada a trazos interrumpidos corresponde a un dado rayo observado a través de las diferentes reacciones sobre diferentes blancos. Los símbolos sombreados indican valores extrapolados más allá del rango de energías de la máquina, deducidos de la forma observada de las funciones de excitación. Los datos (1) y (2) corresponden a resultados de otros autores (ref. 1).

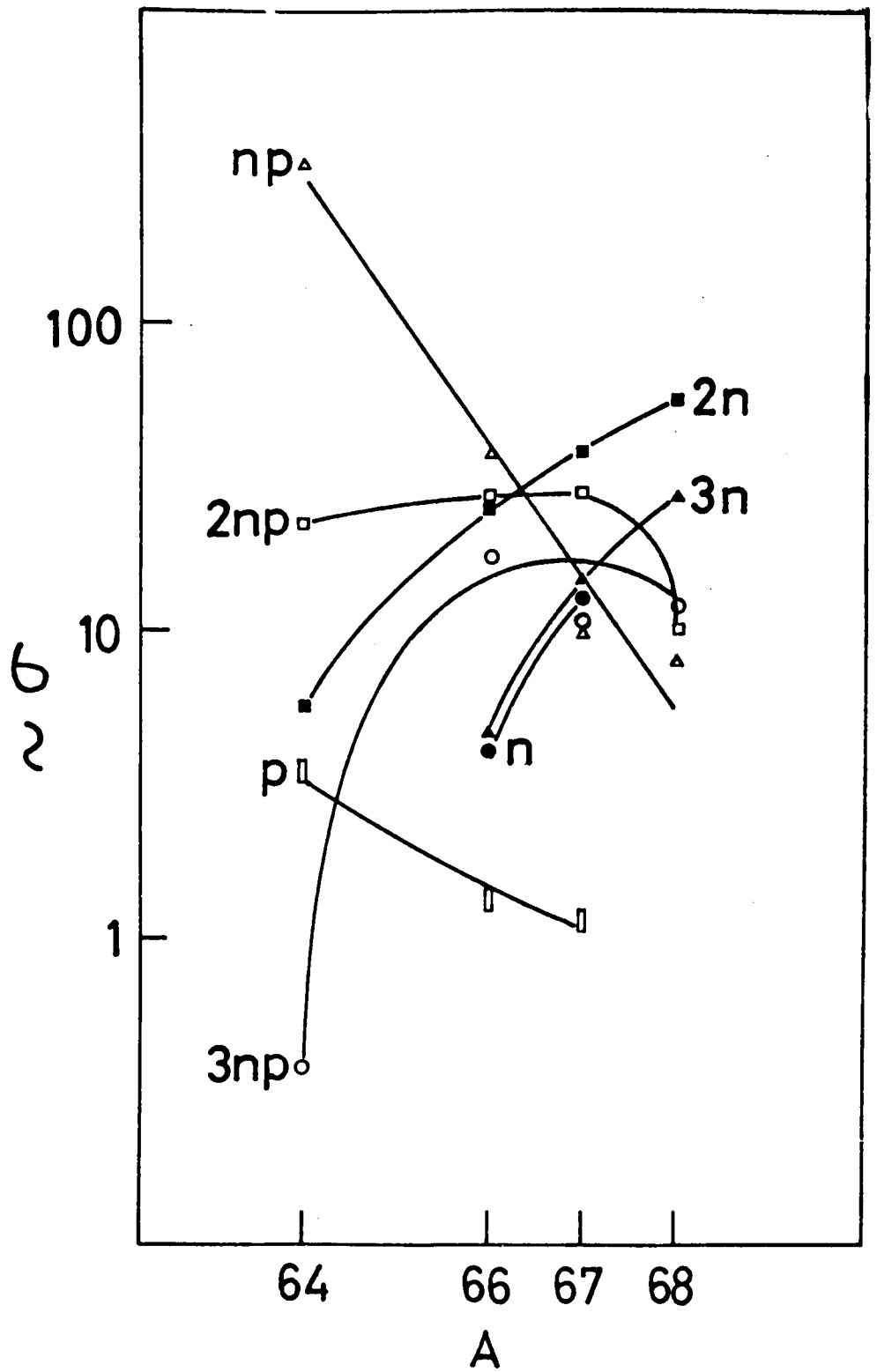


Fig. II.6.2. Secciones eficaces (en unidades arbitrarias en función de A para los isótopos de Zn.

II.7. Variación Regular del Momento Angular Crítico a lo Largo de la Tabla Periódica.

M.A.J.Mariscotti.

En núcleos par-par deformados, para los cuales el espaciamiento energético $\Delta E_I = E_I - E_{I-2}$ entre niveles sucesivos de la banda del estado fundamental, es normalmente creciente, el fenómeno "backbending" se manifiesta en la existencia de un momento angular crítico $I_c \simeq 12\text{-}14\hbar$, para el cual la derivada $d\Delta E_I/dI$ se hace negativa. El caso del ^{158}Er está ilustrado en la Fig. II.7.1. Sin embargo la existencia de un momento angular crítico I_c definido de este modo no es una característica exclusiva de los núcleos deformados. En los últimos años la "contracción" de los niveles de la banda del estado fundamental ha sido observada en un buen número de núcleos cercanos a capa cerrada con $4\hbar \lesssim I_c \lesssim 8\hbar$, aunque este hecho es interpretado como debido a un predominio de la configuración del tipo $(\ell,j)^2_I$ (característica de núcleos mágicos) en los niveles con $I \sim I_c$. La Fig. II.7.2 muestra el caso del ^{86}Sr con $I_c = 4\hbar$. Además los niveles experimentales del núcleo semi-mágico ^{210}Po, se comparan con los obtenidos de un cálculo suponiendo dos partículas en la órbita $h_{9/2}$ interactuando a través de una fuerza delta.

A pesar de que la existencia del momento angular crítico encuentra una interpretación distinta en núcleos deformados y cercanos a capa cerrada, es interesante constatar que si se grafica I_c en función del parámetro E4/E2, que caracteriza a los núcleos par-par a lo largo de la Tabla Periódica, ambas cantidades muestran una correlación. En la Fig. II.7.3 se muestran los valores conocidos para núcleos de distintas deformaciones incluyendo núcleos mágicos y semi-mágicos, para los cuales no es posible establecer unívocamente si $I_c = 0$ ó $I_c = 2$.

Los recientes datos publicados para diversos isótopos de Pt y Hg contribuyen a cerrar la brecha entre los núcleos bien deformados (E4/E2$\sim$3.2) y los "vibracionales" (E4/E2$\sim$2). Los isótopos de Pt y de Hg, exhiben en efecto valores I_c intermedios haciendo más significativa la correlación apuntada.

Diversas hipótesis han sido propuestas en los últimos años para explicar el fenómeno "backbending". Es posible que la observación de una variación relativamente regular del momento angular crítico con la deformación, contribuya a esclarecer la verdadera naturaleza de este fenómeno.

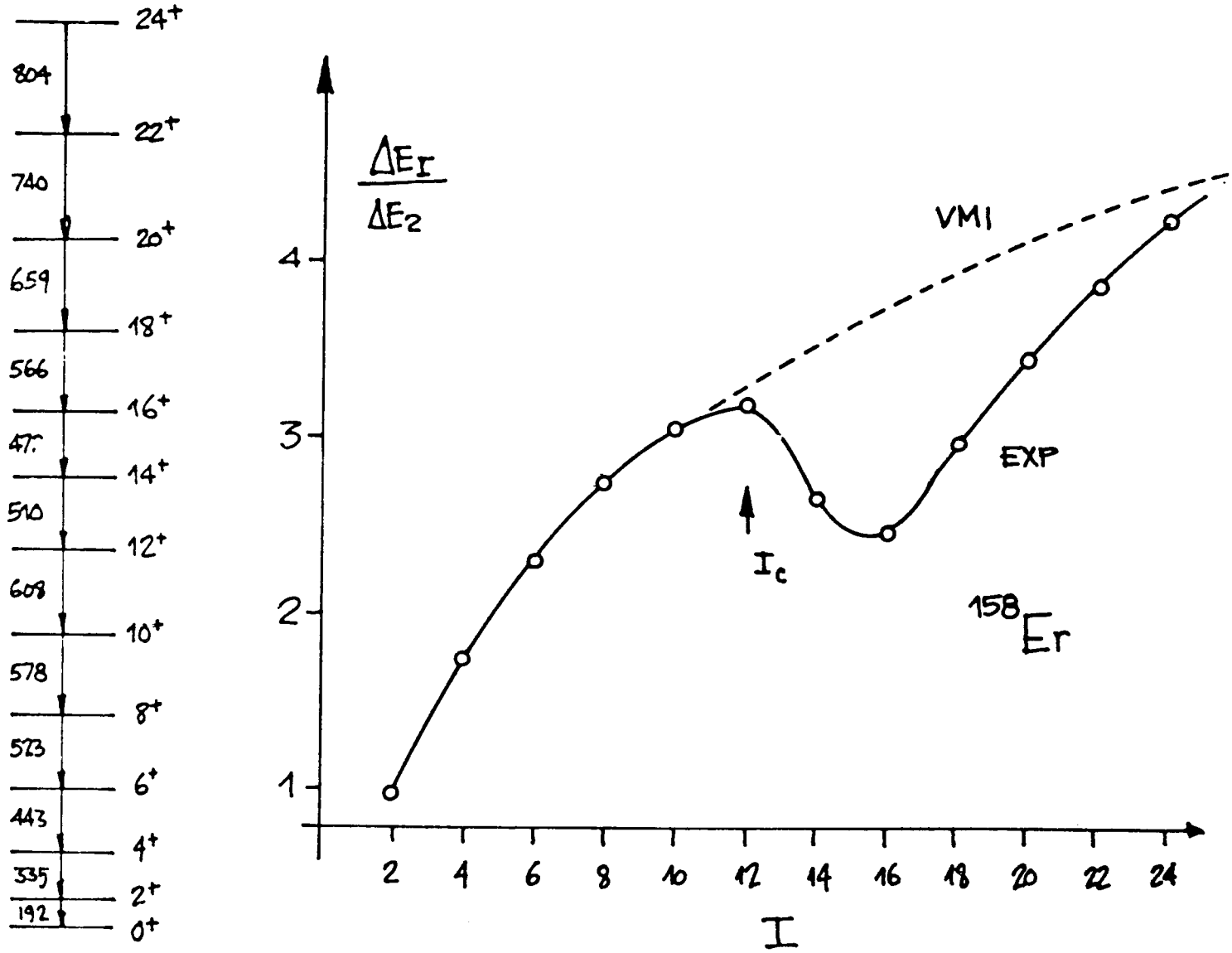


Fig. II.7.1 Espaciamientos energéticos en los niveles del ^{158}Er en función del momento angular comparados a las predicciones VMI.

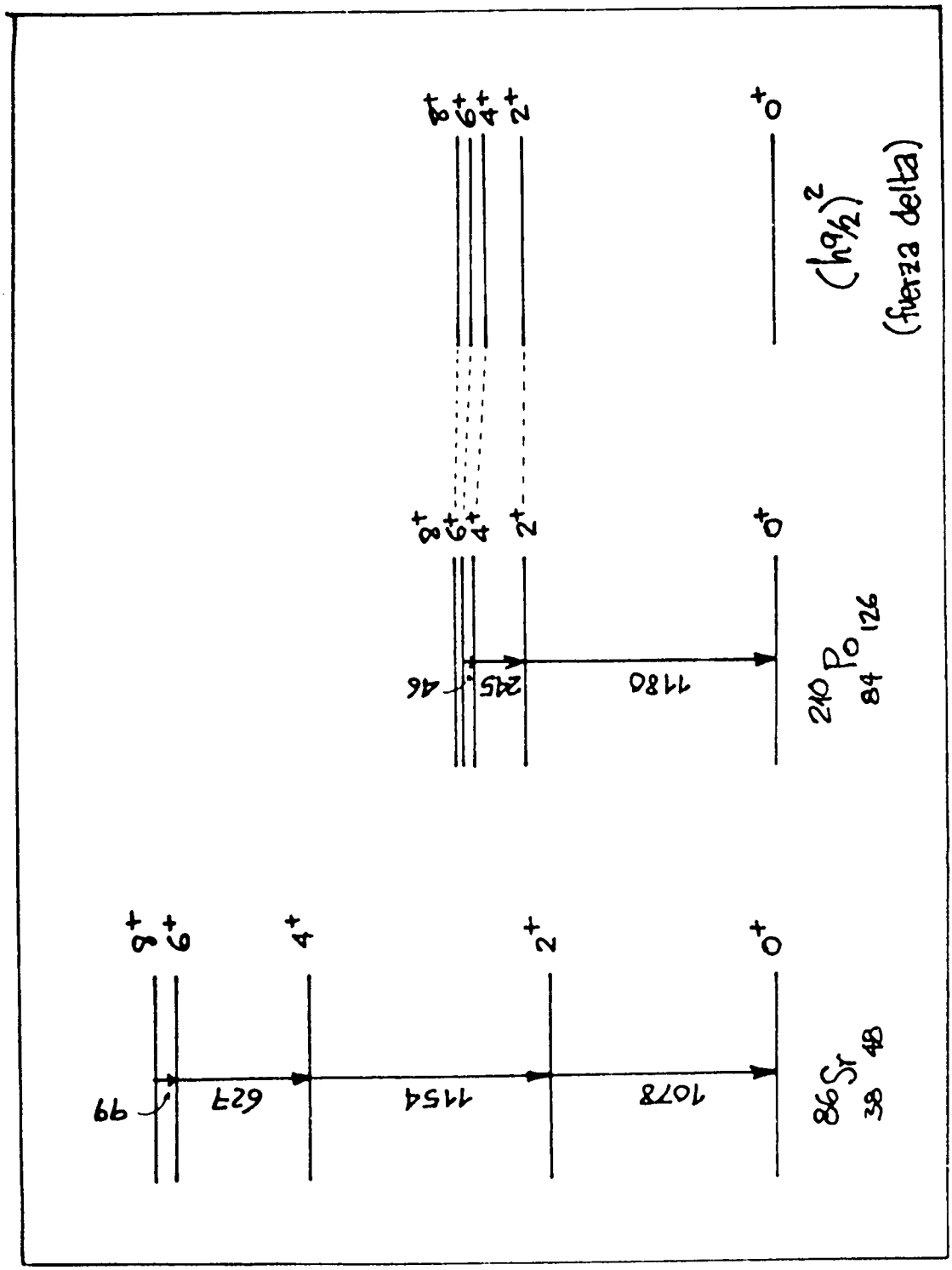


Fig. II.7.2 Bandas de estado fundamental en ^{86}Sr y ^{210}Po. Los valores experimentales del ^{210}Po son además comprados a los resultados de un cálculo en donde se suponen 2 protones $h_{9/2}$ interactuando a través de una fuerza delta.

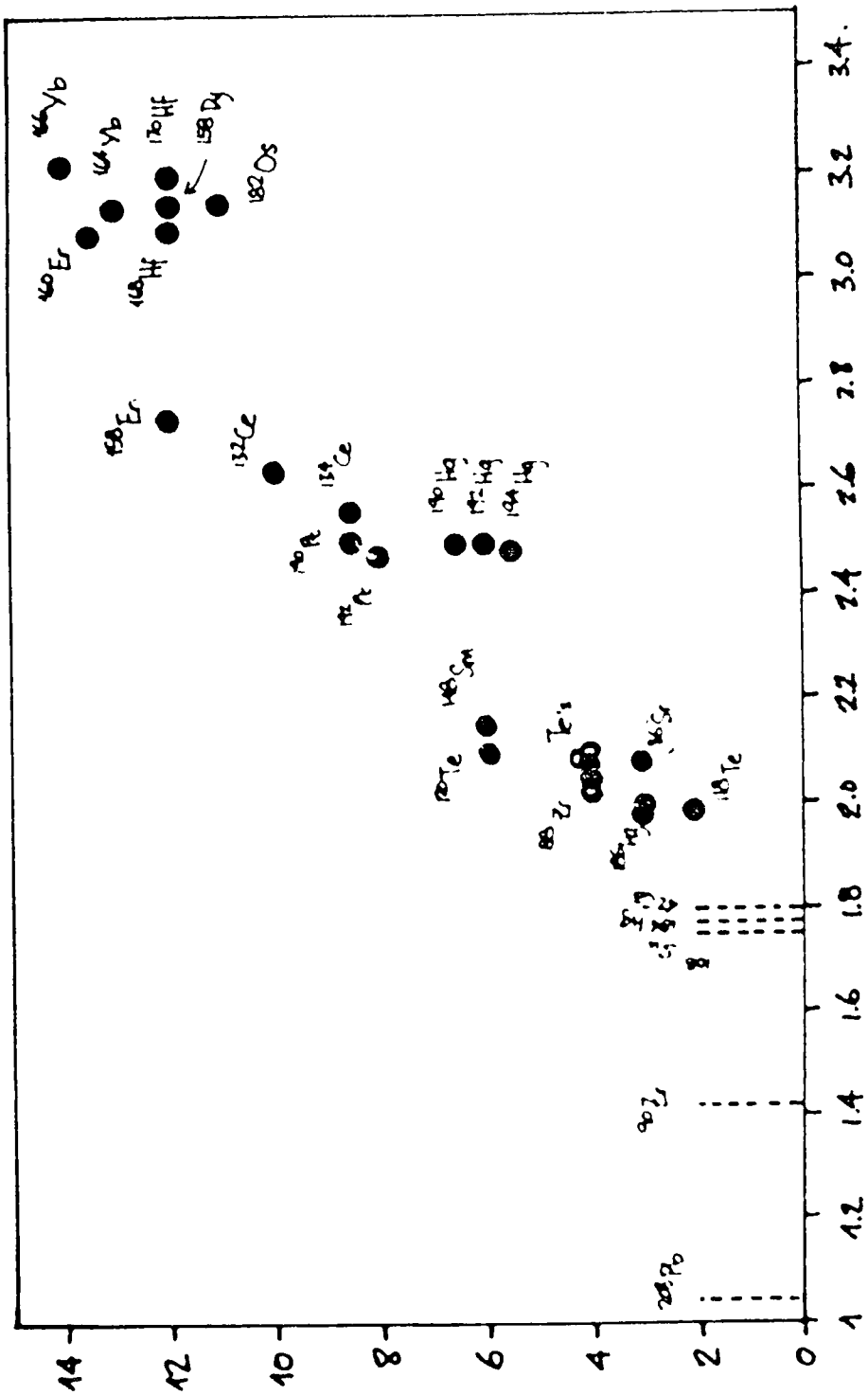


Fig. II.7.3 Momento angular crítico I_c en función de E4/E2. El gráfico muestra la existencia de una correlación entre ambas cantidades.

III. ESTUDIOS EN LINEA DE FRAGMENTOS DE FISION

III.1. Técnicas Generales Usadas en la Facilidad IALE†.

E.Achterberg, F.C.Iglesias*, A.E.Jech**, J.A.Moragues, D.Otero, M.L.Pérez, A.N.Proto, J.J.Rossi y W.Scheuer.

Los trabajos presentados en esta sección han sido realizados utilizando técnicas similares, resumidas aquí por conveniencia.

Los elementos a ser investigados son producidos en el separador electromagnético de isótopos, descrito detalladamente en Ref. 1. Brevemente, un blanco de estereato de uranilo (~10 g de ^{235}U) se coloca en el flujo de neutrones térmicos que se obtienen por moderación en parafina de los neutrones rápidos generados en la reacción Li(d,n). El haz de deuterones se obtiene mediante un acelerador Cockcroft Walton de 1 MeV. Los gases raros provenientes de la fisión del ^{235}U son enviados a la fuente de iones de un separador electromagnético y la masa de interés es depositada en un colector apropiado. Se utilizan diferentes tipos de colectores, incluyendo cintas móviles de mylar aluminizado, placas desechables de Be de 0.5 mm. de espesor, placas desechables de Al de 0.03 mm. de espesor y algunos dispositivos especiales convenientes para la medición de electrones de conversión interna [2].

Las mediciones de espectros de rayos gamma son llevadas a cabo mediante detectores de Ge(Li) con resoluciones comprendidas entre 2 y 3 keV para energías del ^{60}Co y de un volúmen de ~40 c.c. Los espectros de electrones de conversión interna se determinan mediante un detector de Si(Li) (6.0 keV de resolución a 250 keV), y los espectros β mediante un detector grueso de Si(Li). La radiación γ de baja energía se observa mediante un detector de rayos X de Si(Li) (290 eV de resolución a 5.9 keV).

La información es recogida en un sistema analizador provisto de dos convertidores analógico-digital de 4096 canales y de varios equipos periféricos de salida controlados por una computadora HP 2116 B cuya memoria es de 16 K.

El análisis de los espectros de rayos γ se realiza mediante el programa ANPIK[3] desarrollado especialmente, que incluye una técnica iterativa no lineal de cuadrados mínimos para ajustar una función empírica a los picos y fondo de los espectros. Este programa fue desarrollado para ser operado en la computadora HP 2116 B. La capacidad de memoria y las limitaciones de velocidad del "hardware" hacen que la operación del programa sea muy lenta. Sólo es posible manejar 400 canales del espectro en cada operación, mientras que el procedimiento de ajuste debe ser restringido a una región de sólo 150 canales la que, sin embargo, puede

---

† Isótopos Alejados de la Línea de Estabilidad.

llegar a contener hasta 10 picos. Las estimaciones de error producidas por el programa resultan realistas y llevan a valores de energía coherentes para los picos observados en espectros determinados con amplificaciones diferentes.

Con el objeto de asignar transiciones a cada número Z de una dada cadena de masas, se identifican las transiciones por medio de observaciones en la vida media. Para ello se emplea la cinta colectora móvil, operada a la velocidad conveniente en cada caso.

Las mediciones de coincidencia se hacen en el modo bidimensional 4096 x 4096 canales, usando el sistema de adquisición de datos basado en la computadora HP 2116. Las direcciones generadas por los convertidores analógico-digital (ADC) se almacenan en una memoria temporaria. Al llenarse esta memoria la información es transferida a una cinta magnética de siete pistas y se comienza una nueva acumulación. Mediante el uso de un sistema de rutinas especialmente desarrollado, un espectro γ simple puede ser acumulado simultáneamente con las coincidencias en otra región de la memoria de la computadora. Esto resulta muy útil al establecer las ventanas para el análisis de los espectros de coincidencias, para el estudio de coincidencias casuales y para asegurarse de la ausencia de corrimientos durante la acumulación.

---

* Departamento de Combustibles Nucleares (CNEA).

** Universidad Nacional de Lujan,Pcia. de Buenos Aires, Argentina.

1 E.Achterberg, et al., Nucl. Instr. and Methods, 101 (1972) 555.

2 E.Achterberg, et al., Phys. Rev. C5 (1972) 1759.

3 E.Achterberg, Comunicación Privada.

III.2. Decaimiento del ^{139}Xe (40 s).

E.Achterberg.

Fueron realizadas algunas mediciones adicionales a las obtenidas previamente sobre el decaimiento del ^{139}Xe (40 s). Estos estudios se hicieron en la facilidad IALE de Buenos Aires como parte de un programa de investigación de las propiedades de los productos de vida corta de fisión del ^{235}U.

Se realizaron experimentos de coincidencias γ-γ que incluyeron un dispositivo experimental mejorado. Además se hicieron coincidencias β-γ y se exploró la región de baja energía de rayos γ mediante un detector de Si(Li) de rayos X. Debido a la gran complejidad del espectro γ que muestra más de 200 transiciones ha sido necesario extremar la precisión en la determinación de las energías correspondientes. Esto mejoró la confiabilidad en la construcción del esquema de niveles del ^{139}Cs mediante la técnica de suma de energías. Debieron realizarse experimentos especiales para calibración usando un número de fuentes patrones bien conocidas y haciendo un cuidadoso análisis de la posición de los picos en el espectro de rayos γ.

El fondo intenso inducido por los neutrones en los espectros γ dificulta el análisis de la zona de baja energía. Por este motivo los espectros fueron también observados mediante un detector de rayos X de Si(Li). La energía se calibró mediante fuentes de ^{241}Am y ^{207}Bi.

Actualmente se está construyendo el esquema de niveles para el ^{139}Cs.

III.3. Niveles del ^{90}Rb Observados en el Decaimiento β del ^{90}Kr.

M.L.Pérez y J.J.Rossi.

Usando la facilidad IALE ha sido realizado un estudio sobre el esquema de nivels del ^{90}Rb como parte de una investigación más general sobre niveles de energía en isótopos de Rb [1,2].

En este trabajo se obtuvieron mediciones de espectros γ simples, electrones de conversión interna, y espectros de rayos β, X y de rayos γ de baja energía. También fueron llevadas a cabo mediciones de coincidencia γ-γ y β-γ.

Las vidas medias de los estados fundamentales del ^{90}Kr, del ^{90}Rb y del isómero ^{90m}Rb han sido medidas modulando convenientemente la producción de ^{90}Kr y los intervalos de tiempo de medición. Se han determinado valores precisos de las energías de rayos γ y de sus intensidades para las 94 transiciones asignadas al decaimiento del ^{90}Kr. El esquema de niveles de energía con 15 estados ha sido construído basado en mediciones de coincidencias γ-γ y en combinaciones de energía.

A partir de los coeficientes de conversión interna se dedujeron las multipolaridades de las transiciones γ y se obtuvieron los favlores log ft del balance de intensidades de cada nivel. Esta información, junto con los valores de Q medidos permiten asignar spines y paridades a algunos niveles.

La obtención de la parte superior del esquema de niveles (basado sólo en sumas de energía y en las intensidades de rayos γ) y la interpretación teórica de la estructura observada para el ^{90}Rb se encuentra en desarrollo.

---

[1] E.Achterberg, F.C.Iglesias, A.E.Jech, J.A.Moragues, D.Otero, M.L.Pérez, A.N. Proto, J.J.Rossi y W.Scheuer, Phys. REv. C9 (1974) 299.

[2] E.Achterberg, F.C.Iglesias, A.E.Jech, J.A.Moragues, D.Otero, M.L.Pérez, A.N. Proto, J.J.Rossi y W.Scheuer, Phys. Rev. C10 (1974) 2526.

III.4. Coeficientes de Conversión Interna de las Transiciones de 13.8 y 38.3 keV Pertenecientes al ^{140}Cs.

G.R.Kalberman*, D.Otero y A.N.Proto.

Usando un detector de Si(Li) provisto de una ventana delgada de Be, se determinaron los coeficientes de conversión de las transiciones de 13.8 y 38.3 keV pertenecientes al ^{140}Cs. Para ello se estableció la relación de intensidades entre los X_L, X_K y las transiciones γ respectivas.

La Fig. III.4.1 muestra el espectro obtenido. La contribución de transiciones con energía E>80 keV, se descontó teniendo en cuenta medidas previas [1]. Para evaluar la contribución de la transición de 50.6 keV, se supuso que su multipolaridad estaba limitada a M1 o E2.

De estas medidas se concluye que la transición de 13.8 keV es M1, mientras que la de 38.3 keV es del tipo M1/E2.

---

* Estudiante Graduado.

[1] J.P.Adams, F.K.Wohn, W.L.Talbert Jr., W.C.Schick Jr., y J.R.Mc Connel, Phys. Rev. C10 (1974) 1467.

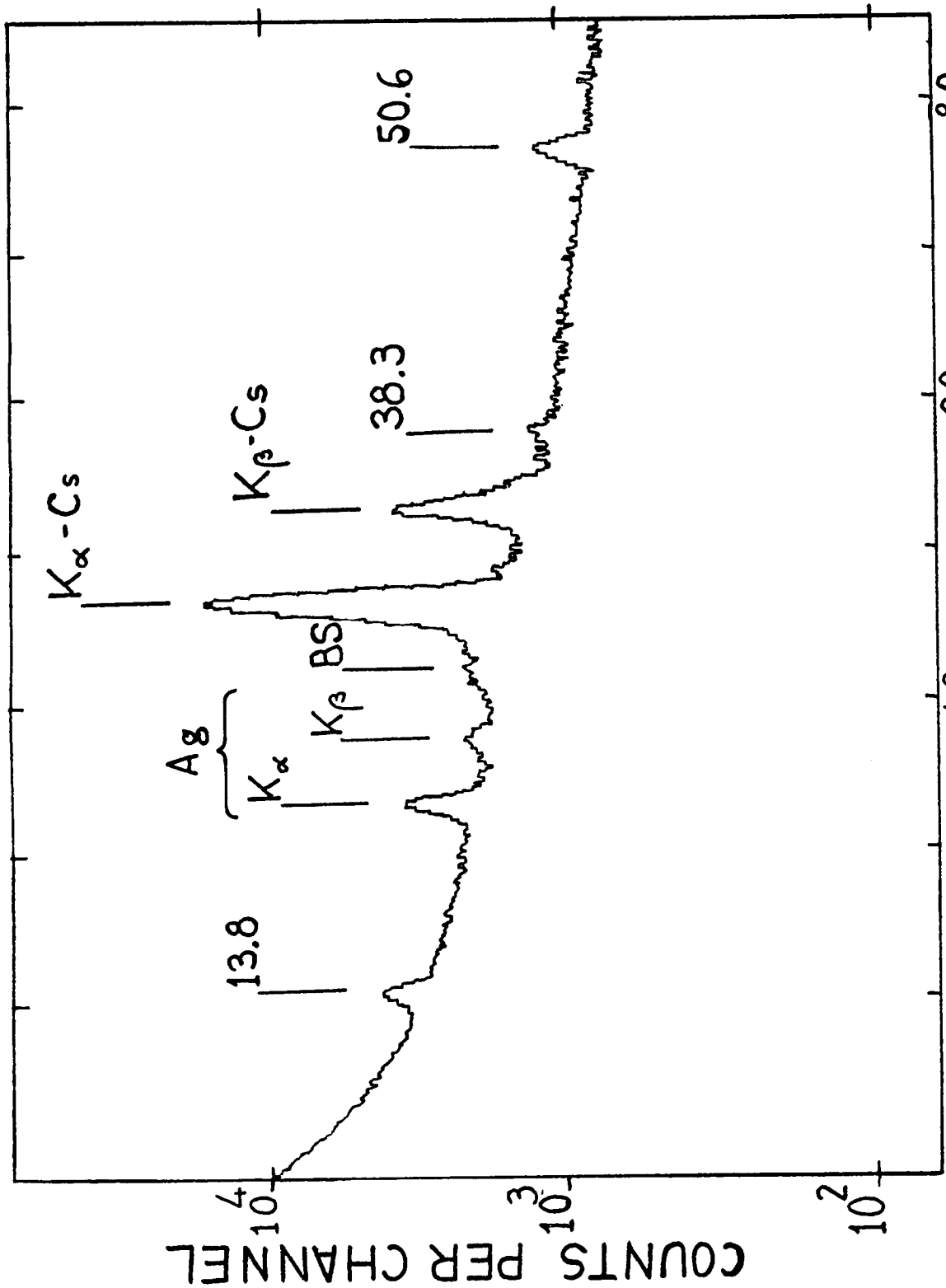


Fig. III.4.1 Espectro de baja energía de las transiciones observadas en ^{140}Cs.

III.5. Niveles del ^{141}Cs y del ^{141}Ba Observados en los Decaimientos del ^{141}Ce y del ^{141}Cs.

D.Otero, A.N.Proto y F.C.Iglesias*

Han sido asignadas 209 transiciones γ al decaimiento del ^{141}Xe. La vida media del estado fundamental, $T_{1/2}$=1.72±0.03 s fue obtenida como promedio pesado de los resultados de la medición de vidas medias para los rayos de 68.98, 81.81, 100.76, 105.96 y 118.71 keV. También han sido medidas las vidas medias de las líneas ^{141}Cs (K_α+K_β), usando un detector de Si(Li). El resultado, 1.7±0.1 s, asegura que los rayos γ que siguen la vida media de 1.73 s pertenecen al decaimiento del ^{141}Xe.

Se realizó un experimento especial para determinar la alimentación β^- del estado fundamental del ^{141}Cs. La actividad de la cadena de masa 141 fue colectada durante unas 10 horas, con lo cual las actividades de ^{141}Xe, ^{141}Cs y ^{141}Ba se encontraban en equilibrio y solamente la actividad del ^{141}La debía ser levemente corregida por vida media. Mediante la transición de 1354.52 keV del decaimiento del ^{141}La, cuya intensidad en porcentaje de desintegraciones β^- es bien conocida, es posible establecer: a) el número total de decaimientos β^- en la cadena de masas y b) la intensidad de las transiciones γ pertenecientes al decaimiento del ^{141}Xe por unidad de desintegraciones β^-. A partir de nuestro esquema de niveles (ver Figs. III.5.1 (a), (b) y (c)) se ha podido determinar la alimentación β^- a los niveles excitados del ^{141}Cs; de (a) se obtuvo el valor 49.5% para la rama β^- al estado fundamental del ^{141}Cs.

Ocho coeficientes de conversión interna K fueron obtenidos por medio del método pico de conversión K normalizada - pico de gamma. En este caso se usó un sistema de colector móvil especial para medir electrones y particularmente apropiado para vidas medias cortas. Se asignaron multipolaridades comparando los valores experimentales con los teóricos dados en Ref. 2.

El valor 24.96±0.06 seg fue encontrado para la vida media del decaimiento del estado fundamental del ^{141}Cs, calculando el promedio pesado de las vidas medias de las transiciones de 48.48, 554.74, 561.51 y 588.55 keV. Las vidas medias de las líneas (K_α+ K_β) en ^{141}Ba fueron también medidas para asegurar la asignación en Z, obteniéndose el valor 24.9±0.7 seg.

Se encontró que la intensidad de la rama β^- que lleva al estado fundamental en ^{141}Ba es menor que 5.9% desintegraciones. Para esto se usó el mismo procedimiento que para la alimentación del nivel fundamental del ^{141}Sc y considerando una multipolaridad M1 pura para la transición de 48.48 keV (ver más abajo).

Se determinó el coeficiente de conversión interna para la transición de 48.48 keV obteniéndose el valor α_K= 6.6±0.9. Para esto se empleó el método pico de rayo X - pico de rayo γ. Siendo que los valores teóricos de α_K para multipola-

ridades M1 y E2 están cubiertas por el error experimental del α_K medido, la cantidad de mezcla E2 no puede ser obtenida por este procedimiento. Sin embargo, a partir del balance de intensidades para las transiciones al estado fundamental, el coeficiente total de conversión interna para la transición de 48.48 keV es <8.5, estableciendo una multipolaridad M1 (<9% E2).

El esquema de niveles propuesto para el ^{141}Cs se muestra en Figs. III.5.1 (a), (b) y (c). Contiene 166 transiciones (91% de la intensidad γ total observada) y está formado por 38 niveles. Los niveles establecidos por coincidencias γ-γ poseen una energía de excitación de 68.98, 105,96, 187.72, 206.69, 467.93, 557.10, 644.25, 946.01, 961.98, 977.53, 979.86, 1097.26, 1234.82, 1245.11, 1518.28 y 1556.71 keV. En este conjunto de 16 niveles es posible colocar el 72% de la intensidad total observada.

Recientemente Morman et al [3] publicaron la parte de baja energía del esquema de niveles del ^{141}Cs, la cual es una reproducción de la propuesta en Ref. 1. De los 8 niveles postulados por estos autores, los de 492.8 y 646.8 keV, no han sido confirmados en este trabajo. El presente resultado experimental no proporcionó evidencia suficiente para establecer un nivel a 492.8 keV; con respecto a las transiciones que Morman et al [3] usaron para el nivel de 646.8 keV, se ha podido establecer (por resultados de coincidencias) que el rayo de 89.74 keV debe colocarse entre los niveles de 467.93 y 557.10 keV y que la transición de 459.93 keV conecta los niveles de 1097.26 y 1556.71 keV dejando así sin confirmar el presunto nivel. En vista del desacuerdo con el esquema adoptado por Morman et al [3] el límite de 2.4 ns para la vida media del nivel propuesto a 646.8 keV, correspondería al nivel de 557.04 keV.

El esquema de niveles propuesto para el ^{141}Ba se muestra en las Figs. III.5.2 (a) y (b). Contiene 78 transiciones y 27 niveles. Los niveles a 558.55, 1194.17 y 1748.92 keV están determinados mediante coincidencias γ-γ.

La característica más relevante del esquema de niveles propuesto para el ^{141}Ba es la existencia de una transición de 48.48 keV que lleva una intensidad del 69.9% del decaimiento total y que conecta el primer nivel exitado con el estado fundamental. De la información publicada por Morman et al, el límite superior para la vida media del primer nivel excitado de 48.48 keV debería ser 3.4 ns.

---

* Dirección Actual: Departamento de Combustibles Nucleares (CNEA).

1 R.L.Auble, Nucl. Data A10 (1973) 175.

2 R.S.Hager y E.C.Seltzer, Nuclear Data A10 (1971) 206.

3 J.A.Morman, W.C.Schick y W.L.Talbert, Jr., Phys. Rev. C11 (1975) 913.

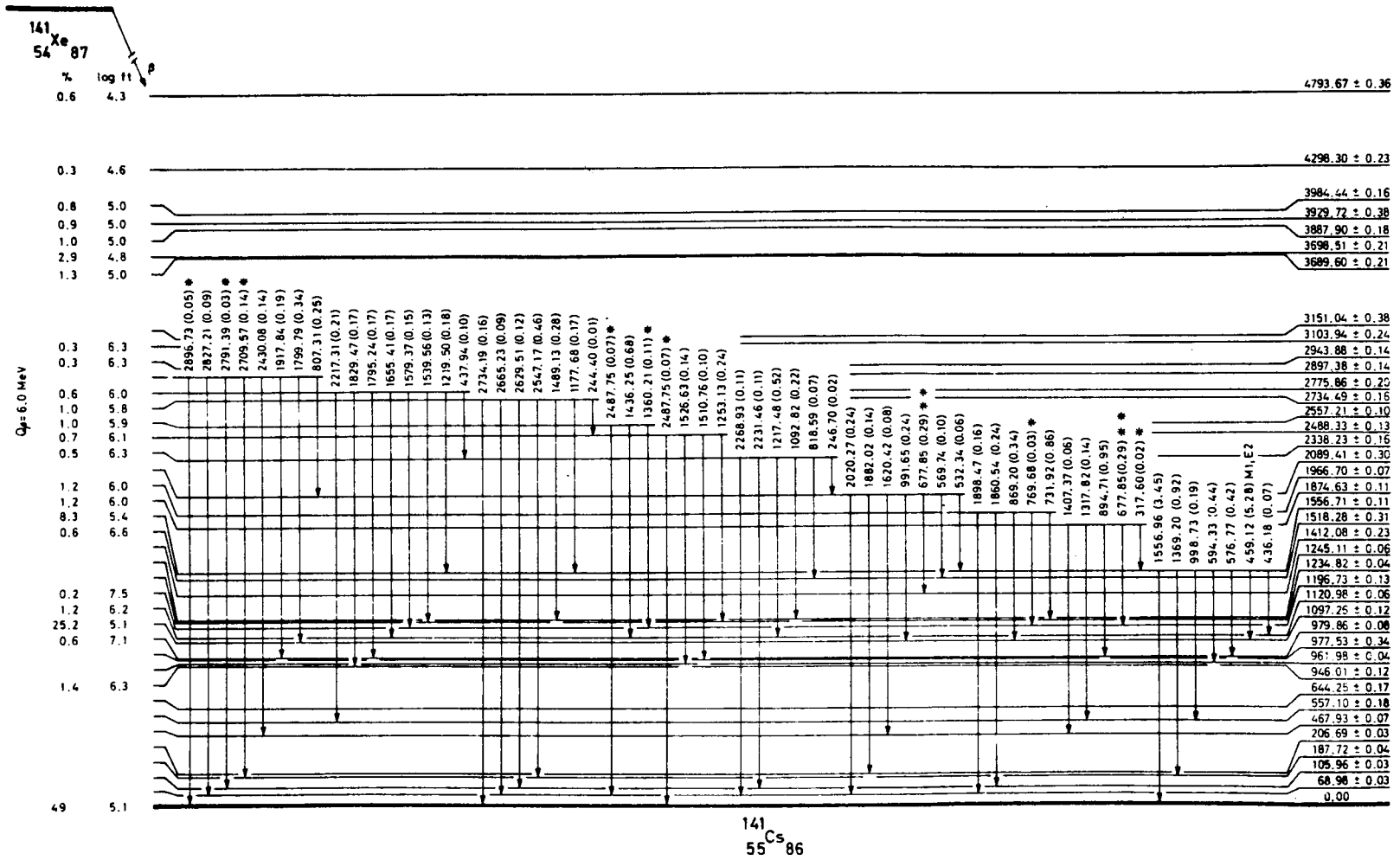


Fig. III.5.1(b) Esquema de niveles del ^{141}Cs (región de energías intermedias).

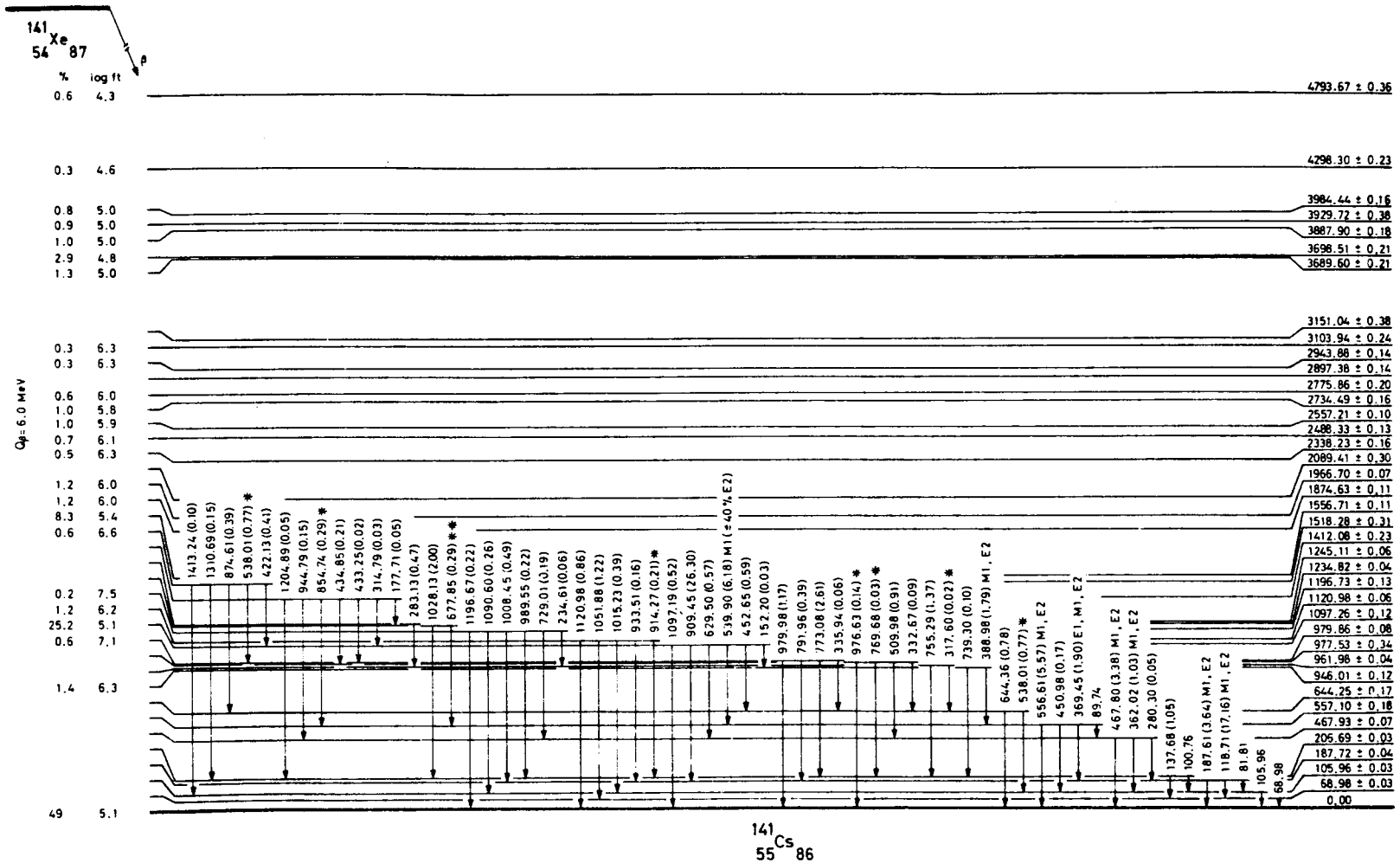


Fig. III.5.1(a) Esquema de niveles del ^{141}Cs (región de baja energía). Las intensidades por cada 100 desintegraciones están indicadas entre paréntesis. Los rayos γ ubicados más de una vez están marcados con asteriscos.

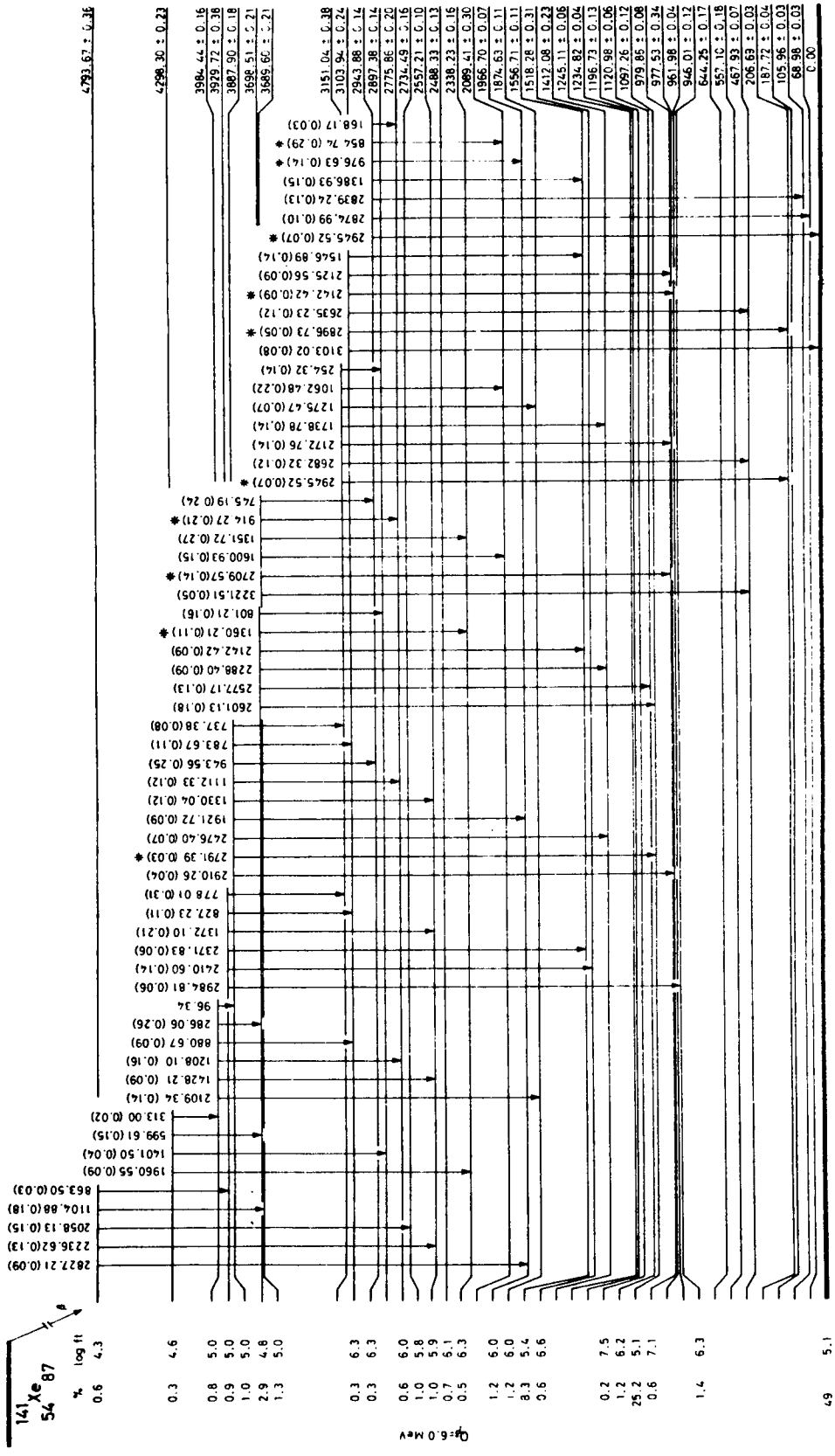


Fig. III.5.1(c) Esquema de niveles del ^{141}Cs (región de alta energía).

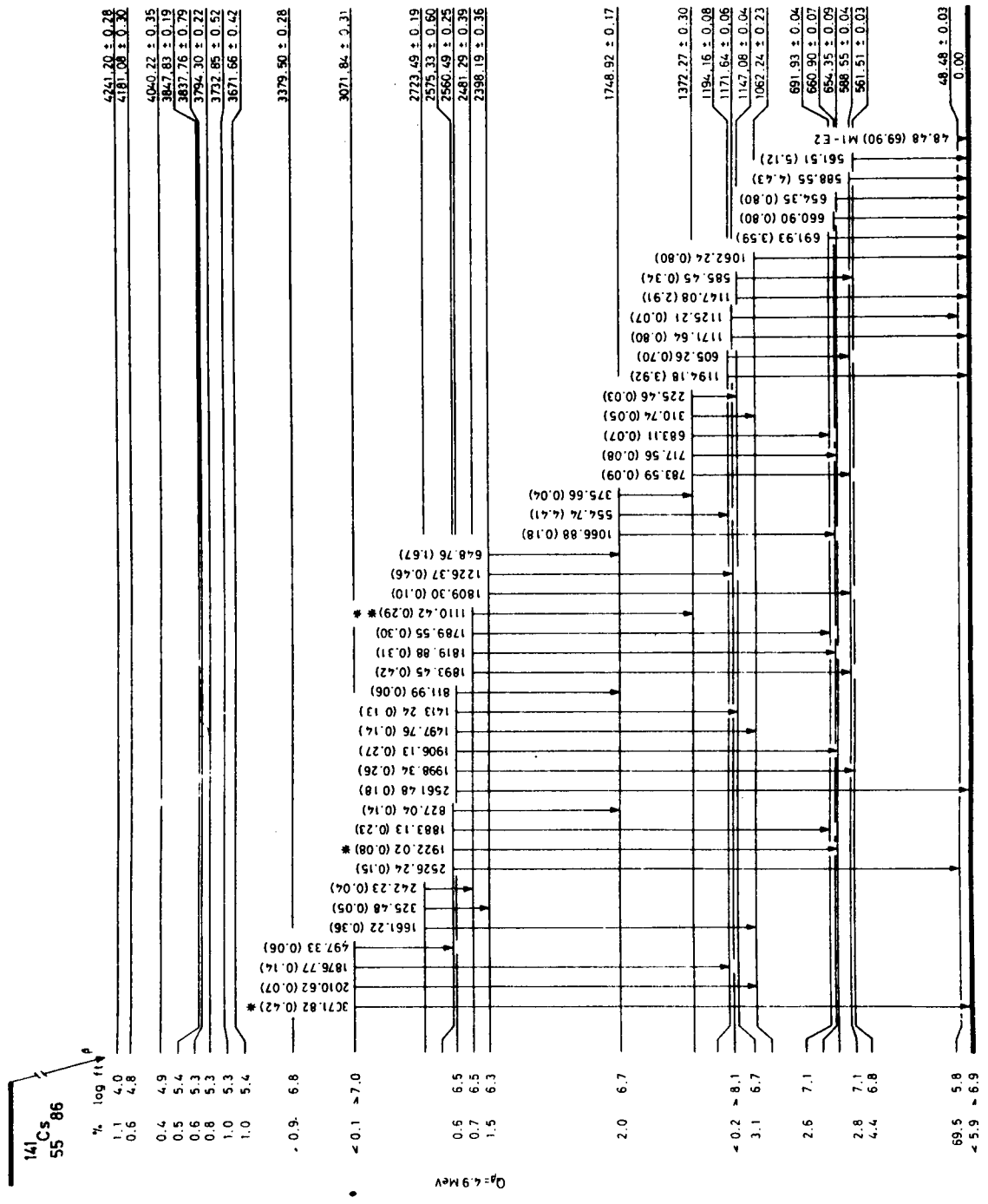


Fig. III.5.2(a) Esquema de niveles del ^{141}Ba (región de baja energía).

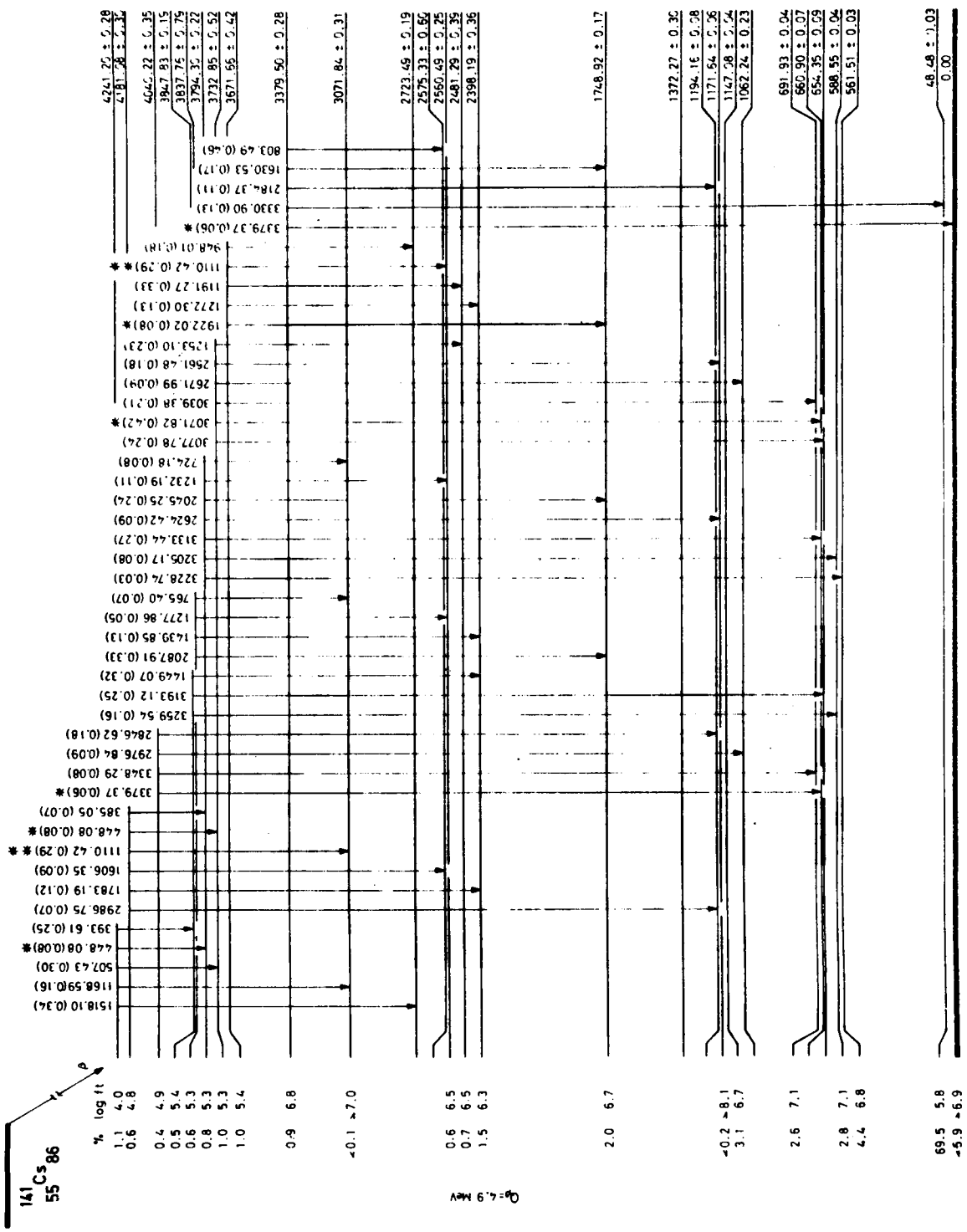


Fig. III.5.2(b) Esquema de niveles del ^{141}Ba (región de alta energía).

III.6. Neutrones Diferidos en la Cadena A=141 e Identificación de Transiciones γ en la Cadena A=143.

A.N.Proto y D.Otero.

Con el objeto de ampliar las técnicas disponibles para el estudio de isótopos alejados de la línea de estabilidad se ha aplicado un método que permite la discriminación entre neutrones y rayos γ. El método se basa en las diferentes respuestas temporales de las señales del detector. Un plástico hidrogenado (NE451) en el que se han dispersado cristales de ZnS (Ag) fue usado como detector. Su eficiencia para rayos γ es ~3.5×10^{-6} veces la de un detector de Ge(Li) [1].

Se probó el sistema con los datos obtenidos de la cadena A=141 ya publicados [2]. Sin embargo las mediciones presentes indican que el precursor de los neutrones es ^{141}Xe y no ^{141}Cs, como se había admitido hasta el presente.

Para explorar nuevas posibilidades en investigación fue estudiada la radiación γ emitida en la cadena A=143, en especial para los isótopos menos conocidos ^{143}Xe (0.3 ó 0.9 s), ^{143}Cs (1.7 s), ^{143}Ba (13.6 s) y ^{143}La (14.0 m). Los resultados obtenidos permiten identificar las transiciones principales indicadas en las Figs. III.6.1 y III.6.2.

Una medición preliminar de la vida media del nivel fundamental del ^{143}Xe favorece el valor $T_{1/2}$=0.3 s. Lo determinado por Patzelt y Herrman en lugar del valor $T_{1/2}$=0.9 s de Amiel et al.[4]. La posibilidad de que dos isótopos diferentes estén presentes no puede ser eliminada a partir de la información obtenida en las mediciones realizadas, ya que los resultados anteriores han sido obtenidos a partir de una determinación indirecta o bien a partir de la observación de radiación β. En nuestro caso, en cambio, se ha detectado radiación γ.

---

1 A.N.Proto, Tesis UNLP (La Plata), Biblioteca Física Nuclear N° 37 (1974).

2 Nucl. Data Tables 6, (1969) 141.

3 P.Patzelt, G.Herrman, Proc.Symp. on Phys. and Chem. of Fission, Vol. II, Salzburg, Austria, IAEA, Viena, (1965) p. 243.

4 S.Amiel et al., Phys. Rev. C5 (1972) 270.

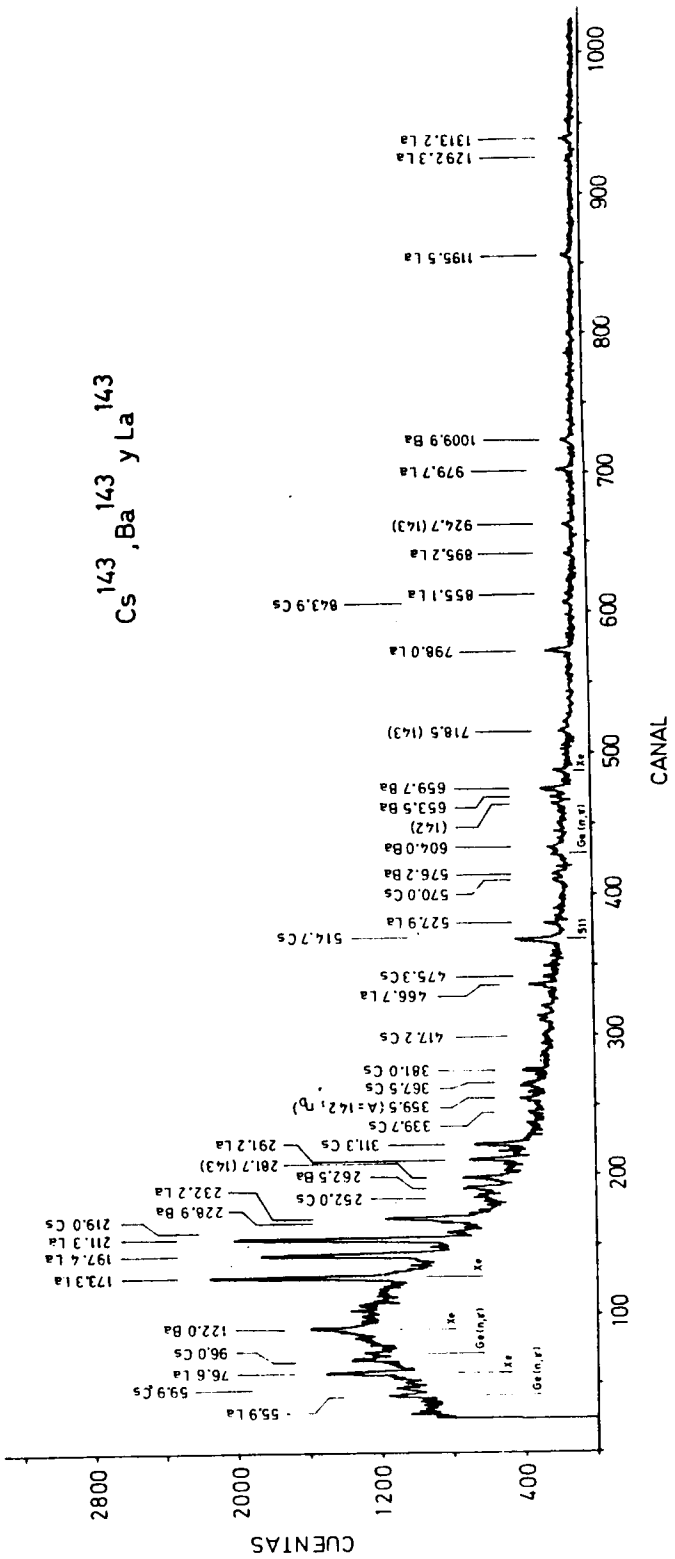


Fig. III.6.1 Las líneas ubicadas en la parte superior del dibujo indican transiciones provenientes del decaimiento de la cadena isobárica con A=143; las de la parte inferior corresponden a transiciones pertenecientes al ^{143}Xe y picos de fondo.

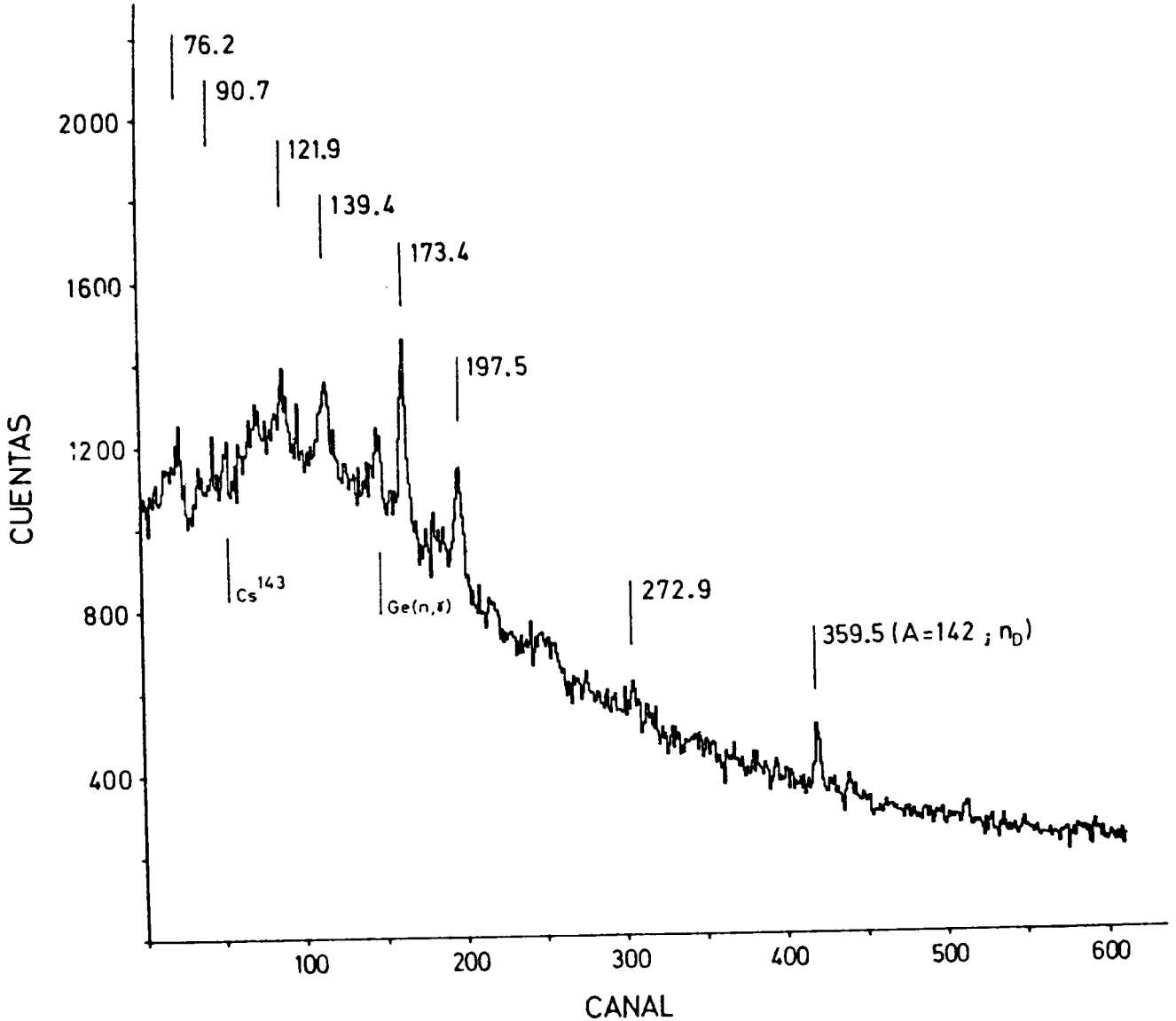


Fig. III.6.2 Las líneas ubicadas en la parte superior del dibujo indican transiciones provenientes del decaimiento del ^{143}Xe. La línea de 359.5 keV ha sido identificada como producida luego de una emisión de neutrón diferido.

III.7. Estudios de Rendimientos de Productos de Fisión de ^{235}U.

D.Otero y A.N.Proto.

El estudio del rendimiento de los productos de fisión de ^{235}U por técnicas en línea, depende del conocimiento de sus propiedades de emanación desde la cámara de fisión. Se realizó un estudio de este tipo usando la facilidad del proyecto IALE. Un equipo deflector permitió pulsar el haz de deuterones. El tiempo de retardo para esta operación es de aproximadamente 0.03 s. El haz del separador de masas puede ser cortado independientemente desde el sistema colector, en alrededor de 0.02 s.

Para estudiar la dependencia temporal del proceso de transporte desde la cámara de fisión hasta la fuente de iones del separador se irradió mediante un flujo constante de neutrones, estando el haz del separador de masas cortado. Seguidamente se interrumpió el haz de deuterones, habilitándose el haz del separador de masas; en estas condiciones se estudió la evolución temporal de la actividad de interés.

Se supuso que el proceso puede ser descripto por un conjunto de ecuaciones de difusión acopladas con una "constante característica", λ_D, y que describen el transporte desde la cámara de fisión hasta la fuente de iones.

La cantidad de átomos colectados durante una irradiación de saturación depende de la constante λ_D. Las mediciones realizadas sobre Xe, Kr, I y Br, mostraron que esta constante es débilmente dependiente de la masa de un dado elemento.

Usando este método y aplicando las correcciones apropiadas a los valores medidos de λ_D y a las constantes de desintegración respectivas fueron determinados los rendimientos acumulados para $^{137,138,139,140,141}Xe$. El rendimiento para ^{141}Xe resultó ser aproximadamente la mitad de lo esperado [1].

Un resultado adicional de las mediciones del comportamiento temporal de la producción de núcleos radioactivos ha sido la determinación de la vida media de aquellos productos de fisión que son padres de los gases raros y que permanecen retenidos en la cámara de fisión.

Las Figs. III.7.1, III.7.2 y III.7.3 muestran el resultado para la cadena con masa A=137. Los valores obtenidos para las vidas medias en el presente trabajo comparadas a las medidas en Ref. 2 se presentan en la Tabla III.7.1.

---

[1] B.Ehrenberg, S.Amiel, Phys.Rev. C6 (1972) 618.

[2] Chart of the Nuclides, Knoll's Atomic Power Laboratory (1972).

Tabla III.7.1

Vidas Medias de los Núcleos con A=137

Isótopos	$T_{1/2}$(s) (éste trabajo)	$T_{1/2}$(s) Ref. 2
^{137}I	25.2 ± 1.2	24.6
^{137}Te	3.0 ± 0.5	3.5
^{137}Sb	2.0 ± 0.6	---

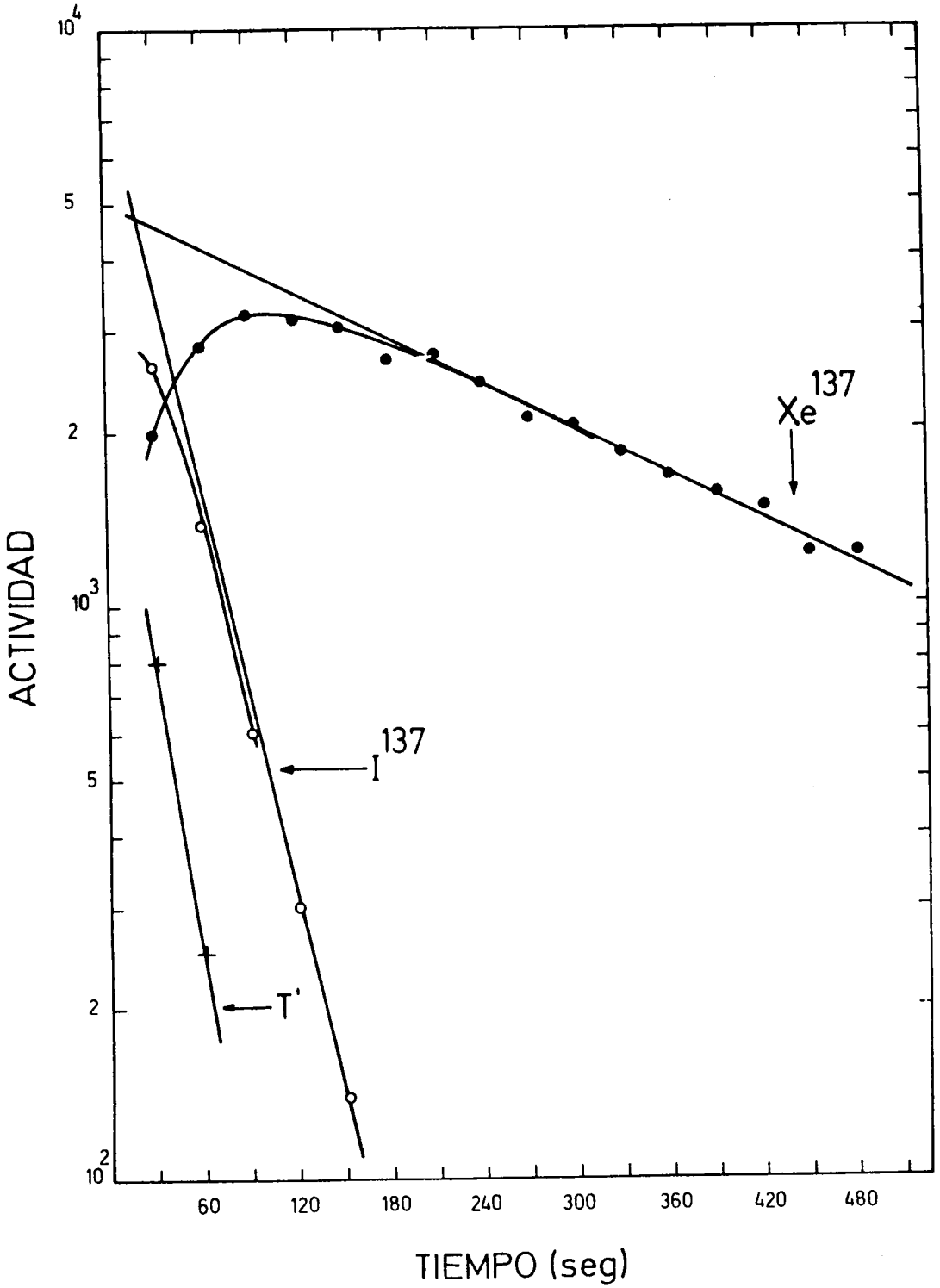


Fig. III.7.1 Actividad γ del ^{137}Xe en el colector del separador de masas obtenida como respuesta a una función escalón de la irradiación con neutrones.

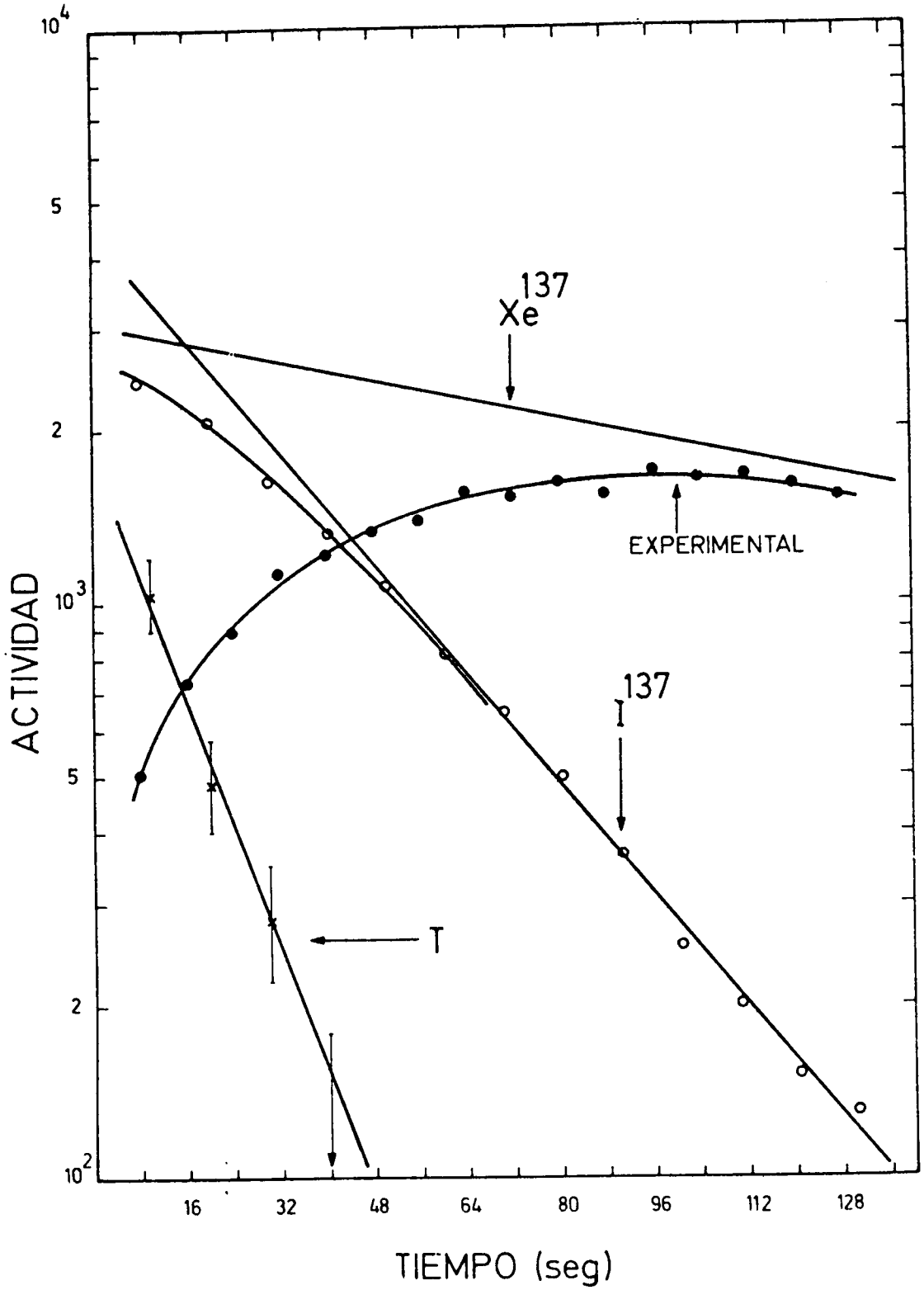


Fig. III.7.2 Igual a la Fig. III.7.1 (escala expandida).

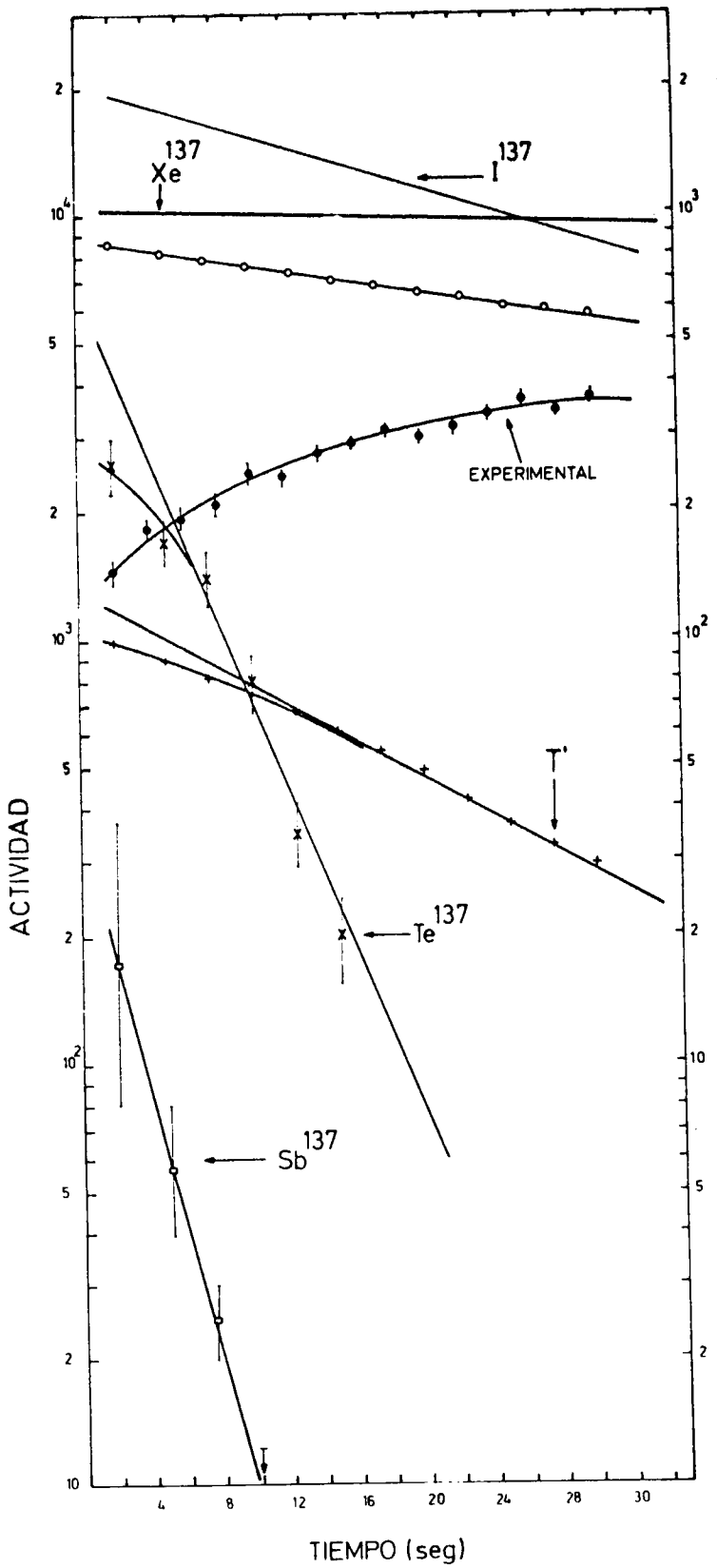


Fig. III.7.3 Igual que la Fig. III.7.1 (escala expandida). La escala de la derecha corresponde sólo al ^{137}Te.

IV RADIOACTIVIDAD

IV.1. Spin del Nivel de 2198 keV en el ^{74}Ge y los Parámetros de Mezcla de las Transiciones Gamma en el Decaimiento del ^{74}As.

M.C.Cambiaggio*, G.García Bermúdez y M.Behar.

Los niveles del ^{74}Ge poblados por el decaimiento radiactivo del ^{74}As fueron objeto de varios estudios[1,2]. El resultado de estas investigaciones se muestra en la Fig. IV.1.1. La estructura del ^{74}Ge puede ser interpretada con la ayuda del modelo vibracional, por el cual el estado de un fonón sería el nivel de 596 keV y el triplete de dos fonones tendría como miembros a los niveles de 1204 keV y 1483 keV. La situación del nivel de 2198 keV no es muy clara.

Las particularidades que muestra el decaimiento de ese nivel favorecen una asignación $J^{\pi}=2^{+}$, y por lo tanto podría ser pensado como miembro del quintuplete de tres fonones. Sin embargo una medida directa de las propiedades de ese nivel, mediante la reacción $(p,p'\gamma)$ realizada por Curtis et al.[3] sugiere una asignación $J^{\pi}=1^{-}$.

El decaimiento del ^{74}As también alimenta simultáneamente a niveles del ^{74}Se a través del decaimiento β, pero sólo puebla los dos primeros estados excitados del mismo. El conocimiento que se tiene del nivel de 1270 keV es contradictorio ya que Kubok et al.[1] afirma que puede ser 0^{+} ó 4^{+} mientras que Van Hise et al.[2] sugiere $1^{\pm}$ ó $2^{\pm}$. Por último Coban et al.[4], por intermedio de las correlaciones angulares, establece el spin y la paridad como $J^{\pi}=2^{+}$. El objeto de este trabajo es, utilizando la técnica de correlaciones angulares, tratar de resolver las discrepancias anteriormente citadas.

Para ello se utilizó un detector de Ge(Li) (resolución 2.3 keV a 1.33 MeV y eficiencia 6%) y un cristal de NaI de dimensiones 5cm x 5cm, acoplados a un sistema de coincidencias convencional constituído por un convertidor de tiempo-amplitud (TAC). Los espectros en coincidencia fueron tomados a siete ángulos diferentes y el área resultante de cada pico fue normalizado y comparado con la expresión teórica

$$W(\theta) = \sum_{K=0,2,4} Q_{KK}\, B_K(1)\, A_K(2)\, P_K(\cos\theta) \qquad (1)$$

Los números (1) y (2) se refieren a las propiedades de la primera y segunda transición en la cascada, respectivamente. Q_{KK} es el coeficiente que representa la corrección por ángulo sólido.

El spin del nivel de 2198 keV en el ^{74}Ge puede ser obtenido midiendo la correlación angular de dos cascadas diferentes, la 994 keV-1204 keV y la

994 keV - 608 keV. De la primera se obtiene un resultado compatible solamente con una secuencia J=2-2-0. Este resultado se muestra en forma gráfica en la Fig. IV. 1.2 en la cual se han representado los valores de los coeficientes $A_{kk}=B_k(1)A_k(2)$ para diferentes valores del parámetro de mezcla δ. Los valores hallados a partir de estos datos del parámetro de mezcla δ y el contenido cuadrupolar (Q) de la transición de 994 keV son

$$\delta(994) = -2.8 \pm 0.2 \qquad y \qquad Q= (89 \pm 2)\%E2$$

Los resultados del análisis de la segunda cascada 994 keV - 608 keV son

$$-3.80 \leq \delta(994) \leq -1.40 \qquad y \qquad 93\%E2 \leq Q \leq 66\%E2$$

Como se puede observar ambos experimentos dan resultados compatibles entre si permitiendo fijar el spin del nivel de 2198 keV con un valor igual a 2.

Por otra parte, si suponemos una paridad negativa para este nivel obtendríamos una mezcla de M2 muy improbable para la transición de 994 keV hecho que favorece la paridad positiva para el mismo.

En el ^{74}Se se midió la correlación angular 635 keV-635 keV que permite como lo muestra la Fig. IV.1.2, asignar claramente el valor J=2 al spin del nivel de 1270 keV.

Este resultado está de acuerdo con el obtenido anteriormente por Coban et al. [4], difiriendo, sin embargo, en el valor del parámetro de mezcla para la transición de 635 keV. En nuestro caso se obtiene $\delta(635)=-2.6\pm0.2$ mientras que en el trabajo anterior es $\delta(635)=-(6\pm{}^{2}_{1})$.

El nivel de 2198 keV tiene spin y paridad 2^+ y decae mediante la transición de 994 keV, (89%E2) al nivel $J^\pi=2^+$ de 1204 keV, favoreciendo interpretar a este nivel como miembro del quintuplete de tres fonones.

Analizando las relaciones de la probabilidad de transición B(E2) de la transición de 994 keV comparados con los rayos gamma que conectan a ese nivel con los niveles de dos fonones, un fonón y nivel fundamental se obtiene:

$$\frac{B(E2;994)}{B(E2;715)} = 0.5\pm02; \quad \frac{B(E2;994)}{B(E2,1606)} = 38\pm10; \quad \frac{B(E2;\ 994)}{B(E2;2198)} = 83\pm15$$

resultado que muestra nuevamente el carácter colectivo del nivel de 2198 keV.

---

* Investigadora invitada.

1 A.H.Kuboc, J.D.King y H.W.Taylor, Nucl. Phys. A115(1968)625.

2 J.R.Van Hise y C.Paperiello, Nucl.Phys. A188(1972)148.

3 T.H.Curtis, H.F.Lutz y W.Bartolini, Phys. Rev. C1(1970)1418.

4 A.Coban et al., Particles and Nuclei 4(1972)108.

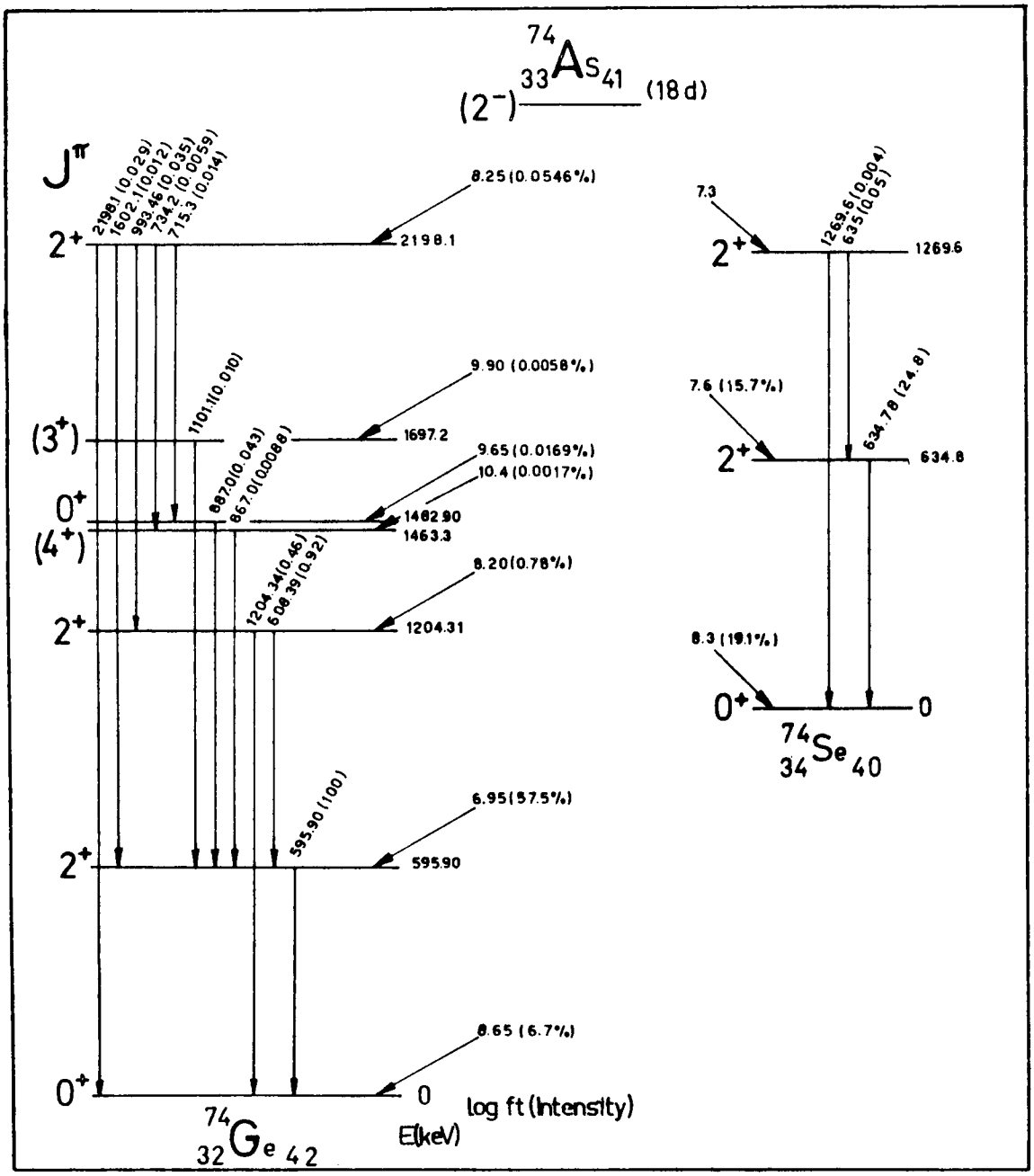


Fig. IV.1.1 Esquema de decaimiento del ^{74}As.

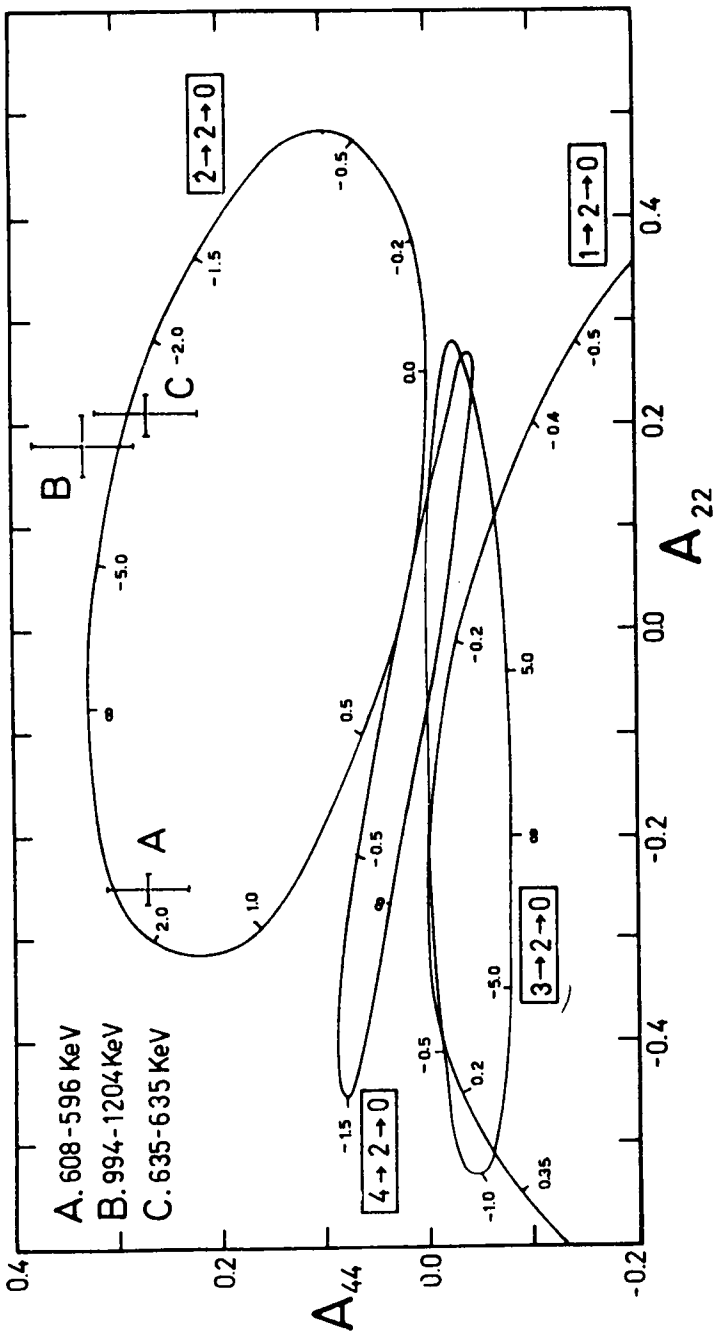


Fig. IV.1.2 Gráfico de los coeficientes de correlación direccional en función del parámetro de mezcla δ para varias secuencias J - 2 - 0.

IV.2. Uso de un Polarímetro Basado en un Cristal Plano de Ge(Li) en la Medición de Correlaciones γ-γ (Polarizado Linealmente).

A.Filevich, M.Behar y G.García Bermúdez.

En estudios de espectroscopía nuclear es a menudo suficiente medir la correlación angular de dos rayos gamma subsecuentes y los correspondientes coeficientes de conversión interna para obtener el spin y la paridad de los niveles nucleares involucrados en la cascada. Existen, sin embargo, muchos casos en los que los datos experimentales no permiten distinguir entre las varias asignaciones posibles de spin. En muchos de estos casos la medición de la polarización lineal de uno de los rayos combinada con la correlación angular γ-γ, constituye un método que permite resolver las ambigüedades en la asignación.

Recientemente han sido introducidos polarímetros basados en un simple detector plano de Ge(Li) y en la asimetría del efecto Compton con respecto a la orientación del vector eléctrico del rayo γ incidente (ver Fig. IV.2.1.(a)). En estos polarímetros la radiación a medir incide perpendicularmente a una de las caras largas del cristal, que trabaja como dispersor Compton y como detector de energía total.

Se ha construído un polarímetro del tipo mencionado usando un cristal de Ge de dimensiones 25x25x4 mm. El cristal, de 2 cc de volumen activo, se montó en un crióstato horizontal con una de las caras angostas enfrentada a una ventana de aluminio delgado. Se usaron fuentes bien conocidas con configuración casi puntual para calibrar el detector en centrado y en eficiencia (Fig. IV.2.1(b)). Para determinar la eficiencia Q del polarímetro el detector móvil fue rotado en la secuencia 90°-180°-270° y se determinó la asimetría

$$\beta = \frac{N_{\perp}}{N//} = \frac{1 + PQ}{1 - PQ}$$

donde

$$PQ = \frac{W(90°,180°) - W(90°,180°)}{W(90°,180°) + W(90°,180°)}$$

es una medida de la polarización lineal.

Se encontró que la eficiencia Q para el polarímetro aquí descripto es aproximadamente constante en el rango de energías 0.4-1.3 MeV. El promedio pesado de los valores medidos es Q=0.154±0.012 (ver Fig. IV.2.1.(b)).

Con el objeto de poder decidir si una medición de correlación angular γ-γ (LP) puede o no ayudar a eliminar la ambigüedad en la asignación de spin a estados nucleares, se calculó el valor de la asimetría β para las cascadas más frecuentemente encontradas en trabajos de espectroscopía. Estos valores están presentados en forma gráfica en las Figs. IV.2.2. y IV.2.3. La primera transición

de la cascada tiene un parámetro de mezcla δ (cuyo signo se adopta de la convención de Ref. 2), polarización P y carácter eléctrico. Se supuso que la segunda transición es pura.

La corrección a realizar por efecto del ángulo sólido finito es menor que 6% para la cascada 1-2-0 y menor que 3% para los demás casos. La asimetría para el caso magnético se puede obtener simplemente usando la siguiente relación

$$\beta_{(mag)} = \beta^{-1}_{(elec)}$$

Los valores tabulados de la asimetría β se pueden obtener de los autores.

---

1 A.E.Litherland, G.T.Ewan y S.T.Lam, Can.J.Phys. 48(1970)2320.

2 K.S.Krane y R.M.Steffen, Phys.Rev. C2(1970)724.

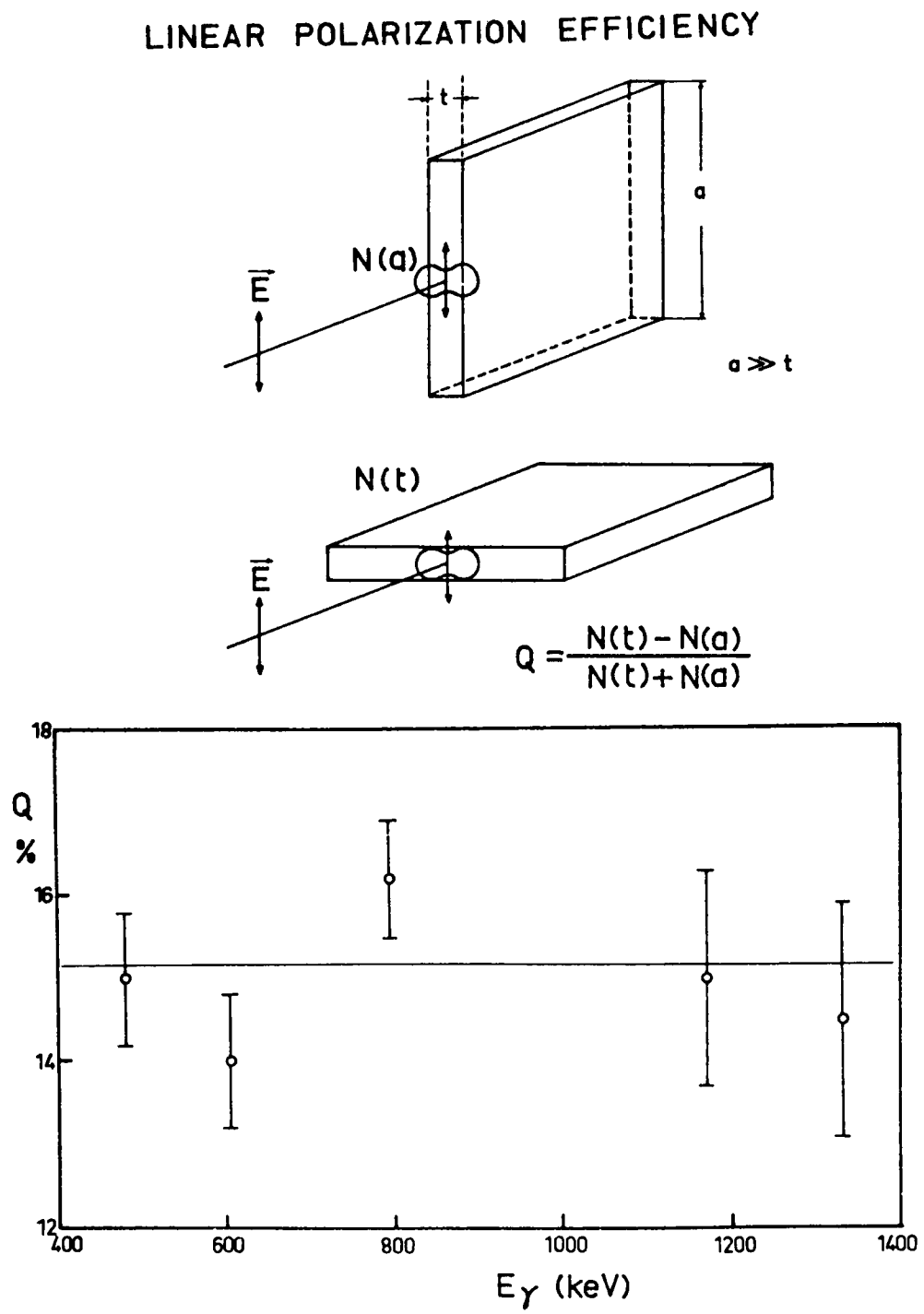


Fig. IV.2.1 (arriba) Principio del polarímetro basado en un único cristal de Ge(Li).
(abajo) Eficiencia para la polarización medida para el instrumento descripto en el presente trabajo.

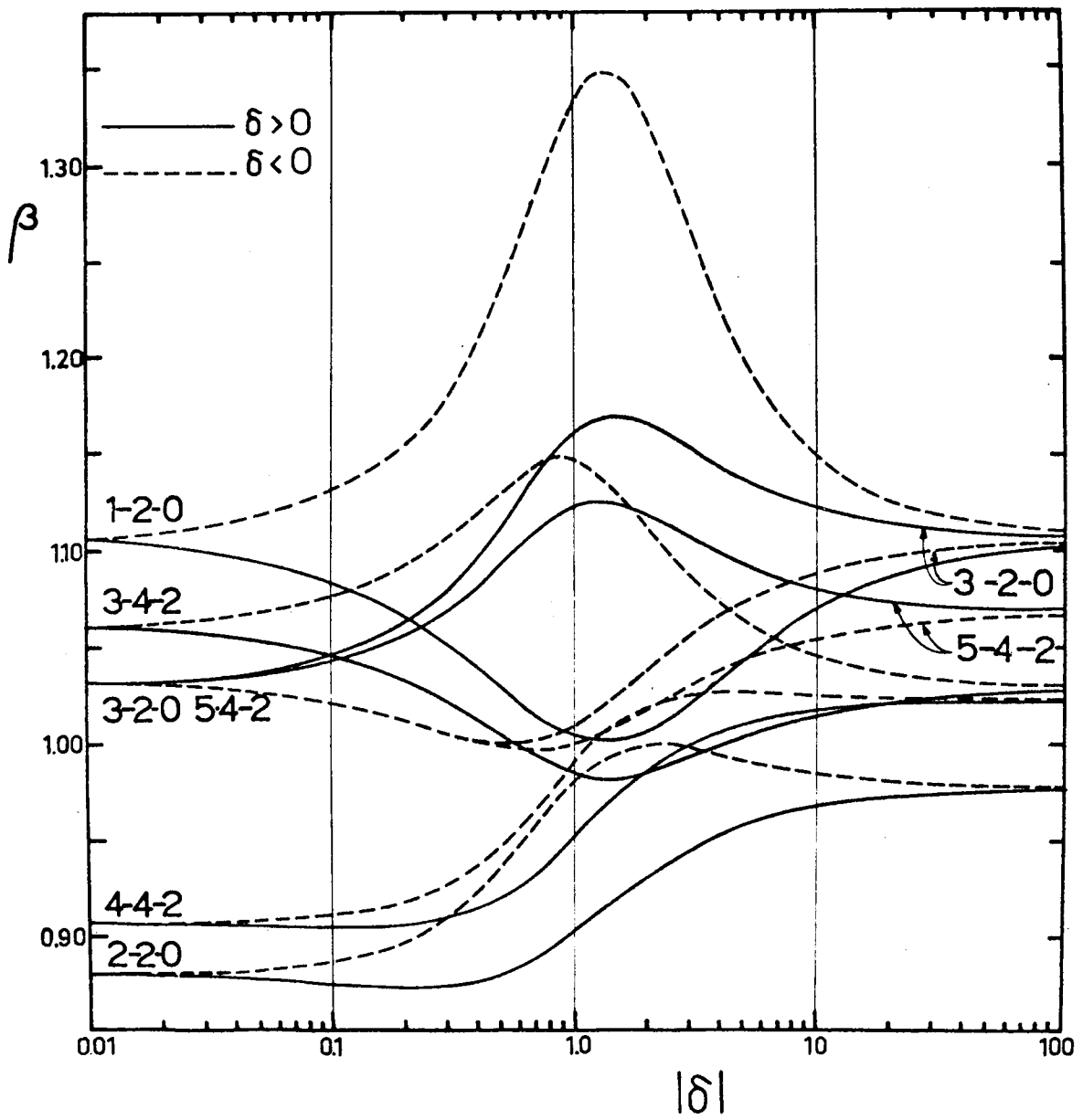


Fig. IV.2.2 Asimetría β en función de la relación de mezcla δ para diferentes multipolaridades. (Transiciones pares).

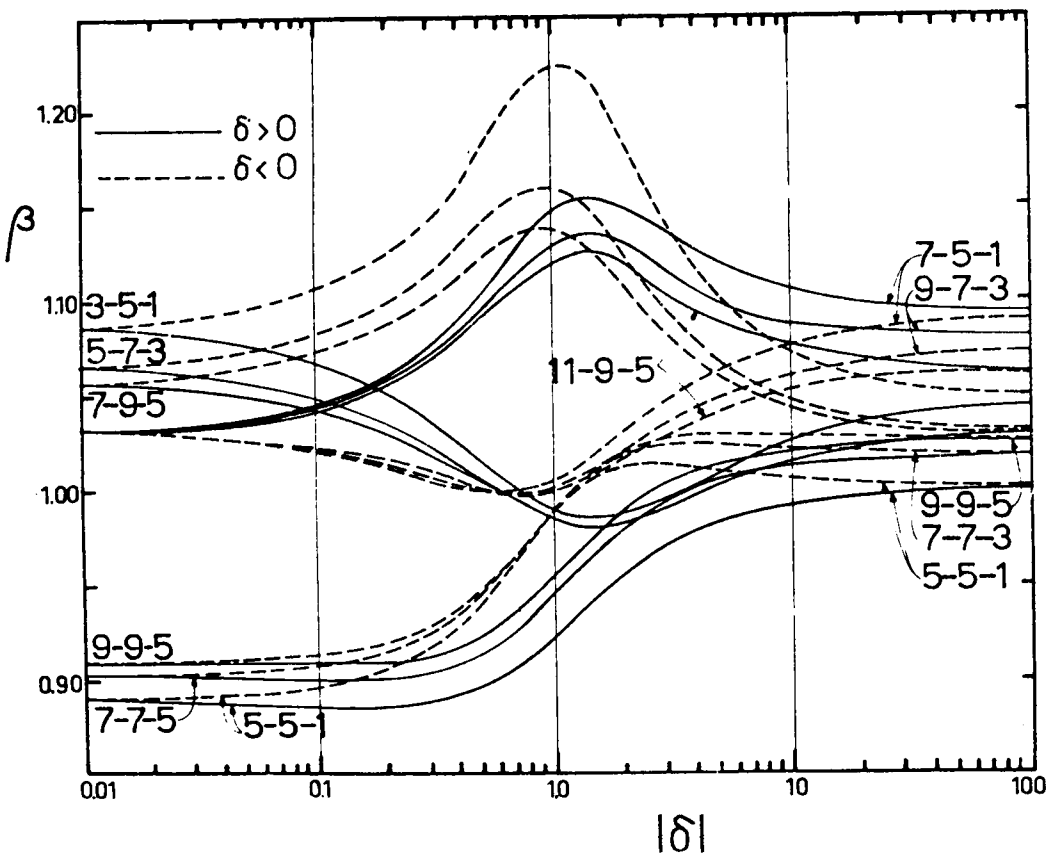


Fig. IV.2.3 Asimetría β en función de la relación de mezcla δ para diferentes multipolaridades (transiciones impares). Las secuencias indicadas con 11, 9, ..., 1 deben leerse 11/2, 9/2, ..., 1/2.

IV.3. Spin de los Niveles de 1248 keV y 1958 keV en ^{124}Te Determinado por Medio de las Correlaciones Angulares γ-$\gamma(\theta)$ y γ-$\gamma(90°PL)$.

M.Behar, G.García Bermúdez, A.Filevich y M.C.Cambiaggio*.

El núcleo ^{124}Te ha sido estudiado anteriormente y como resultado de ello el esquema de niveles de la Fig. IV.3.1 ha sido propuesto. Para ciertos niveles las asignaciones de spin y paridad no ha sido unívoca. Tal es el caso de los estados de 1958 keV y 1248 keV para los cuales la información experimental[1,2] es compatible tanto con $J^{\pi}=4^{+}$ como con $J^{\pi}=3^{+}$.

Con el objeto de determinar el spin y la paridad de estos niveles las correlaciones direccionales γ-$\gamma(\theta)$ y polarizada direccional γ-$\gamma(90°PL)$ han sido medidas. Con este propósito se usó el dispositivo descripto en la Sec.IV.2. Para la correlación γ-$\gamma(\theta)$ se usó el método pico-espectro y θ fue variado a 7 posiciones diferentes. Se debió efectuar una cuidadosa substracción de fondo y de coincidencias casuales.

Los resultados de las mediciones de la correlación γ-$\gamma(\theta)$ no permiten decidir entre las posibles asignaciones de spin J=4-2-0 o J=3-2-0 para la cascada 646-603 keV y J=4-4-2 o J=3-4-2 para la cascada de 709-646 keV. La medición del coeficiente de conversión proporciona también resultados contradictorios en la asignación de multipolaridades de las transiciones correspondientes.

Para resolver estas ambigüedades se han medido las correlaciones γ-$\gamma(90°PL)$, aceptando las primeras transiciones de las cascadas mencionadas en el polarímetro y los rayos γ subsecuentes en el detector móvil.

De los resultados de estas mediciones (Tabla IV.3.1) se ha podido concluir sin ambigüedad que la única asignación compatible con la información experimental es $J^{\pi}=4^{+}$ para ambos estados: el de 1248 keV y el de 1958 keV. Esta asignación está en buen acuerdo con las predicciones teóricas. Se puede agregar que en base a los resultados obtenidos en este trabajo se asigna a la transición de 709 keV un carácter M1 puro.

---

* Investigadora invitada.

1 R.P.Meyer, W.B.Walters y R.C.Ragaini, Nucl.Phys. A127(1969)595.

2 Z.W.Grabowsky, K.S.Krane y R.M.Steffens, Phys.Rev. C3(1971)1649.

Tabla IV.3.1

Resultados de la correlación γ-γ(90°LP) en ^{124}Te.

Cascadas	Secuencia de Spin	$\delta = \frac{\langle L+1 \rangle}{\langle L \rangle}$	β_{teo}	β_{exp}
646 - 603	$3^+ - 2^+ - 0^+$	0.25 ± 0.01	0.930	
	$4^+ - 2^+ - 0^+$	0.00 ± 0.01	1.051	1.055 ± 0.010
709 - 646	$3^+ - 4^+ - 2^+$	-0.43 ± 0.04	0.893	
	$4^+ - 4^+ - 2^+$	0.02 ± 0.06	1.110	1.095 ± 0.030

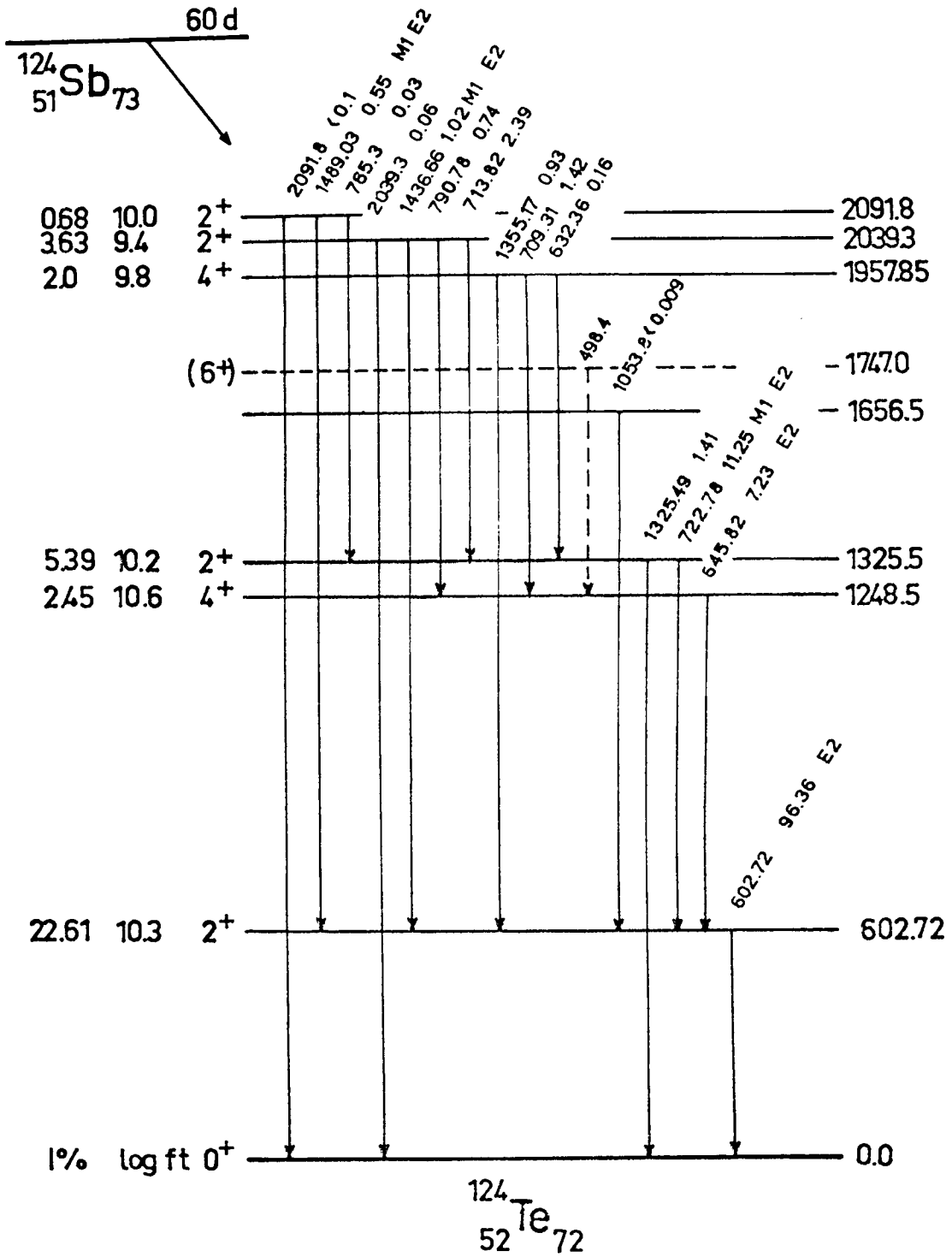


Fig. IV.3.1 Esquema de niveles del ^{124}Te.

IV.4. Determinación del Spin de los Niveles de 2350 keV, 2516 keV y 2547 keV del ^{140}Ce Mediante Correlaciones Angulares Gamma-Gamma Polarizadas y no Polarizadas.

G.García Bermúdez, A.Filevich y M.Behar.

La estructura nuclear del ^{140}Ce ha sido extensamente estudiada pues constituye uno de los siete isótonos estables con número mágico N=82. Los resultados del estudio del decaimiento radiactivo del ^{140}La junto con los de conversión interna[2] permiten asignar el spin y la paridad a la mayoría de los niveles del ^{140}Ce. Estos resultados se resumen en el esquema de niveles presentado en la Fig. IV.4.1. Sin embargo todavía existen niveles cuyas propiedades no son bien conocidas, como ser (a) el nivel de 2516 keV cuya asignación propuesta es $J^{\pi}=3^{\pm}$ ó 4^{+} y (b) el nivel de 2547 keV al cual se le asigna $J^{\pi}=(1,2)^{+}$. La situación del nivel de 2350 keV es contradictoria ya que Baer et al.[1] favorece una asignación $J^{\pi}=5^{-}$ mientras que Kalinnikov et al.[3] sugiere $J^{\pi}=(4,5)^{+}$. El propósito de este trabajo es, utilizando las correlaciones angulares γ-γ y γ-γ polarizadas, tratar de resolver estas ambigüedades.

Las fuentes radioactivas de ^{140}La se obtuvieron mediante irradiaciones en el Reactor RA3 de Buenos Aires. Para la medición de las correlaciones angulares γ-γ se utilizó un detector de Ge(Li) (resolución 2.3 keV a 1.33 MeV y 6% de eficiencia) junto con un cristal de NaI de dimensiones 7.5 cm x 7.5 cm, ambos acoplados a un sistema convencional de coincidencias y acumulación de datos. Se seleccionó la energía de 1597 keV detectada en el NaI y el espectro de coincidencias resultante se acumuló en la memoria del multicanal a siete ángulos diferentes. El espectro se analizó determinando el área de cada pico y, luego de corregirlos y analizarlos de la manera usual, se obtuvieron los coeficientes A_2 y A_4 de la correlación angular para varias cascadas simultáneamente.

La correlación angular de la transición de 432 keV que desexcita el nivel de 2516 keV, fue medida a través de la triple cascada J=432 - (487) - 1597 keV. En este caso especial se puede mostrar que el análisis se reduce a estudiar una cascada simple con spin J=3 - 4- 2 y J=4-4-2. En la Fig. IV.4.2 se presenta un gráfico de los valores A_2 y A_4 para diferentes valores del parámetro de mezcla δ en el cual se representan los resultados experimentales que permiten determinar el spin del nivel de 2516 keV como J=4 y el parámetro de mezcla como $\delta(432)=-0.54\pm 0.10$.

El nivel de 2547 keV se estudió mediante la correlación angular de la cascada 951 - 1957 keV. En la Fig. IV.4.2 se muestra que el valor experimental obtenido permite la determinación del spin de este nivel como J=1 y el respectivo parámetro de mezcla como $\delta(951)=0.10\pm0.03$.

La situación para el nivel de 2350 keV es ligeramente distinta ya que el resultado obtenido mediante correlaciones angulares de la cascada 267 - 1597 keV permite obtener resultados coherentes suponiendo distintos valores del spin para el nivel, con sólo cambiar el valor del parámetro de mezcla correspondiente. Para resolver este caso se utilizó como detector el polarímetro descripto anteriormente (ver Sec. IV.2.) para así poder observar la polarización lineal de la radiación gamma de 267 keV. Los resultados obtenidos (ver Tabla IV.1.1) determinan el spin y la paridad del nivel de 2350 keV como $J^{\pi}=5^{-}$ y el parámetro de mezcla $\delta(267) = 0.39\pm0.05$.

---

[1] H.W.Baer, J.J.Reidy y M.L.Wiedenbeck, Nucl.Phys. 86(1966)332.

[2] S.E.Karlsson, B.Svahn, H.Pettersen y G.Malmsted, Nucl.Phys. A100(1967)113.

[3] V.G.Kalinnikov, K.I.Ravn, H.G.Hansen y N.A.Lebedev, Bull.Acad.Sci.USSR, Phys.Ser. 34(1971)815.

[4] B.H.Wildenthal, Phys.Rev.Letters 22(1969)1118.

Tabla IV.4.1.

Cascada (keV)	Secuencia de spin	δ	β teorico	$\beta_{experimental}$
267 - 1597	$4^{-} \rightarrow 4^{+}$	0.13 ± 0.05	0.905	
	$4^{+} \rightarrow 4^{+}$	0.13 ± 0.05	1.104	
	$5^{-} \rightarrow 4^{+}$	0.39 ± 0.05	1.080	1.065 ± 0.029
	$5^{+} \rightarrow 4^{+}$	0.39 ± 0.05	0.926	

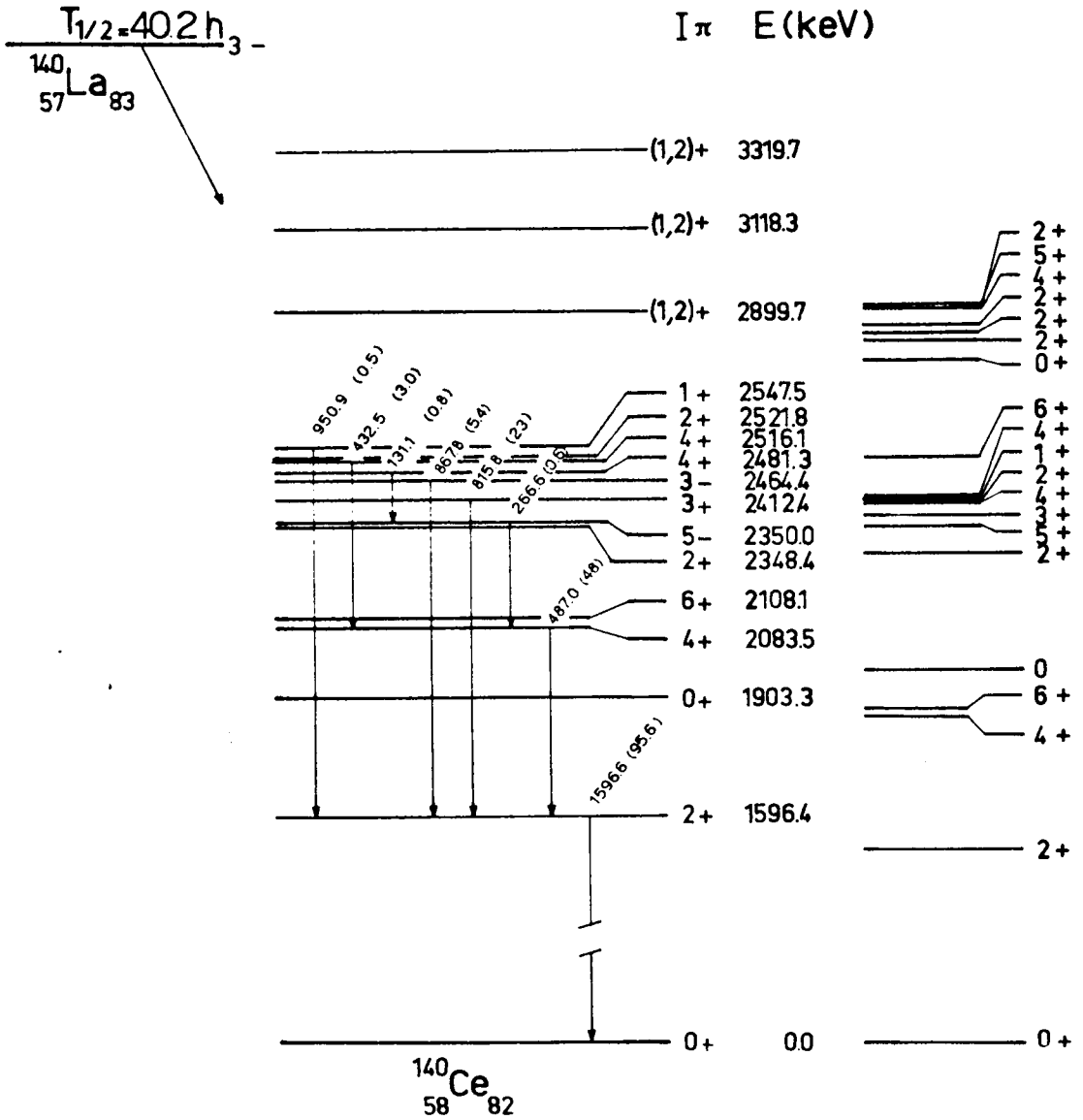


Fig. IV.4.1 Esquema parcial de decaimiento del ^{140}La comparado con las predicciones del modelo de capas de Ref. 4.

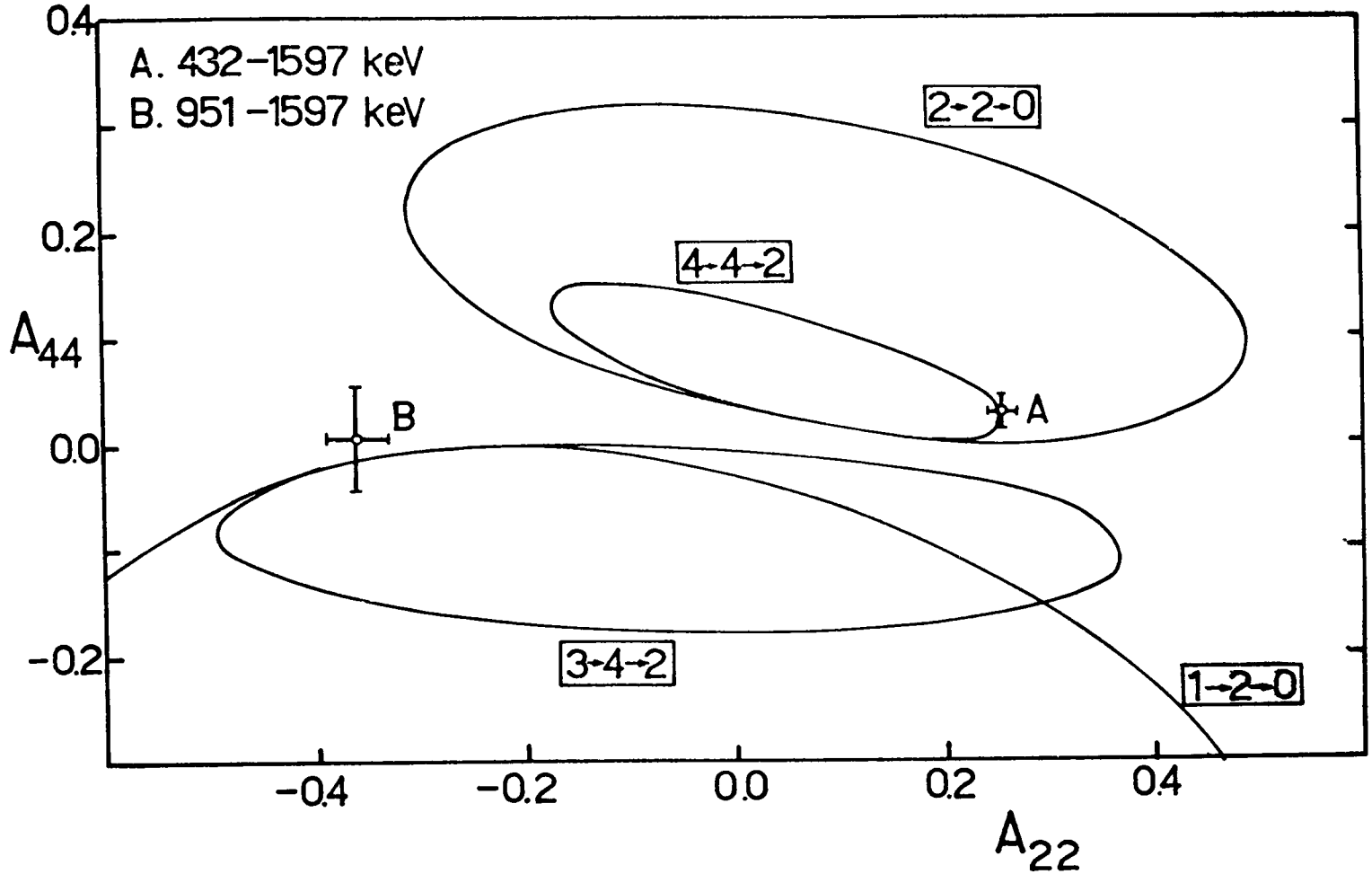


Fig. IV.4.2 Coeficientes de correlaciones direccionales en función del parámetro de mezcla δ para varias secuencias de spin.

IV.5. Mediciones de Coincidencias Gamma-Gamma y de Conversión Interna en ^{141}La.

A.N.Proto, D.Otero y E.Achterberg.

La actividad del ^{141}Ba fue producida en línea, en el separador de masas, con el objeto de realizar mediciones fuera de línea. Después de un período de irradiación de 20 minutos y una espera de un minuto, el espectro gamma se observó durante 20 minutos. De esta forma fueron medidas unas 150 fuentes lográndose registrar 10^7 eventos para la transición de 190.40 keV.

A partir de estas mediciones se han podido asignar 137 rayos gamma al decaimiento de ^{141}Ba. La intensidad de las transiciones gamma como porcentaje de transiciones β ha sido determinada en relación a la transición de 1354.52 keV del ^{141}La, cuya intensidad es bien conocida[1]. Para realizar este estudio se usó un procedimiento similar al descripto en Ref.2.

Los resultados de coincidencia γ-γ obtenidos en un experimento de 50 horas de duración, se resumen en Tabla IV.5.1. Un total de $8x10^4$ eventos fueron colectados en coincidencia entre los rayos de 190.40 y 276.93 keV. El análisis cuantitativo de los resultados fue limitado a las transiciones intensas, aunque ha sido posible identificar coincidencias casuales en todos los casos.

Los coeficientes de conversión interna se indican en la Tabla IV.5.2. Las multipolaridades asignadas fueron obtenidas por comparación con los valores teóricos de Hager y Seltzer[3].

El esquema de niveles propuesto para el ^{141}La se muestra en la Fig. IV.5.1. Han sido establecidos 22 niveles mediante resultados de coincidencia γ-γ. Los niveles a 902.51, 2293.69, 2469.45 y 2743.53 keV están basados solamente en sumas de energías y balance de intensidades; ellos están conectados con otros niveles por lo menos por 5 transiciones encontradas mediante el programa LEVEL[4].

A partir del balance de intensidades para el nivel de 580 keV es posible fijar un límite de $\alpha<25$ para el coeficiente de conversión interna de la transición de 68.07 keV, lo que implica una asignación de multipolaridad E1 o bien M1/E2.

La consistencia del esquema de niveles es apoyada por el análisis cuantitativo de los resultados de coincidencia. Los números entre paréntesis en la tercera columna de la Tabla IV.5.1 representan la relación entre las intensidades "simples" normalizadas a las intensidades simples de la transición compuesta.

La constancia de estos números muestra la validez del esquema de niveles propuesto (Fig. IV.5.1). Todos los números de esta columna están normalizados con las intensidades de coincidencia de los rayos de 190.40 y de 276.93 keV.

Los 12 niveles propuestos por Mc Isaac y Murri[5] se confirman. Los niveles a 1039.3, 1425.9, 1566.2, 2216.9, 2375.96, 2385.9 y 2440.7 keV propuestos en Ref. 1 no son consistentes con los presentes resultados de coincidencias γ-γ o de energía. El nivel a 2180.5 keV no ha sido encontrado ya que no han sido detectados los rayos γ de 1600.2 y 1877.3 keV. Por otra parte han sido establecidos nuevos niveles a 752.09, 902.51, 1137.15, 1634.20, 2293.69 y 2743.53 keV.

---

1 R.L.Auble, Nuclear Data A10(1973)175.

2 D.Otero, A.N.Proto, F.C.Iglesias, Phys.Rev. C (to be published).

3 R.S.Hager y E.C.Seltzer, Nuclear Data A10(1971)206.

4 E.Achterberg, private communication (1974).

5 L.D.Mc Isaac y E.L.Murri, Nucl.Phys. A156(1970)212.

Tabla IV.5.1

Resultados Cuantitativos de Coincidencias γ-γ.

(A) Coincidencias Directas

Nivel Intermedio (keV) [a]	Compuerta (keV)	Coincidencias (keV) [b]
190.34 (54.8)	190.40	276.93 (54.8)[c], 389.72 (55.3), 457.50 (56.4), 739.09 (55.9), 876.22 (54.8).
304.19 (25.8)	304.18	163.41 (26.5), 343.66 (25.4), 625.14 (27.6), 1197.59 (28.3).
467.19 (32.6)	276.93	113.08 (32.8), 180.82 (29.0), 364.33 (30.7), 462.24 (30.8).
	462.24	467.18 (31.0).
580.18 (2.5)	113.08	349.26, 609.10, 1264.58 : (3.0)[d]
	389.72	349.26, 609.10, 1264.58, 1346.54 : (2.2)[d]

(B) Coincidencias Indirectas

Niveles Intermedios (keV) [e]	Compuerta (keV)	Coincidencias (keV) [b]
467.19 - 190.34 (26.2)	190.40	113.08 (23.6), 180.82 (28.5), 364.33 (28.2), 462.24 (24.9).
580.18 - 190.34 (2.2)	190.40	349.26, 609.10, 1264.58, 1346.54 (2.2)[d]

a) Intensidad total de la transición que proviene del nivel encerrado entre paréntesis.

b) Los resultados cuantitativos de coincidencia figuran entre paréntesis; los errores estimados varían entre 2 y 20%, dependiendo de la intensidad.

c) Valor de normalización (ver texto).

d) Valor promedio para las transiciones de coincidencia enlistadas.

e) Entre paréntesis figura la intensidad obtenida conectando niveles intermedios iniciales y finales.

Tabla IV.5.2

K - Coeficientes de Conversión Interna de Transiciones en ^{141}La.

Energía de Transición (keV)	$\alpha_K \times 10^3$	Asignación de Multipolaridad
113.08	146 ± 30	E1
190.40	172 ± 25	M1 - E2
276.93	53 ± 8	M1 - E2
304.18	34 ± 5	M1 - E2
343.66	22 ± 3	E2 (< 15% M1)
457.50	15 ± 3	M1 - E2
462.24	16 ± 4	M1 - E2
467.18	8 ± 2	E2

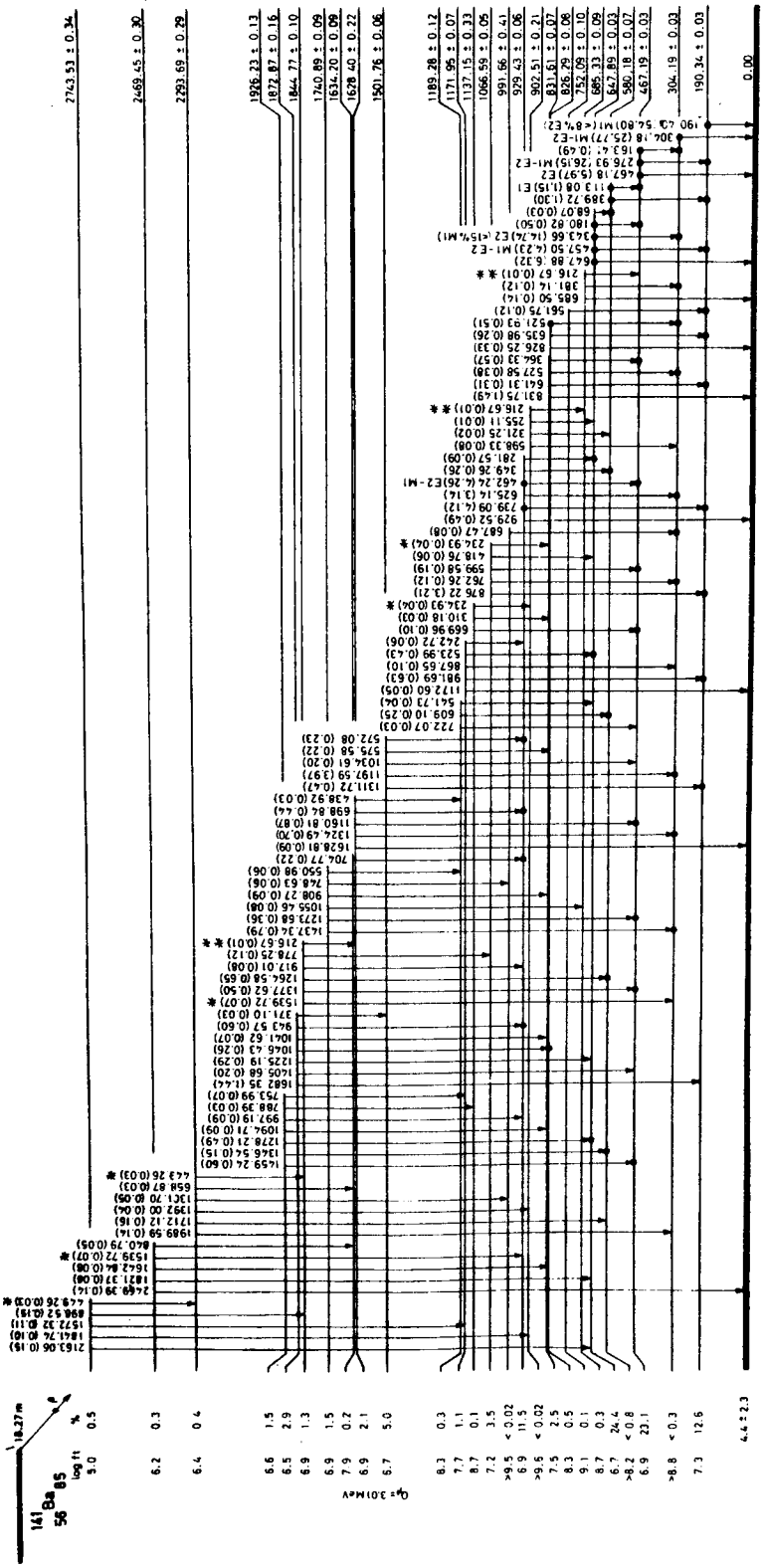


Fig. IV.5.1 Esquema de niveles del ^{141}La.

P A R T E B

F I S I C A T E O R I C A

V. ESTRUCTURA NUCLEAR

V.1. Anomalías en el Momento de Inercia de Apareamiento Durante Transiciones de Fase en Forma.

R.P.J.Perazzo y S.L.Reich.

Recientemente[1,2] se ha invertido un considerable esfuerzo tratando de entender los detalles de las transiciones de fase que pueden inducirse por un momento angular suficientemente grande (inflexión en las bandas rotacionales). Aprovechando el paralelismo que puede establecerse entre las descripciones colectivas de los grados de libertad cuadripolares y de apareamiento se pueden definir empíricamente una velocidad angular de "gauge" y un momento de inercia como:

$$\omega_p(M) = \frac{E_{M+\Delta M} - E_M}{\Delta M} \quad ; \quad \frac{2J_p(H)}{\hbar^2} = \frac{2(M-M_o) + 1}{E_{M+1} - E_M} \tag{1}$$

donde M es el número de pares (la capa cerrada está llena con M_o pares) y E_M se define en términos de la energía de ligadura experimental B_e^{exp} como:

$$E_{M-M_o} = - B_e^{exp}(A) + B_e^{exp}(A_o) - \alpha(M-M_o) \tag{2}$$

El parámetro α se determina con la condición $E_1=E_{-1}$. Las diferencias empíricas de ω_p y J_p se usaron para graficar varias bandas de apareamiento (Fig.V.1.1). Los isótopos del Sn fueron elegidos como un buen ejemplo de una banda rotacional mientras que los isótopos del Pb fueron tomados como un buen ejemplo de bandas vibracionales. Estas dos características se ven fielmente reproducidas por los gráficos J_p vs ω_{p^2}, aparte de algunos comportamientos anómalos de la rama de remoción del Pb. Este comportamiento es, por otra parte, consistente con los valores irregulares de ciertas secciones eficaces de reacciones del tipo (t,p). La banda de los Sm, Nd, y Gd presentan el equivalente de apareamiento del efecto Mottelson-Valatin. La inflexión típica de las bandas rotacionales aparece aquí cuando tiene lugar una transición de fase en la forma.

Este efecto puede interpretarse fenomenológicamente en términos de la hibridización de dos bandas, una esférica y la otra deformada. Un cálculo siguiendo esta idea fue realizado para el caso del Sm suponiendo

$$E_{sph}(M) = AM^2 + BM \qquad y \qquad E_{def} = A'M^2 + B'M+C'$$

acoplada a través de un término -DM. Los parámetros libres A, B, A', B', C' y D se ajustaron minimizando el χ^2. Los resultados están en la Tabla V.1.1.

Una versión más completa de este trabajo ha sido publicada[3].

---

1 A.Johnson y Szymansky, Phys. Rev. C7 (1973)181.

2 R.Sorensen, Rev.Mod.Phys. 45(1973)896.

3 R.P.J.Perazzo y S.L.Reich, Phys.Lett. 55B(1975)354.

4 T.Takemasa, M.Sakagami y M.Sato, Phys.Lett. 37(1971)473.

Tabla V.1.1

M	A	energ.del niv.fund. Teor.	exp.	energía exc. teor.	exp.	$u^{a)}$ este calc.	v	$u^{a)}$ ref.4	v
0	144	0.0	0.0	2.835	-	1.000	0.000	-	-
1	146	2.231	1.909	4.180	-	0.999	0.034	-	-
2	148	4.830	4.491	6.084	5.491	0.994	0.108	1.0	0.0
3	150	7.717	7.728	8.627	8.982	0.962	0.274	0.92	0.34
4	152	10.824	10.964	11.876	12.055	0.412	0.911	0.37	0.91
5	154	14.281	14.213	15.703	15.431	0.314	0.950	0.0	1.0
6	156	18.193	18.258	20.001	-	0.279	0.960	-	-

a) La función de onda del estado fundamental es $\psi_{gs} = u|\text{sph}\rangle + v|\text{def}\rangle$.

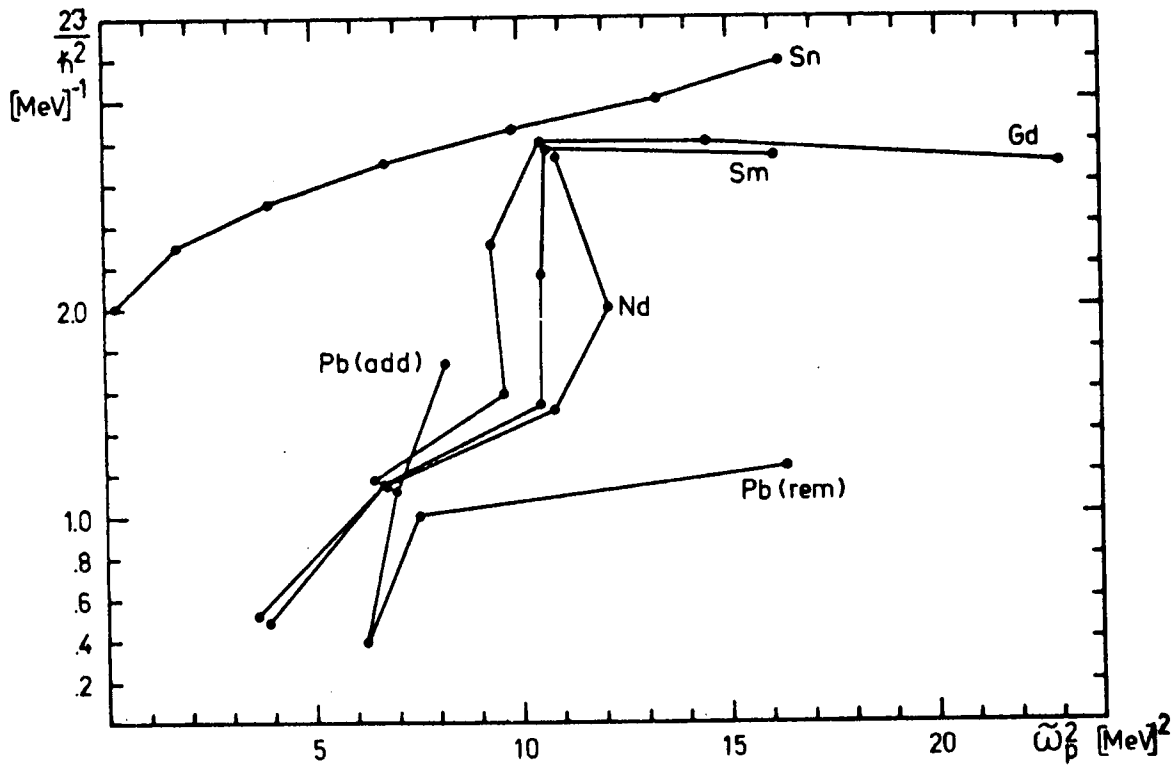


Fig. V.1.1 El momento de inercia de apareamiento J_p como función de $\tilde{\omega}_p^2$ para diversas bandas. El término lineal es el definido en el texto, excepto para la banda del Gd, porque Be(^{144}Gd) y Be(^{146}Gd) no son conocidos. En este caso el valor de α se extrapoló de los valores conocidos $\alpha(Z)$; $56 \leq Z \leq 62$.

V.2. Relación entre las Deformaciones de Apareamiento y Cuadrupolar en Núcleos.

E.S.Hernández, R.P.J.Perazzo y A.Plastino*.

Los sistemas de Fermi finitos, como los que aparecen en Física Nuclear permiten un análisis detallado de la interrelación entre las deformaciones de apareamiento y cuadrupolar, así como de las transiciones de fase asociadas con estos grados de libertad. El objeto de este trabajo es discutir algunos de estos efectos en el marco de un modelo esquemático que permita investigar los roles de las fuerzas de largo y corto rango (partícula-agujero y partícula-partícula) en las proximidades de una transición de fase.

El modelo consta de dos niveles de partícula independiente (p.i.) con la misma degeneración $\Omega(=j+1/2)$ y el mismo impulso angular ℓ[1]. Hay 2Ω nucleones idénticos que interactúan a través de una fuerza de apareamiento más cuadrupolar[2] (A+C). Se pueden estudiar las propiedades del estado fundamental de este sistema desde varios puntos de vista. El caso más simple es el de un cálculo de Nilsson más BCS (NBCS)[2]. Un tratamiento más sofisticado, que correspondería a una mejor elección de la base de p.i., involucraría en un cálculo de Hartree-Fock más BCS (HFBCS)[3]. Pero indudablemente, la aproximación más correcta, que consideraría en un pie de igualdad ambas componentes de la interacción, sería proporcionado por el formalismo de Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB)[4].

Estudiaremos las propiedades de los observables estáticos de este sistema de muchos cuerpos, tales como el potencial de pairing ("gap") Δ y el momento cuadrupolar $\langle Q \rangle$. Examinando Δ como función de κ (Fig.V.2.1) (en unidades de κ_c^o se observa que un tratamiento autoconsistente que considera las componentes de corto y largo rango de la interacción en pie de igualdad produce una notable prevalencia de los efectos cuadrupolares, disminuyendo Δ considerablemente con respecto a su valor BCS. Hay una oscilación en Δ alrededor del valor crítico $\kappa=\kappa_c^o$, en correspondencia con el pronunciado pico en $\langle Q \rangle$ (Fig.V.2.2). También se puede advertir que un tratamiento completamente autoconsistente de la interacción (HFB) convierte una transición de fase brusca, como la que ocurre en NBCS o HFBCS, en una transición suave. Más aún, encontramos que la autoconsistencia favorece la deformación. Es interesante mencionar que los picos en Δ y $\langle Q \rangle$ dan cuenta de un descenso drástico en la energía del estado fundamental, que es prácticamente "energía de deformación". Se puede extraer como conclusión que, en la región de transición de fase, el juego de las dos fuerzas se resuelve a favor de la de largo rango, ya que Δ cae casi al valor cero.

El comportamiento de Δ en función de $G/G_c^o=G_c(\kappa=0))^5$ puede verse en la Fig. V.2.3. Se observa que una descripción HFB proporciona una transición suave y que para $G\ G_c^o$ el valor absoluto de Δ es menor que el valor BCS. La ausencia de una subida brusca en Δ invalidaría, por lo tanto, el concepto de una constante de fuerza crítica dentro del esquema HFB. Si se analiza $\langle Q \rangle$ (Fig. V.2.4) se puede afirmar nuevamente que la autoconsistencia favorece la deformación y tiende a eliminar las discontinuidades que aparecen al hacer $G=G_c(\kappa)$. La clásica competencia entre deformación cuadrupolar y de apareamiento se refleja en el hecho de que todas las curvas en Fig. V.2.4 se aproximan a cero al crecer G.

Creemos que con estos resultados se ha revelado claramente la importancia de un tratamiento autoconsistente de la interacción para obtener un comportamiento suave de los momentos estáticos del sistema de nucleones.

---

* Departamento de Física, Universidad Nacional de La Plata, La Plata, Provincia de Buenos Aires, Argentina.

1 J.Hoegaasen-Feldman, Nucl.Phys. 28(1961)258.

2 D.R.Bes y R.A.Sorensen, Advances in Nuclear Physics, Vol.2, (Plenum Press, New York, 1969).

3 G.Ripka, Advances in Nucl.Phys. Vol.1, (Plenum Press, New York, 1966).

4 M.Baranger, Phys.Rev. 122(1961)992.

5 S.T.Belyaev, Mat.Fys.Medd,Dan.,Vid,Selsk. 31(1959) No.11.

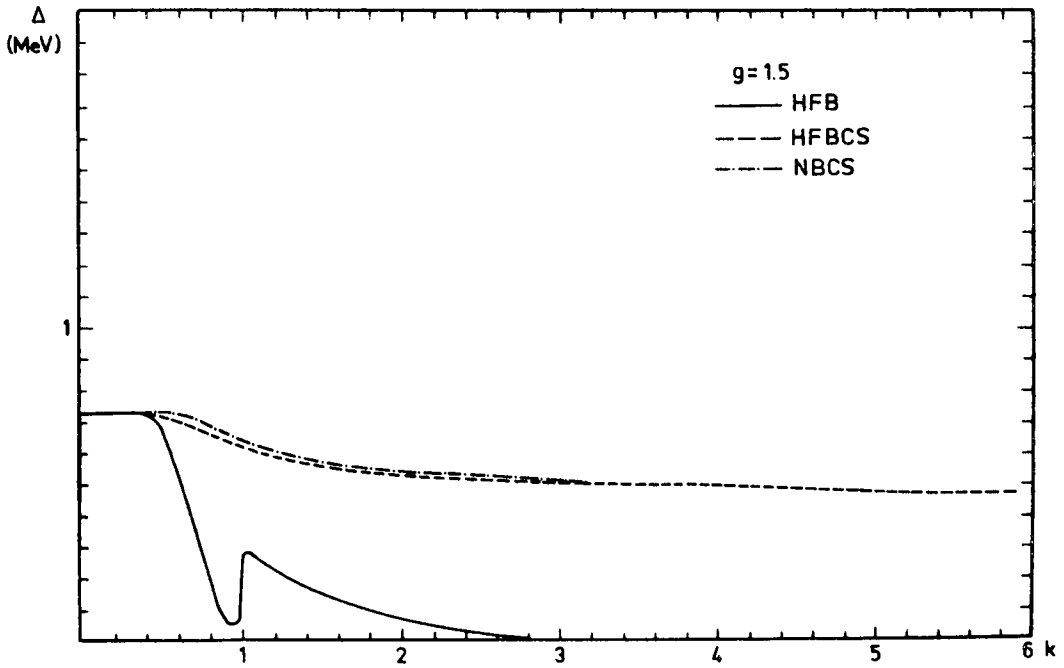


Fig. V.2.1 Valor absoluto (en MeV) del momento de apareamiento ("gap") Δ, como función de la fuerza de acoplamiento cuadrupolar $k=\kappa/\kappa_c^o$. La fuerza de apareamiento $g=G/G_c^o$ se consideró constante e igual a 1.5. Las unidades κ_c^o y G_c^o son las intensidades críticas cuadrupolar y de apareamiento respectivamente, obtenidas para cada fuerza en ausencia de la otra.

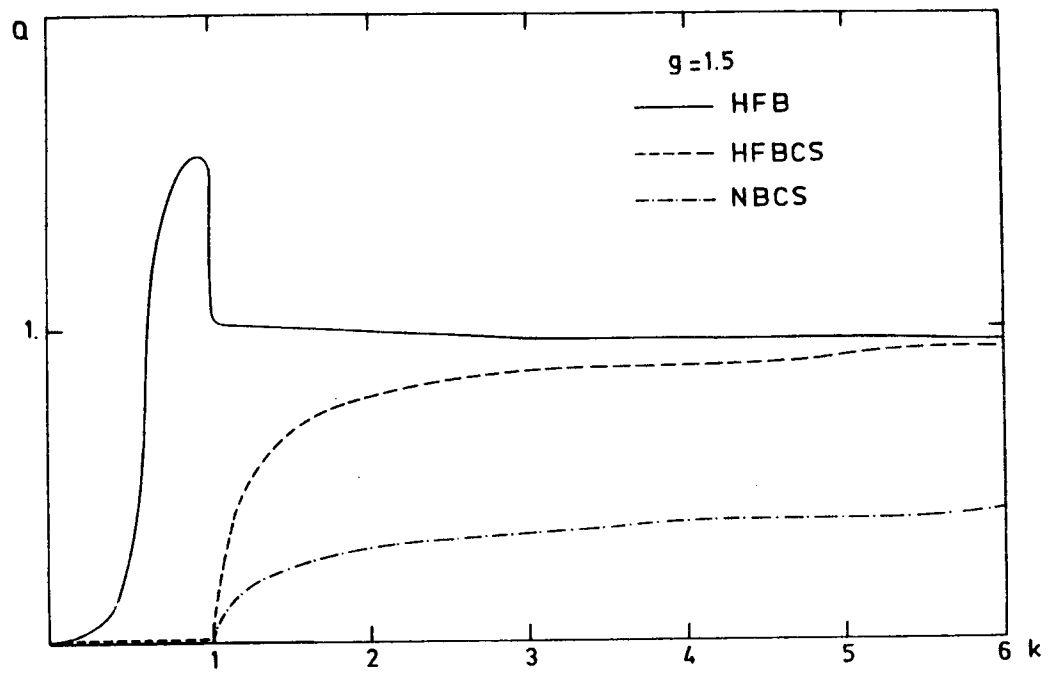


Fig. V.2.2 Idem que la figura anterior pero para el valor absoluto del momento cuadrupolar (en unidades arbitrarias).

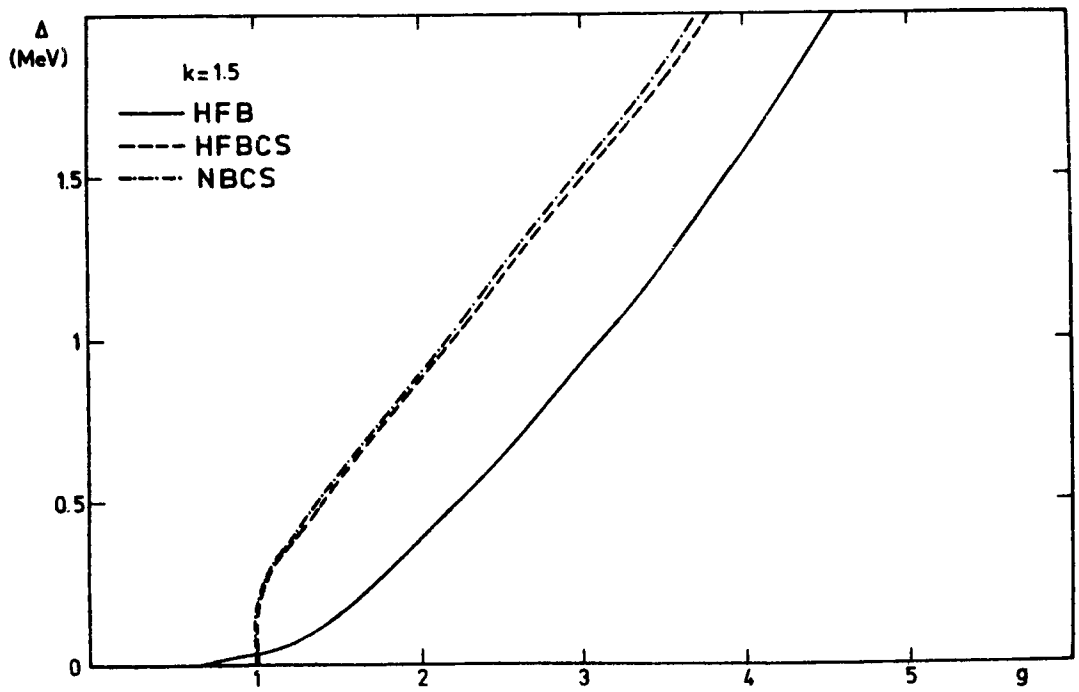


Fig. V.2.3 Valor absoluto del momento de apareamiento Δ (en MeV) como función de la intensidad de la fuerza de apareamiento $g=G/G_c^o$. La constante cuadrupolar $k=\kappa/\kappa_c^o$ se tomó constante e igual a 1.5.

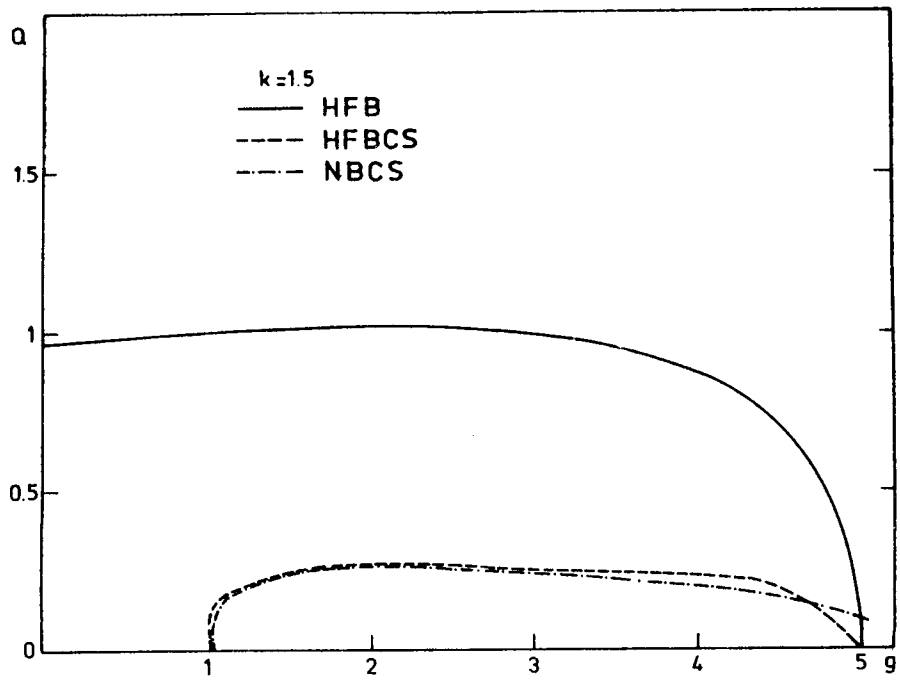


Fig. V.2.4 Idem que la figura anterior pero para el valor absoluto de <Q> (en unidades arbitrarias).

V.3. Propiedades de los Estados de Partícula Independiente en la Región del ^{208}Pb.

S.L.Reich, H.M.Sofía y D.R.Bes.

Las propiedades de los estados de partícula independiente del ^{207,209}Pb, ^{207}Tl y del ^{209}Bi se obtuvieron restando de los valores experimentales los efectos asociados con los fonones multipolares de apareamiento y de partícula-agujero.

La diferencia entre este cálculo y uno realizado anteriormente, reside en el hecho de que incluímos los efectos asociados con la fuerza de apareamiento. Sin embargo aquellos efectos asociados con el contínuo no se toman explicitamente en cuenta, puesto que se han usado funciones de onda de oscilador armónico.

El Hamiltoniano de interacción depende linealmente tanto de los valores colectivos de apareamiento como de los de partícula-agujero. Se han incluído todos los posibles ordenamientos temporales de los vértices que aparecen diagramáticamente en teoría de perturbaciones hasta segundo orden[2]. Esta interacción toma en cuenta las violaciones al principio de Pauli y los efectos espúreos asociados con la sobrecompletitud de la base.

El Hamiltoniano se escribe de la siguiente forma:

$$H_{int} = - \sum_{\alpha,\lambda} \lambda(\alpha,\lambda) \left| \Gamma^{+}(\alpha,\lambda) + (-)^{\lambda} \Gamma(-\alpha,\lambda) \right| Q^{+}(\alpha,\lambda)$$

donde $\Gamma^{+}(\alpha,\lambda)$ crea un bosón (α=0 implica un fonón partícula-agujero y α=±2 fonones de apareamiento) y $Q(\alpha,\lambda)$ son los operadores 2^{λ} polares conectados con los campos de apareamiento y partícula-agujero. Las constantes de acoplamiento $\Lambda(\alpha,\lambda)$ se obtienen a partir de las frecuencias bosónicas y de las energías de partícula independiente a través de las relaciones de la RPA.

Al orden más bajo las correcciones a las energías de partícula independiente están dados por los gráficos de la Fig. V.3.1.

Fue realizado un ajuste por cuadrados mínimos de las energías de excitación relativas utilizando la rutina MINUIT. Las diferencias de energías "desnudas" fueron usadas como variables de minimización, tomando como datos los estados experimentales de partícula independiente además de los fonones colectivos que aparecen en la parte de menor energía del espectro del ^{208}Pb.

Hemos estudiado las modificaciones de los estados de partícula independiente producidas por mezclas en los estados colectivos de paridad normal. La proporción de la mezcla fue controlada calculando el decrecimiento de la sección eficaz en reacciones de transferencia de una partícula y estudiando las transiciones electromagnéticas entre estos estados.

Un análisis más detallado de este trabajo puede encontrarse en la ref. 3.

---

[1] I.Hamamoto, Nucl.Phys. A205(1973)225.

[2] B.R.Mottelson, Suppl.J.Phys.Soc.Jap. 24(1968)87.

[3] S.L.Reich, H.M.Sofía y D.R.Bes, Nucl.Phys. A233(1974)105.

V.4. Teoría Nuclear de Campos.

Parte del esfuerzo de la División de Física Teórica estuvo dedicado al establecimiento de una teoría del acoplamiento de vibraciones con partículas o la teoría nuclear de campos.

Los modos elementales de excitación de los núcleos están constituídos parcialmente por excitaciones colectivas (de tipo bosónico, asociadas con pares de fermiones) así como por excitaciones simples de fermiones como las descriptas aproximadamente por los modelos de partícula independiente.

Ambos modos de excitación están originados en los grados de libertad fermiónicos y por lo tanto no son independientes. Uno se encuentra entonces con el problema de explorar las consecuencias del principio de Pauli asociado con la identidad de los nucleones que aparecen en los modos de partícula y colectivo así como las características resultantes de la no ortogonalidad de las excitaciones elementales.

En 1952 Bohr[1] sugirió una estructura fenomenológica para el Hamiltoniano de acoplamiento entre ambos tipos de excitaciones, siendo este del tipo lineal y que conserva el número de partículas o agujeros, como se muestra en la Fig. 5.4. 1(a). En 1968 Mottelson[2] mostró que era necesario introducir también los términos de acoplamiento mostrados en la Fig. V.4.1(b) para tratar correctamente el principio de Pauli, al menos en el orden más bajo de teoría de perturbaciones.

Fig. V.4.1

Preguntas importantes relacionadas con este método permanecían sin embargo sin contestación, por ejemplo si el principio de Pauli era tenido en cuenta en orden más alto que el primero, qué parte de la interacción de dos cuerpos se había tenido en cuenta, si era necesario introducir un acoplamiento no-lineal con las coordenadas del fonón, etc. Para poder contestar estas preguntas, el acoplamiento de partículas y vibraciones se aplicó a modelos simples pero significativos. En cada caso existía un Hamiltoniano puramente fermiónico H y un Hamiltoniano de campo H_f

$$H = H_{sp} + H_{tb}$$

$$H_f = H'_{sp} + H'_{tb} + H_b + H_{pv}$$

c) Las líneas internas de los diagramas están, sin embargo, restringidas por la exclusión de diagramas en los cuales un par de partícula agujero es creado y subsecuentemente destruído, sin haber participado en interacciones.
d) La energía de las partículas desacopladas están dadas por las energías de H.F. y las correspondientes a los fonones por las soluciones de la R.P.A., y las contribuciones de los diagramas permitidos son evaluados con las reglas usuales de la teoría de perturbaciones.

Una versión más extensa de este trabajo se puede ver Physics Letters 52B(1974)253.

V.4.2. Tratamiento Simultáneo de Campos de Apareamiento y de Superficie.
D.R.Bes, R.A.Broglia*, G.G.Dussel y R.J.Liotta.

El tratamiento de campos nucleares fue aplicado cuando tanto los campos nucleares de apareamiento como los de superficie están presentes. Se evaluó en particular la amplitud para la excitación inelástica de superficie correspondiente a la transición entre a) un estado de partícula y un estado de partícula-fonón monopolar de superficie y b) entre el estado de partícula y un estado agujero-fonón de apareamiento. Se obtuvo acuerdo entre el tratamiento de campo y un cálculo fermiónico. Una versión más extensa de este trabajo se puede ver en Physics Letters 56B(1975)109.

V.4.3. Normalización de Estados en Teorías de Perturbaciones.
D.R.Bes, G.G.Dussel y H.M.Sofía.

Dado que la normalización de estados perturbados es necesaria para el cálculo de elementos de matriz de transición, se desarrolló un método simple de normalización para distintas teorías de perturbaciones. En el tratamiento de Rayleigh-Schroedinger, el cuadrado del coeficiente de normalización es simplemente la derivada de la energía con respecto a la energía no perturbada. En los métodos de Brillouin-Wigner y de Bloch-Horowitz también se pudo establecer relaciones entre los coeficientes de normalización y las derivadas de la energía. Como consecuencia de esto, el desarrollo diagramático perturbativo de la norma de un estado es el mismo que el correspondiente desarrollo de la energía, excepto por cambios simples en la evaluación de los denominadores de energía.

V.4.4. La Teoría Nuclear de Campos Aplicada a Algunos Modelos Solubles Exactamente.

D.R.Bes, R.A.Broglia*, G.G.Dussel, R.J.Liotta y H.M.Sofía.

La teoría nuclear de campos se aplicó a algunos modelos simples, pero físicamente significativos, que son exactamente solubles en el tratamiento fermiónico y de campo. Ambos métodos dan resultados idénticos si se realizan los cálculos a todo orden de teoría de perturbaciones.

El primer modelo utilizado consistió en excitaciones de partícula agujero degeneradas y una interacción monopolar de partícula-agujero. Se realizó una detallada discusión para sistemas impares de cómo las correcciones de Pauli se van teniendo en cuenta. Estas correcciones afectan no sólo a las energías, sino también las probabilidades de transición y las normas de los estados. Removiendo parcialmente algunas degeneraciones del modelo se mostró que el acuerdo obtenido no depende de la degeneración.

El conjunto de estados base es también sobrecompleto, dado que se incluyen los grados de libertad de partícula y colectivos. Aún los estados propios (a los cuales el estado inicial y final se encuentran restringidos) son demasiados en comparación con los estados del tratamiento fermiónico. Un ejemplo de ésta situación se discute en detalle para el caso de dos excitaciones no degeneradas de partícula agujero, donde hay dos estados de partícula-fonón propios cuando la partícula se encuentra en un estado fijo, mientras que solamente hay un estado antisimetrizado de dos partículas-un agujero.

Uno de los estados obtenidos en el tratamiento de campos tiene todas las propiedades correctas mientras que todos los elementos de matriz que pueblan al segundo estado son nulos. De esta forma el tratamiento de campo corrige la sobrecompletitud de la base. Esta sobrecompletitud es aumentada cuando se incluyen los fonones de apareamiento. Sin embargo, el tratamiento de campo reproduce los resultados exactos también en este caso.

V.4.5. Aplicación de la Teoría Nuclear de Campos a Interacciones Monopolares que Incluyen todos los Vértices de una Interacción General.

D.R.Bes, R.A.Broglia*, G.G.Dussel, R.J.Liotta y H.M.Sofía.

Se aplicó el tratamiento de campos a interacciones monopolares de apareamiento y de partícula-agujero en un modelo de dos niveles con degeneración 2Ω. Las interacciones usadas incluían no sólo vértices tipo TDA y RPA, sino tam-

bién vértices de scattering, y por lo tanto el problema planteado tiene la mayoría de las complejidades de los núcleos reales. Sin embargo, el modelo es suficientemente simple como para permitir una comparación analítica entre la expansión basada en la teoría de campos y los resultados de un tratamiento puramente fermiónico de la interacción residual. Se compararon magnitudes obtenidas algebraícamente. A pesar de la no-existencia de soluciones cerradas, esto es posible en este caso, debido a que hay solamente dos parámetros adimensionales en el modelo, que elegimos como $1/\Omega$ y el cociente $x=\eta\Omega/\varepsilon$, donde η es proporcional a la magnitud de la interacción residual y ε es la separación entre los dos niveles. Cualquier cantidad física $\underline{Y}$ se puede obtener como

$$Y = \Sigma\, a_{n,m}\, x^n \Omega^{-m}$$

Un tratamiento perturbativo fermiónico corresponde a un desarrollo en potencias de $\underline{x}$ mientras que en el tratamiento de campos cada gráfico contribuye a un dado orden en Ω^{-1}. En particular, la RPA es exacta en el límite de degeneración infinita y por lo tanto da todos los coeficientes $a_{n,0}$ (para n arbitrario).

Encontramos que ambos tratamientos coincidían para las energías del estado fundamental, estados de un fonón y estados de partícula-fonón así como el scattering inelástico y transferencias de dos partículas en sistemas pares por lo menos hasta el órden Ω^{-2}.

Se trató el problema de interacciones no separables incluyendo las componentes de intercambio de la fuerza en la construcción del fonón. En este caso es necesario utilizar una regla suplementaria: si en un diagrama dado hay una línea fermiónica en paralelo con una línea bosónica de partícula-agujero, hay que sustraer otro diagrama en el cual el fonón es reemplazado por un par de líneas no interactuantes de partícula-agujero.

Un cálculo que incluye todas las correcciones de Ω^{-1} es realizable para núcleos reales, tanto para fuerzas esquemáticas como para fuerzas realistas. Las degeneraciones del modelo de capa en los núcleos son probablemente suficientemente grandes como para que las correcciones de orden Ω^{-1} sean satisfactorias. Por otro lado, el número y la complejidad de los diagramas que aparecen en cálculos de órden Ω^{-2} son muy grandes y tales cálculos probablemente se harán sólo en casos muy específicos.

V.4.6. Tratamiento de Campos de una Interacción General de Dos Cuerpos.

D.R.Bes, R.A.Broglia*, G.G.Dussel, R.J.Liotta y R.P.J.Perazzo.

Se mostró que existe una correspondencia holomórfica entre los diagramas de Feynman correspondientes a un Hamiltoniano puramente fermiónico y los correspondientes al Hamiltoniano de la teoría de campos. El subconjunto de diagramas que difieren solamente en una particular sección y tal que esa sección representa la apropagación de un par de partícula-agujero es reemplazado en el tratamiento de teoría de campos por tres diagramas. Los dos diagramas correspondientes a los propagadores de orden cero y uno permanecen como en el caso fermiónico y un diagrama conteniendo el bosón reemplaza a los restantes elementos del subconjunto.

El Hamiltoniano fermiónico y el de campos dan idénticos resultados para el propagador de dos partículas si se calculan adecuadamente la frecuencia del fonón y los vértices de acoplamiento partícula-fonón. La RPA es la forma más conveniente (aunque no la más general) de obtener estas cantidades. Se realizaron consideraciones similares para los vértices correspondientes a operadores externos de un cuerpo.

El Hamiltoniano de campos trata los grados de libertad fermiónicos y bosónicos en pie de igualdad. Las autofunciones producto correspondientes al Hamiltoniano de orden cero constituyen una base adecuada para el problema de muchos cuerpos, dado que toma en cuenta una parte importante de la interacción residual. El desarrollo diagramática de los términos residuales constituye una forma sistemática de corregir los diferentes errores introducidos en la base: violaciones del principio de Pauli, sobrecompletitud de la base, efectos de la interacción de dos cuerpos que no fueron incluídos en las autofunciones de orden cero, etc.

---

* Niels Bohr Institute, University of Copenhage,Denmark y Physics Department State University of New York at Stonny Brook.

** Niels Bohr Institute, University of Copenhage, Denmark.

† NORDITA, Copenhage, Denmark.

VI. REACCIONES NUCLEARES

VI.1. Reacciones de "Stripping" de Dos Nucleones que Pueblan Multipletes Isobáricos.

O.Dragún, D.R.Bes y E.E.Maqueda.

Las reacciones de transferencia de dos nucleones que terminan en miembros de multipletes isobáricos han sido objeto de estudios detallados, en particular en la región $40 \leq A \leq 56$ (ref. 1). A causa de la invariancia ante rotaciones en el espacio de isoespín, las secciones eficaces de las reacciones (t,p), (τ,p) y (τ,n) que pueblan estados pertenecientes al mismo multiplete, deberán estar relacionadas por consideraciones geométricas. El hecho de que estas relaciones no se cumplen cuando se hace un tratamiento usual de ondas distorsionadas (DWBA)[1] y de que la conservación de isoespín es una simetría nuclear básica, nos sugiere que existen dificultades con dicho tratamiento usual.

En nuestro tratamiento hemos usado funciones de onda con isoespín definido, en lugar de la base acostumbrada donde está bien definida la carga. En esta última base el potencial de Coulomb es diagonal y el potencial isovector ("potencial de Lane") acopla los diferentes canales y es este acoplamiento el que generalmente no es tomado en cuenta. En la representación en la cual el isoespín total del canal es un buen número cuántico, el término de Lane es diagonal. Los términos de acoplamiento en este caso resultan proporcionales a $\{\Delta E_c - V_c^{(-)}(r)\}$ (la diferencia entre la energía de los estados análogos en el blanco y el proyectil menos el potencial de Coulomb de una carga negativa unitaria. Hay una importante disminución de esta cantidad en el interior nuclear[2] y en nuestro tratamiento se desprecian todos los términos proporcionales al mismo.

En el tratamiento usual con carga definida se desprecian componentes del potencial de Lane que son importantes en la zona de la superficie nuclear. En nuestro tratamiento se desprecia una cantidad que es pequeña dentro del núcleo pero que puede tener valores significativos entre los radios nuclear y de empalme. Se está realizando un cálculo de acoplamiento de canales (CCBA) para decidir acerca de la bondad de las diferentes aproximaciones.

Tablas VI.1.1 y VI.1.2 contienen un sumario de los resultados de nuestro análisis. Los símbolos r_n, r_p y r indican, respectivamente

$$r_n = \frac{d\sigma(\tau,n)}{d\sigma(t,p)} \quad ; \quad r_p = \frac{d\sigma(\tau,p)}{d\sigma(t,p)} \quad ; \quad r = \frac{d\sigma(\tau,n)}{d\sigma(\tau,p)} \quad .$$

Los cocientes entre los valores experimentales y DW de los r's definidos anterior-

mente deben ser iguales a 1 si el concepto de estado análogo tiene validez. El cociente r_p^{EXP}/r_p^{DW} tiene un valor promedio de 1.18±0.28 mientras que r_n^{EXP}/r_n^{DW} tiene un promedio de 1.14±0.34 y r^{EXP}/r^{DW} resulta 1.3±0.5, todos ellos compatibles con la unidad.

Los potenciales del modelo óptico usados en nuestro análisis así como las referencias para los datos experimentales se dan en un artículo a aparecer en Nuclear Physics.

---

1 J.D.Garrett y O.Hansen, Nuclear Physics, A212(1973)600.

2 D.Robson, Phys.Rev. 137(1965)B535.

B.Bayman, Proc.Int.School of Physics "Enrico Fermi", Course XL, 1967, Academic Press, New York (1969), p.380.

Tabla VI.1.1

Multiplete Isobárico			Config. Factor Forma	$d\sigma_{c.m}^{EXP}/d\Omega(\Theta)$ en mb/sr			r_n^{DW}	r_p^{DW}	$\frac{r_n^{EXP}}{r_n^{DW}}$	$\frac{r_p^{EXP}}{r_p^{DW}}$
B	T_b			τ,n	τ,p	t,p				
42	1	Ti(0.0)/Sc(0.0)/Ca(0.0)	$f_{7/2}$	3.2	0.93	2.94	0.87	0.32	1.2	1.0
44	2	Ti(9.4)/Sc(2.8)/Ca(0.0)	$f_{7/2}$	0.61	0.90	4.98	0.15	0.23	0.8	0.8
46	3	Ti(14.3)/Sc(5.0)/Ca(0.0)	$f_{7/2}$	0.18	0.64	3.98	0.048	0.13	0.9	1.3
48	2	Cr(8.8)/V(3.0)/Ti(0.0)	$f_{7/2}$	0.54	0.53	1.10	0.40	0.52	1.2	0.9
50	5	Sc(11.2)/Ca(0.0)	$P_{3/2}$		0.3	3.42		0.056		1.6
50	3	V(4.8)/Ti(0.0)	$f_{7/2}$		0.35	0.96		0.38		1.0
50	3	V(8.6)/Ti(3.9)	$P_{3/2}$		0.57	1.24		0.38		1.2
52	4	V(8.8)/Ti(0.0)	$P_{3/2}$		0.61	2.38		0.25		1.0
52	2	Fe(8.5)/Mn(2.9)/Cr(0.0)	$f_{7/2}$	0.23	0.42	0.57	0.42	0.66	1.0	1.1
52	2	Fe(11.1)/Mn(5.5)/Cr(2.7)	$P_{3/2}$	0.21	0.60	0.57	0.40	0.69	1.0	1.5
54	3	Mn(6.1)/Cr(0.0)	$P_{3/2}$		0.97	1.44		0.42		1.6
56	2	Ni(9.9)/Co(3.6)/Fe(0.0)	$P_{3/2}$	0.94	0.60	1.12	0.44	0.69	1.9	0.8
58	3	Co(5.7)/Fe(0.0)	$P_{3/2}$		0.96	1.7		0.37		1.5

Tabla VI.1.2

Doblete Isobárico			Config. Factor Forma	$d\sigma_{cm}^{EXP}/d\Omega(\Theta)$ en mb/sr		r^{DW}	$\frac{r^{EXP}}{r^{DW}}$
B	T_b			(τ,n)	(τ,p)		
50	4	Ti(16.6)/Sc(3.1)	$p_{3/2}$	0.41	0.3	0.87	1.6
54	2	Fe(10.7)/Mn (2.1)	$p_{3/2}$	0.36	0.56	1.00	0.6
56	1	Ni(7.9)/Co(1.4)	$p_{3/2}$	1.43	0.34	2.44	1.7

VI.2. Análisis con Canales Acoplados de las Reacciones (d,^{6}Li).

A.M.J.Ferrero y E.E.Maqueda.

La influencia del acoplamiento de canales (CCBA) ha sido estudiada analizando la reacción ^{24}Mg(d,^{6}Li)^{20}Ne, cuyos datos experimentales son conocidos[1]. Se utilizó el código MARS[2], del que fueron eliminados algunos errores.

Los factores de forma correspondientes a las 4 partículas transferidas, fueron calculados[3] utilizando funciones de onda del esquema SU(3) o del modelo de Nilsson.

En el canal de entrada se efectuaron cálculos acoplando los estados 0^{+}(g.s.), 2^{+}(1.37 MeV) y 4^{+}(4.12 MeV) del ^{24}Mg. Para las deformaciones cuadrupolares y hexadecapolares se adoptaron[4] los valores β_2=0.39 y β_4=0.

En el canal de salida se acoplaron los estados 0^{+}(g.s.), 2^{+}(1,63 MeV), 4^{+}(4.25 MeV), 2^{-}(4.97 MeV), 3^{-}(5.62 MeV) y 6^{+}(8.77 MeV) del ^{20}Ne, tomando alternativamente los conjuntos 0^{+}-2^{+}-2^{-}-3^{-} ó 0^{+}-2^{+}-4^{+}-6^{+}, los valores de β_2 y β_4 fueron variados en los rangos β_2=0.14-0.35 y β_4=0.03-0.09 y estudiada su influencia sobre las distribuciones angulares correspondientes a los estados 0^{+}, 2^{+}, 4^{+}. Para el acoplamiento de la banda basada en la vibración octupolar se hizo una variación equivalente del parámetro β_3 entre los valores β_3=0.17 y β_3=0.17.

En el caso de proyectiles extensos, como el Litio, los resultados para las deformaciones obtenidas mediante CCBA son fuertemente dependientes de los parámetros del modelo óptico[1] que se usen y valen para el conjunto particular elegido.

Los resultados[5] indican que en CCBA las formas de las distribuciones angulares correspondientes a estados excitados dependen mucho de los valores de β_λ. Para β_2=0.20, β_4=0.09 y β_3=0.08 se obtienen ajustes razonables de las distribuciones angulares experimentales para los estados 0^{+}, 2^{+}, 4^{+} y 3^{-} del ^{20}Ne. Las intensidades relativas, para el caso del modelo de Nilsson, deben ser multiplicadas por factores 1, 3, 1 y 0.6 respectivamente para que coincidan con las medidas.

La aproximación de Born de ondas distorsionadas (DWBA) establece que el estado de "paridad no-natural" 2^{-} no podría ser poblado en la reacción directa (d,^{6}Li). En el presente cálculo CCBA se logra una sección eficaz no nula aunque todavía 7 veces inferior a los valores experimentales.

---

[1] J.R.Comfort, W.J.Braithwaite, J.R.Duray, H.T.Fortune, W.J.Courtney y H.G.Binghan, Phys.Lett. 40B(1972)456 y Comunicación Personal.

[2] T.Tamura, D.R.Bes, R.A.Broglia y S.Landowne, Phys.Rev.Lett. 25(1970)1507.
[3] O.Dragún, G.G.Dussel, E.E.Maqueda y R.P.J.Perazzo, Nucl.Phys. A167(1971)529.
[4] H.Rebel, G.W.Schweimer, G.Schatz, J.Specht, R.Löhken, G.Hanser, D.Habs y H.Klewe-Nebenius, Nucl. Phys. A182(1972)145.
[5] A.M.J.Ferrero, Tesis, Universidad de Buenos Aires, 1975.

VI.3. Factores de Forma para Transferencia de Cuatro Nucleones entre Iones Pesados.

R.J.Liotta y R.P.J.Perazzo.

La reacción que se considera es:

$$a_1+c_2 = (c_1+4n) + c_2 \rightarrow (c_2+4n) + c_1 = a_2+c_1$$

$$4n = 2 \text{ prot.} + 2 \text{ neut.}$$

la expresión para el factor de forma que fue programada es la siguiente:

$$g(J'M',JM,c_1a_2,a_1c_2,r)=A\sqrt{4\pi}\sum_{\substack{1\,2\,3\,4\\1'2'3'4'}}\sum_{\substack{J_{12}\\J'_{12}}}\sum_{\substack{J_{34}\\J'_{34}}}\sum_{c_1c_2}\times$$

$$\times B^{*}_{a_2}(I_{a_2},c_2I_{c_2},j'_1j'_2j'_3j'_4J'_{12}J'_{34}J'M')\;B_{a_1}(I_{a_1},c_1I_{c_1},j_1j_2j_3j_4J_{12}J_{34}JM)\times$$

$$\times(-1)^{j_1+j_2+j_3+j_4}\left(1+(-1)^{\sigma_{12}+\sigma_{1'2'}}+(-1)^{\sigma_{34}+\sigma_{3'4'}}+(-1)^{\sigma_{12}+\sigma_{34}+\sigma_{1'2'}+\sigma_{3'4'}}\right)\times$$

$$\times\hat{j}'_1\hat{j}'_2\hat{j}'_3\hat{j}'_4\hat{j}_1\hat{j}_2\hat{j}_3\hat{j}_4\hat{J}'_{12}\hat{J}'_{34}\hat{J}_{12}\hat{J}_{34}\sum_{\substack{K_1K_2\\K_3K_4}}S(K_1\ell_1\ell'_1)S(K_2\ell_2\ell'_2)S(K_3\ell_3\ell'_3)S(K_4\ell_4\ell'_4)\times$$

$$\begin{pmatrix} j_1 & j'_1 & K_1\\ -1/2 & 1/2 & 0\end{pmatrix}\begin{pmatrix} j_2 & j'_2 & K_2\\ -1/2 & 1/2 & 0\end{pmatrix}\begin{pmatrix} j_3 & j'_3 & K_3\\ -1/2 & 1/2 & 0\end{pmatrix}\begin{pmatrix} j_4 & j'_4 & K_4\\ -1/2 & 1/2 & 0\end{pmatrix}P^{K_1K_2K_3K_4}_{1234\;\;1'2'3'4'}$$

$$\times\sum_{K_{12}K_{34}}\begin{pmatrix}K_1 & K_2 & K_{12}\\ 0 & 0 & 0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}K_3 & K_4 & K_{34}\\ 0 & 0 & 0\end{pmatrix}\begin{Bmatrix}K_1 & K_2 & K_{12}\\ j'_1 & j'_2 & J'_{12}\\ j_1 & j_2 & J_{12}\end{Bmatrix}\begin{Bmatrix}K_3 & K_4 & K_{34}\\ j'_3 & j'_4 & J'_{34}\\ j_3 & j_4 & J_{34}\end{Bmatrix}\times$$

$$\times\sum_{L}\begin{pmatrix}K_{12} & K_{34} & L\\ 0 & 0 & 0\end{pmatrix}\begin{Bmatrix}K_{12} & K_{34} & L\\ J'_{12} & J'_{34} & J'\\ J_{12} & J_{34} & J\end{Bmatrix}\hat{L}$$

donde,

$$\sigma_{ik} = j_i + j_k + J_{ik} - 1\;; \qquad \hat{j} = 2j + 1$$

$$S(K,\ell,\ell') = \begin{cases} 2K+1 & K+\ell+\ell' = \text{par}\\ 0 & K+\ell+\ell' = \text{impar}\end{cases}$$

el operador $A = 1+P_{12}(-)^{\sigma_{1'2'}} + P_{34}(-)^{\sigma_{3'4'}} + P_{12}P_{34}(-)^{\sigma_{1'2'}+\sigma_{3'4'}}$ toma adecuadamente en consideración la antisimetría en los canales de entrada y salida, P_{ik} intercambia los números cuánticos i y k.

El símbolo P se define como:

$$P^{K_1K_2K_3K_4}_{1234\ 1'2'3'4'} = Z^{K_1}_{11'} X^{K_2}_{22'} X^{K_3}_{33'} X^{K_4}_{44'} + X^{K_1}_{11'} Z^{K_2}_{22'} X^{K_3}_{33'} X^{K_4}_{44'} + X^{K_1}_{11'} X^{K_2}_{22'} Z^{K_3}_{33'} X^{K_4}_{44'} + X^{K_1}_{11'} X^{K_2}_{22'} X^{K_3}_{33'} Z^{K_4}_{44'}$$

en términos de las transformadas de Fourier-Bessel:

$$Z^{K}_{n\ell,n'\ell'}(r) = \int k^2\, dk\, \phi^{*}_{n'\ell'}(k)\{\hbar^2k^2/(2m^{*})+|E_{n'\ell'}|+U(r)\}\phi_{n\ell}(k)j_K(kr)$$

$$X^{K}_{n\ell,n'\ell'}(r) = \int k^2\, dk\, \phi^{*}_{n'\ell'}(k)\phi_{n'\ell'}(k)j_K(kr)$$

En las fórmulas anteriores ϕ son las transformadas de las funciones de onda radiales y U es el potencial óptico (Coulombiano).

La expresión para el factor de forma dada corresponde a la aproximación en que se desprecia el retroceso de los iones en colisión. Se supone que las partículas 1 y 2 (1' y 2') son protones y 3 y 4 (3' y 4') son neutrones. Las componentes de la función de onda de cuatro partículas con respecto a los carozos c_1 y c_2 (que son B_{a2} y B_{a1} respectivamente) son datos para el programa. Ambos carozos se suponen inertes y $I_{c1}=I_{c2}=0$ por consiguiente la suma sobre c1 y c2 que simboliza las configuraciones internas de c1 y c2 se reduce a un único término.

El programa ha sido hecho en FORTRAN para un sistema IBM/370 y luego adaptado a UNIVAC/1110. La memoria operativa requerida es de aproximadamente 450 K.

Más información puede ser provista si se la solicita.

VI.4. Dispersión por un Paisaje de Potencial Esquemático para Fusión.

N.C.Nemes*, A.F.R.de Toledo Piza* y R.P.J.Perazzo.

El paisaje de potencial efectivo en la colisión de dos núcleos compuestos (o en el proceso relacionado de fisión binaria) debe involucrar a los grados de libertad que hacen al movimiento relativo así como otros intrínsecos de los fragmentos en colisión. Una característica que parece ser compartida por la mayor parte de los casos conocidos es la presencia de valles no alineados. Aquí informamos sobre el estudio de ciertas características cualitativas de la dispersión por un potencial esquemático. El Hamiltoniano se escribe como:

$$H_M = H_r+H_x+H_b = \left[\frac{\vec{p}^2}{2m} + v(r)\right] + \left[\frac{\pi^2}{2\mu} + \frac{1}{2}\mu\omega^2x^2\right] + A_a\, f(x)\delta(x-a) \qquad (1)$$

El término H_r es el Hamiltoniano del movimiento relativo (sólo se incluye dispersión de una onda S) y V(r) se toma como un pozo cuadrado finito tridimensional. H_x representa de modo cualitativo un grado de libertad intrínseco (armónico) que se acopla al movimiento relativo por medio de H_b. La intensidad de la barrera tipo δ está modulada por una función $f(x)=1-\alpha\exp\left|-\rho(x-x_o)^2\right|$ que depende de las coordenadas intrínsecas. Las soluciones de H_M se escriben como:

$$\chi(r,x) = \sum_n u_n(r)X_n(x) \qquad (2)$$

La condición de contorno en r=a que acopla todos los canales de oscilación interna puede ser resuelta mediante una inversión de matrices.

El cálculo de "fusión" se realiza con las condiciones asintóticas usuales de una onda incidente en un dado estado de oscilación y ondas salientes en todos los canales. Para realizar un cálculo tipo "fisión" se prepara un dado estado resonante en r<a, alimentado por un canal independiente descripto por un Hamiltoniano H_1. Este se encuentra acoplado a H_M mediante

$$H_{1M} = |v_1\rangle g^*\langle w_M| = H_{M1}^+ \qquad (3)$$

Aquí $|v_1\rangle$ y $|w_M\rangle$ son estados en el espacio de H_1 y H_M, respectivamente y g es una constante de acoplamiento. Se realizaron algunos cálculos para "fusión" y "fisión" eligiendo valores realistas para los parámetros del potencial. La Fig. VI.4.1 muestra un espectro de estos cálculos como función de la excitación de los fragmentos.

---

* Instituto de Física, Universidad de Sao Paulo, Brasil.

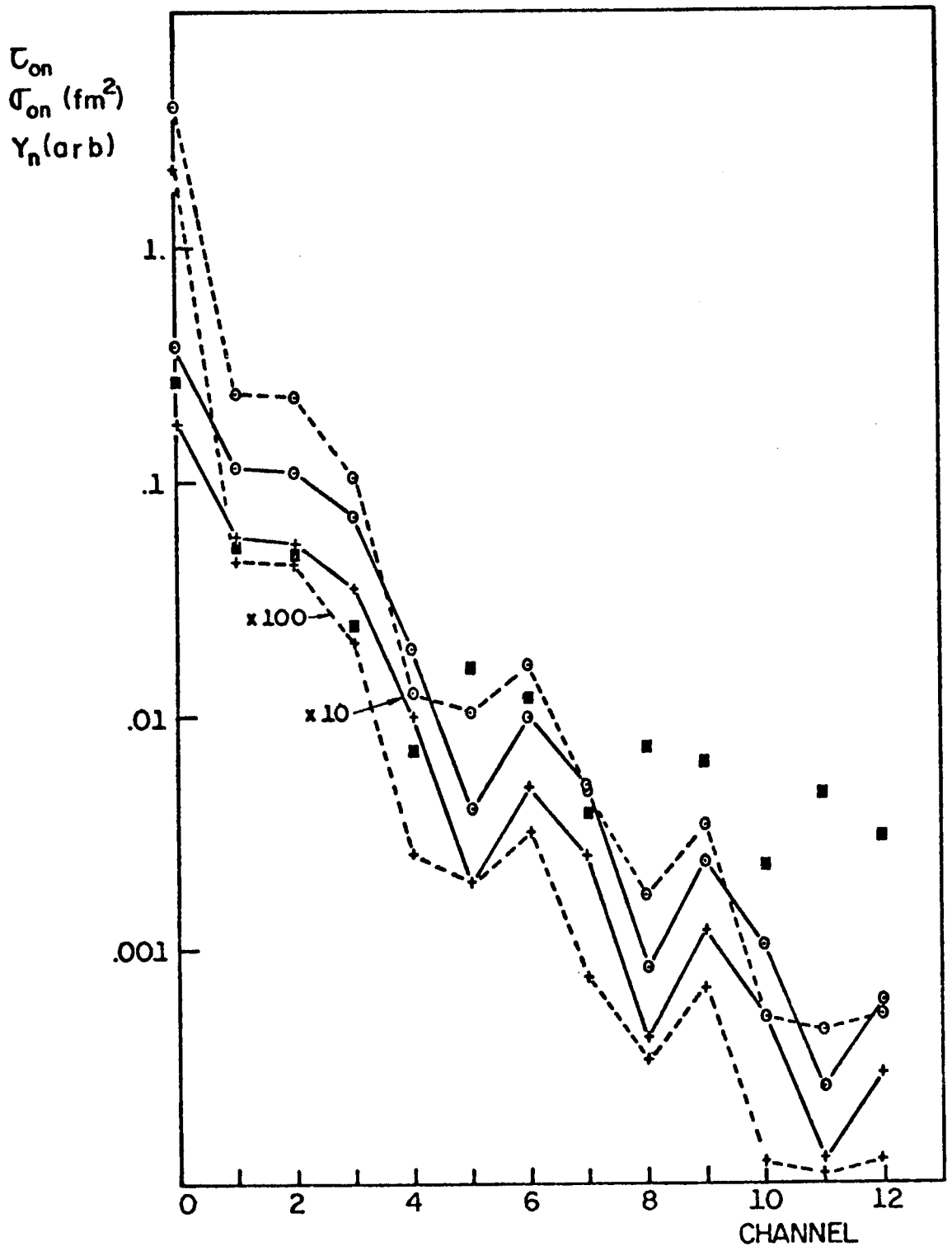


Fig. VI.4.1 Espectro para cálculos de fusión (círculos) y fisión (cruces). Las curvas llenas corresponden a la energía total de resonancia "on" (9.40 MeV). El espectro de resonancia "off" (a 8.6 MeV) se muestra con curvas discontinuas. Los rectángulos negros dan valores de la amplitud de transición "unidimensional".

P A R T E C

A C T I V I D A D E S D E A P O Y O E N F I S I C A A P L I C A D A

VII. ESTUDIOS DE ENERGIA

VII.1. Análisis Preliminar Sobre la Utilización del Torio en Reactores de Potencia.

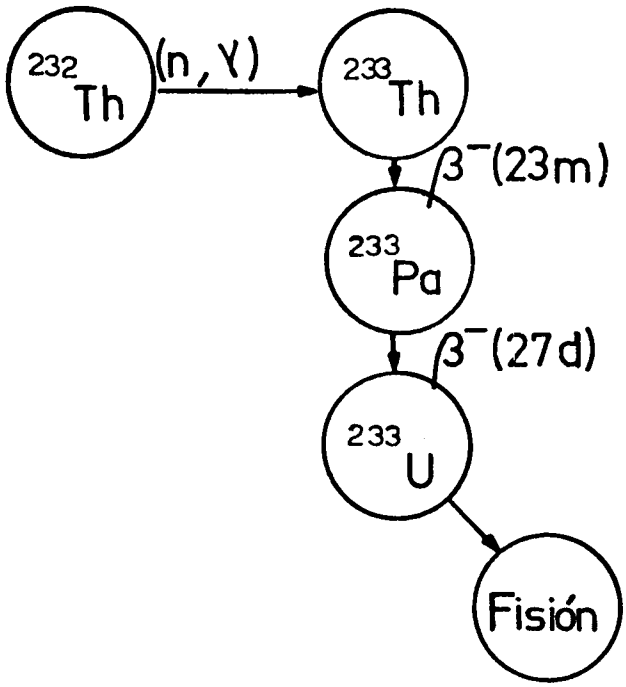
M.Saraceno.

Como parte del programa de apoyo de la división a otras áreas de la CNEA se ha comenzado un estudio bibliográfico y de evaluación sobre la utilización del torio en reactores de potencia.

El estudio consta de 3 partes. En la primera se reseñan las características nucleares del ciclo de ^{232}Th - ^{233}U que lo distinguen del de ^{238}U - ^{239}Pu y se comparan sus ventajas y desventajas. En la segunda se describen brevemente los esquemas de utilización que han sido propuestos con respecto al ciclo de combustible, el tipo de reactor y al reprocesamiento con especial énfasis en los esquemas que podrían tener aplicación a los planes nucleares nacionales.

En la tercera parte se estudiarán las estrategias de utilización del torio y las líneas de investigación en la materia que actualmente se desarrollan en distintos países.

La posibilidad de usar el torio como material fértil en reactores de potencia deriva del siguiente ciclo:



La importancia de este ciclo reside en el hecho que el ^{233}U producido es un núcleo fisionable, que no se encuentra naturalmente en el corteza terrestre, siendo potencialmente un mejor combustible nuclear que el ^{235}U y el ^{239}Pu. Si además se usa el ^{233}U como combustible (y ^{232}Th como material fértil) se tiene la posibilidad de regenerarlo y consumir solamente ^{232}Th, que es un material relativamente abundante en la corteza terrestre (~4 veces más abundante que el uranio).

La eficiencia de conversión del ^{232}Th a ^{233}U se mide por la ganancia de regeneración BG que se define como

$$BG = \frac{\text{Exceso de núcleos de } ^{233}U \text{ creados}}{\text{N° de núcleos de } ^{233}U \text{ consumidos}}$$

En términos de los parámetros nucleares tenemos

$$BG = \eta - 2 - L$$

donde

$$\eta = \frac{\text{N° de neutrones emitidos}}{\text{N° de neutrones absorbidos}}$$

y L representa las pérdidas de neutrones en estructuras, refrigerantes, moderador, núcleos intermedios y productos de fisión.

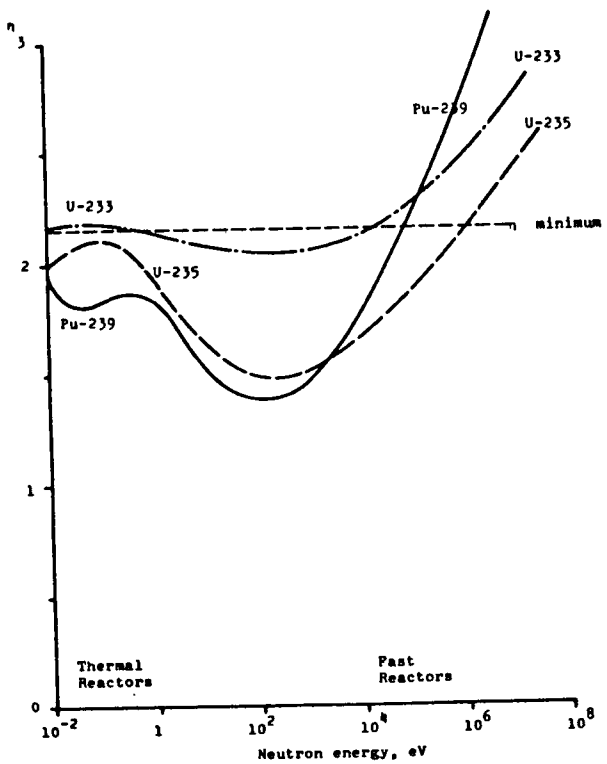


Fig. VII.1.1 Dependencia de η con la energía para los 3 núcleos fisionables ^{233}U, ^{235}U y ^{239}Pu (Esquemático).

En la Fig. VII.1.1 se graficaron en forma simplificada los valores de η en función de la energía para los tres núcleos fisionables ^{233}U, ^{235}U y ^{239}Pu.

Podemos observar que en la zona térmica (E<1 eV) el ^{233}U tiene el mayor valor de η y esto hace que, aún considerando las pérdidas, se pueda obtener BG>0. Esto significa que se crea más combustible del que se consume y hace factible el diseño de reactores reproductores térmicos que utilizan el ciclo de torio, lo cual no es posible con el ciclo de uranio.

VII.2. Utilización de la Energía Solar.

J.A.Moragues y W.Scheuer.

Desde Mayo de 1974, dos miembros del Departamento se dedican a realizar estudios sobre aprovechamiento de la energía solar. Su primer tarea fue la evaluación del estado actual del desarrollo de las tecnologías de producción de electricidad en gran escala por conversión de la energía solar. A tal fin, asistieron a varios congresos internacionales y visitaron numerosos laboratorios en Europa y Estados Unidos de Norte América. La recolección de la información necesaria, así como la redacción de dos partes del informe que sobre el tema se está escribiendo, ha sido finalizada; otras dos partes están en proceso de redacción.

A fines de 1975, fue comenzada una evaluación de las posibilidades técnicas y económicas para precalentar mediante energía solar el agua que requerirá la planta de tratamiento de mineral uranífero a ser instalada en Sierra Pintada, Provincia de Mendoza. Si bien aún no está definido el proceso de tratamiento que en definitiva se utilizará, el Area de Materias Primas de la CNEA estima que por día, se necesitará del orden de 10^6 litros de agua a 70-80°C. A partir de cálculos preliminares se preseleccionó un sistema de estanques o pozas playas dentro de las cuales se colocan bolsas de plástico llenas de agua, similar a un sistema que está siendo probado en el Lawrence Livermore Laboratory, Estados Unidos de Norte América. Han sido construídas bolsas de PVC de 1,4 m^2 y algunas de polietileno de diversas geometrías a fin de estudiar sus comportamientos; además se comenzaron pruebas para seleccionar materiales aislantes. Un programa de computadora para el cálculo de eficiencias de diferentes geometrías de bolsas desarrollado en el L.L.L., fue adaptado a la facilidad disponible en el Departamento de Física Nuclear. Para la construcción final de las piletas, se seleccionó un área de 10 hectáreas ubicada en Sierra Pintada, a 1000 m de la planta de concentración de mineral de uranio; instrumentos para la medición en zona de radiación solar y otros parámetros meteorológicos están siendo puestos a punto.

VIII. SERVICIOS

VIII.1. Uso del Sincrociclotrón Para el Análisis de Muestras.

L.Gallacher, A.M.J.Ferrero y M.A.J.Mariscotti.

Diversos experimentos fueron llevados a cabo con el haz externo del Sincrociclotrón de Buenos Aires con el objeto de estudiar la factibilidad de usar el equipo e instrumental disponible para análisis de muestras de distintos tipos. Las mediciones realizadas pueden dividirse en cuatro grupos: a) espectros γ producidos por bombardeo de partículas α; b) espectros de radiación X producidos por bombardeo de partículas α; c) espectros de deuterones dispersados elásticamente por blancos delgados y d) espectros de deuterones dispersados elásticamente por blancos gruesos.

Los detectores utilizados fueron respectivamente un diodo de Ge(Li) (6% de eficiencia y ~2.5 keV de resolución para las líneas de ^{60}Co), un espectrómetro de rayos X de Ge(Li) (~500 eV de resolución para los 10 keV) y un detector de Si(Li) de barrera de superficie de 3 mm de espesor.

Las pruebas fueron hechas con blancos de Be, mylar, Al y Cu y muestras reales de hormigón, hierro, residuos remanentes al evaporar agua contaminada del Río de la Plata y contaminantes sólidos del aire del centro de la ciudad de Buenos Aires (recogidos sobre un papel de filtro luego de ~20 horas de forzar un flujo de aire a través del mismo).

Las conclusiones preliminares de estos ensayos son:

a) La determinación de espectros γ tiene la ventaja que el método es insensible al espesor del blanco y la desventaja de que los espectros son muy poblados y por ende difíciles de analizar. Se proyecta armar un catálogo de espectros γ de elementos no enriquecidos como medio de facilitar el análisis de los mismos.

b) Los espectros de radiación X tienen la ventaja de ser muy simples de analizar. Es necesario sin embargo, poner más esfuerzo en reducir el fondo. La limitación de este método está en que sólo es posible la determinación de componentes pesados ($A \geq 30$).

c) La dispersión de deuterones a grandes ángulos, complementa muy bien el método de rayos X pues da buenos resultados para elementos livianos. Para la energía de 27.25 MeV y un ángulo de 135° la resolución intrínseca del Sincrociclotrón permite separar elementos con $A \leq 25$.

La utilización de blancos gruesos disminuye la sensibilidad del método.

VIII.2. Implantación de ^{140}La en Folias Diversas.

R.Requejo y D.Otero.

Por encargo del grupo de Física Nuclear de la Universidad Nacional de La Plata (La Plata - Provincia de Buenos Aires) se implantó ^{140}La en folias de Al, Cu, Gd y Ni para el estudio de la interacción con la red cristalina a distintas temperaturas mediante el método de correlaciones angulares. El tiempo de irradiación por fuente fue entre 2 y 3 días de 8 horas cada uno, con un total de 7 fuentes.

P A R T E D

I N S T R U M E N T A C I O N Y D E S A R R O L L O

IX. DESARROLLO DE MAQUINAS ACELERADORAS.

IX.1. Sincrociclotrón.

IX.1.1. Mejoras en el Modulador del Sincrociclotrón.

N.A.Fazzini, J.Coralo, J.Garanzini, G.Ietri, A.Morales, M.Professi y J.C.Rodriguez.

A pesar de las protecciones colocadas por los fabricantes del acelerador (Philips) - condensadores giratorios de puesta a tierra, aisladores del eje central e impedancia de alta frecuencia - se producía un desgaste prematuro de los cojinetes debido al pasaje de corriente eléctrica a través de los rodamientos del modulador.

Para solucionar este problema se cortocicuitaron las pistas exteriores e interiores de cada rodamiento mediante tres escobillas lográndose prolongar la vida útil de los mismos en ~80% y consecuentemente aumentar los períodos entre sucesivas reparaciones del modulador.

Esto permite conseguir un mayor tiempo destinado a los usuarios del Sincrociclotrón

---

IX.1.2. Automatización del Blanco Interno.

N.A.Fazzini, J.Coralo, J.Garanzini, G.Ietri, A.Morales, M.Professi y J.C.Rodriguez.

Para poder introducir y extraer el blanco interno del Sincrociclotrón en forma automática y controlada desde la consola de operación del acelerador, se construyó y montó un servomecanismo posicionador consistente en un motor con reductor de velocidad que actúa sobre un tornillo sin fin; las posiciones finales e intermedias son seleccionadas mediante contactos de micro switch.

Con este sistema es posible medir la corriente interna del acelerador durante una irradiación sin necesidad de interrumpir por un tiempo prolongado.

IX.1.3. Reparaciones.

N.A.Fazzini, J.Coralo, J.Garanzini, G.Ietri, A.Morales, M.Professi y J.C.Rodriguez.

La reparación más importante realizada en el Sincrociclotrón en el período 1974-1975 ha sido el reemplazo del pasante de RF que conecta la "D" viva con la línea de transmisión y el del pasante que conecta a esa línea con la placa fija del modulador, donde existía una pérdida de vacío.

Para la realización de estos reemplazos fue necesario desarmar una parte considerable de la máquina (estimada en un 80%).

Para mejorar la performance de los pasantes se modificó la superficie de las láminas conductoras, lo que permite a esos elementos operar a menor temperatura y prolonga su vida útil.

Se realizaron otros trabajos menores de reparación en componentes del acelerador entre las que cabe mencionar las siguientes:

- Cambio de tubos osciladores de RF y modificación de su soporte.
- Reparación del cierre de vacío del blanco interno.
- Construcción y cambio de 2 bobinas del imán deflector.
- Reparación del generador de corriente de las lentes cuadrupolares.
- Reemplazo de la bomba difusora de aceite de 1200 ℓ/seg. (en la zona de salida del haz).
- Reparación del generador de corriente del campo magnético principal (250 kW).
- Balanceo dinámico del modulador.

IX.2. Separador Electromagnético de Isótopos.

IX.2.1. Nuevo Colector Móvil.

J.Cava y R.Requejo.

Permite además de su utilización con detectores de Ge(Li) la colocación de detectores de electrones inmersos en el vacío de la máquina. Resultó de suma importancia en estudios que incluían varios isótopos de vida media corta. Permite tener varias posiciones de colección con una sóla bandeja.

IX.2.2. Nueva Fuente de Iones.

J.J.Rossi, J.Cava, R.D'Agostino, A.Tersigni y A.González.

Se diseñó y construyó una nueva fuente de iones y sistema electrostático de lentes mucho más pequeño que el anterior y que incorpora el blanco de ^{235}U en la cámara de descarga de la fuente de iones.

Concluídas las pruebas con isótopos estables se ensayó la marcha en línea observándose un rendimiento bastante menor que el esperado pero obteniéndose isótopos del Br y Rb además de los del Kr. También fue observada una mejora relativa para los isótopos de vida media más corta. Actualmente se trata de mejorar el rendimiento del sistema incorporando una mayor cantidad de uranio en la fuente de iones y aumentando el flujo de neutrones.

IX.2.3. Construcción de Cámaras de Descarga Conteniendo ^{235}U.

J.Cava, R.Requejo y J.Prieto.

Se construyeron dos cámaras de descarga para la nueva fuente de iones mediante el depósito, sobre tela de grafito, de varios gramos de ^{235}U, posteriormente tratados para su secado en horno de vacío a 1250°C.

IX.2.4. Deflector Electrostático Para el Haz de Iones del Separador.

J.Cava y R.Requejo.

Se diseñó y construyó un deflector electrostático (condensador cilíndrico) que permitirá ubicar la masa en estudio en tres diferentes estaciones: 1) la tradicional para mediciones γ o β; 2) en una nueva mesa de correlaciones angulares γ-γ y 3) incorporando al sistema en línea, el espectrómetro de doble focalización.

IX.3. Acelerador en Cascadas.

IX.3.1. Modificaciones en el Extremo Inferior del Tubo Acelerador.

A.Tersigni, A.Gorgoschidse y R.Requejo.

Se modificó el extremo inferior del tubo acelerador para permitir un mejor enfoque del haz de deuterones, construyéndose también nuevos portablancos refrigerados y de mejor operabilidad.

IX.3.2. Aumento en el Flujo de Neutrones Generado por el Acelerador.

A.Tersigni y A.Gorgoschidse.

Se remplazaron seis rectificadores de Se por rectificadores de Si con lo que se consiguió trabajar con valores más altos de tensión. Mejoró asimismo la estabilidad de la alta tensión y se eliminó el recalentamiento de los rectificadores más solicitados.

IX.3.3. Modulador del Haz de Deuterones.

A.Tersigni y R.D'Agostino.

Se diseñó, construyó e instaló con éxito un dispositivo electromecánico que, controlado por la computadora, interrumpe el paso del haz de deuterones. Esto permite pulsar los neutrones con velocidades de corte del orden 0,05 seg muy útil para mediciones de respuesta temporal del sistema en línea y la consecuente medición de rendimientos de fisión. La efectividad en el corte de neutrones es $\leq 2 \times 10^{-4}$ medida con las transiciones más intensas de la masa con A=140.

IX.3.4. Seguro Automático de Deflexión del Haz.

D.V.Camin, R.D'Agostino y D.Otero.

Se puso en funcionamiento un sistema para evitar las contaminaciones isotópicas en el separdor electromagnético. Si por cualquier motivo se origina un corrimiento en la posición del haz se produce automáticamente la deflexión vertical del haz del separador.

IX.3.5. Horno para Calentar Uranio.

J.Cava y J.J.Rossi.

Se construyó un horno al vacío con blindaje térmico interior y cuerpo central de cuarzo para calentar uranio a 900°C.

IX.3.6. Modificación en el Colector del Separador.

J.Cava y J.Vidallé.

Se modificó el sistema de agujas colectoras lográndose una mejoría en el control de posición del haz y su sistema automático de centrado.

X. DESARROLLOS REALIZADOS EN LAS FACILIDADES EXPERIMENTALES

X.1. Sistema para Variar la Energía del Haz de Partículas Alfa del Sincrociclotrón.

A.Kreiner*, N.Fazzini, J.C.Rodriguez, G.Ietri, J.Coralo, J.Garanzini, M.Professi y M.A.J.Mariscotti.

Este trabajo ha sido el primero de una serie, proyectados para complementar la facilidad básica provista por el Sincrociclotrón de Buenos Aires, en el sentido de adecuar este acelerador para un programa de investigación basado en las reacciones del tipo $(\alpha,xn\gamma)$. Para estos estudios es primordial disponer de un haz de energía variable.

El objetivo del trabajo fue lograr este haz de energía variable con la máxima economía de dinero y de tiempo posibles compatible con una performance adecuada. Por estas dos razones de economía, la reconversión del Sincrociclotrón a una máquina de energía variable fue descartada y se optó por un sistema degradador. Este se basa en el principio de reducir la energía de las partículas mediante colisiones inelásticas con electrones de algún material interpuesto en el camino del haz.

El degradador diseñado y construído en este trabajo, consiste en una rueda excéntrica respecto del haz, con seis aberturas en donde se fijan folias de Al de distintos espesores. El dispositivo fue montado en el tubo de extracción del Sincrociclotrón, aproximadamente 15 cm antes del primer par de cuadrupolos de enfoque.

Los espesores de las folias de Al fueron elegidos de manera de obtener valores de energía de partículas α a la salida del degradador, en el rango $30\ \text{MeV}<E_\alpha<55\ \text{MeV}$, en pasos de 5 MeV. Los valores precisos de la energía fueron determinados midiendo, en un ángulo dado, la energía de la partícula saliente de la reacción $Au(\alpha,\alpha')Au$. La calibración fue hecha con la energía del haz de deuterones (E_d=27.25 MeV) y el de partículas α no degradadas (E_α=54,5 MeV).

La reducción de la intensidad del haz debido a la absorción de las folias y la dispersión angular del mismo fueron determinadas y los resultados están resumidos en la Tabla X.1.1. donse se dan los espesores de Al utilizados, las energías obtenidas, la intensidad de corriente sobre el blanco y el cociente de carga incidente sobre el blanco respecto de la acumulada en la caja de Faraday. Los valores de la última columna dan una idea de la dispersión angular del haz.

La principal aplicación de este sistema es la determinación de funciones de excitación y la posibilidad de elegir la energía más adecuada para observar una cierta reacción.

Como ejemplo en la Fig. X.1.1 se muestran las curvas correspondientes para rayos γ provenientes de las reacciones $^{70}Ge(\alpha,np)$ y $^{72}Ge(\alpha,3np)$, excitando niveles del núcleo ^{72}As [1]. La mayoría de los rayos γ identificados a partir de estas curvas no eran anteriormente conocidos (ver Sec.II.3). Posteriormente ambas reacciones fueron estudiadas en detalle utilizando el degradador en posiciones fijas correspondientes a las energías óptimas: 35 MeV en el primer caso y 55 MeV en el segundo.

---

* En uso de licencia. Dirección actual: Physik Department E17 der Techn. Universität München, 8046 Garching, W. Germany.

1 M.A.J.Mariscotti, M.Behar, A.Filevich, G.García Bermúdez, A.M.Hernández y C.Kohan, Nucl. Physics (a ser publicado).

Tabla X.1.1

Espesor (mm)	Energía del Haz (MeV)	Corriente en el Blanco (nA)	Corriente en el Blanco / Corriente en la Jaula de Faraday
0	54.5	0.2	1.46
0.18	49.1	0.07	3.81
0.36	43.2	0.04	5.72
0.48	38.9	0.035	12.9
0.60	34.2	0.03	19.5
0.72	29.0	~0.02	- -

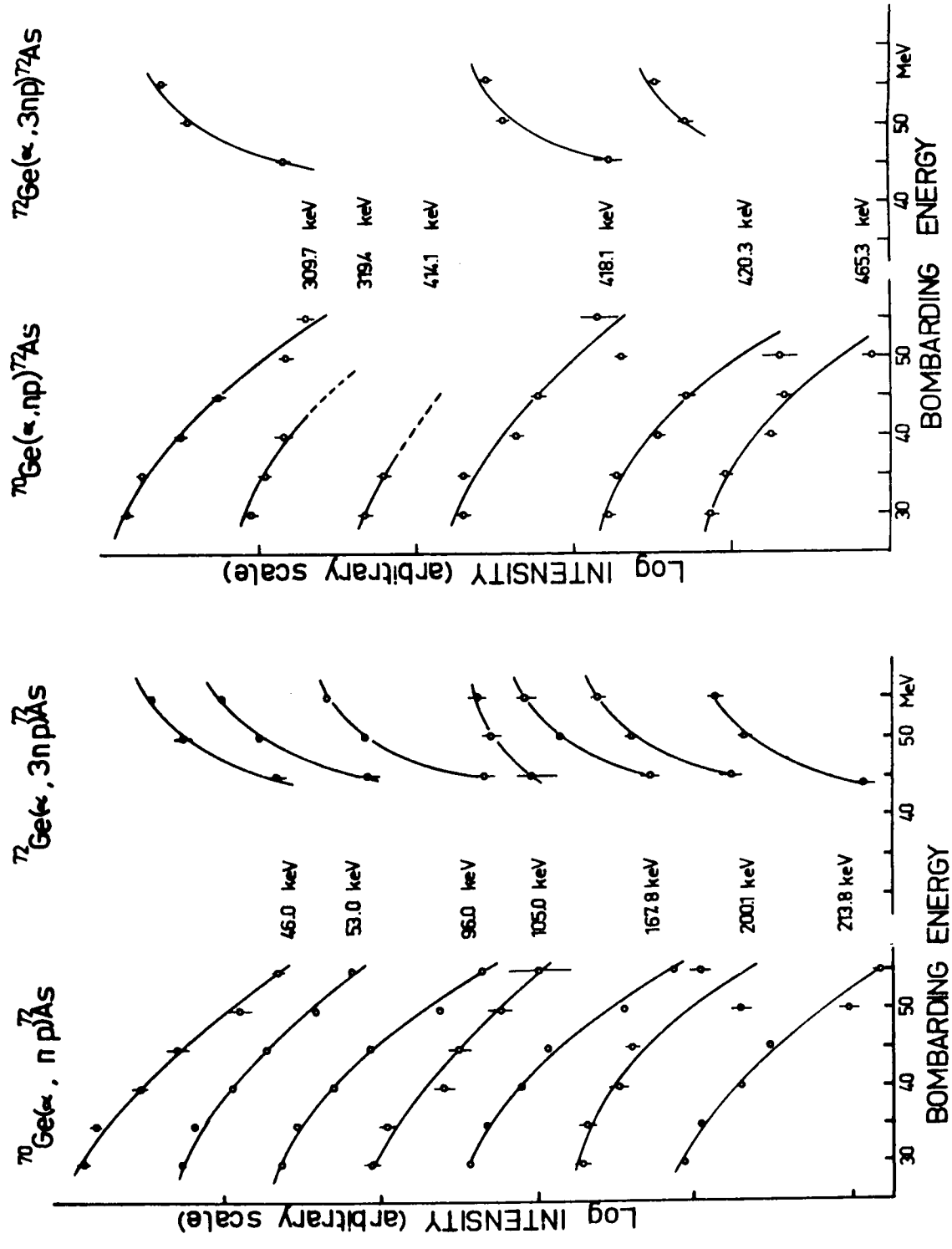


Fig. X.1.1 Funciones de excitación de rayos γ provenientes de las reacciones ^{70}Ge(α,np)^{72}As y ^{72}Ge(α,3np)^{72}As.

X.2. Sistema Para la Medición de Vidas Medias en el Rango de mseg-seg.

E.Santi*, N.Fazzini, A.Rendina, J.Garanzini, G.Ietri, A.Morales, M.Professi, J.C.Rodriguez, J.Sinderman y M.A.J.Mariscotti.

Con el objeto de posibilitar la medición de vidas medias nucleares en el rango de mseg-seg con el Sincrociclotrón de Buenos Aires, se diseñó y construyó un "chopper" u obturador mecánico de velocidad variable. Este consiste en un disco de aluminio con dos aberturas opuestas respecto del eje de rotación, montado en vacío y comandado por un motor eléctrico por trasmisión magnética. La Fig. X.2.1 muestra un corte del dispositivo paralelo a la dirección del haz.

El disco (6) gira alrededor del eje (11), sujeto mediante rulemanes a una caja de aluminio cuya forma es la de un tronco de cilindro de 40 cm de diámetro y 5 cm de altura. La trasmisión desde el motor (29) se realiza a través de los imanes (28). Hay cuatro imanes de cada lado: aquellos solidarios al disco soportan cada uno hasta 1 kg mientras que los solidarios al motor soportan,cada uno, hasta 4 kg. De acuerdo al tamaño del haz se fijó el ángulo óptimo correspondiente a cada abertura, $\alpha_i=40°$.

El dispositivo puede girar entre 30 y 3000 rpm, lo cual permite medir vidas medias desde 1 mseg a 1 seg aproximadamente. La señal de disparo indicadora del valor t_o de referencia temporal se obtiene a través de un sistema con célula fotoeléctrica. El circuito electrónico utilizado está resumido en el diagrama en bloque de la Fig. X.2.2. El elemento crucial del circuito es el Generateur Horloge HC41 de Intertechnique que genera impulsos eléctricos para el control del resto del sistema. El lapso entre impulsos puede ajustarse en el rango desde 10^{-5} a 10^{5} seg. El tren de señales generadas por el reloj a partir de cada pulso del fototransistor es utilizado para modificar la sección de memoria del multicanal en donde se acumulan los pulsos provenientes del detector de radiación γ. De este modo se obtienen espectros γ en función del tiempo a partir de t_o en forma cíclica.

Las Figs. X.2.3 y X.2.4 ilustran la aplicación del dispositivo a la determinación de dos vidas medias cuyos valores se sitúan en los extremos del intervalo de su aplicabilidad.

La Fig. X.2.3 muestra los resultados obtenidos para rayos γ provenientes de la reacción $^{141}Pr(\alpha,3n)^{142}Pm$ que desexcitan un estado de 2.1 ms. En la Fig. X.2.4 se ven los resultados correspondientes al estado isómerico de $T_{1/2}=0.54$ s. en el ^{197}Tl poblado mediante la reacción $^{197}An(\alpha,4n)$

---

* Estudiante de Trabajos de Seminario, FCEN, Universidad de Buenos Aires.

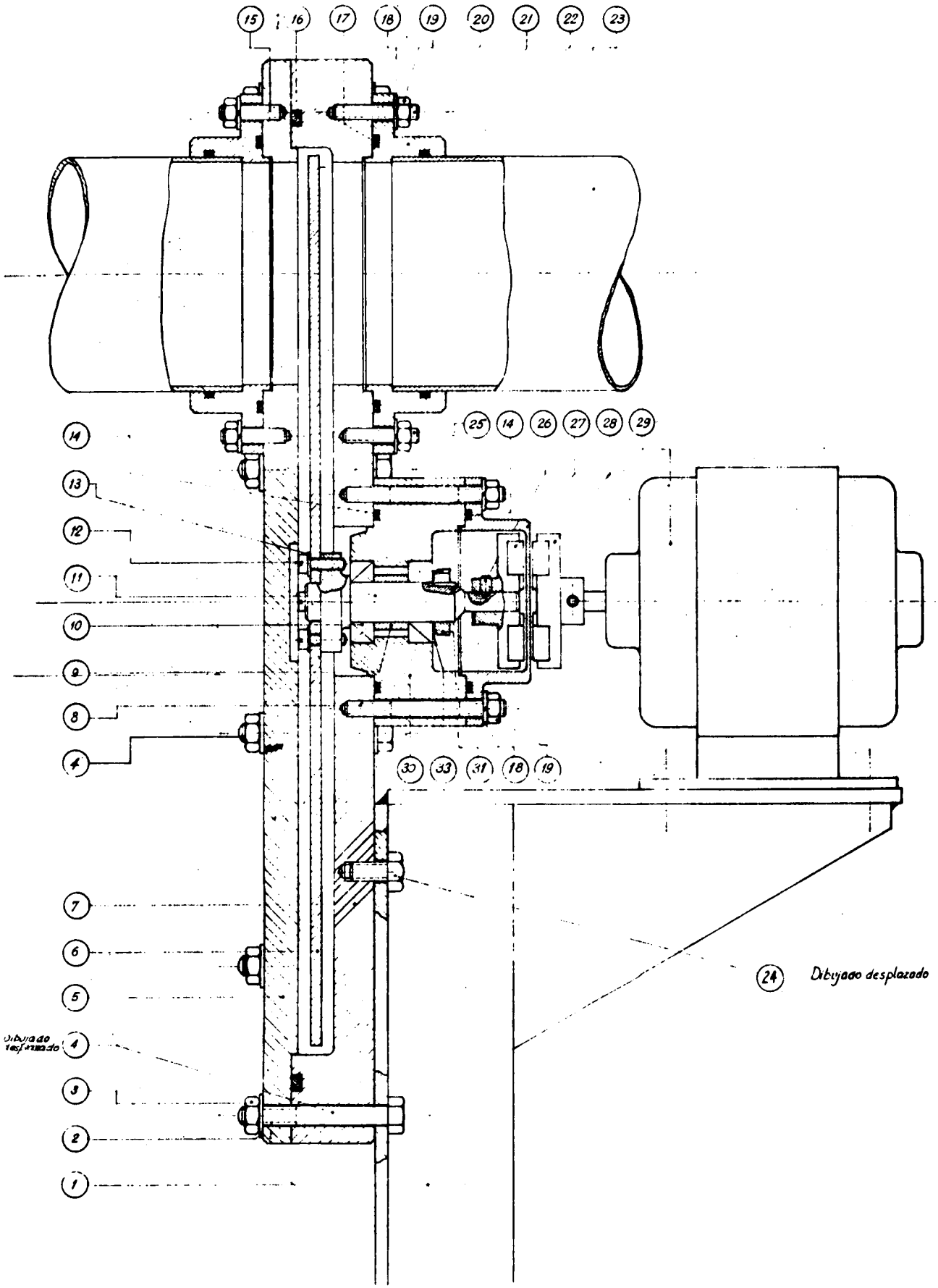


Fig. X.2.1 Vista en corte del obturador mecánico paralelo a la dirección del haz.

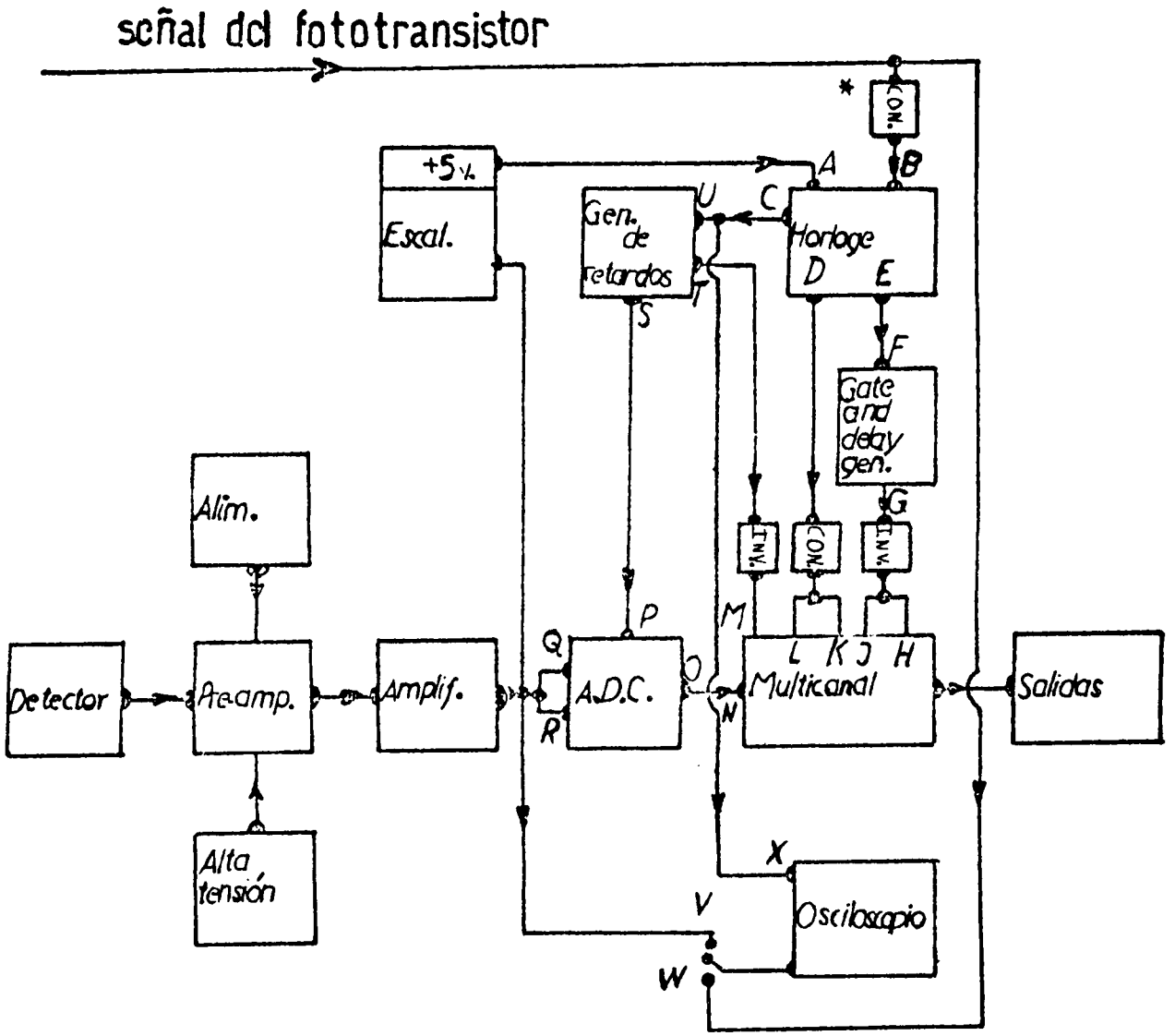


Fig. X.2.2 Diagrama en bloque del circuito electrónico.

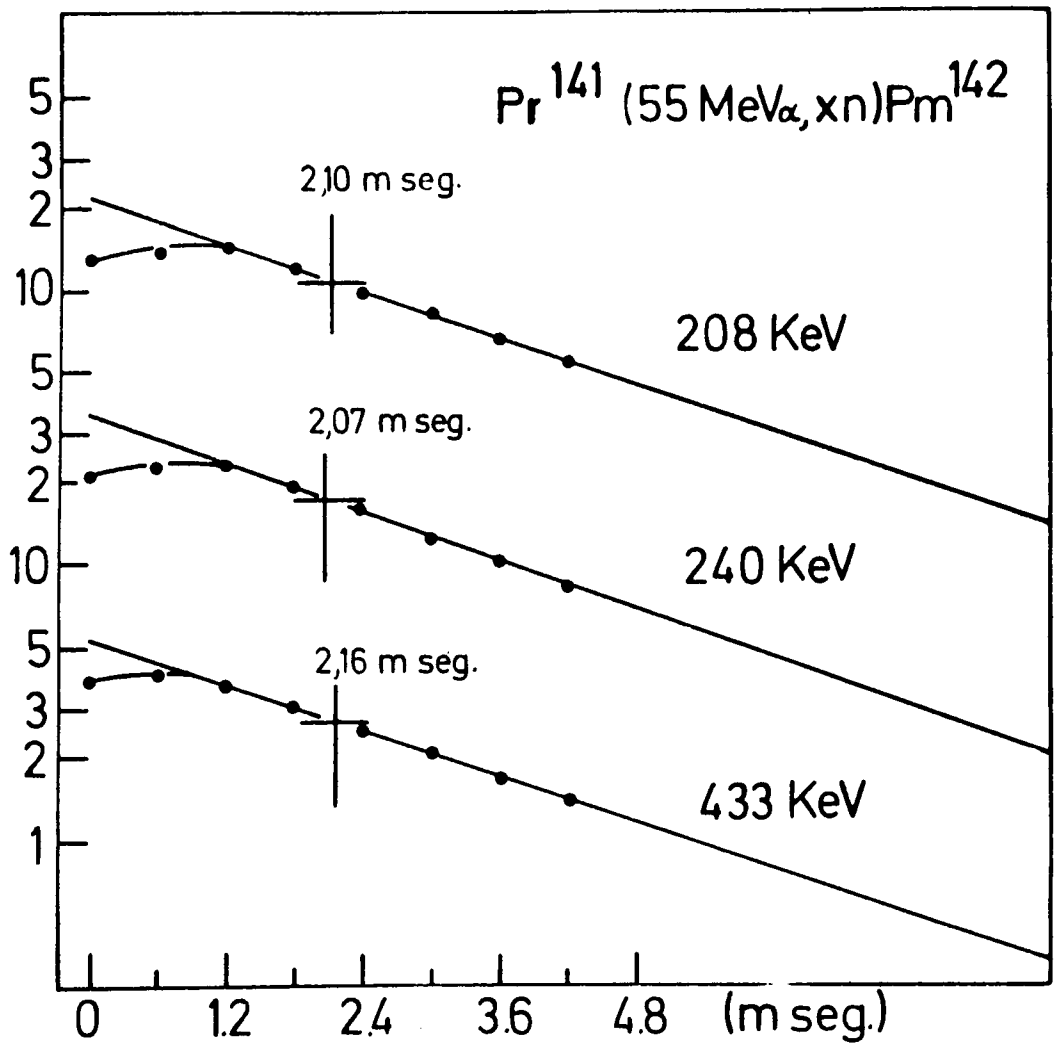


Fig. X.2.3 Determinación de la vida media del estado de 881 keV en ^{142}Pm.

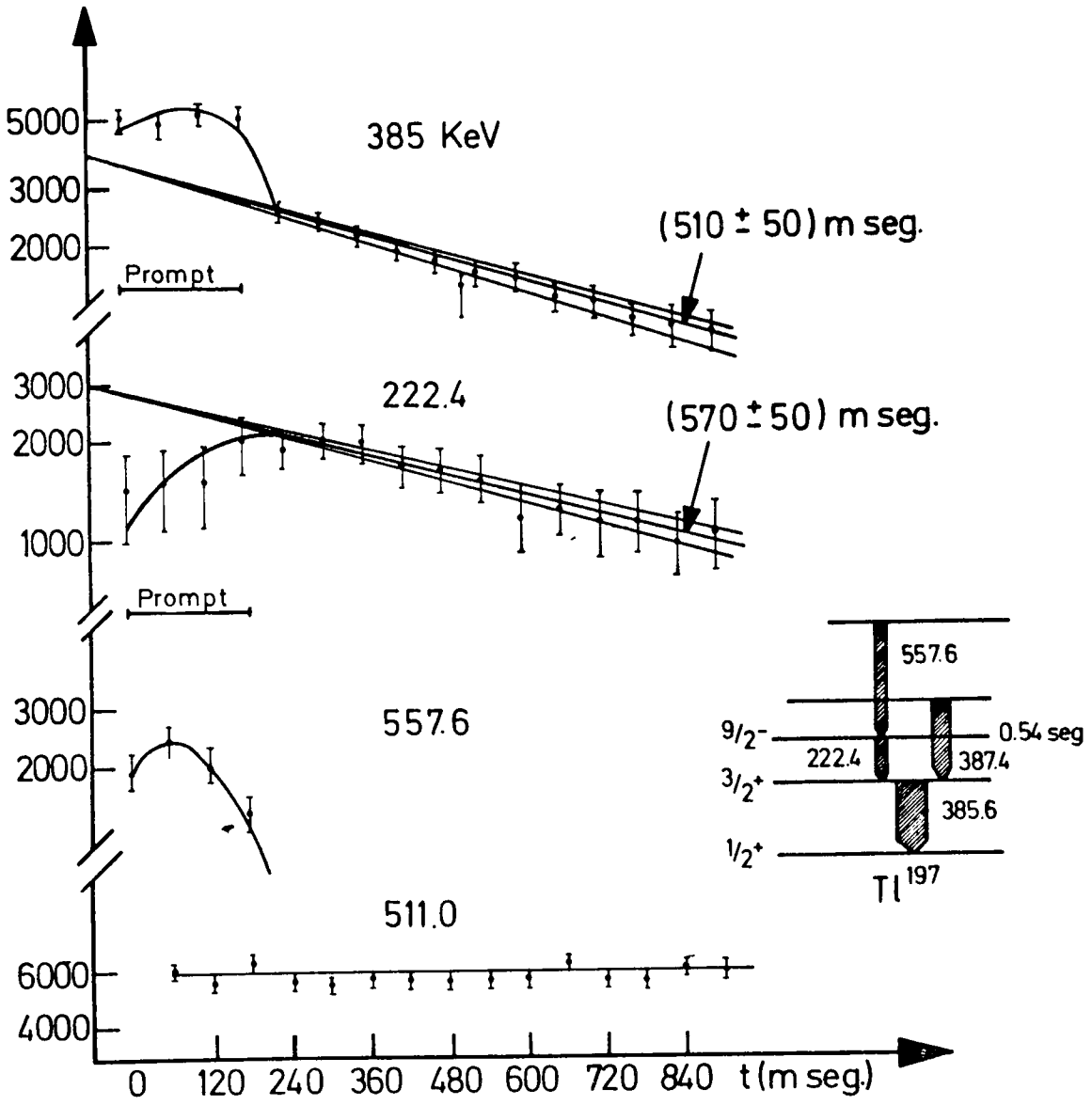


Fig. X.2.4 Ilustración del uso del obturador mecánico para la determinación de la vida media de un estado isomérico del ^{197}Tℓ.

X.3. Medición de Vidas Medias en el Rango de los μs.

E.Santi*, J.E.Sinderman y M.A.J.Mariscotti.

Utilizando la modulación de 2000 ciclos por segundo de la radiofrecuencia del Sincrociclotrón se obtuvo una señal de disparo apropiada para la medición de vidas medias nucleares en el rango aproximado $50 \lesssim T_{1/2} \lesssim 800$ μs.

El circuito electrónico utilizado es similar al mostrado en la Fig.X.2.2. La performance del sistema se ilustra en la Fig. X.3.1 que muestra los espectros temporales de rayos γ provenientes de la reacción Ce(α,xn), E_α=55 MeV. La vida media de 640 μs. corresponde a un estado del ^{140}Nd mientras que la distribución horizontal en la parte inferior de la figura corresponde a un rayo de 755 keV del ^{141}Nd con $T_{1/2}$=63 s.

---

* Estudiante de Trabajos de Seminario, FCEN, Universidad de Buenos Aires.

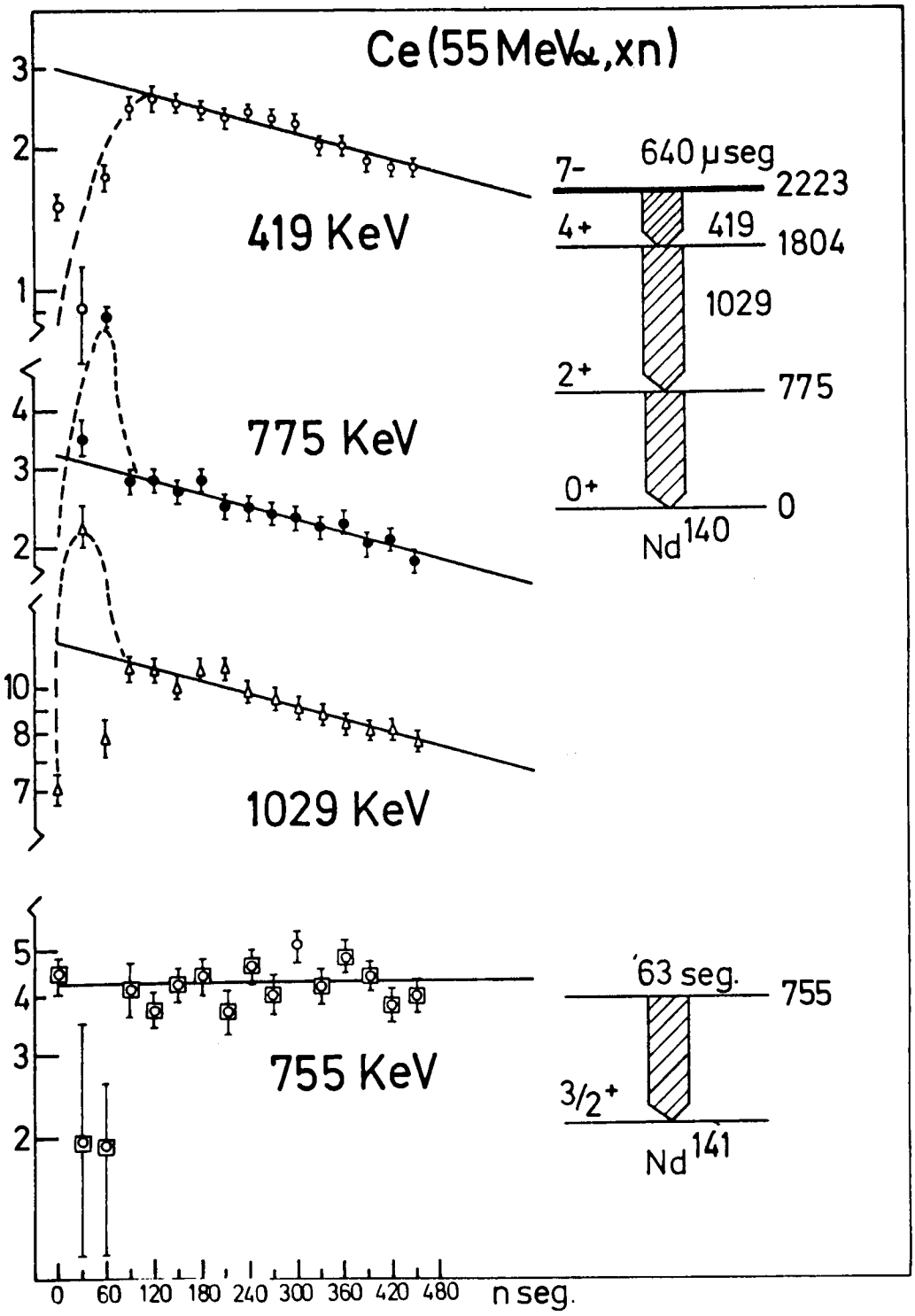


Fig. X.3.1 Determinación de una vida media en ^{140}Nd usando la modulación de la radiofrecuencia del Sincrociclotrón.

X.4. Medición de Vidas Medias en el Rango de los ns.

C.Kohan*, P.Thieberger** y M.A.J.Mariscotti.

El propósito del presente trabajo fue lograr una resolución temporal adecuada para medir vidas medias en el rango de los 20-150 ns aproximadamente usando la microestructura del haz del Sincrociclotrón de acuerdo al método de Yamazaki y Ewan[1].

Los principales inconvenientes que debieron ser subsanados se originaban en el ruido por filtración de radiofrecuencia y en la dificultad de obtener una buena señal de disparo, debido a la dispersión introducida por el circuito modulador de la radiofrecuencia.

En la Fig. X.4.1 se comparan curvas "promt" obtenidas con distintos sistemas de disparos para la energía E_α=511±4 keV. En la parte superior se muestra el espectro obtenido utilizando un centellador plástico para obtener la señal de disparo mediante la detección del haz de partículas α, mientras que la parte inferior corresponde a una señal de disparo obtenida directamente del oscilador de radiofrecuencia del Sincrociclotrón.

La Fig. X.4.2 ilustra los resultados de la reacción $^{72}Ge(\alpha,np)^{72}As$, E_α=35 MeV, obtenidos con un detector Ge(Li) para rayos X. La pendiente correspondiente a la distribución "prompt" es de 8 ns. La vida media $T_{1/2}$=17±3 ns corresponde a un nuevo estado isomérico en el ^{72}As (ver Sec. II.3) mientras que los 80 ns indicados para el rayo γ de 46 keV corresponden a la vida media previamente conocida del estado 3^+ a 213.8 keV. En una medición posterior en la cual se utilizó un cristal centellador en lugar de un detector de Ge(Li) la pendiente prompt se redujo a 3.7 ns.

---

* Estudiante de Trabajos de Seminario, FCEN, Universidad de Buenos Aires. Actualmente en Dept. of Physics, Univ.of Washington, Seattle, Washington.

** Investigador visitante, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York, USA.

1 T.Yamazaki y G.T.Ewan, Phys. Lett. 24B (1967) 378 y Nucl. Instr. and Meth., 62 (1968) 101.

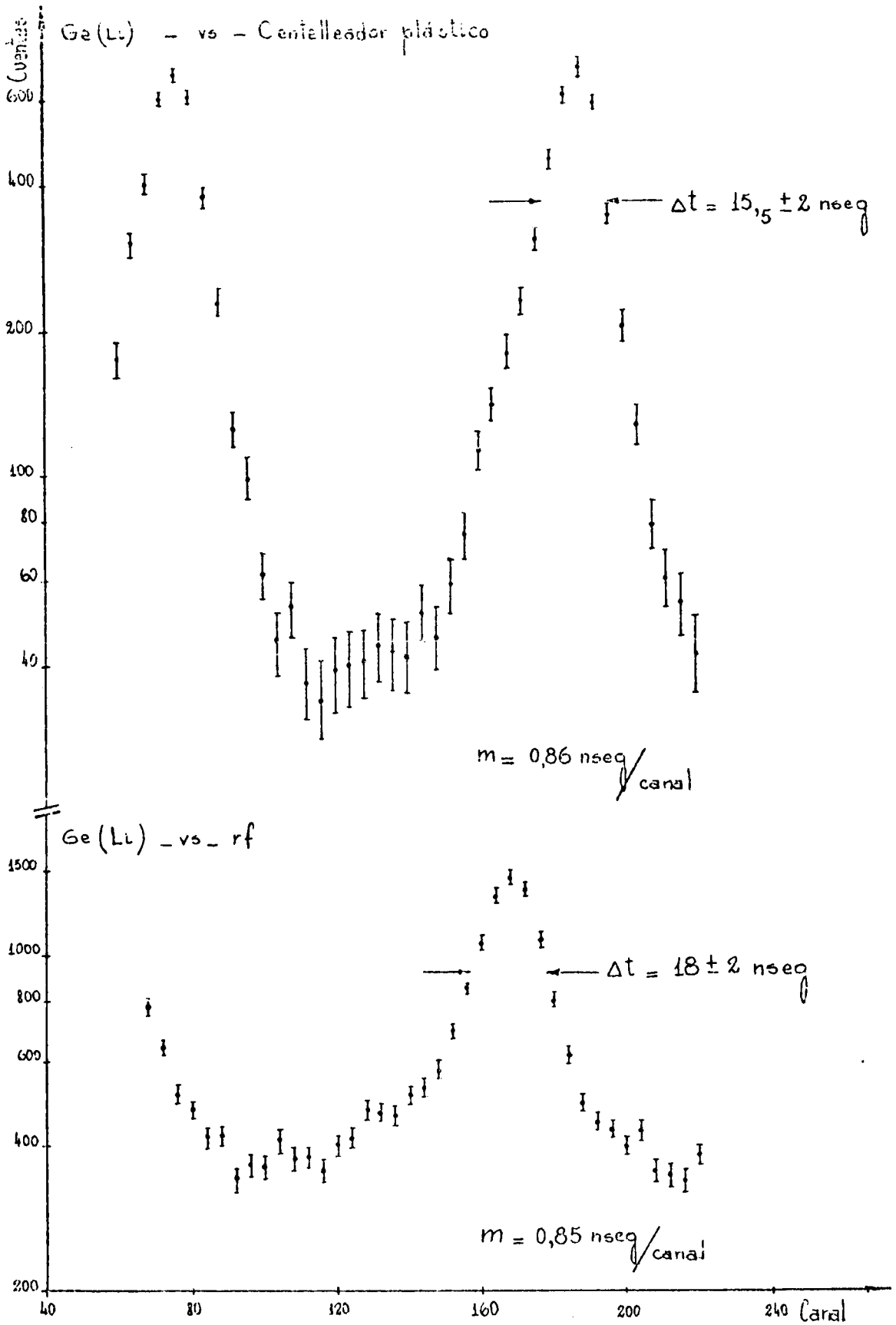


Fig. X.4.1 Curvas "prompt" obtenidas usando un centellador plástico (parte superior) y la radiofrecuencia del Sincrociclotrón (parte inferior).

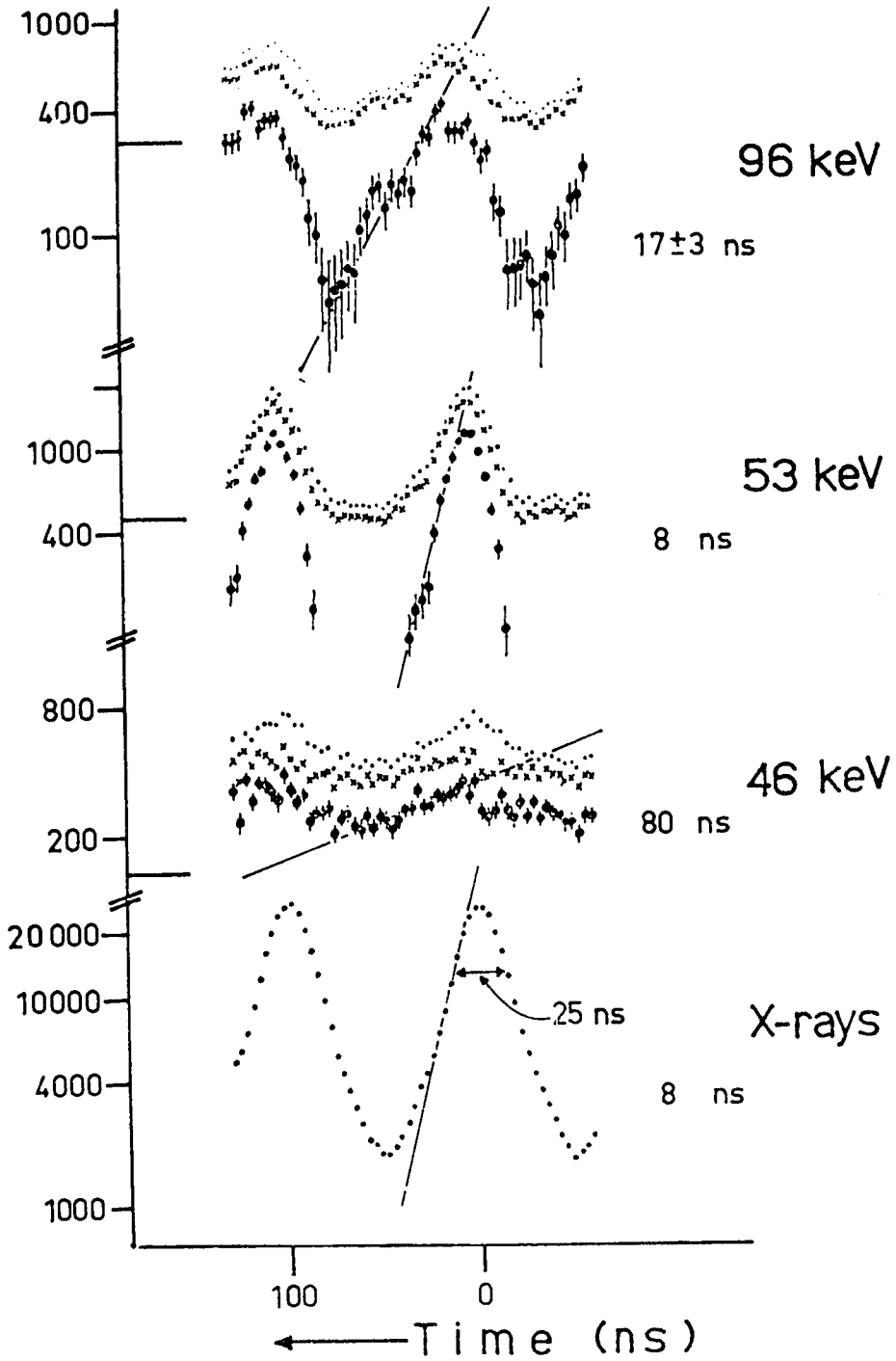


Fig. X.4.2 Espectros temporales de rayos γ provenientes de la reacción $^{70}Ge(\alpha,np)^{72}As$.

X.5. Mejoras en la Facilidad Experimental para Espectroscopía γ en Haz.

A.Filevich, M.Behar, G.García Bermúdez, J.Coralo, A.Morales, J.Prieto y J.C.Rodriguez.

El simple tubo de acrílico que había sido usado como cámara de reacción para experimentos en haz de tipo (partícula, xnγ) ha sido reemplazado por una nueva facilidad constituída por:

a) Una cámara de acrílico de pared delgada con geometría cilíndrica concéntrica con el portablancos y
b) Una mesa circular de fundición de aluminio apta para soportar dos detectores de Ge(Li), que pueden ser posicionados independientemente en cualquier ángulo entre 25° y 155° con respecto a la dirección del haz.

La cámara de 20 cm de diámetro posee dos portablancos orientables que pueden ser introducidos o retirados del haz sin romper el vacío. Está soportada por dos bridas que le permiten ser girada 90° alrededor del eje del haz con el objeto de colocar dos detectores de Ge(Li) y/o INa(Tℓ) para mediciones de coincidencia γ-γ. Un versátil juego de tapas de acrílico permite instalar esos detectores muy próximos al centro del blanco (alrededor de 2.5 cm), lográndose así una elevada eficiencia de contaje.

La cámara ha sido preparada para la instalación de un electroimán que además, posibilitará estudiar la interacción de los momentos electromagnéticos nucleares con campo externos.

La mesa circular ha sido centrada con respecto al blanco y orientada en la dirección del haz del ciclotrón. Posee dos carros rotatorios, capaces de soportar detectores de Ge(Li) con sus correspondientes crióstatos. Sobre su parte exterior ha sido marcada una escala de 0° a 360°.

Estas nuevas facilidades han sido empleadas durante algunos meses en experimentos del tipo (α,xn ypγ) y han demostrado su utilidad en mediciones de espectros γ simples, coincidencias γ-γ y X-γ, vidas medias de estados isoméricos y distribuciones angulares.

XI. COMPUTACION

XI.1. Estudio de un Programa de Análisis Automático de Espectros por el Método de Simulación Numérica.

A.Díaz Romero.

El método de simulación numérica[1] ha sido aplicado en el presente trabajo al estudio de un programa de análisis automático de espectros[2] a fin de mostrar cuánta información se puede obtener sobre el comportamiento del mismo en la identificación y resolución de picos gaussianos y establecer el conjunto de sus cualidades y defectos. Esta técnica aplicada a dos o más programas, pondría en evidencia sus respectivas ventajas y permitiría elegir el más conveniente a los fines a que se lo destine.

Se ha escrito un programa FORTRAN para generar espectros simulados de dobletes de gaussianas donde las áreas, anchos y separación de los picos son variables. Estos espectros son analizados por el programa que se desea estudiar: las posiciones, áreas y anchos obtenidos son comparados con los datos conocidos de los espectros simulados. De esta comparación se pueden obtener diversas conclusiones sobre las características de dicho programa, tales como: a) la creación espontánea de picos; b) la precisión en la determinación de las áreas de los picos individuales y del número total de cuentas de un doblete; c) la consistencia en la resolución de dobletes inversos (e.g. áreas intercambiadas) y múltiplos (e.g. áreas multiplicadas por un cierto factor); d) la potencia del programa para resolver dobletes con un error en las áreas menor o igual que una cota dada; e) el rango de anchos de gaussianas dentro del cual conviene usar el programa.

En el caso concreto del programa estudiado se concluye que éste identifica picos con áreas mayores de 10 cuentas (sobre fondo nulo), a la vez que en ciertos casos encuentra picos espúreos del orden de 5 cuentas al resolver un doblete, observándose una falta de simetría en la resolución de dobletes inversos. Un aspecto interesante del programa es que si bien para dobletes no bien resueltos los errores son apreciables en cuanto a la determinación del área individual de cada pico, el número de cuentas total se obtiene con marcada precisión en todos los casos.

Finalmente, los resultados indican que los anchos más favorables para una utilización eficiente del programa están en el rango $\sigma = 2.0$ a 2.5 canales.

---

[1] A.Díaz Romero. Informe CNEA 328 (1972) Bs. As.

[2] J.Picard. Rapport CEA - R 3024 (1966). CEN, Saclay.

XI.2. Diseño y Realización de un Sistema de Análisis Semiautomático de Espectros γ con Interfase a una Computadora HP 2116 B.

R.Pecyner†, A.Filevich, J.Sinderman y M.A.J.Mariscotti.

Debido a la falta de periféricos apropiados, una de las principales dificultades encontradas en la implementación del programa (α,xn) está en el procesamiento de los datos. Estos son acumulados en un multicanal Intertechnique de 4096 canales y luego extraídos a través de un impresor rápido, perforadora de papel y/o cassette de cinta magnética no compatible con las entradas convencionales a computadora. Estos periféricos no son adecuados para permitir una eficiente y rápida transferencia de datos a computadora de modo de realizar el correspondiente análisis de los mismos. Por eso existiendo en el laboratorio una computadora HP 2116 B se encaró la construcción de una interfase entre esta computadora y el analizador multicanal de manera que los datos pudieran ser electrónicamente transferidos de una memoria a otra. En esto consistió la primera etapa del presente trabajo[1]. La segunda etapa comprendió la confección de un programa de análisis de espectros siguiendo la línea de otros programas más convencionales[2] pero adaptado a la reducida capacidad de memoria (16K - 16 bits) de la computadora HP 2116 B[3].

Además de ajustarse a las limitaciones físicas del equipo disponible, se presentan diversas alternativas en la elección de un programa, que hacen al grado de automatización deseado. En el presente caso, debido a la disponibilidad de un lápiz de luz provisto con el multicanal, se optó por un sistema intermedio semiautomático. El lápiz de luz es utilizado para proveer a la computadora la siguiente información: a) intervalo de canales que incluye el pico o multiplete a ser analizado; b) posición aproximada del o los picos en el intervalo; c) indicadores de fondo bajo el pico o multiplete; d) indicador para diferenciar espectros patrones de espectros incógnitas (ver más abajo); e) indicador de picos cuyas energías se conocen con precisión, utilizados para calibrar el espectro en energías e intensidades.

Alimentando a la computadora con esta información, el proceso de análisis se abrevia significativamente a la vez que se obtienen en general resultados de mayor precisión.

Los picos son analizados con una función gaussiana empalmada en el flanco izquierdo con una exponencial. Del análisis de espectros patrones se obtienen los parámetros de forma, ancho de la gaussiana y el punto de empalme entre gaussiana y exponencial, en función de la energía (o número de canal). El programa incluye además diversas innovaciones que contribuyen a aumentar considerablemente la velocidad del proceso de análisis (ver ref. 4) en lo que se refiere a resolución

de sistemas lineales, al cálculo de exponenciales, truncamiento de picos en zonas de análisis extensas, sustitución de operaciones en punto flotante por pruebas de enteros, procedimiento de convergencia, uso de memoria, y de periféricos. El sistema puede manejar multipletes de hasta siete picos. Los resultados son volcados sobre la teletipo y el graficador Calcomp. El gráfico consiste de dos partes. En la parte superior se encuentra el plot de los valores experimentales f_e y la función calculada f_c, mientras que en la parte inferior se grafica la función diferencial $f_e - f_c$. Esta última curva permite visualizar en forma rápida la existencia de picos adicionales no previstos en la inspección original.

En la Fig. XI.2.1 se puede apreciar una salida típica correspondiente a un multiplete de 7 picos de la reacción ^{57}Fe + 30 MeV α^4. La impresión en la parte inferior de la figura contiene posición, altura y área, con sus errores, para cada pico. En caso que se haya utilizado la opción de calibración, las posiciones estarán dadas en unidades de keV y las áreas serán intensidades (e.g. áreas corregidas por eficiencia).

Para abreviar el tiempo al máximo en el gráfico se han suprimido las escalas y títulos, quedando sólo para identificación el número de canal inicial.

La curva oscilante en la parte inferior del gráfico de la Fig. XI.2.1 indica que no se detecta ninguna componente no considerada previamente. Esta circunstancia está ilustrada en la Fig. XI.2.2(a) en donde se distingue claramente una oscilación ancha y de gran amplitud que se relaciona con una masa de datos mal ajustados (apreciar X_i^2=2.4 en la impresión de los resultados). Un análisis posterior, Fig. XI.2.2(b), muestra que en esa posición existía una pequeña componente adicional.

El tiempo típico del proceso de análisis para espectros incógnitas, si se suprime la graficación es aproximadamente de 30 s por zona o intervalo, aunque fluctúa con el número de picos en el multiplete. Sin embargo, puesto que la graficación y el cómputo se realizan en paralelo con la impresión que insume el mayor tiempo, la inclusión del graficador en algunos casos no implica un aumento grande del tiempo utilizado; en otros casos puede llegar a duplicarlo.

Los espectros patrón insumen aproximadamente el doble de tiempo que los espectros incógnitas.

---

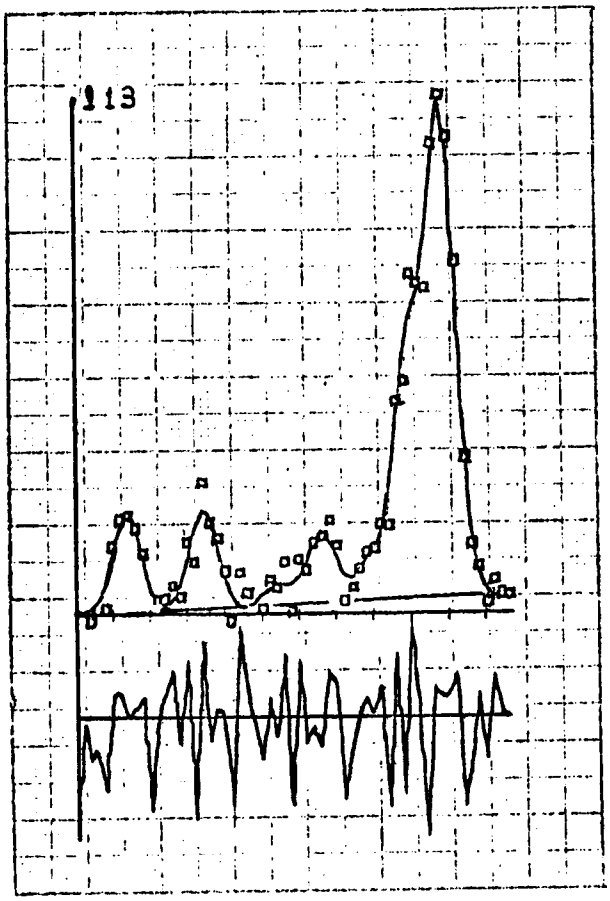
† Estudiante de Trabajos de Seminario, FCEN, Universidad de Buenos Aires. Actualmente en Department of Physics, University of California, Berkeley, California,USA.

1 R.Pecyner, Informe N° 8. Biblioteca del Depto. de Física Nuclear.

2 M.A.J.Mariscotti. Nucl. Inst.and Meth. 50 (1967), 309 y BNL 10904.
J.T.Routti y S.G.Prussin. Nucl. Inst. and Meth. 72 (1969) 125.

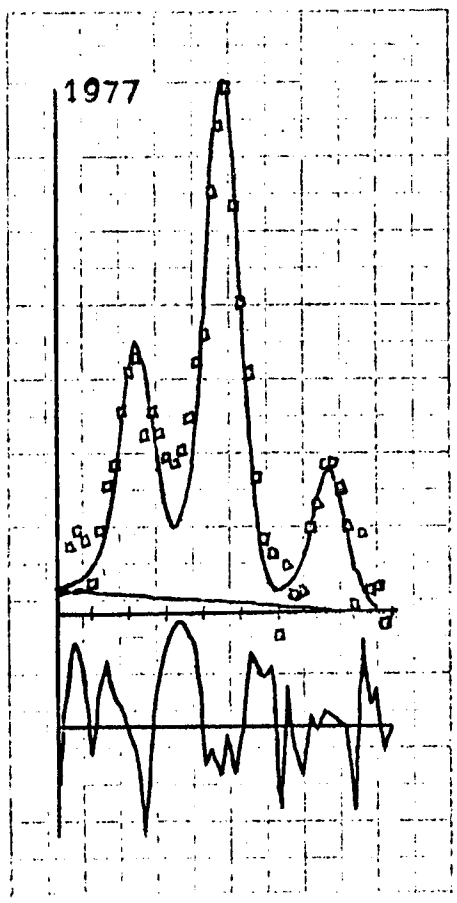
[3] Otros programas escritos específicamente para esta computadora son: ANAGAMMA-E.Achterberg et al., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS-19 (1972) 3 y ANPIC-E.Achterberg et al., a ser publicado.

[4] R.Pecyner. Trabajo de Seminario. Biblioteca del Depto. de Física Nuclear.



POSICION	ERROR	ALTURA	AREA	ERR.%
NORMALIZACION=				
1.764121				
*EQR				
CANALES 113 - 170				
53.189	.315	245.	.66511E+03	12.77
58.410	.308	252.	.68489E+03	12.47
63.378	.790	56.	.15259E+03	45.55
66.376	.375	184.	.50160E+03	16.31
69.691	.635	95.	.25815E+03	32.02
72.245	.273	606.	.16538E+04	8.47
74.520	.212	1184.	.32302E+04	5.96
JI CUADR./GR.LIB.=		1.2	6 ITERACIONES	

Fig. XI.1.1 Salida típica correspondiente a un multiplete de siete picos provenientes de la reacción ^{57}Fe + 30 MeV α. Si se usa la opción de calibración, las posiciones son expresadas en keV y las áreas son corregidas por la eficiencia del detector.



CANALES 1977 - 2021

992.373	.158	174.	.62559E+03	5.69
998.122	.117	372.	.13010E+04	3.45
1005.223	.206	99.	.34764E+03	5.57

JI CUADR./GR.LIB.= 2.4 4 ITERACIONES

CANALES 1977 - 2021

991.965	.195	156.	.52586E+03	7.54
994.953	.366	76.	.21247E+03	13.85
998.250	.127	353.	.12340E+04	3.92
1005.227	.290	99.	.34702E+03	3.59

JI CUADR./GR.LIB.= 1.2 10 ITERACIONES

Fig. XI.1.2 Ilustración de un caso en el cual un pico ha sido ignorado en el análisis. Este hecho se refleja claramente en la curva oscilante en la parte inferior del gráfico. Los datos numéricos muestran la diferencia entre los análisis realizados antes y después de incluir dicho pico.

XI.3. Trabajos de Programación para el Sistema Nuclear Hewlett-Packard.

E.Achterberg.

Se completó el desarrollo e implementación de tres programas principales para elaborar los datos experimentales de espectroscopía nuclear, usando la computadora HP 2116 del sistema de adquisición de datos nucleares. La finalidad es usar al máximo la capacidad de computación disponible a fin de ahorrar el elevado costo de computadoras externas a la CNEA y permitir la supervisión contínua del procesamiento de los datos por el usuario interesado. Los programas desarrollados y probados son:

a) ANPIK. Programa de análisis de espectros gamma por grupos de picos, usando métodos de minimización iterativos no lineales para ajustar una función fenomenológica a la zona bajo estudio. Se ha puesto énfasis en la determinación de los errores para lograr la máxima información contenida en la distribución estadística. La escasa memoria disponible ha hecho necesario usar métodos de cálculo relativamente poco eficientes en tiempo, así como ha obligado a recalcular en cada iteración una cantidad de variables, lo que resulta en una operación sumamente lenta del programa.

b) LEVEL. Este programa "construye" niveles en base a la lista de rayos gamma obtenida y a eventuales niveles ya conocidos. El programa opera por combinación estadística de las energías de rayos y niveles, permitiendo su uso en la modalidad de ciclos iterativos que van determinando progresivamente los probables nuevos niveles.

c) SKEMA. La función de este programa es determinar, una vez establecido un esquema de niveles, los "mejores" valores de las energías de transición. Su operación se basa en la consideración simultánea de todos los vínculos establecidos por los rayos que conectan los niveles obtenidos.

A P E N D I C E

XII. PERSONAL DEL DEPARTAMENTO DE FISICA NUCLEAR.

A. Investigadores

Achterberg, E.		
Bes, D.R.		
Ceballos, A.E.		
Dragún, O.M.		
Dussel, G.G.*		
Erramuspe, H.J.*	(1)	
Ferrero, A.M.J.	(2)	
Filevich, A.	(3)	
Hernández, A.M.	(4)	
Iglesias, F.C.	(5)	
Jech, A.E.*	(6)	
Kreiner, A.J.	(7)	
Liotta, R.J.	(8)	
Maqueda, E.E.*		
Mariscotti, M.A.J.	(9)	(Jefe de Departamento)
Moragues, J.B.A.*		
Otero, D.		
Pérez Ferreira, E.V.		
Pérez, M.L.*		
Perazzo, R.P.J.*		
Pomar, C.		
Proto, A.N.		
Reich, S.L.		
Rossi, J.J.		
Sametband, M.J.*	(10)	
Saraceno, M.	(11)	
Scheuer, G.		
Sofía, H.M.		
Testoni, J.E.*	(12)	
Ventura, E.	(13)	

B. Investigadores Asociados al Departamento

Behar, M.*
García Bermúdez, G.J.*
Hernández, E.S.*

C. Investigadores Visitantes

Barnett, A.R.	(Manchester)
Broglia, R.A.	(Copenhagen)
de Toledo Pisa, A.	(Sao Paulo)
Nix, R.	(Los Alamos)
Thieberger, P. A.	(Brookhaven)
Zwiecka, A.	(Río de Janeiro)

D. Seminaristas

Chimento, L.
De Pino, J.I.
Gallacher, L.
Kalberman, G.R.
Kohan, C.
Lombardi, R.
Mac Donnel, D.
Pecyner, R.
Santi, E.A.

E. Asistente de Programación

Díaz Romero, A.M.

F. Ingenieros

Arizmendi, E.D.
Fazzini, N.A.
Requejo, R.
Sinderman, J.E.

G. Técnicos

Cava, G.
Coralo, J.J.
D'Agostino, R.
Garanzini, J.
González, H.
Gorgoschidse, A. (14)
Ietri, B.G.
Laffranchi, J.
Morales, A.R.
Prieto, J.
Professi, M.
Rodriguez, J.C.
Schevenels, L.
Tersigni, A.
Vidallé, J.

H. Secretarias

Corvalán, J.
Neufeld, M.

I. Personal de Maestranza

Bárzola, G.
De Brasi, O.
Gómez, D.B.

---

* Miembro del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET).
(1) Durante 1974-1975 Director del Centro Atómico Bariloche.
(2) Con licencia en la Universidad di Milano, Italia.
(3) Fecha de iniciación: Junio, 1974.
(4) Con licencia en la Universidad Autónoma de México, México.
(5) Fecha de finalización: Agosto, 1974. Dirección Actual: Departamento de Combustibles Nucleares (CNEA).
(6) Fecha de finalización: Agosto, 1975. Dirección Actual: Universidad Nacional de Luján, Provincia de Buenos Aires, Argentina.
(7) Fecha de Iniciación: Octubre, 1974. En licencia en el Physik Department, der Techn. Universität München, Alemania.

(8) Fecha de Iniciación: Octubre, 1974. Con licencia en el Instituto Niels Bohr de Copenhague, Dinamarca.
(9) Fecha de Iniciación: Diciembre, 1974.
(10) Fecha de Finalización: Septiembre, 1973. Dirección Actual: Departamento de Combustibles Nucleares (CNEA).
(11) Becario. Fecha de Iniciación: Junio, 1975.
(12) Fecha de Finalización: Octubre, 1975. Dirección Actual: Departamento de Reactores (CNEA).
(13) Fecha de Iniciación: Septiembre, 1975.
(14) Fallecido.

XIII. PUBLICACIONES DEL DEPARTAMENTO DE FISICA NUCLEAR.

A. Trabajos Publicados o Aceptados Durante el Período 1974-1975

- Analysis of Two Phenomenological Descriptions of Ground-State Bands in Spherical and Closed-Shell Nuclei, J.I.Gorfinkiel, M.A.J.Mariscotti y C.Pomar, Phys. Rev. C9 (1974) 1243.
- The (d,^{6}Li) Reaction in the f-p Shell at E_d=27.2 MeV, A.E.Ceballos, H.J.Erramuspe, A.M.J.Ferrero, M.J.Sametband, J.E.Testoni, D.R.Bes, E.E.Maqueda, R.P.J.Perazzo y S.L.Reich, Nucl. Phys. A228 (1974) 216.
- Levels of ^{91}Rb and ^{91}Sr Fed in the Decays of ^{91}Kr and ^{91}Rb, E.Achterberg, F.C. Iglesias, A.E.Jech, J.A.Moragues, D.Otero, M.L.Pérez, A.N.Proto, J.J.Rossi y W.Scheuer, Phys. Rev. C9 (1974) 299.
- Levels of ^{93}Rb, ^{93}Sr and $^{93}\gamma$ Fed in the Decays of ^{93}Kr, ^{93}Rb and ^{93}Sr, E.Achterberg, F.C.Iglesias, A.E.Jech, J.A.Moragues, D.Otero, M.L.Pérez, A.N.Proto, J.J. Rossi y W.Scheuer, Phys. Rev. C10 (1974) 2526.
- On-Line Gamma-Efficiency Calibration Using Fission Produced ^{138}Xe and ^{138}Cs Sources, E.Achterberg, F.C.Iglesias, A.E.Jech, J.A.Moragues, D.Otero, M.L.Pérez, A.N.Proto, J.J.Rossi y W.Scheuer, Nucl. Instr. and Meth. 116 (1974) 453.
- The Spin of the 2.198 keV Level in ^{74}Ge and Multipole Mixing Ratios of Gamma Transitions in the Decay of ^{74}As, M.C.Cambiaggio, G.García Bermúdez y M.Behar, Z.Physik A275 (1975) 183.
- Multipole Mixing Ratios of Transitions in ^{175}Lu Populated from the Decay of ^{175}Hf, LM.Quinones, M.Behar, Z.W.Grabowski, M.C.Cambiaggio, G.García Bermúdez y E.S.Hernández, Z.Physik A274 (1975) 173.
- Spins of the 1248 and 1958 keV Levels in ^{124}Te determined from Gamma-Gamma Directional and Polarization Directional Correlations, M.Behar, G.García Bermúdez, A.Filevich y M.C.Cambiaggio, Phys. Rev. (en prensa).
- Levels of ^{141}Cs and ^{141}Ba from the Decays of ^{141}Xe and ^{141}Cs, D.Otero, A.N. Proto y F.C.Iglesias, Phys. Rev. (en prensa).
- Levels Structure of ^{73}Se from the ^{72}Ge(α,3nγ), M.Behar, G.García Bermúdez, A.M. Hernández y M.A.J.Mariscotti, Nucl. Phys. (en prensa).
- Lelvel Structure of ^{72}As Studied with the (α,xnp) Reaction, M.A.J.Mariscotti, M.Behar, A.Filevich, G.García Bermúdez, A.M.Hernández y C.Kohan, Nucl. Phys. (en prensa).

- Strength of the Multipole Pairing Coupling Constant, R.A.Broglia, D.R.Bes y B.S.Nilsson, Phys. Lett. 50B (1974) 213.

- Properties of Single-Particle States in the ^{208}Pb Region, S.L.Reich, H.M.Sofía y D.R.Bes, Nucl. Phys. A233 (1974) 105.

- Nuclear Field Theory as a Method of Treating the Problem of Overcompletness in Descriptions Involving Elementary Modes of Both Quasi-Particles and Collective Type, D.R.Bes, G.G.Dussel, R.A.Broglia, R.J.Liotta y B.R.Mottelson, Phys. Lett. 52B (1974) 253.

- Regge Poles and Forward-Angle Anomalies in Transfer Reactions, R.C.Fuller y O.Dragún, Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 617.

- Charge Exchange (^{6}Li, ^{6}He) and the Two-Step Pickup-Stripping (^{6}Li, ^{7}Li) (^{7}Li, ^{6}He) Excitation Mode, H.H.Duhm, H.Hafner, R.Renfordt, M.Goldschmidt, O.Dragún y K.i.Kubo, Phys. Lett. 48B (1974) 1.

- Shape-Phase Transitioners as Pairing Back-Benders, R.P.J.Perazzo y S.L.Reich, Phys. Lett. 55B (1975)354.

- Microscopic Description of Isoscalar and Isovector Giant Quadrupole Resonances, D.R.Bes, R.A.Broglia y B.S.Nilsson, Phys. Lett. 16C (1975) 1.

- Simultaneous Treatment of Surface and Pairing Nuclear Fields, D.R.Bes, R.A. Broglia, G.G.Dussel y R.J.Liotta, Phys. Lett. 56B (1975) 109.

- The Normalization of States in Perturbation Theories, D.R.Bes, G.G.Dussel y H.M.Sofía, Am. Journ. Phys. (en prensa).

- The Nuclear Field Treatment of Some Exactly Soluble Models, D.R.Bes, R.A.Broglia, G.G.Dussel, R.J.Liotta y H.M.Sofía, Nucl. Phys. (en prensa).

- Application of Nuclear Field Theory to Monopole Interactions which Include all the Vertices of a General Force, D.R.Bes, R.A.Broglia, G.G.Dussel, R.J.Liotta y H.M.Sofía, Nucl. Phys. (en prensa).

- On the Field Treatment of a General Two Body Interaction, D.R.Bes, R.A.Broglia, G.G.Dussel, R.J.Liotta y R.P.J.Perazzo, Nucl. Phys. (en prensa).

- Two-Body Stripping Reactions Populating Isobaric Multiplets in the Region $40 \leq A \leq 56$, O.Dragún, D.R.Bes y E.E.Maqueda, Nucl. Phys. (en prensa).

B. Trabajos Presentados en Congresos.

1. Topical Conference on Problems of Vibrational Nuclei, Zagreb, Yugoslavia, Septiembre 24 - 27, 1974.

- Equivalence between Faynman-Goldstone and Particle-Phonon Diagrams for Finite Many-Body Systems, D.R.Bes y R.A.Broglia.

2. Reunión de Invierno de la Sociedad Alemana de Física, Bochum, Alemania, Marzo, 1974.

- Study of the $^{12,13}C(^{6}Li,\alpha)$Reactions, I.Tserruya, O.Dragún, B.Rosner, S.Kochan y K.Bethge.
- Was Lernt Man aus der (^{6}Li, ^{6}He) Reaktion, H.H.Duhm, K.I.Kubo, H.Hafner, O. Dragún y W.Daehnik.

3. Reunión de la Sociedad Holandesa-Alemana de Física, La Haya, Holanda, Abril 1975.

- Ground State Bands in ^{141}Gd and ^{140}Sm, H.Beuscher, W.F.Davidson, R.M.Lieder, A.Neskakis, O.W.B.Schult y M.A.J.Mariscotti.
- Structure of ^{144}Gd, H.Beuscher, W.F.Davidson, R.M.Lieder, A.Neskakis, O.W.B. Schult y M.A.J.Mariscotti.

4. International Conference on Hyperfine Interactions, Lovaine, Bélgica, Septiembre, 1975.

- Electric Field Gradients Produced by Impurity Atoms in a Cubic Ag Lattice, F.C.Zawislak, R.P.Livi, L.Amaral, J.Schaf y M.Behar.

5. 61a. Reunión de la Asociación Física Argentina, Buenos Aires, Argentina, Junio, 1975.

- Estudio del Esquema de Niveles del ^{141}La, D.Otèro, A.N.Proto, G.Kalberman y F.C.Iglesias.
- Estudio de los Decaimientos β^- del ^{141}Xe y ^{141}Cs, D.Otero, A.N.Proto y F.C. Iglesias.
- Determinación de Momentos Angulares y Parámetros de Mezcla en el Decaimiento del ^{74}As, M.C.Cambiaggio, G.García Bermúdez y M.Behar.
- Estudio del ^{72}As y ^{74}As Mediante Reacciones (α,np) y (α,3np) sobre ^{70}Ge y ^{72}Ge, A.M.Hernández, A.Filevich, M.Behar, G.García Bermúdez y M.A.J.Mariscotti.
- Momento Angular y Paridad del Nivel a 1958 keV en el ^{124}Te, M.C.Cambiaggio, M.Behar, G.García Bermúdez y A.Filevich.

- Sistema para la Medición de Vidas Medias en el Rango mseg-seg en el Sincrociclotrón de Bs.As., E.Santi, N.A.Fazzini, J.E.Sinderman y M.A.J.Mariscotti.
- Estudio del Decaimiento $^{49}Se \rightarrow {}^{49}Ti$, M.T.Bodio, A.M.Hernández y M.A.J.Mariscotti.
- Parametrización del Comportamiento Anómalo del Momento de Inercia Nuclear, A.M.Hernández, J.I.Gorfinkiel y M.A.J.Mariscotti.
- Comportamiento de las Funciones de Excitación en Reacciones con Partículas Alfa sobre Blancos Livianos, C.Pomar y M.A.J.Mariscotti.
- Alimentación de la Banda Yrast en Reacciones (HI,xn), D.Mac Donnel y M.A. J.Mariscotti.
- Sistemática de Vidas Medias de Radio-Nucleídos Deficientes de Neutrones, L.P.Chimento y M.A.J.Mariscotti.
- Interfase Hewlett-Packard-Intertechnique, R.Pecyner y J.E.Sinderman.
- Primera Observación de Estados Excitados del ^{142}Gd, M.A.J.Mariscotti, H. Beuscher, W.F.Davidson, R.M.Lieder, A.Neskakis y O.W.B.Schult.
- Estructura del ^{144}Gd, M.A.J.Mariscotti, H.Beuscher, W.F.Davidson, H.Jager, R.M.Lieder y O.W.B.Schult.

6. 62a. Reunión de la Asociación Física Argentina, Rosario, Argentina, Diciembre 9 - 11, 1975.

- Teoría de Campos Nuclear, G.G.Dussel. Informe Invitado.
- Estudio del Decaimiento del ^{141}Ba, A.N.Proto y D.Otero.
- Influencia en Reacciones de Transferencia de dos Nucleones de la Dependencia en Isospin del Potencial Optico, O.Dragún, D.R.Bes y E.E.Maqueda.
- La Normalización de Estados en Teorías de Perturbaciones, D.R.Bes, G.G.Dussel y H.M.Sofía.
- La Teoría Nuclear de Campo de algunos Modelos Exactamente Solubles, D.R.Bes, R.A.Broglia, G.G.Dussel, R.J.Liotta y H.M.Sofía.
- Aplicación de la Teoría Nuclear de Campos a Interacciones Monopolares que Incluyen todos los Vértices de una Fuerza General, D.R.Bes, R.A.Broglia, G.G. Dussel, R.J.Liotta y H.M.Sofía.
- Sobre el Tratamiento de Campo de una Interacción General de dos Cuerpos, D.R.Bes, R.A.Broglia, G.G.Dussel, R.J.Liotta y R.P.J.Perazzo.

- Estados Espúreos en Núcleos Impares, D.R.Bes, R.A.Broglia, G.G.Dussel, R.J.Liotta y H.M.Sofía.
- Aproximación Yrast en la Zona del Zr, Mo y Ru, R.P.J.Perazzo y S.L.Reich.
- Observación de dos Nuevas Vidas Medias en ^{72}As, C.Kohan, M.Behar, A.Filevich, G.García Bermúdez, A.M.Hernández y M.A.J.Mariscotti.
- Estudio de los Niveles Nucleares en ^{140}La, G.García Bermúdez, A.Filevich y M.Behar.
- Niveles Excitados en ^{73}Se a partir de la Reacción ^{72}Ge(α,3n), M.Behar, A.Filevich, G.García Bermúdez, A.M.Hernández y M.A.J.Mariscotti.
- ¿"Backbending" en Núcleos Cercanos a Capa Cerrada?, M.A.J.Mariscotti.
- Reacciones ^{64,66}Zn(α,npγ) y Estructura de ^{66}Ga y ^{68}Ga, C.Pomar, M.A.J.Mariscotti, P.Kleinheinz, R.M.Lieder y O.W.BSchult.
- Descripción Autoconsistente de la Interrelación entre Deformación Cuadrupolar y Deformación de Apareamiento, A.Plastino, E.S.Hernández y R.P.J.Perazzo.

C. Publicaciones Internas

- Sistema de Transporte del Haz Externo del Sincrociclotrón de 28 MeV, M.J.Sametband, A.M.J.Ferrero, A.E.Ceballos, H.J.Erramuspe, H.M.Sofía y N.A.Fazzini, Publicación Interna N° 367 (1974).

D. Tesis de Doctorado*

- Dino Otero, Universidad Nacional de La Plata, Diciembre, 1974, Estudio de Productos de Fisión y Esquema de Niveles Pertenecientes al ^{141}Ba.
- Araceli N. Proto, Universidad Nacional de La Plata, Diciembre, 1974, Estudio de los Decaimientos β^- del ^{141}Xe y ^{143}Xe.
- Hugo M.Sofía, Universidad de Buenos Aires, Marzo, 1975, Teoría de Campos Nucleares.
- Armando M.J.Ferrero, Universidad de Buenos Aires, Marzo, 1975, Reacciones (d,^{6}Li). Análisis con Canales Acoplados.

* En conformidad con los requisitos para la obtención del título de Doctor en Física.

E. Tesis de Licenciatura*

- Andrés J. Kreiner, Universidad de Buenos Aires, 1974, Sistema para Variar la Energía del Haz de Partículas Alfa del Sincrociclotrón de Buenos Aires y su Aplicación a las Reacciones (α,xn).
- Douglas Mac Donnell, Universidad de Buenos Aires, 1974, Alimentación de la Banda Yrast en la Reacción Gd(H.I., xn)Dy.
- Emilio A. Santi, Universidad de Buenos Aires, 1974, Sistema para la Medición de Vidas Medias en el Rango mseg-seg, en el Sincrociclotrón de Buenos Aires.
- Rubén Pecyner, Universidad de Buenos Aires, 1975, Diseño y Realización de un Sistema de Análisis Semiautomático de Espectros γ en el Sincrociclotrón de Buenos Aires y su Aplicación en el Estudio de las Reacciones $^{57}Fe(\alpha,xnypy)$.
- Carlos A. Kohan, Universidad de Buenos Aires, 1975, Sistema para la Medición de Vidas Medias en el Rango de nseg Utilizando la Microestructura Temporal del Haz de Partículas del Sincrociclotrón de Buenos Aires.
- Jorge I. de Pino, Universidad de Buenos Aires, 1974, Método de Análisis en Base al Modelo Optico Nuclear de Secciones Eficaces Diferenciales de Dispersión Elástica.
- Rina Lombardi, Universidad de Buenos Aires, 1974, Distribución Angular de la Sección Eficaz de Reacción $^{66}Zn(d,^{6}Li)^{62}Ni$ a E_d=27.25 MeV.

* En conformidad con los requisitos para la obtención del título de Licenciado en Física.

IMPRESO EN CNEA - FEBRERO 197