

Universidad de Buenos Aires  
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

# Biblioteca Digital FCEN-UBA

## Medición de probabilidades de transición electromagnéticas en núcleos de masa intermedia: A (semejante) 80

Cardona, María Angélica  
1988

Tesis Doctoral

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales  
Universidad de Buenos Aires

[www.digital.bl.fcen.uba.ar](http://www.digital.bl.fcen.uba.ar)

Contacto: [digital@bl.fcen.uba.ar](mailto:digital@bl.fcen.uba.ar)

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Fuente / source:

Biblioteca Digital de la Facultad de Ciencias Exactas y Naturales - Universidad de Buenos Aires

Registro N° 2074

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

MEDICION DE PROBABILIDADES DE TRANSICION ELECTROMAGNETICAS  
EN NUCLEOS DE MASA INTERMEDIA:  $A \cong 80$

por

María Angélica Cardona

Director de tesis: Dr. Gerardo García Bermúdez

Lugar de trabajo: Comisión Nacional de Energía Atómica  
Departamento de Física  
Laboratorio Tandem

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

Diciembre 1988

2.184  
Ej: 2

A mis padres

## INDICE

I.INTRODUCCION.	1
II. INSTRUMENTO PARA MEDIR VIDAS MEDIAS EN EL RANGO DEL PICOSEGUNDO.	
II.1 Descripción del plunger	5
II.2 Construcción del plunger	8
II.3 Preparación de blancos	10
II.4 Calibración de la distancia	14
III. MEDICION DE VIDAS MEDIAS	
III.1 Análisis de las curvas de decaimiento	19
III.2 Calibración del plunger	27
III.3 Análisis de errores	33
IV REACCIONES CON IONES PESADOS	
IV.1 Identificación de canales de reacción	37
V. MODELOS DE ESTRUCTURA NUCLEAR	
V.1 Descripción de núcleos par-par	44
V.2 Descripción de núcleos impar-par	51
V.3 Descripción de núcleos impar-impar	60

## VI DESARROLLO DE LOS EXPERIMENTOS Y DISCUSION

### DE LOS RESULTADOS

VI.1 Medición de vidas medias en $^{75}\text{Kr}$	65
VI.2 Discusión	81
VI.3 Medición de vidas medias en $^{70}\text{Sr}$	92
VI.4 Discusión	102
VI.5 Medición de vidas medias en $^{78}\text{Rb}$	109
VI.6 Discusión	121
VII CONCLUSIONES	131
REFERENCIAS	135

## I. INTRODUCCION

Nucleidos en la zona de masas  $N \cong Z = 36-40$  han sido estudiados intensamente en los últimos años. Esta región de masas presenta grandes deformaciones cuadrupolares, triaxialidad y efectos de coexistencia de forma. Desde el punto de vista teórico Möller y Nix (Ref. 36) predicen deformaciones cuadrupolares de  $\beta = 0.4$  en la proximidad de  $N \cong Z \cong 40$ . Estos valores de deformación en el estado fundamental corresponden a los más grandes observados a todo lo largo de la tabla de nucleidos. Del estudio de los núcleos  $^{77-80}\text{Sr}$  (Ref. 26) surgen las primeras evidencias experimentales que refuerzan la predicción teórica mencionada.

Otro efecto que se presenta en la zona es el de coexistencia de forma observado por primera vez en el  $^{72}\text{Se}$  y que fue interpretado en términos de cruce y mezcla de estados esféricos (correspondientes al estado fundamental) y deformados. Este efecto se observa también en los isótopos  $^{74-76}\text{Kr}$  pero en este caso (Ref. 22) el estado fundamental es muy deformado y el segundo estado excitado  $0_2^+$  es esférico. Los esquemas de decaimiento del  $^{74-80}\text{Kr}$  manifiestan rápidos cambios en la deformación y coexistencia de forma. Cálculos microscópicos han sido realizados para describir la dinámica de la deformación nuclear en estos núcleos (Ref. 50). Estos cálculos predicen coexistencia de dos mínimos de energía potencial uno con deformación oblada y otro prolada de  $\beta \cong 0.4$ .

De estas características que poseen los isótopos de Sr y Kr par-par surge el interés por investigar núcleos impares de la zona como por ejemplo  $^{79}\text{Sr}$  y  $^{75}\text{Kr}$ , y analizar la deformación de sus respectivos carozos y la posible influencia de la partícula impar sobre los mismos.

De la observación de las propiedades del esquema de decaimiento nuclear utilizando técnicas de espectroscopía gama es posible inferir importantes propiedades del núcleo. Además una información más sencilla respecto de la deformación nuclear, se obtiene midiendo la vida media de los estados nucleares y extrayendo las probabilidades de transición  $B(E2)$ , directamente relacionadas con las propiedades colectivas de núcleo.

Para la interpretación de los resultados obtenidos se requiere un modelo nuclear que contenga un reducido número de parámetros que pueden ser determinados a partir del conocimiento de cadenas de nucleidos en las cercanías del núcleo a investigar.

Para la interpretación teórica en esta zona es muy conocido el éxito de modelos que representan al núcleo par-par como un rotor triaxial y a los impares e impares-impares acoplando una o dos cuasipartículas al carozo par-par. En este trabajo se desarrollaron códigos de cálculo basados en estos modelos que permiten el análisis de los núcleos par-par, impar-par e impar-impar.

Para la determinación de  $B(E2)$  de transiciones electromagnéticas se midieron vidas medias de estados nucleares.

El rango de vidas medias de estados isoméricos nucleares es extremadamente amplio (desde  $10^{-17}$  s hasta varios años).

Se han empleado diversas técnicas para cubrir una gama tan amplia de mediciones temporales. Para vidas medias del orden de nseg a seg son convenientes los métodos electrónicos tales como coincidencias retardadas utilizadas a menudo en combinación con haces pulsados. Para vidas medias menores que  $10^{-14}$  s se emplean estudios de resonancia y reacciones nucleares en los cuales se determinan anchos de estados y no tiempos. Para vidas medias en el rango de  $10^{-10}$  a  $10^{-14}$  s se emplean técnicas basadas en el efecto Doppler que cambia la energía de la radiación emitida debido al movimiento de la fuente emisora. Utilizando este efecto existen dos métodos diferentes de acuerdo al rango de vidas medias a observar.

- Método de la distancia de retroceso (RDM, Recoil Distance Method) ( $ps \leq \tau \leq ns$ ).
- Método de la atenuación del corrimiento Doppler (DSAM, Doppler Shift Attenuation Method), ( $\tau \leq ps$ ).

Este último método (DSAM) se emplea para medir vidas medias que son comparables con el tiempo de frenado del núcleo en un material sólido o gaseoso. La energía de los rayos gama emitidos durante el proceso de frenado sufre



corrimiento Doppler dependiendo de la velocidad del núcleo de retroceso. La limitación más seria en el uso de este método es el conocimiento inexacto de la pérdida de energía y de los procesos de dispersión de los átomos ionizados en la materia. Esto establece un límite inferior de exactitud del método del orden del 10%.

En este trabajo se ha construido un dispositivo llamado "Plunger" que emplea el método de la distancia de retroceso para determinar vidas medias de estados isoméricos nucleares en el orden de los pseg a los nseg, los cuales son poblados en reacciones nucleares inducidas por el bombardeo con iones pesados.

Este instrumento permite variar con alta precisión el desplazamiento entre el blanco y el material donde se frena el núcleo de retroceso. Observando la variación de la intensidad gama entre la transición que decae en vuelo de la normal, (sin perturbación por efecto Doppler) en función de la distancia, se infiere la vida media nuclear. El diseño, construcción, pruebas y utilización del instrumento se describen con detalle en capítulos siguientes.

Con este instrumento se midieron vidas medias en los núcleos:  $^{75}\text{Kr}$ ,  $^{79}\text{Sr}$  y  $^{78}\text{Rb}$  y del análisis posterior, comparando los resultados con los modelos nucleares se infiere una deformación del orden de  $\beta=0.4$ .

## II. INSTRUMENTO PARA MEDIR VIDAS MEDIAS NUCLEARES EN EL RANGO DEL PICOSEGUNDO.

### II.1 DESCRIPCION DEL PLUNGER

El principio de funcionamiento del plunger se muestra en la figura 1. Producida la reacción nuclear el núcleo residual es eyectado del blanco (que por esta razón debe ser muy delgado) y viaja en el vacío hasta alcanzar una placa de material sólido donde se frena. El tiempo de frenado debe ser muy corto comparado con la vida media que se quiere estudiar. Si la vida media del estado isomérico es suficientemente corta como para que una fracción apreciable de los núcleos decaigan mientras se encuentran todavía en vuelo, entonces un detector de germanio ubicado a un ángulo  $\theta^0$  con respecto a la dirección del haz observará la correspondiente energía de la transición gama con un valor distinto debido al efecto Doppler. Al mismo tiempo observará rayos gama con energías no perturbadas, provenientes de aquellos núcleos que alcanzan a detenerse en el absorbente antes de decaer.

En la situación simplificada de la figura 1 el número de núcleos de retroceso que emiten antes de alcanzar la placa de frenado (stopper) es medido por la intensidad  $I_f$  de los rayos gama con corrimiento Doppler o sea con una energía:

$$E = E_0 (1 + v/c \cos\theta)$$

a primer orden en  $v/c$ .

El número de núcleos que son frenados antes de decaer

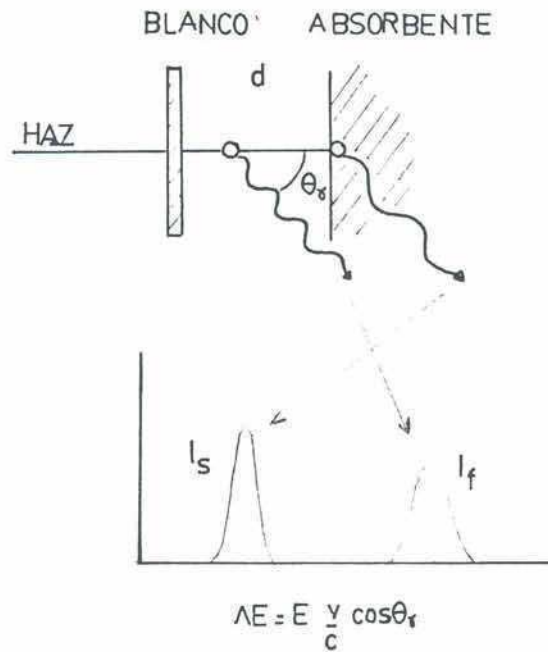


Fig. 1 Principio de medición de vidas medias con el plunger.

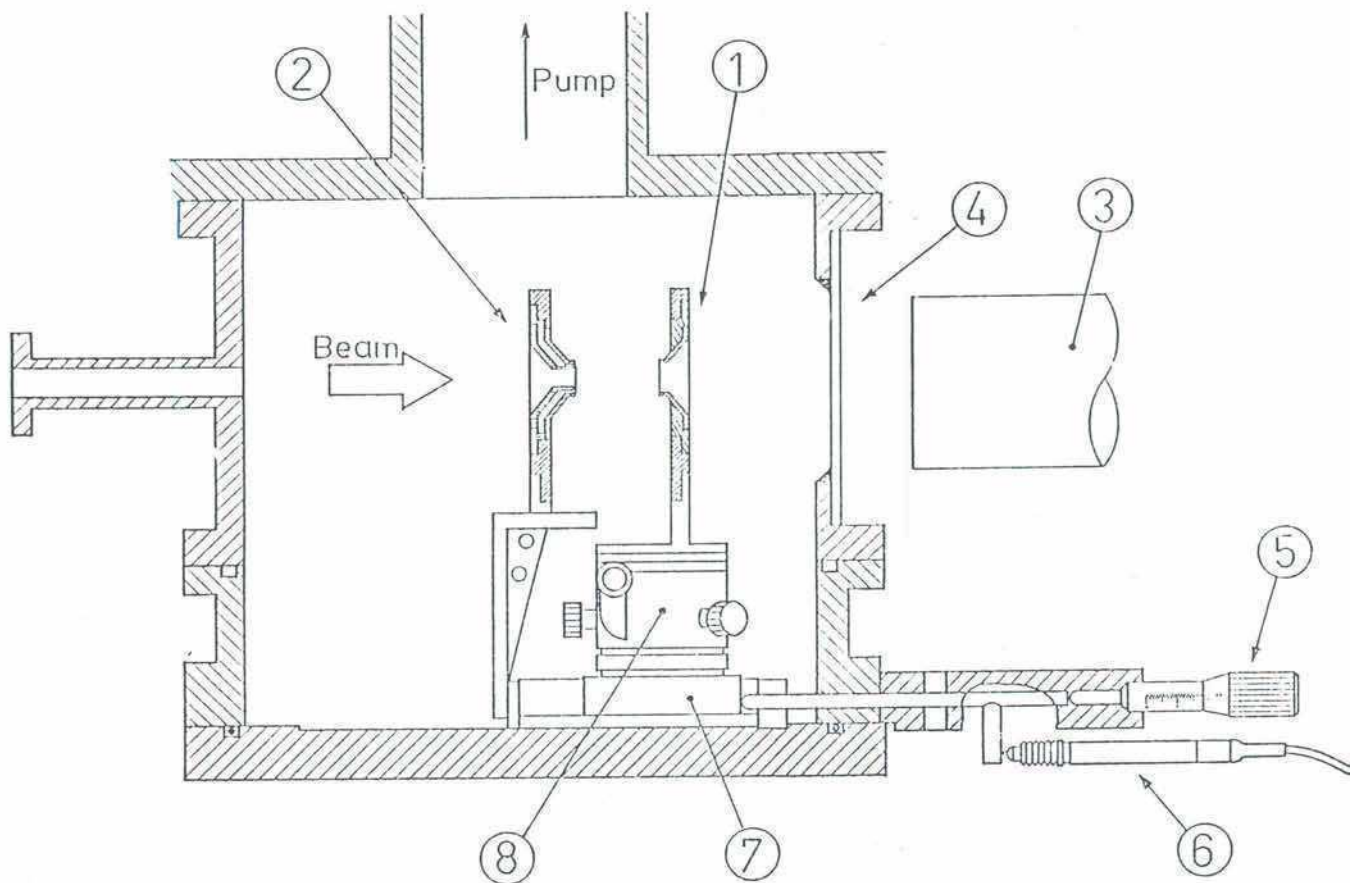


Fig. 2 Esquema del Plunger. 1) carro móvil. 2) blanco. 3)absorbente. 4)ventana de plástico. 5)micrómetro. 6)palpador inductivo. 7) Carro móvil 8) Posicionador

son identificados por los rayos gama que tienen energía  $E_0$  o sea  $I_s$ .

En el caso de tener un nivel nuclear con vida media  $\tau$  que es poblado instantáneamente en la reacción

$$I_f = N_0 (1 - \exp(-d/(v\tau)))$$

$$I_s = N_0 \exp(-d/(v\tau))$$

donde  $d$  es la distancia entre las placas del plunger.

El cociente entre la intensidad  $I_s$  y la intensidad total  $I_s + I_f$  es:

$$R(d) = I_s / (I_s + I_f) = \exp(-d/(v\tau))$$

De esta manera, la medición de  $R(d)$  vs.  $d$  permite determinar  $\tau$ . La velocidad se obtiene a partir de la diferencia de energía de los rayos gama emitidos por el núcleo en vuelo y en reposo.

Con las energías alcanzadas con los aceleradores tandem modernos la transferencia de impulso lineal en este tipo de reacciones produce velocidades de retroceso del núcleo residual del 1-3 % de la velocidad de la luz.

En principio el RDM podría ser usado para medir vidas medias tan cortas como el tiempo de frenado de los núcleos de retroceso en el absorbente que es del orden de 0.5 ps. Sin embargo para alcanzar este límite inferior y mantener la exactitud del método se requiere resolver los problemas mecánicos de posicionar el absorbente a distancias muy pequeñas de la folia usada como blanco. Por ejemplo para una

velocidad típica del núcleo de retroceso de 2%*c* ( $v=6 \mu\text{m}/\text{ps}$ ), si queremos medir vidas medias de 1ps tenemos que poder medir distancias entre blanco y absorbente del orden de  $2\mu\text{m}$ .

Para alcanzar este límite inferior se requiere:

- 1) Ambas folias perfectamente planas, con rugosidades menores que  $1\mu\text{m}$  y que no sufran distorsión al ser bombardeadas por el haz.
- 2) Blanco y absorbente definiendo una superficie de aproximadamente  $1 \text{ cm}^2$  paralela con gran precisión.
- 3) Movimiento controlado para variar la distancia entre ambas folias.

## II.2 CONSTRUCCION DEL PLUNGER.

Para la construcción del plunger se tuvieron en cuenta los modelos ya existentes (Refs. 1-6), así como también los recursos disponibles. Se usó una cámara circular de acero inoxidable (Fig. 2) ya existente que había sido diseñada para experimentos de distribuciones angulares en la línea experimental gama. Esta cámara tiene sus lados sellados con policarbonato de 1.5 mm de espesor, que permite posicionar detectores gama variando el ángulo en forma continua entre  $0^\circ$  y  $170^\circ$  con respecto a la dirección del haz sin atenuación apreciable de la radiación gama. Se usó la base de esta cámara para montaje del plunger y se diseñó un suplemento que se adapta a la cámara circular. La base y este suplemento pueden montarse y desmontarse con facilidad, esto es muy

importante para la preparación del experimento, montaje de las folias, alineamiento y pruebas del plunger. Inicialmente se consideró que la base de la cámara de 1.5 cm de espesor de acero inoxidable era suficientemente sólida para evitar la posibilidad de movimiento relativo entre las placas, fijadas independientemente a esta base, al evacuar la cámara. Sin embargo al hacer vacío en la cámara la deformación de la base producía un movimiento apreciable entre las placas. Este problema se solucionó fijando ambas placas a un solo punto de la base de la cámara.

A la base de la cámara se fijó un pequeño carro de desplazamiento lineal de calidad de banco óptico. El desplazamiento se efectúa en forma manual usando un tornillo micrométrico (aunque se ha desarrollado un mecanismo basado en un motor paso a paso). La placa que se usa como absorbente está montada sobre un posicionador de calidad óptica que permite rotaciones según tres ejes perpendiculares independientemente, lo cual permite el alineamiento paralelo de ambas placas. Este posicionador se fija al carro móvil lo mismo que el soporte donde se monta el blanco.

Para su avance, el carro móvil es empujado por una varilla de acero inoxidable de 5 mm de diámetro que se extiende afuera de la cámara de vacío a lo largo de una guía. El cierre de vacío se hace con un O-ring. La varilla se mantiene en contacto con el micrómetro por un resorte que

empuja el carro desde el otro extremo, permitiendo también el retroceso del mecanismo. El micrómetro se atornilla firmemente a la guía fijada a la base de la cámara.

### II.3 PREPARACION DE BLANCOS

Un factor muy importante en la medición de vidas medias cortas está en la calidad de los blancos.

Se ensayaron distintas técnicas para su preparación las cuales incluyeron: evaporación de materiales, laminado y diseño de soportes especiales para estiramiento de folias, usando la técnica de Gallant (Ref. 6). En la Figura 3a) se muestra un portablanco de material de bronce especialmente diseñado para el uso de anillo de guarda en las mediciones de capacidad. Este modelo resultó inapropiado para la detección de la radiación gama a ángulos distintos de  $0^{\circ}$  debido a absorción en el material de bronce. Para evitar este inconveniente se diseñaron nuevos soportes como los mostrados en las figuras 3b) y 3c). Este último fue especialmente diseñado para estirar láminas muy pequeñas de material enriquecido:  $^{54}\text{Fe}$  y está hecho de material de aluminio.

Estos portablanco deben ser cuidadosamente pulidos. La superficie que entra en contacto con el blanco a estirar debe ser limpiada y controlada en el microscopio

La folia a estirar se pega en el disco mas pequeño; y esta pieza se une mediante tornillos con pequeños resortes al

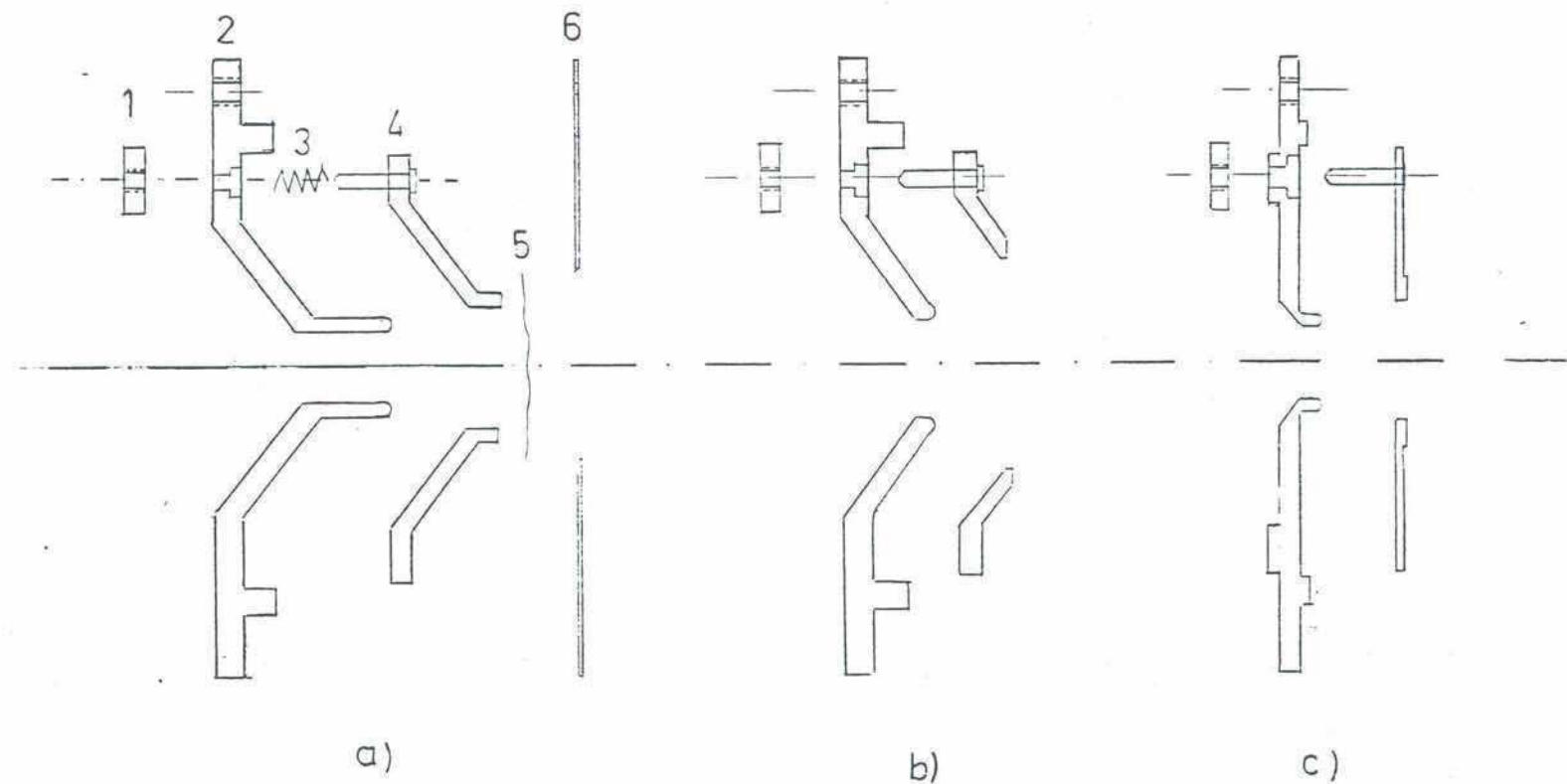


Fig. 3 Esquema de portablancos usados en el Plunger. a)Material: Bronce (para uso con anillo de guarda). b)Material: bronce. c)Material: aluminio. 1)Tuerca. 2)Soporte circular con superficie pulida. pulida. 3)Resorte. 4)Marco para pegar folia. 5)Folia. 6)Anillo de guarda.



disco mayor. Ajustando suavemente las tuercas las dos piezas se van acercando hasta que la nariz estira completamente la folia, obteniéndose una superficie extremadamente plana.

Los blancos son cuidadosamente examinados al microscopio para detectar posibles irregularidades en los bordes del blanco o partículas de polvo que suelen depositarse sobre la lámina.

Las folias usadas como blanco deben ser muy delgadas, espesores típicos para láminas de cobre, níquel o hierro son de 400-500  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ . Esto es necesario para que los núcleos de retroceso salgan del blanco sin pérdida apreciable de energía cinética, y por lo tanto con una velocidad bien definida. La variación de la velocidad de retroceso se traduce, en el espectro de radiación gama, en un ensanchamiento del pico en vuelo aumentando así el error en la determinación de su área.

Estas folias tan extremadamente delgadas son muy difíciles de manipular y estirar y en la práctica solo el 30% del los blancos preparados tienen éxito.

Para la preparación de blancos delgados de cobre se evaporó primero oro ( $1.5 \text{ mg}/\text{cm}^2$ ) sobre un vidrio portaobjeto y sobre esta capa de oro se evaporó cobre natural ( $400\text{-}500 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ). La folia fue flotada en agua para ser despegada del vidrio y estirada con el portablanco (Fig. 3a). El oro provee soporte mecánico a la folia de cobre que es muy delgada y es seleccionado por ser un material fácil de evaporar y que no

produce reacción nuclear con los haces a las energías usadas (sólo se produce excitación coulombiana).

Folias de níquel y de hierro que no pudieron obtenerse por evaporación (se necesitan temperaturas muy elevadas) fueron laminadas hasta espesores de  $900 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ . En este caso fueron necesarios varios recocidos intermedios para liberar tensiones. Estas folias si bien son más gruesas y de menor calidad que las obtenidas por evaporación fueron usadas en muchos experimentos y tienen la ventaja de ser autoportantes.

Como material para el absorbente se usó tantalio y plomo. Si bien con el tantalio se logran superficies planas de mejor calidad que con el plomo su espectro de excitación coulombiana a bajas energías hace difícil la medición de las transiciones electromagnéticas que nos interesan, por lo cual en muchos experimentos se prefirió usar absorbentes de plomo.

Superficies de plomo planas fueron obtenidas prensando la folia de plomo entre dos superficies bien pulidas. Fueron usadas folias de plomo delgadas ( $100 \text{ mg}/\text{cm}^2$ ) para evitar la absorción de la radiación gama pero de espesor suficiente para frenar el haz. Es necesario frenar el haz en las mediciones de radiación gama a  $0^\circ$ . Un rango típico para los núcleos de retroceso en los materiales absorbentes usados es del orden de  $10 \text{ mg}/\text{cm}^2$  y para los haces a las energías que se necesitan es de  $\cong 40-50 \text{ mg}/\text{cm}^2$ .

Los portablancos tienen un diámetro pequeño (6 mm), para

facilitar el estiramiento y porque en muchos casos para hacer blancos de material enriquecido no se dispone de grandes cantidades de material. El enfoque del haz en el blanco es muy importante. Para ello se usa una pantalla fosforescente de un material cerámico montada en la escalera de blancos delante del blanco del plunger. Se focaliza controlando la imagen del haz con una cámara de televisión hasta lograr una mancha del haz de 1 o 2 mm de diámetro. Antes del blanco se coloca un colimador de tantalio de diámetro menor (5 mm). Una vez focalizado el haz se quita la pantalla y se hace incidir sobre el blanco. Se controla el espectro gama y de rayos X de la reacción en el multicanal y si se observan rayos característicos del tantalio se corrige la focalización.

#### II.4 CALIBRACION DE LA DISTANCIA ENTRE LAS PLACAS DEL PLUNGER METODO CAPACITIVO

En el plunger se tiene un micrómetro de 10  $\mu\text{m}$  de precisión. Para medir distancias con más precisión se usa un palpador inductivo TESATRONIC TTA20 (fig. 4) ya existente en el laboratorio. Este instrumento permite realizar mediciones en 6 diferentes rangos con una precisión máxima de 0.1  $\mu\text{m}$  y un rango máximo de 1 mm. Distancias mayores pueden ser medidas con el TESSA redefiniendo el cero o con el micrómetro que tiene un rango de 25 mm. El palpador contiene una bobina por la que circula una corriente con un pequeño cilindro de

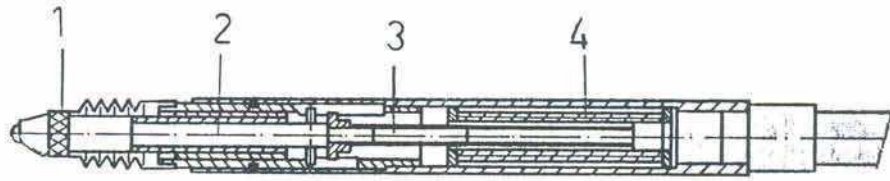


Fig. 4 Palpador inductivo. (TESSA) 1) Cabeza. 2) Eje. 3) Cilindro de hierro. 4) Bobina.) Bobina.

Fig. 5 Circuito esquemático para medición de la capacidad entre las placas del Plunger.

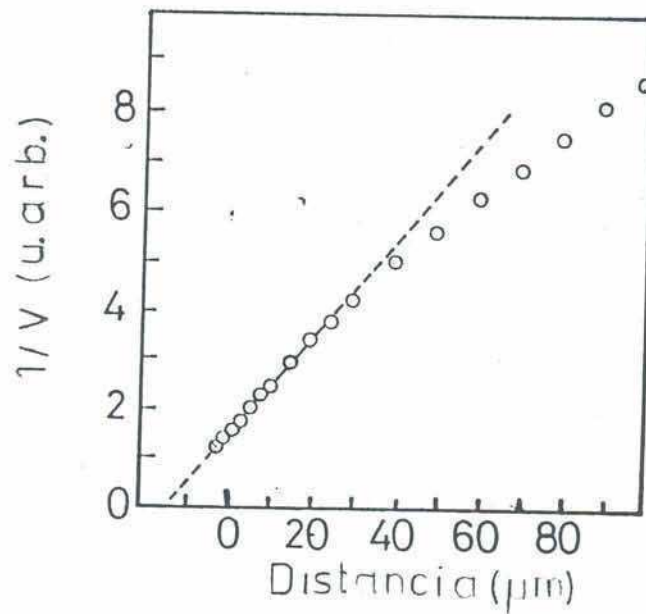
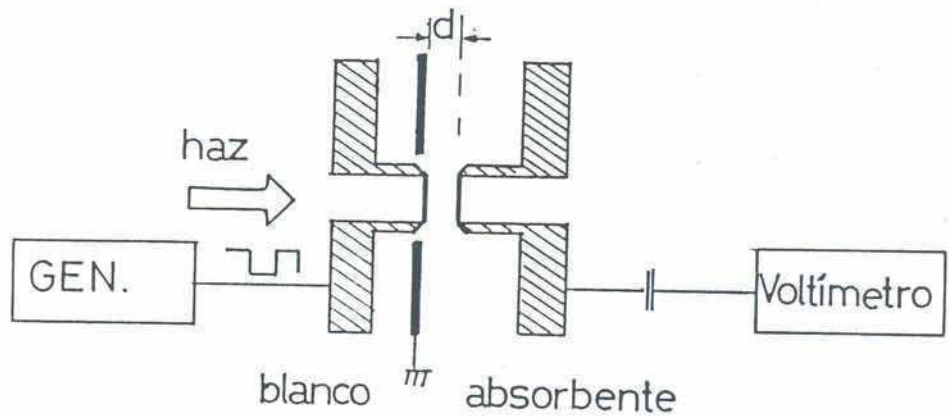


Fig. 6 Gráfico de la inversa de la capacidad vs. la distancia.

hierro en su interior. Los movimientos son transmitidos a este cilindro que por inducción modifica la corriente en la bobina. El palpador es montado fuera de la cámara de vacío. Mediante un resorte se mantiene en contacto con un "inserto" fijado al eje de acero inoxidable que provee el movimiento lineal de una de las placas del plunger.

La calibración de la distancia entre blanco y absorbente y en particular la posición del cero del micrómetro o del palpador se establece determinando la posición donde ambas placas se tocan midiendo la capacidad eléctrica entre ambas placas y extrapolando a distancia cero. Esta técnica es descripta por Alexander and Bell (Ref. 1).

Blanco y absorbente están montados sobre soportes de lucite para estar aislados eléctricamente. Los movimientos de rotación del posicionador permiten el alineamiento paralelo de las folias que primero se realiza visualmente y muy cuidadosamente con iluminación apropiada, y que luego se controla con la medición de la capacidad.

El diagrama esquemático para la medición de la capacidad usado en este trabajo se muestra en la figura 5.

Se usa un 'anillo de guarda' entre ambas placas conectado a tierra para eliminar efectos de borde en el campo eléctrico entre las placas. De modo que a distancias cortas ( $<40 \mu\text{m}$ ) vale la aproximación de capacitor infinito de caras paralelas:

$$C=0.0885 \text{ A/d pF}$$

donde: A es el área de las placas y d la distancia entre ellas.

En la figura 5 la señal producida por un generador muy estable de onda cuadrada es transmitida por la capacidad existente entre las placas y su amplitud RMS es medida mediante un voltímetro de precisión.

La capacidad tiende rápidamente a valores muy elevados a medida que la distancia entre las láminas se aproxima a cero y en estas condiciones la amplitud de la señal transmitida  $V_o$  tiende al valor de salida del generador  $V_i$ . La carga que aparece entre las armaduras del condensador es  $Q=C.V_i$  y puesto que la impedancia de entrada R del voltímetro es elevada se puede escribir:

$$V_o = Q R = C V_i R \propto A/d$$

De este modo un gráfico de la inversa de la amplitud transmitida en función de la distancia entre placas tendrá un comportamiento lineal (Fig. 6). La extrapolación de esta línea recta determina la distancia cero en términos de la lectura del TESSA.

El apartamiento del comportamiento lineal para grandes distancias se debe a la influencia de la capacidad parásita de los portablancos.

Si el paralelismo entre las láminas es pobre, o si se depositó una partícula conductora sobre alguna de las folias

o si éstas no están bien tensadas la extrapolación a cero está lejos del contacto eléctrico. En la práctica para blanco y absorbente bien tensados se han logrado aproximaciones entre placas de 5  $\mu\text{m}$ . Sin embargo en muchos experimentos usando absorbentes de plomo no se han logrado aproximaciones mejores de 10 o 15  $\mu\text{m}$ .

Las imperfecciones de las superficies, el paralelismo insuficiente y las impurezas que inevitablemente se depositan sobre ellas impiden una mejor aproximación lo cual pone un límite inferior a los valores de vidas medias que se pueden medir con estos dispositivos. Por ejemplo si consideramos que se tiene una velocidad de retroceso de 3% de la velocidad de la luz el mínimo tiempo observable es:

$$\tau_{\min} \cong 15 \mu\text{m} / 9 \mu\text{m/ps} = 1.7 \text{ ps}$$

Otra ventaja de la medición de la capacidad es que permite controlar la distancia durante el experimento. Esto permite registrar y estimar cambios no controlados en la distancia entre placas tales como vibraciones térmicas, calentamiento causado por el haz o deterioro de las folias al ser irradiadas durante un tiempo prolongado. El efecto del haz incidiendo sobre las folias se pone en evidencia a distancias cortas ( $<40 \mu\text{m}$ ). Estos efectos dependen fuertemente de la naturaleza de las folias especialmente si no están muy bien tensadas.

### III. MEDICION DE VIDAS MEDIAS

#### III.1 ANALISIS DE LAS CURVAS DE DECAIMIENTO.

En el análisis numérico de las vidas medias de los distintos niveles dentro de una cascada se utilizó el programa TAUFIT (Ref. 7).

En el caso de reacciones nucleares con iones pesados no es válida la suposición de una población rápida de un dado nivel. La situación más normal es aquella en la que el nivel en estudio no es poblado directamente sino mediante varios decaimientos gama. En este caso la evolución temporal de la población del nivel depende de las vidas medias de los niveles precedentes en la cascada gama y de las intensidades relativas con las cuales las transiciones gama de la cascada contribuyen a la población del nivel. El efecto de los estados discretos que alimentan el nivel en cuestión puede ser aislado midiendo las vidas medias y las intensidades respectivas del rayo gama. La vida media efectiva corregida en esta forma debido a las contribuciones de estados discretos finalmente depende de la vida media verdadera del nivel y de la vida media de la alimentación "lateral" (side feeding) y de su intensidad. Se define el side feeding como la población del nivel a través de rayos gama no observados. Desde el punto de vista de la medición de vidas medias, la vida media del side feeding ( $\tau_f$ ) impone un límite inferior. El valor de  $\tau_f$  depende de la reacción, de la combinación



blanco-proyectil y de la energía de bombardeo. Se han realizado experimentos para medir  $\tau_f$ . En experimentos de bombardeo de blancos pesados con haces de oxígeno y neón se encontraron vidas medias  $\tau_f$  de hasta 30 ps. Por tanto en esta región de masas sólo se pueden medir vidas medias para los estados más bajos de la línea yrast.

En sistemas más livianos la situación es diferente. En la reacción  $^{58}\text{Ni}(\alpha, p)^{61}\text{Cu}$  (Sarantites *et al.* Ref. 8) observaron un crecimiento lineal de  $\tau_f$  con la energía de excitación ( lo cual refleja un incremento de la multiplicidad) y dedujeron un valor para  $\tau_f$  de 0.3 ps. Halbert *et al.* (Ref. 9) realizaron mediciones de vida media y multiplicidad gama en  $^{74}\text{Se}$  utilizando la reacción  $^{64}\text{Ni}(^{16}\text{O}, 2n\alpha)^{74}\text{Se}$ . Para la vida media efectiva del estado  $16^+$  obtuvieron:  $\tau = 0.17(4)\text{ps}$  (este número incluye la vida media verdadera del estado  $16^+$ ,  $18^+$  y del side feeding). Asumiendo valores de 0.05 ps para las vidas medias verdaderas obtuvieron para la vida media del side feeding:  $\tau_f \cong 0.07$  ps. Lieb *et al.* en la reacción  $^{58}\text{Ni}(^{16}\text{O}, 2p\alpha)^{72}\text{Se}$  realizaron mediciones de vidas medias de los estados yrast hasta  $14^+$  y determinaron  $\tau_f < 0.1$  ps. En un estudio sistemático de  $\tau_f$  en la reacción  $^{62}\text{Ni}(^{16}\text{O}, p2n)^{75}\text{Br}$  (Ref. 10) se obtuvo una relación lineal para  $\tau_f$  en función de la energía de excitación del nivel:  $\tau_f(\text{fs}) = -56 E_x(\text{MeV}) + 270$ . Una relación similar ( $\tau_f(\text{ps}) = -.32 E_x(\text{MeV}) + 1.56$ ) se da para la reacción

$^{40}\text{Ca}(^{40}\text{Ca},3p)^{77}\text{Rb}$  a 122 MeV a partir de mediciones de vidas medias por DSAM (Ref. 11). Esto significa que para un estado de energía de excitación de 200 KeV  $\tau_f < 1\text{ps}$ .

En este trabajo se realizaron mediciones de vidas medias mayores que 3 ps con reacciones similares a las anteriores y por tanto las correcciones por vida media de side feeding no son importantes.

Para la serie de cascadas de la figura 7 el número de rayos  $\gamma_k$  emitidos por núcleos en reposo es decir desde el absorbente situado a una distancia  $d$  del blanco está dado por:

$$N_{s_{k,k-1}}(d) = \int_{d/v}^{\infty} b_{k,k-1} N_k(t') \lambda_k dt'$$

$$= \sum_{i=k}^m \sum_{\alpha=1}^{l_i} N_{i\alpha} \sum_{v_{i\alpha}} Y_{v_{i\alpha}} \exp(-\lambda_{v_{i\alpha}} d/v)$$

$$Y_{v_{i\alpha}} = \prod_{j_{i\alpha} \neq v_{i\alpha}} \lambda_{j_{i\alpha}} / (\lambda_{j_{i\alpha}} - \lambda_{v_{i\alpha}})$$

$$N_{i\alpha} = F_i \prod_{v_{i\alpha}} b_{v_{i\alpha}, v_{i\alpha}}^{-1}$$

Aquí  $\alpha$  indica la cascada de rayos gama que alimenta el estado  $k$ , que comienza en el estado  $i$  y que contiene los estados  $v_{i\alpha}$ .

$N_k(t')$  es la población del nivel  $k$  al tiempo  $t'$  ( $t=d/v$  y  $v$  velocidad del núcleo de retroceso),  $b_{i,j}$  son los branching

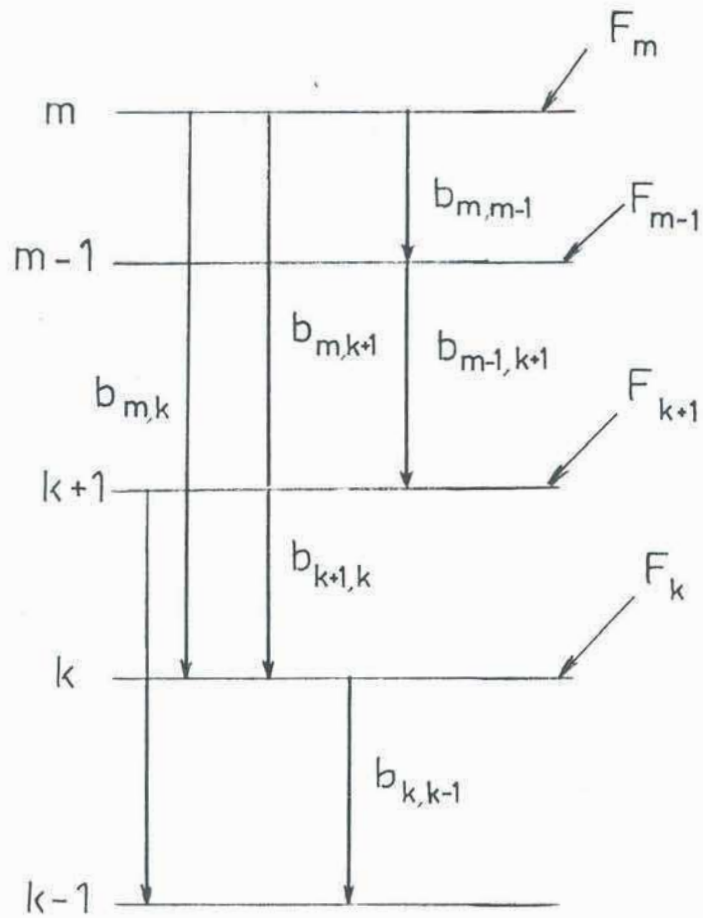


Fig. 7 Representación esquemática de cascadas gama en reacciones inducidas por iones pesados.

ratios,  $F_i$  es la población que viene directamente al nivel  $i$ ,  $\lambda_{v_{i\alpha}}$  es la probabilidad de decaimiento del estado  $v_{i\alpha}$ .

El número total de rayos  $\gamma_k$  emitidos será la suma de los emitidos por núcleos en reposo  $Ns_{k,k-1}(d)$  y los emitidos por núcleos en vuelo  $Nf_{k,k-1}(d)$ :

$$Nt_{k,k-1}(d) = Ns_{k,k-1}(d) + Nf_{k,k-1}(d) = \sum_{i=k}^m \sum_{\alpha=1}^{l_i} N_{i\alpha}$$

Se definen las funciones de decaimiento para picos frenado (stop) y en vuelo (flight):

$$R_{k,k-1}^s(d) = \frac{Ns_{k,k-1}(d)}{Nt_{k,k-1}}$$

$$R_{k,k-1}^f(d) = \frac{Nf_{k,k-1}(d)}{Nt_{k,k-1}}$$

El pico emitido en vuelo es siempre más ancho que el frenado. Este ensanchamiento proviene del ángulo sólido finito de observación subtendido por el detector, y de la distribución de velocidad de los núcleos de retroceso debido al espesor finito del blanco y a la emisión de partículas que sigue a la formación del núcleo compuesto. Una consecuencia de este último efecto es el ensanchamiento mayor para transiciones procedentes de canales de evaporación de partículas alfa. Este ensanchamiento adicional hace que no sea posible determinar su intensidad con la misma precisión

que para el pico frenado. Además en algunos casos no se pueden analizar simultáneamente debido a contaminaciones de alguno de ellos como consecuencia de la complejidad del espectro gama. Por estas razones las curvas de decaimiento  $R(d)$  no se normalizan en general con la suma  $N_s+N_f$  medida del espectro. En los experimentos descriptos en este trabajo se tomó como normalización la radiación gama proveniente de excitación coulombiana o la radiación X producida por fluorescencia en el material del absorbente. En los casos de poder analizar pico stop y flight este método permite tener dos mediciones independientes de la vida media.

Además del fondo lineal en el espectro muchas veces queda un fondo residual en la posición del pico sin corrimiento Doppler. Este fondo es tenido en cuenta en el programa TAUFIT añadiendo un término  $R_0$  que puede ser fijado o dejado como parámetro libre del programa.

$$R^s(d) = (1-R_0) N_s(d)/N_t + R_0$$

El programa TAUFIT fue adaptado para el análisis de picos flight:  $R^f(d) = (1-R_3) N_f/N_t + R_4$ . Las constantes  $R_3$  y  $R_4$  sirven para normalizar y para tener en cuenta picos en el fondo como en el caso de  $R^s$ . Se incluyó en el programa un parámetro libre  $R_M$  que tiene en cuenta diferencias debido a normalización. Se incluyeron en el programa otros parámetros variables:  $R_v$ ,  $R_z$ ,  $T_v$ ,  $T_z$  que tienen en cuenta la presencia de otros picos de vidas medias  $T_v$  y  $T_z$  e intensidades

proporcionales a  $R_v$  y  $R_z$  en la posición del pico de interés que resulta tener intensidad proporcional a  $1 - R_o - R_M - R_v - R_z$ .

Las fuentes de incerteza en las mediciones de vidas medias con el plunger son diversa. Fossan (Ref. 32) menciona entre otras las siguientes: 1) Efectos de distribución de velocidades y distancia. 2) Efecto de deorientación. 3) Efectos de ángulo sólido y relativistas.

1) Efectos de distribución de velocidades y distancia.

En todos los casos se trató de minimizar el ancho de la distribución de velocidades, usando blancos finos (300-500  $\mu\text{m}/\text{cm}^2$ ). Esta distribución se puede estimar a partir de la forma del pico flight. Si se asume una distribución gaussiana, se puede obtener su ancho a partir del ancho experimental del pico flight y del ancho de resolución.

Las contribuciones a la distribución de la distancia entre las placas provienen de irregularidades en la superficie de las folias y a desviaciones del paralelismo.

Estos dos efectos se tuvieron en cuenta en el análisis de errores con el método de Monte Carlo donde se asumieron distribuciones gaussianas para ambas efectos.

2) Efecto de deorientación. El núcleo de retroceso que viaja en el vacío interactúa con el campo hiperfino creado por los electrones atómicos. Esta interacción produce una perturbación del alineamiento nuclear, introduciendo una

variación dependiente del tiempo en la probabilidad de emisión de la radiación gama a un ángulo dado que se superpone al decaimiento exponencial del estado excitado:

$$I(\theta, t) = N \lambda e^{-\lambda t} [ 1 + \sum A_k G_k(t) Q_k P(\cos\theta) ]$$

Las cantidades  $A_k$  son determinadas por el mecanismo de reacción que puebla el estado, los espines de los estados inicial y final y la multipolaridad de la radiación gama.  $Q_k$  son factores de atenuación geométricos y  $G_k(t)$  son los factores de atenuación debidos a interacción hiperfina en el vacío. Tienen la forma:  $G_k(t) = e^{-t/\tau_k}$ ,  $\tau_k$ : tiempo de relajación. Para tener en cuenta este efecto se debe observar la radiación gama simultáneamente a varios ángulos y corregir por cualquier cambio en la distribución direccional como función de la distancia de separación blanco-absorbente.

Rascher *et al.* (Ref. 33) realizaron mediciones de vidas medias en estados excitados en  $^{39}\text{Ar}$ ,  $^{40,41}\text{K}$  y  $^{41}\text{Ca}$  a distintos ángulos y encontraron un efecto de deorientación menor del 3%.

La vida media  $\tau$  deducida del ajuste de la curva de decaimiento  $R(d)$  no es perturbada por este efecto para  $\tau \gg \tau_2, \tau_4$  o  $\tau \ll \tau_2, \tau_4$ . En el peor caso  $\tau \cong \tau_2, \tau_4$  su influencia en el valor de la vida media será menor del 10 % (Ref. 34).

Por las razones discutidas arriba en este trabajo no se corrigió por efecto de deorientación.

3) Efecto de ángulo sólido. La diferencia entre el ángulo

sólido visto por el detector para la radiación gama emitida en vuelo y en reposo es cada vez más importante a medida que crece la separación entre las placas del plunger. Este efecto se corrige estimando para cada posición ambos ángulos sólidos. En los casos en que se analiza picos stop y se normaliza con radiación X o gama procedente de excitación coulombiana del absorbente no es necesario esta corrección.

### III.2 CALIBRACION DEL PLUNGER

Con el objeto de comprobar el funcionamiento del plunger se midieron vidas medias en el  $^{78}\text{Kr}$ , conocidas previamente (Ref. 12, 13, 14 y 28). Se eligió este núcleo por estar en la zona de la tabla de nucleídos que nos interesa y por ser producido abundantemente en la reacción  $\text{Cu}(\text{natural}) + ^{19}\text{F}$ . Siendo el flúor un haz fácil de obtener y en grandes cantidades con el acelerador TANDAR y el cobre un material accesible para ser usado como blanco en el plunger.

En un experimento anterior se había hecho la función de excitación para la reacción  $\text{Cu}(\text{nat}) + ^{19}\text{F}$  y de ésta se eligió la energía de bombardeo del haz de 70 MeV en el laboratorio.

Como blanco se usó una folia de cobre natural de 400-500  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  evaporada sobre una folia de oro de 1.5  $\text{mg}/\text{cm}^2$ . Como absorbente se usó una lámina de tantalio de 20  $\mu\text{m}$  de espesor (laminada y estirada) espesor suficiente para frenar los núcleos de retroceso y también el haz. Esto último es



necesario para medir la radiación gama emitida a un ángulo de  $0^{\circ}$  respecto de la dirección del haz.

La corriente del haz se mantuvo constante aproximadamente igual a 10 nA para un estado de carga de  $6^{+}$ . Se hicieron dos secuencias de mediciones:

- 1) Para medir la vida media del estado  $2^{+}$  se variaron las distancias entre contacto eléctrico y 3 mm.
- 2) Para medir la vida media del estado  $4^{+}$  se variaron las distancias entre contacto eléctrico y 110  $\mu\text{m}$ .

Para cada distancia se levantaron espectros simples durante 30 min ( $1^{\text{a}}$  secuencia) y 60 min ( $2^{\text{a}}$  secuencia) con un detector de Ge(Li) 40% colocado a  $0^{\circ}$ . Los espectros fueron acumulados en el multicanal. La figura 8 muestra porciones del espectro correspondientes a la transición  $2^{+} \rightarrow 0^{+}$  y  $4^{+} \rightarrow 2^{+}$  obtenidas para diferentes distancias entre blanco y absorbente. Se observa claramente el crecimiento del pico de decaimiento en vuelo con el aumento de la distancia.

La medición del área de los picos stop y flight correspondientes a las transiciones de 455 KeV y 665 KeV no presentó dificultades por tratarse de picos no contaminados y de gran intensidad. Para la determinación del área de los picos del espectro gama se usó el programa DAT1 (Ref.15) que está especialmente destinado al análisis de este tipo de espectros de medición de vidas medias que contienen picos de anchos diferentes. En todos los casos los picos fueron

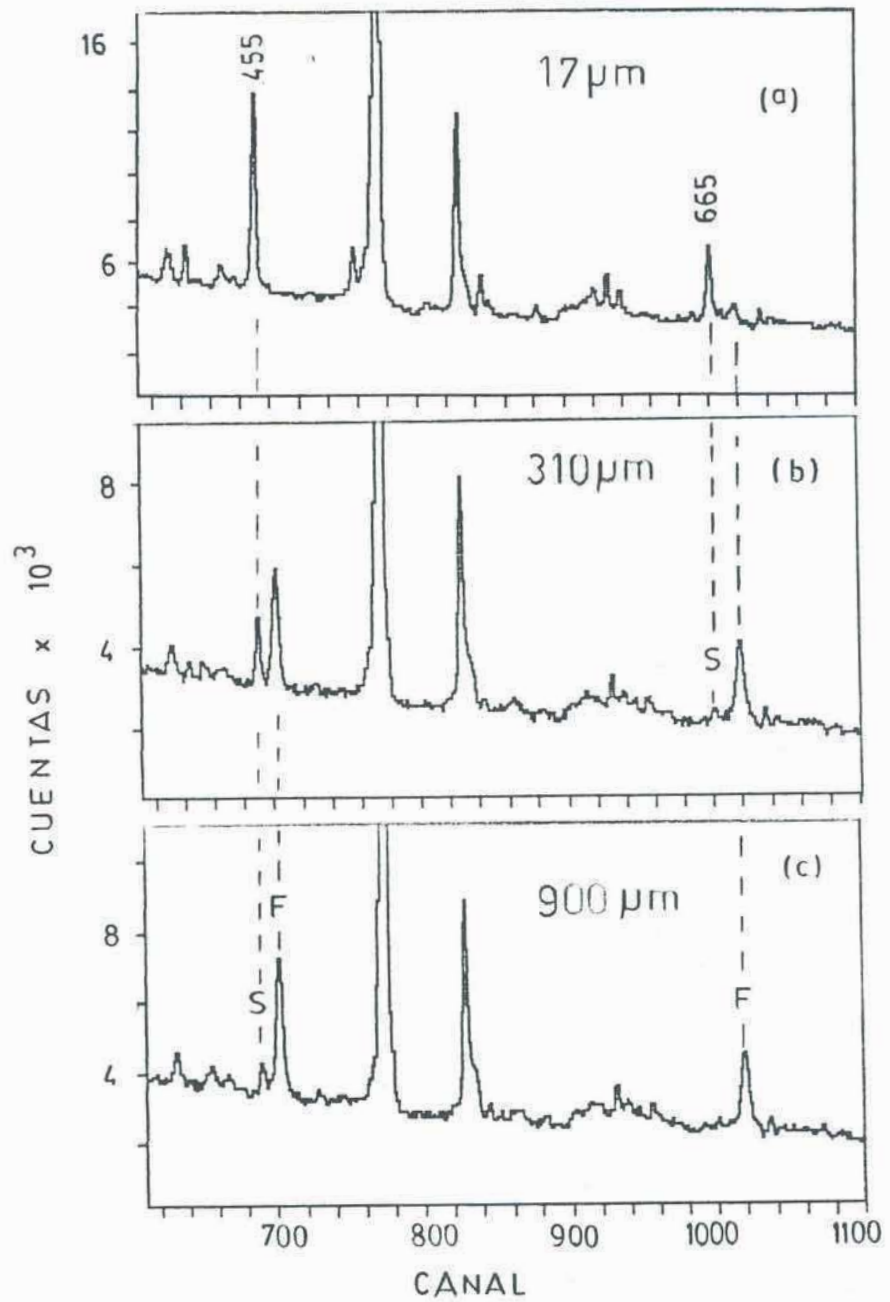


Fig. 8 Espectro de plunger para diferentes distancias blanco-absorbente. Se muestran las líneas no corridas (s) y corridas (f) para las transiciones de 455 KeV y 665 KeV.

ajustados con una gaussiana y se tomó un ancho fijo para picos stop y flight.

Se determinó  $\beta=v/c$  a partir de la diferencia de energías de los picos stop y flight de la transición de 455 KeV para diferentes distancias obteniéndose  $v/c=(1.79 \pm 0.02) \%$ .

Las curvas de  $R(d)=I_o / (I_o + I_f)$  en función de la distancia para las transiciones de 455 y 664 KeV se muestran en la figura 9.

Se usó el programa TAUFIT para realizar el ajuste de estas curvas, teniendo en cuenta alimentación lateral rápida y la vida media de los niveles de arriba.

Los resultados obtenidos se consignan en la Tabla I donde se comparan con los resultados previamente conocidos. Se puede observar el buen acuerdo con estos datos.

TABLA I. Vidas medias para los estados  $2^+$  y  $4^+$  del  $^{76}\text{Kr}$ .

E <sub>x</sub> (KeV)	I <sup>π</sup>	Vidas medias (ps)				
		Este trabajo	Resultados previos			
			Ref.12	Ref.13	Ref.28	Ref.14
455	$2^+$	30.4(1.2)	32(2)	36(4)	33(3)	40(6)
1119	$4^+$	4.2(2)	3.6(3)	5.5(14)	3.7(5)	-

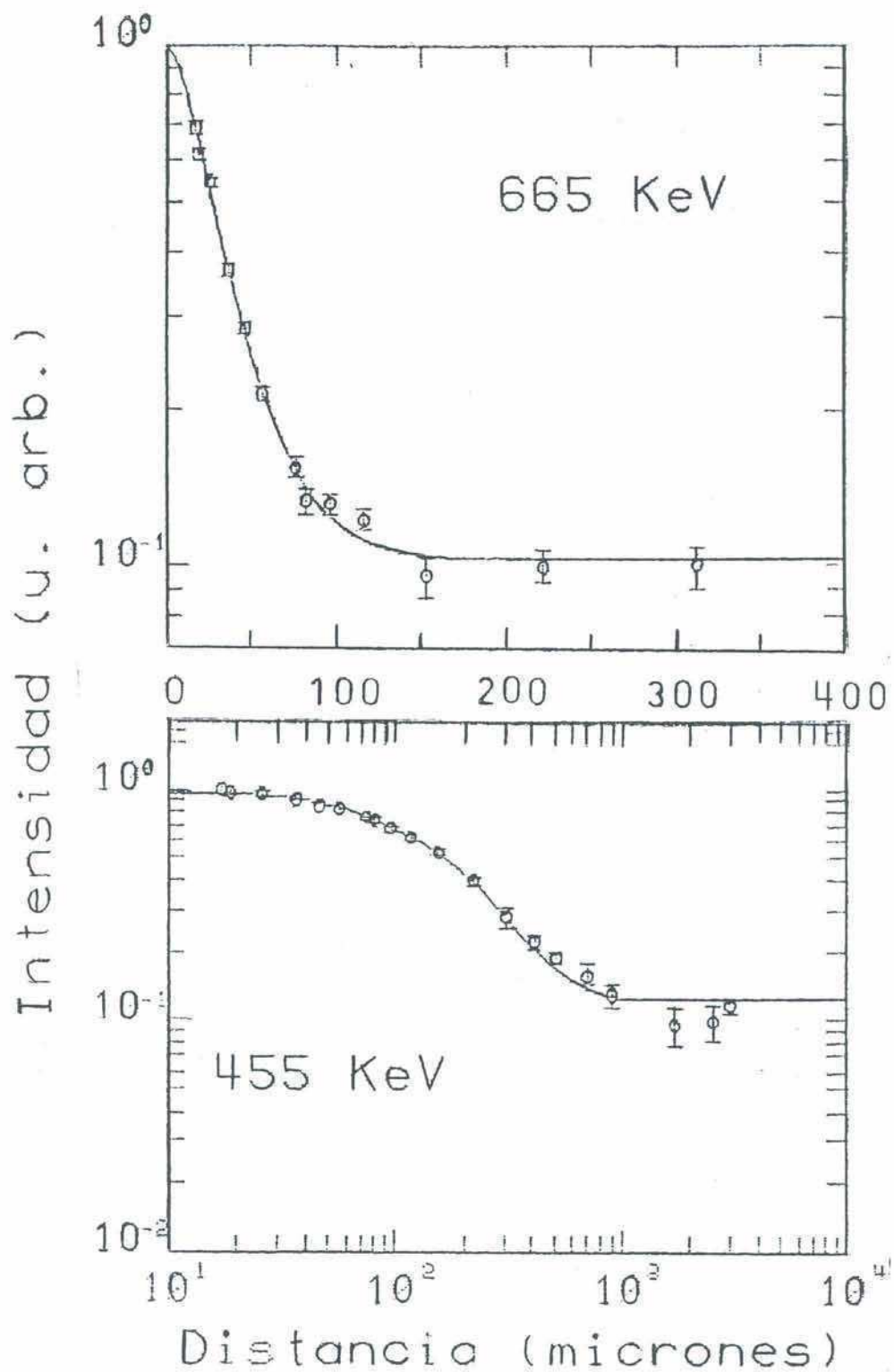


Fig. 9 Curvas de decaimiento para las transiciones de 455 KeV y 665 KeV.

### III.3 ANALISIS DE ERRORES

El error en las vidas medias que da el programa TAUFIT sólo tiene en cuenta el error estadístico en los datos experimentales de la intensidades.

En una cascada de rayos gama deberían ser tenidos en cuenta también los errores de las vidas medias, intensidades, branching ratios y side feeding de los estados que alimentan el nivel de interés. Una forma de estimar la influencia de un parámetro sobre el resultado final es realizando el ajuste de la curva de decaimiento asumiendo el máximo y el mínimo valor para este parámetro permitido por el error experimental. La importancia cuantitativa de este parámetro y su error se obtiene comparando los diferentes valores para la vida media final. Este procedimiento es complicado de extender cuando se tiene un gran número de parámetros y sólo provee de una estimación.

Para simplificar el análisis se desarrolló un método simple aplicando la técnica de Monte Carlo y usando el programa TAUFIT. El método consiste en especificar cada parámetro del patrón de decaimiento asignándole una distribución gaussiana centrada en el valor experimental medido y de ancho igual a su error. Se generan los valores de los parámetros con una distribución gaussiana al azar. Para cada valor de parámetro así generado se ajusta la curva de decaimiento con el programa TAUFIT. Repitiendo este

procedimiento normalmente 500 veces se obtiene para la vida media  $\tau$  un histograma que corresponde a una distribución gaussiana y su ancho refleja el efecto del error del parámetro.

Este cálculo lleva unos pocos minutos de CPU en la en la VAX/780 para cada caso y tiene la ventaja que puede ser aislado el efecto de cada parámetro.

La Tabla II muestra el cambio porcentual de la vida media después de la simulación de Monte Carlo para el parámetro experimental que se indica variable y todos los demás fijos. También es posible incluir el efecto de otros parámetros inherentes al método experimental de medición como la indeterminación en la distancia  $D_0$  y el error en la velocidad de retroceso.

Como se ve en la Tabla II la importancia relativa del parámetro varía dependiendo del esquema de decaimiento y por supuesto de los errores relativos de estas cantidades.

En general los errores crecen para los estados de baja energía y sus valores resultan inferiores al 3%.

Con el nombre de errores standard se indican los obtenidos debidos a los errores estadísticos de los datos experimentales. Variando todos los parámetros se obtuvieron los errores totales. El cociente entre ambos errores, indicado por K, representa el cambio en el error final teniendo en cuenta la indeterminación de las cantidades

experimentales.

En el  $^{78}\text{Kr}$  el efecto es un incremento entre el 5-20 % en el error y en el  $^{75}\text{Kr}$  es máximo para la transición  $7/2^+ \rightarrow 5/2^+$  con un incremento del 91%.



TABLA II. Análisis de errores en las mediciones de vidas medias en  $^{78}\text{Kr}$  y  $^{75}\text{Kr}$ .

	$I_i^{\pi} \rightarrow I_f^{\pi}$	$\tau(\text{ps})$	VR	SF	BR	$D_o$	$\tau$	Errores (%)		
								Standard	Total	K
$^{78}\text{Kr}$	$4^+ \rightarrow 2^+$	4.2	2.3	0.4	-	1.2	1.4	3.0	3.7	1.2
	$2^+ \rightarrow 0^+$	30.4	2.6	0.3	-	2.1	2.2	3.6	3.8	1.05
$^{75}\text{Kr}$	$11/2^+ \rightarrow 9/2^+$	4.6	2.0	0.6	0.6	0.6	0.7	13.2	15.6	1.18
	$9/2^+ \rightarrow 7/2^+$	30	1.9	0.7	0.7	0.7	0.8	2.4	3.0	1.25
	$7/2^+ \rightarrow 5/2^+$	52	2.3	1.8	1.8	1.6	2.7	3.3	6.3	1.91

VR: velocidad del núcleo de retroceso.

SF: side feeding.

BR: branching ratio.

D0: distancia de máxima aproximación.

$\tau$ : vidas medias, de estados de alimentación.

#### IV. REACCIONES CON IONES PESADOS.

##### IV.1 IDENTIFICACION DE CANALES DE REACCION.

En reacciones inducidas por iones pesados a energías por encima de la barrera coulombiana se abren muchos canales de reacción produciendo una gran cantidad de núcleos excitados. Esto hace que el espectro de radiación gama presente una gran variedad de líneas siendo muchas veces muy difícil de analizar.

Existen distintos métodos para identificar un canal de reacción de interés.

1) Mediciones de coincidencia  $\gamma$ - $\gamma$  o X- $\gamma$ . Este último es particularmente útil porque permite seleccionar el número atómico del isótopo de interés. Este método no es aplicado a núcleos de masa intermedia ( $A \approx 80$ ) sino a núcleos más pesados debido a que la energía baja de los rayos X impide su detección debido al fondo de baja energía característico de los espectros on line.

Desafortunadamente la eficiencia de los detectores gama y X es tan baja que hace inapropiado el uso de esta técnica. Sólo puede ser útil cuando lo único que se quiere hacer es identificar los rayos gama emitidos por un mismo núcleo pero no para seleccionar un dado canal de reacción.

2) Mediciones de coincidencia partícula- $\gamma$ . En las reacciones inducidas por iones pesados el núcleo compuesto se forma a una energía de excitación de 40-50 MeV. La emisión de

partículas baja considerablemente la energía de excitación del sistema (por ejemplo 8-10 MeV por neutrón emitido). Las partículas emitidas pueden ser neutrones o partículas cargadas (principalmente protones y partículas alfa).

El uso de un detector de neutrones y de un detector telescópico E- $\Delta$ E permite identificar neutrones, protones y alfas así como combinaciones de partículas (por ej. 2n, 2p,  $\alpha$ p,  $\alpha$ 2p, etc.).

En este trabajo se usó esta última técnica para identificación del canal de interés.

En lugar de un telescopio E- $\Delta$ E para identificar las partículas se utilizó un sólo detector de barrera de superficie de 500  $\mu$ m de espesor. Esta técnica es más sencilla y tiene mayor eficiencia, ya que el detector subtende un mayor ángulo sólido, que en el caso del uso de un telescopio.

Del estudio de la cinemática de la reacción y usando resultados obtenidos con el código de reacción ALICE (Ref. 16) y CASCADE (Ref. 17) se tuvo una idea aproximada del espectro de partículas de evaporación (protones y alfas) el cual permite la identificación de protones y alfas midiendo solamente la energía total de la partícula. Se tuvo en cuenta el ancho de las distribuciones de energía de los espectros de evaporación así como también pérdida de energía y straggling en el absorbente ubicado delante del detector. Este

absorbente debe ser de espesor suficiente para frenar el haz que puede dañar el detector de partículas ubicado a  $0^{\circ}$  en caso de incidir directamente.

Se bombardeó un blanco de  $^{58}\text{Ni}$  enriquecido de  $1.5 \text{ mg/cm}^2$  con un haz de  $^{24}\text{Mg}$  a 112 MeV.

En la figura 10 se muestra un espectro de partículas de evaporación correspondiente a esta reacción medido a  $0^{\circ}$  con un detector de barrera de superficie de  $500 \mu\text{m}$  de espesor. Los protones dejan solo parte de su energía en el detector y corresponden al pico de baja energía del espectro. El segundo 'bump' corresponde a las partículas alfa en su mayor parte (80%) que son totalmente frenadas en el detector y a eventos de detección simultánea de dos protones (20%). Colocando ventanas en las distintas porciones del espectro de partículas se seleccionan protones o alfas y se mide la radiación gama en coincidencia.

En la figura 11 se comparan el espectro simple y el espectro de coincidencias  $\gamma$ - $\alpha$  para esta reacción. Figura 12 idem para protones. De todos los canales que se abren en esta reacción interesaban el canal  $3\text{pn}$  ( $^{78}\text{Rb}$ ) y  $\alpha 2\text{pn}$  ( $^{75}\text{Kr}$ ). Con esta técnica de selección se eliminan contaminaciones de otros canales o procedentes del decaimiento radiactivo. Del espectro de la Figura 12 b se midieron las intensidades de las transiciones gama del  $^{78}\text{Rb}$ . En la figura 11 b se indican las transiciones del  $^{75}\text{Kr}$ . Algunas de ellas están

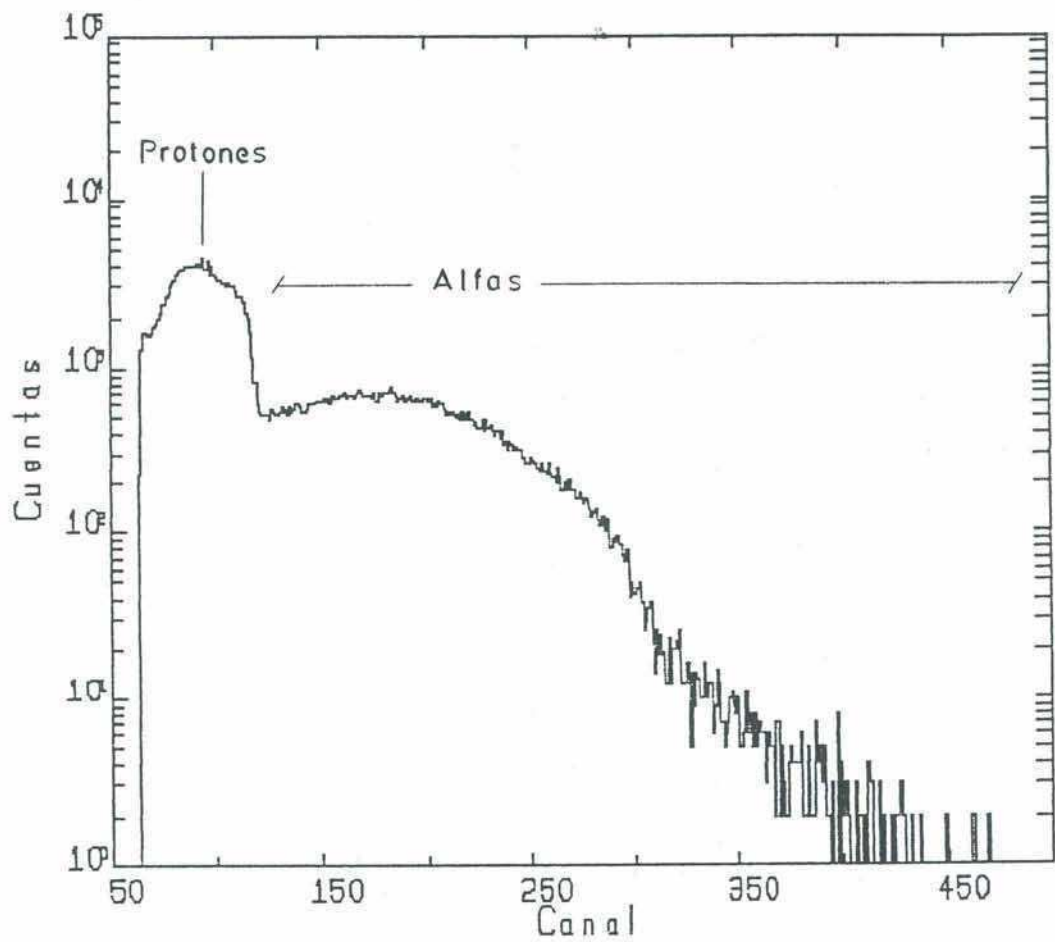


Fig. 10 Espectro de partículas de evaporación, para la reacción  $^{58}\text{Ni} + ^{24}\text{Mg}$  (110 MeV).

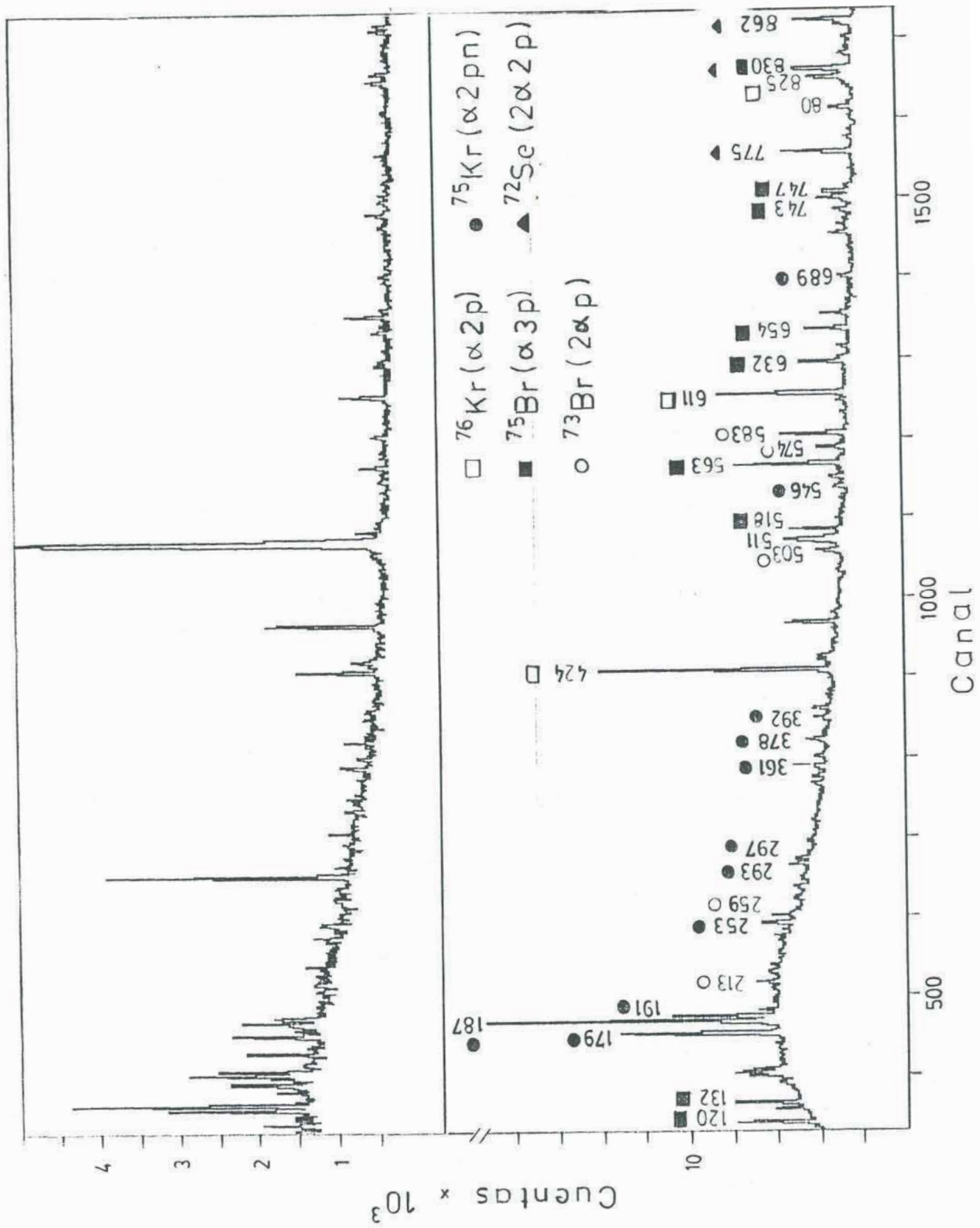


Fig. 11 a) Espectro de coincidencia alfa-gama. b) Espectro simple correspondiente.

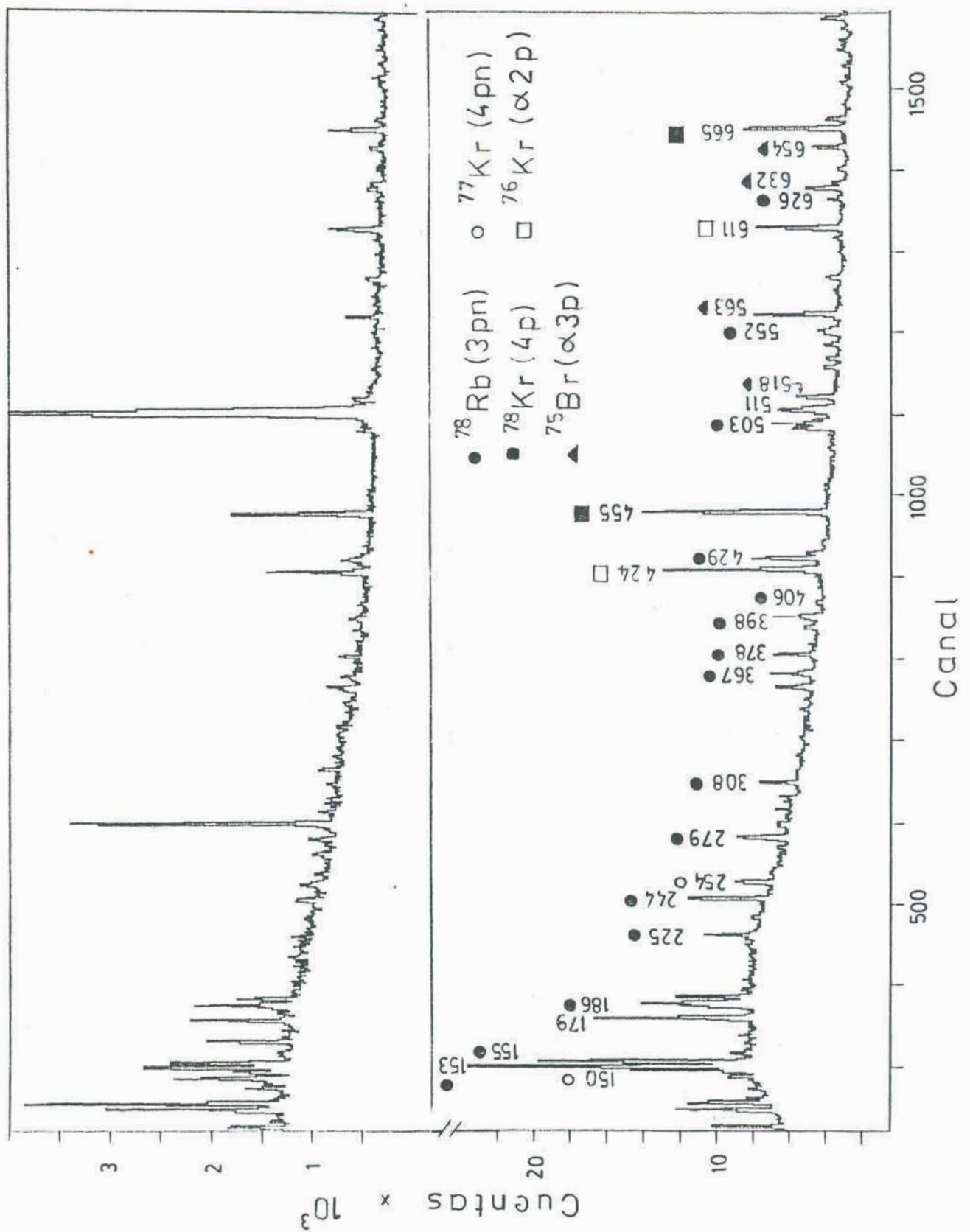


Fig. 12 a)Espectro de coincidencia protón-gama. b)Espectro simple correspondiente.

contaminadas con las del  $^{73}\text{Br}$ , que es el canal  $2\alpha p$  que resulta favorecido en la coincidencia  $\alpha\text{-}\gamma$ .

Con la reacción  $\text{Fe}(\text{natural}) + ^{28}\text{Si}(103 \text{ MeV})$  se hicieron coincidencias  $\alpha\text{-}\gamma$  para seleccionar el canal  $\alpha p n$  correspondiente al  $^{78}\text{Rb}$ .



## V. MODELOS DE ESTRUCTURA NUCLEAR

### V.1 DESCRIPCION DE NUCLEOS PAR-PAR

Para describir los núcleos par-par deformados se usó el modelo del rotor asimétrico de Davydov y Filipov (Ref. 51).

El hamiltoniano de este sistema está dado por:

$$H = \sum_{n=1}^3 I_n^2 / (2\theta_n) \quad (1)$$

donde se asume que la energía de los estados del núcleo par-par corresponde a la rotación del sistema como un todo sin cambio del estado interno. Aquí  $I_n$  son las componentes del operador de momento angular del rotor en el sistema fijo al cuerpo y  $\theta_n$  son los momentos de inercia irrotacionales:

$$\theta_n = (4/3) \theta_0 \sin^2(\gamma - 2\pi n / 3) \quad (2)$$

Como las proyecciones del momento angular no conmutan con el Hamiltoniano excepto para  $\gamma = 0, \pi/3$  y  $\pi/6$  los autoestados del Hamiltoniano, en general son expresados como una combinación lineal de los estados base especificados por  $K$  que es el número cuántico de la proyección del momento angular sobre el eje 3 fijo al cuerpo.

Así los autoestados apropiadamente simetrizados pueden ser escritos:

$$|IM;\alpha\rangle = \sum_K A_{\alpha K}^I |IM;K\rangle \quad (3)$$

con

$$|IM;K\rangle = \sqrt{\frac{(2I+1)}{16 \pi^2 (1+\delta_{n,0})}} \left( D_{MK}^{I*} + (-1)^I D_{M-K}^{I*} \right) \quad (4)$$

Donde K tiene valores positivos y pares debido a la simetría de la función de onda;  $D_{MK}^{I*}$  son las funciones D de Wigner y los números cuánticos  $\alpha$  especifican los distintos autoestados ortonormales  $|IM\alpha\rangle$ .

Para realizar los cálculos se escribe el hamiltoniano (1) en la forma:

$$H = A_1 I_1 + A_2 I_2 + A_3 I_3 \quad (5)$$

con  $A_1 = \hbar^2 / (2\theta_1)$

sustituyendo  $A_1 = A - \delta$  y  $A_2 = A + \delta$  se tiene:

$$H = A (I^2 - I_3^2) + A_3 I_3^2 - (\delta/2) (I_+^2 + I_-^2) \quad (6)$$

La ecuación de autovalores que se tiene que resolver es:

$$\sum_{k'} \langle IMK' | H | IMK \rangle A_{\alpha k'}^I = E_{I\alpha} A_{\alpha k}^I \quad (7)$$

usando la ecuación (6) los elementos de matriz del hamiltoniano se escriben:

$$\langle IMK' | H | IMK \rangle = A (I(I+1) - K^2) \delta_{K,K'} + A_3 K^2 \delta_{K,K'} - \quad (8)$$

$$\begin{aligned} & \delta / (2 (1+\delta_{k,0}) (1+\delta_{k',0})) \left( \sqrt{I(I+1) - K(K+1)} \sqrt{I(I+1) - (K+1)(K+2)} \delta_{K',K+2} \right. \\ & \left. + \sqrt{I(I+1) - K(K-1)} \sqrt{I(I+1) - (K-1)(K-2)} (\delta_{K',K-2} + (-1)^I \delta_{K',2-K}) \right) \end{aligned}$$

Método de VMI para núcleos con deformación triaxial.

En muchos casos los núcleos no se comportan como un rotor rígido; para tener en cuenta este efecto se aplicó el modelo de momento de inercia variable VMI (Ref. 52) a los núcleos triaxiales (Ref. 53).

El método de VMI para núcleos simétricos está dado por la siguiente ecuación:

$$E_I(\theta_I) = \frac{1}{2} C (\theta_I - \theta_0)^2 + \frac{1}{2} I(I+1)/\theta_I \quad (9)$$

La condición de equilibrio:

$$\frac{\partial E(\theta_I)}{\partial \theta_I} = 0 \quad (10)$$

determina el momento de inercia  $\theta_I$  (dado en unidades de  $h^2$ ) para cada estado de espín  $I$ .  $\theta_0$  es un parámetro definido como el momento de inercia del estado fundamental y  $C$  es la constante restitutiva.

Minimizando la energía rotacional  $E_I$  como función del momento de inercia  $\theta_I$  de acuerdo con la Eq. (10) se tiene la ecuación de VMI para núcleos axialmente simétrico:

$$\theta_I^3 - \theta_I \theta_0 - I(I+1)/(2C) = 0 \quad (11)$$

Esta ecuación cúbica tiene una raíz real para valores positivos de  $\theta_0$  y  $C$  y puede resolverse algebraicamente.

El modelo de Harris (Ref. 54) se reduce a las siguientes dos ecuaciones:

$$\sqrt{I(I+1)} = \omega (\theta_c' + 2 C' \omega^2) \quad (12)$$

$$E_I = \frac{1}{2} (\theta_c' + 3 C' \omega^2) \omega^2 \quad (13)$$

Estas dos ecuaciones son totalmente equivalentes a las

ecuaciones de VMI haciendo:

$$\theta'_c = \theta_0 \quad \text{y} \quad C' = \frac{1}{4} C$$

Los parámetros del modelo:  $\theta_0$  y  $C$  fueron determinados minimizando  $\chi^2$ , ( $N_p$  es el número de parámetros libres).

$$\chi^2 = \frac{1}{N - N_p} \sum_{i=1}^N \left[ \frac{E_i(\text{exp}) - E_i(\text{calc})}{\Delta E_i(\text{exp})} \right]^2 \quad (14)$$

Para el cálculo de los parámetros del modelo se usó una versión modificada de la subrutina CURFIT (Ref. 55). Para un dado valor de entrada para los parámetros  $\theta'_c$  y  $C'$  se resuelve la Eq. (12) obteniendo el valor de la frecuencia para cada espín; con este valor se calcula la  $E_i$  correspondiente (Eq. 13) y el valor de  $\chi^2$  y se varían los parámetros para minimizar  $\chi^2$ .

En el caso de un núcleo con deformación triaxial las ecuaciones de VMI están dadas por:

$$E_{I\alpha}(\theta_{I\alpha}) = \frac{1}{2} C (\theta_{I\alpha} - \theta_0)^2 + \frac{1}{2} \eta_{I\alpha}(\gamma) / \theta_{I\alpha} \quad (15)$$

$$\frac{\partial E_{I\alpha}(\theta_{I\alpha})}{\partial \theta_{I\alpha}} = 0 \quad (16)$$

El valor  $\gamma$  de entrada se calcula a partir de las energías de los dos primeros estados  $2^+$ , mediante la siguiente relación:

$$\gamma = \frac{1}{3} \arcsen \sqrt{\frac{2}{3} (1 - Q^2)} \quad (17)$$

donde  $Q = \frac{R-1}{R+1}$  y  $R = \frac{E_{2^+}^2}{E_{2^+}^1}$

Con este valor de  $\gamma$  se calcula  $\eta_{I\alpha}(\gamma)$  de la diagonalización del rotor asimétrico y entonces, las ecuaciones equivalentes a (12) y (13) para el caso triaxial son:

$$\eta_{I\alpha}^{1/2} = \omega ( \theta'_c + 2 C \omega^2 ) \quad (18)$$

$$E_{I\alpha} = \frac{1}{2} ( \theta'_c + 3 C' \omega^2 ) \omega^2 \quad (19)$$

Minimizando  $\chi^2$  como en el caso axial se obtienen los parámetros  $\theta'_c$ ,  $C'$  y  $\gamma$ .

Se define el parámetro de 'softness'  $\sigma$  del núcleo como el incremento relativo del momento de inercia con el momento angular I para I=0:

$$\sigma = \frac{1}{\theta} \left. \frac{d\theta}{dI} \right|_{I=0} = \frac{1}{2 C \theta_0^2} \quad (20)$$

#### Probabilidades de transición electromagnéticas.

El operador cuadrupolar eléctrico en el sistema fijo al cuerpo está dado por:

$$M(E2, \mu) = \frac{3}{4\pi} Z R_0^2 \left( D_{\mu 0}^{2*} \beta \cos \gamma + ( D_{\mu 2}^{2*} + D_{\mu -2}^{2*} ) \beta \sin \gamma / \sqrt{2} \right) \quad (21)$$

Para las funciones de onda (3) el valor de B(E2) para la transición  $I\alpha \rightarrow I'\alpha'$  está dado por:

$$\begin{aligned} B(E2, I\alpha \rightarrow I'\alpha') &= \frac{1}{2I+1} | \langle I'\alpha' || M(E2) || I\alpha \rangle |^2 \\ &= \frac{5}{16\pi} Q_0^2 e^2 \left[ \sum \frac{A_{K'}^{\alpha'} A_K^{\alpha}}{\sqrt{2(1+\delta_{K,0})(1+\delta_{K',0})}} \langle \langle IK20 | I'K' \rangle \rangle + \right. \\ &\quad \left. (-)^I \langle \langle IK20 | I'-K' \rangle \rangle \cos \gamma + \langle \langle IK22 | I'K' \rangle \rangle + \langle \langle IK2-2 | I'K' \rangle \rangle + \right. \\ &\quad \left. (-)^I \langle \langle IK22 | I'-K' \rangle \rangle + (-)^I \langle \langle IK2-2 | I'-K' \rangle \rangle \sin \gamma / \sqrt{2} \right]^2 \quad (22) \end{aligned}$$

con  $Q_0$  el momento cuadrupolar intrínseco dado por:

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5}\pi} R_0^2 Z \beta$$

En la figura 13 se muestran los  $B(E2)$  vs.  $\gamma$  para un núcleo par-par en la zona de masa  $A \cong 80$  con  $\beta=0.38$ . Se ve que los valores de  $B(E2)$  en la banda del estado fundamental no cambian drásticamente como ocurre con la transición  $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$  en función de  $\gamma$ .

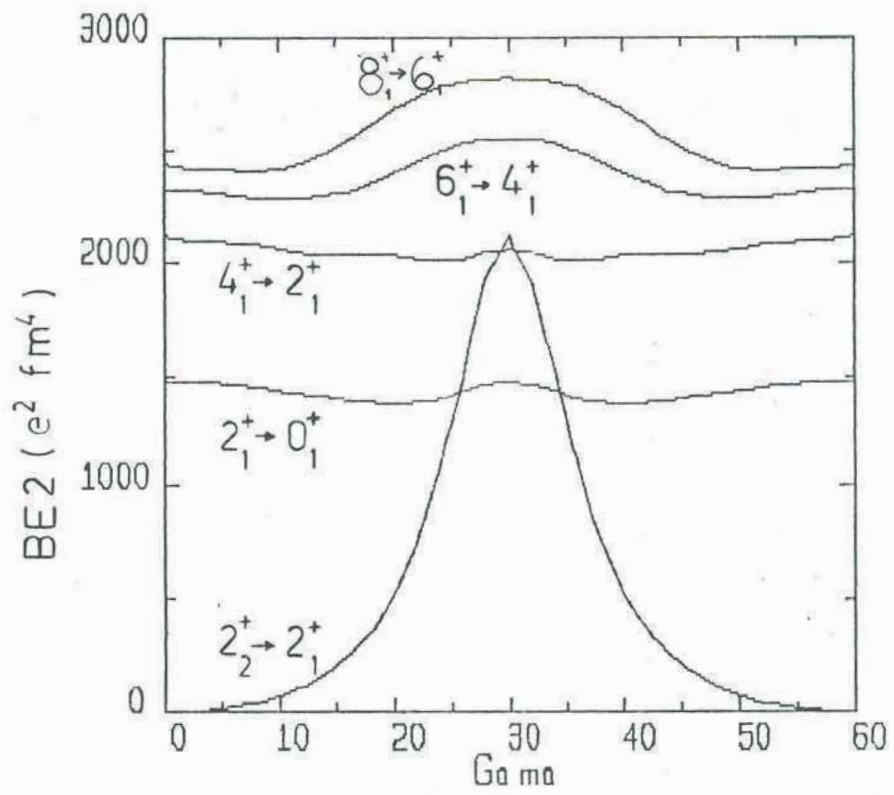


Fig. 13 B(E2) vs.  $\gamma$  para  $A \approx 80$  y  $\beta = 0.38$ .

## V.2 DESCRIPCION DE NUCLEOS IMPAR-PAR.

Para el estudio de núcleos impar-par deformados se elaboró un programa de cálculo basado en el modelo de una cuasipartícula acoplada a un rotor triaxial (Ref. 56). Para el desarrollo de este programa se tuvieron en cuenta trabajos anteriores realizados (Refs. 57, 58 y 60).

El hamiltoniano para este sistema impar está dado por:

$$H = H_p + H_c \quad (23)$$

donde  $H_p$  y  $H_c$  describen el hamiltoniano de la partícula impar y del carozo par-par respectivamente:

$$H_c = \sum_{n=1}^3 R_n^2 / (2\theta_n) \quad (24)$$

$$H_p = H_{NIL} - G \sum c_a^+ c_a^- c_b^- c_b \quad (25)$$

donde  $R$  es el momento angular del carozo,  $H_{NIL}$  el hamiltoniano de Nilsson (28),  $G$  la constante correspondiente a la interacción de pairing y  $c_a^+$  el operador de creación de un estado  $|a\rangle$ .

Se tomó el hamiltoniano con simetría triaxial y por tanto invariante bajo rotaciones de  $180^\circ$  alrededor de los tres ejes fijos al cuerpo.

La función de onda de este sistema es expandida en términos de la base usual de acoplamiento fuerte (strong coupling) como:

$$|IMS\rangle = \sum_{K,i} C_{K,i}^{I,S} |IMKi\rangle \quad (26)$$

donde:



$$|IMK\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \left( D_{MK}^{I*} \alpha_i^+ |\phi\rangle + (-)^{I-K} D_{M-K}^{I*} \alpha_i^+ |\phi\rangle \right) \quad (27)$$

donde K es la proyección del momento angular total I sobre el eje 3 fijo al cuerpo y  $\alpha_i^+$  se refieren a los estados de la cuasi partícula que corresponden a estados de BCS de Nilsson deformado.

Para obtener los estados de partícula  $a_i^+ |0\rangle$  se diagonaliza el hamiltoniano de Nilsson:

$$H_{NIL} = \frac{p^2}{2m} + \frac{m}{2} \left( \omega_1^2 x_1^2 + \omega_2^2 x_2^2 + \omega_3^2 x_3^2 \right) + h\omega_0 (\kappa l.s + \kappa \mu l^2) \quad (28)$$

Las frecuencias del oscilador a 1<sup>er</sup> orden en  $\beta$  son:

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

La frecuencia del oscilador es:  $h\omega_0 = 41 A^{-1/3}$  MeV.

Pasando a coordenadas esféricas:

$$H_{NIL} = h\omega_0 \left( -\frac{1}{2} \Delta' + \frac{r'^2}{2} - \beta r'^2 (\cos\gamma Y_{20} + \frac{1}{\sqrt{2}} \sin\gamma (Y_{22} + Y_{2-2})) \right) + h\omega_0 (\kappa l.s + \kappa \mu l^2) \quad (29)$$

El hamiltoniano  $H_{NIL}$  se diagonaliza en la base del oscilador armónico esférico:  $c_{Nlj\Omega}^+$

$$a_i^+ = \sum_{Nlj\Omega} W_{Nlj\Omega}^i c_{Nlj\Omega}^+ \quad (30)$$

Aquí  $\Omega$  es la proyección del momento angular j de la partícula sobre uno de los tres ejes principales, denotado como el eje 3. Con simetría de reflexión, la degeneración de

time-reversal restringe los valores de  $\Omega$ :

$$\Omega = \dots -\frac{5}{2}, -\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{7}{2}, \dots \text{ o sea } \text{mod}(\Omega + \frac{1}{2}, 2) = 0.$$

El operador de creación del estado reverso temporal  $|\bar{i}\rangle$  es

$$a_{\bar{i}}^+ = \sum_{Nl_j\Omega} W_{Nl_j\Omega}^i (-)^{j-\Omega} c_{Nl_j-\Omega}^+ \quad (31)$$

en estos estados entran los restantes valores de  $\Omega$ .

En la figura 14 se muestran los autoestados de  $H_{NIL}$  en función de  $\beta$  (para  $\gamma=0$ ) y en función de  $\gamma$  (para  $\beta=0.4$ ), para las capas  $N=3,4$ .

Debido a las simetrías del hamiltoniano la sumatoria en (26) se reduce a los valores de  $K$  que satisfacen  $K - \Omega$  par.

El hamiltoniano de pairing es tratado por el método de BCS. Con la parte de partícula independiente, incluyendo el término de pairing el hamiltoniano de cuasi partícula puede ser escrito como:

$$H_p = \sum_i E_i \alpha_i^+ \alpha_i \quad (32)$$

$$\text{con } \alpha_i^+ = u_i a_i^+ - v_i a_{\bar{i}}^+$$

donde  $\alpha_i^+$  y  $\alpha_i$  son los operadores de creación y aniquilación de una cuasipartícula en un estado deformado. La energía de cuasipartícula  $E_i$  está dada por:

$$E_i = \sqrt{(\varepsilon_i - \lambda)^2 + \Delta^2} \quad (33)$$

Aquí  $\varepsilon_i$  es la energía de partícula y  $\lambda$  y  $\Delta$  el nivel de Fermi y el parámetro de gap respectivamente y  $v_i^2$ :

$$v_i^2 = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{\varepsilon_i - \lambda}{\sqrt{(\varepsilon_i - \lambda)^2 + \Delta^2}} \right)$$

Para obtener los parámetros de BCS se resuelven las

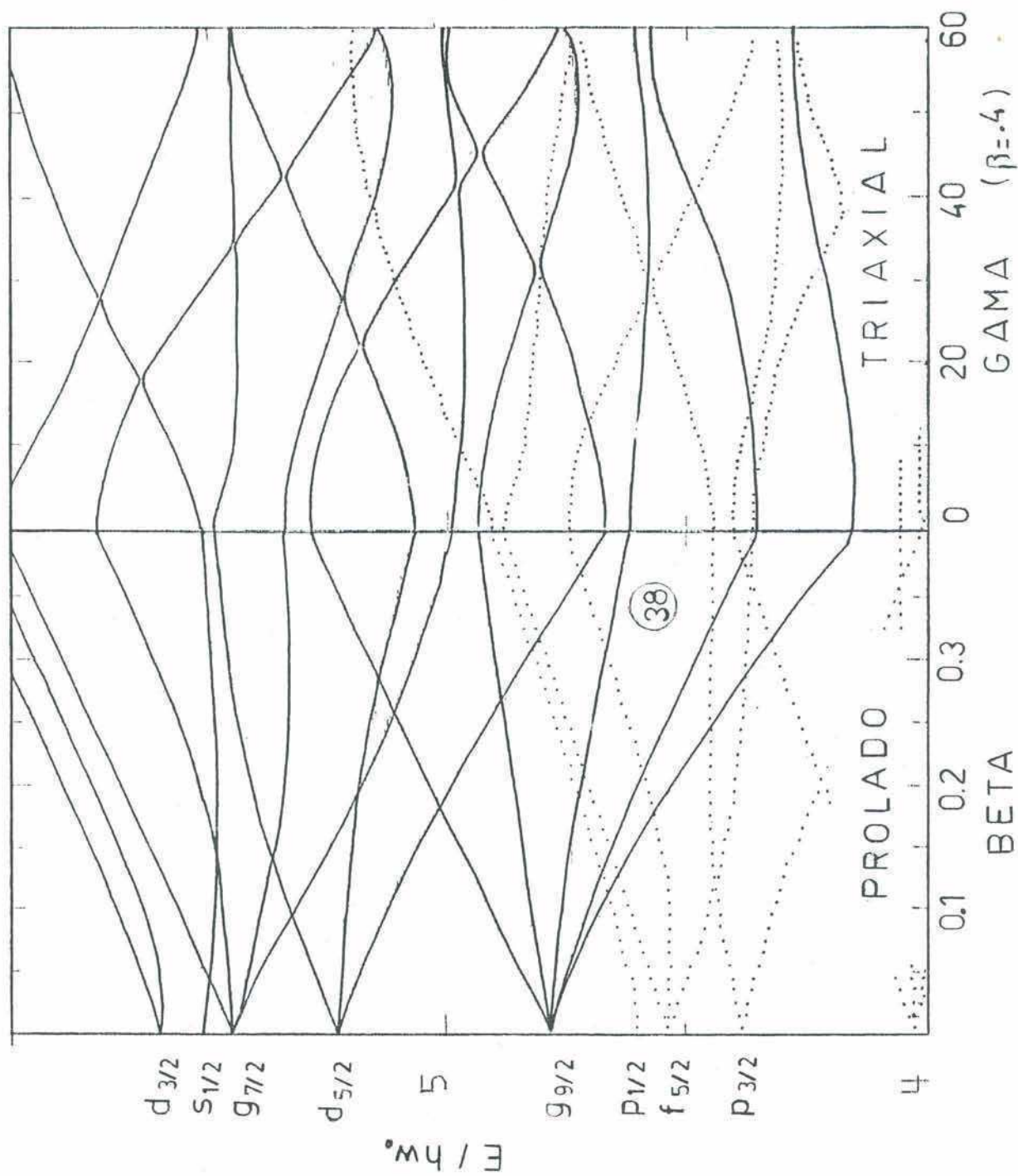


Fig. 14 Diagrama de Nilsson para neutrones.  $\mu=0.29$   $\kappa=0.073$ .

ecuaciones de número y de gap correspondientes al núcleo par-par vecino (no se tiene en cuenta el efecto de bloqueo de la partícula impar):

$$N = \sum 2 v_i^2 \quad (34)$$

$$\frac{2}{G} = \sum \frac{1}{\sqrt{(\epsilon_i - \lambda)^2 + \Delta^2}} \quad (35)$$

Cuando el hamiltoniano (23) es expresado en términos de operadores de subida y bajada se tiene:

$$H = A (I^2 + j^2 - 2I_3 j_3) - A (I_+ j_- + I_- j_+) + (A_3 - A) (I_3^2 + j_3^2 - 2I_3 j_3) - \frac{1}{2} \delta (I_+^2 + I_-^2 + j_+^2 + j_-^2 - 2I_+ j_+ - 2I_- j_-) + \sum E_i \alpha_i^+ \alpha_i \quad (36)$$

El 2<sup>do</sup> término:  $A(I_+ j_- + I_- j_+)$  es el término de Coriolis.

Para construir los elementos de matriz del hamiltoniano en la base de strong coupling (26) se deben calcular elementos de matriz de los operadores de un cuerpo  $j_-$ ,  $j_+$  y  $j_3$  y de dos cuerpos  $j^2$ ,  $j_+^2$  y  $j_-^2$  entre estados de 1 cuasi partícula. En el caso de los operadores de un cuerpo aparece un factor de apareamiento  $u_\mu v_\nu + u_\nu v_\mu$  que multiplica a los elementos de partícula. En el caso de operadores de dos cuerpos la expresión es mas complicada.

Para poder introducir el momento de inercia variable (VMI) para el carozo los estados base (26) son expandidos en términos de autofunciones del momento angular  $R^2$  del carozo (base de quasi weak coupling) (Refs. 57 y 58) dadas por:

$$|R\alpha Nlj, IM\rangle = \sum \langle RM_R jm | IM\rangle |R\alpha M_R\rangle \beta_{Nljm}^+ |\phi\rangle \quad (37)$$

Aquí  $|R\alpha M_R\rangle$  son las funciones de onda del carozo y  $\beta_{Nljm}^+$  son los operadores de creación de cuasipartículas esféricas en el sistema del laboratorio. Estos están definidos en la base esférica y conectados con los  $\alpha_i^+$  en la siguiente forma:

$$\beta_{Nljm}^+ = \sum_{\Omega} D_{m\Omega}^{j*} \beta_{Nlj\Omega}^+ = \sum_{\Omega} D_{m\Omega}^{j*} \sum_i W_{Nlj\Omega}^i \alpha_i^+ \quad (38)$$

Los estados del carozo satisfacen la ecuación de autovalores del hamiltoniano  $H_c$ :

$$H_c |R\alpha M_R\rangle = E_{R\alpha} |R\alpha M_R\rangle \quad (39)$$

con  $|R\alpha M_R\rangle$  (como en el caso del núcleo par-par (4)) dado por:

$$|R\alpha M_R\rangle = \sum_{\substack{N > 0 \\ \alpha}} A_N^\alpha \left[ \frac{2R+1}{16\pi(1+\delta_{NO})} \right] \left( D_{M_R N}^{R*} + (-1)^R D_{M_R -N}^{R*} \right)$$

Los elementos de matriz del hamiltoniano total están dados por:

$$\langle IMK_i | H | IMK_i' \rangle = E_{i, K, K'} \delta_{i, i'} + \sum_{R\alpha} \langle IMK_i | R\alpha jIM \rangle E_{R\alpha} \langle R\alpha jIM | IMK_i' \rangle \quad (40)$$

con,

$$\begin{aligned} \langle IMK_i | R\alpha jIM \rangle = & \sum_{\substack{N > 0 \\ \Omega}} \left[ \frac{2R+1}{(2I+1)(1+\delta_{NO})} \right] A_N^\alpha \left( \langle RNj\Omega | IN+\Omega \rangle \delta_{K, N+\Omega} W_{Nlj\Omega}^i + \right. \\ & \left. (-1)^R \langle R-Nj\Omega | I-N+\Omega \rangle \delta_{K, -N+\Omega} W_{Nlj\Omega}^i \right) \end{aligned} \quad (41)$$

En la Eq. (39) para las energías  $E_{R\alpha}$  se toman las correspondientes al carozo par-par vecino o las calculadas con los parámetros de VMI.

Momentos y transiciones electromagnéticas.

En el sistema del laboratorio los operadores E2 y M1 están dados por:

$$M(E2, \mu) = e_{ff} R^2 Y_{2\mu}(\vartheta, \zeta) + \frac{3}{4\pi} Z R_o^2 \alpha_{2\mu}^* \quad (42)$$

$$M(M1, \mu) = \mu_N \left[ \frac{3}{4\pi} \right]^{\frac{1}{2}} (g_R I_{\mu} + (g_l - g_R) j_{\mu} + (g_s - g_l) s_{\mu}) \quad (43)$$

Aquí Z y A son el número de carga y de masa respectivamente.  $\alpha_{2\mu}^*$  describe la deformación cuadrupolar del carozo y  $R_o = 1.2 A^{1/3}$  fm es el radio nuclear. La carga efectiva es:  $e_{ff} = e_p + Z/A^2 e_p$  se toma igual a 1.5e para protones y 0.5e para neutrones.  $\mu_N = eh/(2mc)$  denota el magnetón nuclear y los valores para los factores g son:

$$g_s = \begin{cases} 5.59 & \text{para protones} \\ -3.83 & \text{para neutrones} \end{cases}$$

$$g_l = \begin{cases} 1 & \text{para protones} \\ 0 & \text{para neutrones} \end{cases}$$

$$g_R = Z/A$$

Los valores B(E2) y B(M1) están dadas por:

$$\begin{aligned} B(\lambda, I \rightarrow I') &= \frac{1}{2I+1} \sum_{M' \mu M} |\langle I' M' | M(\lambda, \mu) | I M \rangle|^2 \\ &= \frac{1}{2I+1} |\langle I' || M(\lambda) || I \rangle|^2 \end{aligned} \quad (44)$$

donde el elemento de matriz reducido es definido usando el teorema de Wigner-Eckart como sigue:

$$\langle I' M' | M(\lambda, \mu) | I M \rangle = (-)^{I'-M'} \begin{pmatrix} I' & \lambda & I \\ -M' & \mu & M \end{pmatrix} \langle I' || M(\lambda) || I \rangle \quad (45)$$

De los elementos de matriz reducidos  $\langle I' || M(\lambda) || I \rangle$  se obtienen expresiones para los momentos eléctricos y magnéticos en el sistema del laboratorio.

$$Q(I) = \left( \frac{16\pi}{5} \right)^{1/2} \langle II20 | II \rangle \frac{1}{\sqrt{2I+1}} \langle I || M(E2) || I \rangle \quad (46)$$

$$\mu(I) = \left( \frac{4\pi}{3} \right)^{1/2} \langle II10 | II \rangle \frac{1}{\sqrt{2I+1}} \langle I || M(M1) || I \rangle \quad (47)$$

Para poder calcular los elementos de matriz reducidos en Eqs. (44)-(47) los operadores  $M(\lambda, \mu)$  deben ser expresados en el sistema fijo al cuerpo usando las funciones D de Wigner:

$$M(\lambda, \mu) = \sum_{\nu} D_{\mu\nu}^{\lambda*} M(\lambda, \nu) \quad (48)$$

de donde se obtiene para el operador E2 la siguiente expresión:

$$M(E2, \mu) = e_{ff} \sum_{\nu} D_{\mu\nu}^{2*} r^2 Y_{2\nu} + \frac{3}{4\pi} Z R_{\sigma}^2 \beta \left[ D_{\mu 0}^{2*} \cos\gamma + (D_{\mu 2}^{2*} + D_{\mu -2}^{2*}) \frac{\text{sen}\gamma}{\sqrt{2}} \right] \quad (49)$$

Sean los estados:

$$|IMS\rangle = \sum_{K_i} C_{K_i}^{IS} |IMK_i\rangle \quad (50)$$

$$|I'M'S'\rangle = \sum_{K'_i} C_{K'_i}^{I'S'} |I'M'K'_i\rangle \quad (51)$$

Entonces el valor de  $B(E2)$  para la transición entre estos dos estados está dado por:

$$B(E2, IS \rightarrow I'S') = \left[ \sum_{K_i, K'_i} C_{K_i}^{IS} C_{K'_i}^{I'S'} \left( e_{ff} \left( \sum_{\nu} \langle IK2\nu | I'K'\rangle \langle \chi_{I'} | r^2 Y_{2\nu} | \chi_I \rangle \right. \right. \right. \quad (52)$$

$$\left. \left. \left. (u_{i i'} - v_{i i'}) + (-)^{I-K'} \sum_{\nu} \langle IK2\nu | I'K'\rangle \langle \bar{\chi}_{I'} | r^2 Y_{2\nu} | \chi_I \rangle (u_{i i'} - v_{i i'}) \right) \right]^2$$

$$\left[ \frac{3}{4\pi} ZR_0^2 \beta e^2 \delta_{ii}, (\langle IK20 | I'K' \rangle \cos\gamma + (\langle IK22 | I'K' \rangle + \langle IK2-2 | I'K' \rangle) \frac{\sin\gamma}{\sqrt{2}}) \right]^2$$

Los elementos de matriz del operador  $Y_{2\mu}$  entre estados de cuasipartícula se calculan de la misma forma que para los operadores  $j_3$ ,  $j_+$  y  $j_-$  obteniéndose las siguientes expresiones:

$$\langle \alpha_\nu | r^2 Y_{2\mu} | \alpha_{\nu'} \rangle = \sum_{ii} \langle \chi_\nu | r^2 Y_{2\mu} | \chi_{\nu'} \rangle 2 v_\nu^2 \delta_{\nu\nu'} + \langle \chi_\nu | r^2 Y_{2\mu} | \chi_{\nu'} \rangle \langle u_\nu u_{\nu'} - v_\nu v_{\nu'} \rangle \quad (\mu \text{ par}) \quad (53)$$

$$\langle \bar{\alpha}_\nu | r^2 Y_{2\mu} | \alpha_{\nu'} \rangle = \langle \bar{\chi}_\nu | r^2 Y_{2\mu} | \chi_{\nu'} \rangle \langle u_\nu u_{\nu'} - v_\nu v_{\nu'} \rangle \quad (\mu \text{ impar}) \quad (54)$$

donde  $|\alpha_\nu\rangle = \alpha_\nu^+ |BCS\rangle$  y  $|\chi_\nu\rangle = a_i^+ |0\rangle$  son los estados de cuasi partícula y partícula respectivamente.

El primer término en 53 corresponde a la contribución del carozo par-par y se tira en 52 porque ya se tiene en cuenta en el 2<sup>o</sup> término de 42.

En el valor de B(E2) las sumatorias en  $\nu$  corresponden a una contribución pequeña al valor de B(E2) total donde el término dominante es el que está multiplicado por  $\beta^2$  y que corresponde a la contribución del carozo.

Similarmente el operador M1 (43) está relacionado con el correspondiente  $M'(M1, \nu)$  en el sistema intrínseco por:

$$M(M1; \mu) = \mu_N \left[ \frac{3}{4\pi} \right]^{1/2} \sum_{\nu} D_{\mu\nu}^{1*} (\epsilon_R I_\nu + (\epsilon_l - \epsilon_R) j_\nu + (\epsilon_s - \epsilon_l) s_\nu) \quad (55)$$

Usando las funciones de onda 50 y 51 para los estados inicial y final de la transición se tiene:



$$\begin{aligned}
\langle I'K', I'S' | \langle I'S | \mu_N \left[ \frac{3}{4\pi} \right]^{1/2} \left[ \sum_{K'i'} C_{Ki}^{IS} C_{K'i'}^{I'S'} \left[ \delta_{ii'} g_R \left( \frac{1}{\sqrt{2}} \right. \right. \right. \\
\left. \left. \left. \sqrt{\langle I-K \rangle \langle I+K+1 \rangle} \langle IK+11-1 | I'K' \rangle - \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\langle I+K \rangle \langle I-K+1 \rangle} \langle IK-111 | I'K' \rangle + \right. \right. \right. \\
\left. \left. \left. K \langle IK10 | I'K' \rangle \right) + \left( \langle IK10 | I'K' \rangle \langle g_l - g_R \rangle \langle \chi_{i'} | j_3 | \chi_i \rangle + \right. \right. \\
\langle g_s - g_l \rangle \langle \chi_{i'} | s_3 | \chi_i \rangle \quad + \quad \frac{(-)^{I-K}}{\sqrt{2}} \langle I-K1-1 | I'K' \rangle \langle g_l - g_R \rangle \langle \chi_{i'} | j_+ | \chi_i \rangle \\
+ \langle g_s - g_l \rangle \langle \chi_{i'} | s_+ | \chi_i \rangle \quad - \quad \frac{(-)^{I-K}}{\sqrt{2}} \langle I-K11 | I'K' \rangle \langle g_l - g_R \rangle \langle \chi_{i'} | j_- | \chi_i \rangle \quad + \\
\left. \left. \left. \langle g_s - g_l \rangle \langle \chi_{i'} | s_- | \chi_i \rangle \right) \langle u_{i'} u_{i'} - v_{i'} v_{i'} \rangle \right] \right] \Bigg\}^2 \quad (56)
\end{aligned}$$

### V.3 DESCRIPCION DE NUCLEOS IMPAR-IMPARG

Para describir los núcleos impar-impar se usó el modelo de 2 cuasi partículas acopladas a un rotor con deformación triaxial (Ref. 56)

El hamiltoniano del sistema es descrito por:

$$H = H_p + H_n + H_c \quad (57)$$

donde  $H_p$  y  $H_n$  igual que en el núcleo impar-par corresponden a hamiltonianos de Nilsson bajo la transformación de cuasipartículas y  $H_c$  es el hamiltoniano del carozo.

Este hamiltoniano (57) se diagonaliza en la base de strong coupling:

$$|IMK \alpha_\pi \alpha_\nu \rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \left( D_{MK}^{I*} |\alpha_\pi \rangle |\alpha_\nu \rangle + (-)^{I-K} D_{M-K}^{I*} |\bar{\alpha}_\pi \rangle |\bar{\alpha}_\nu \rangle \right) \quad (58)$$

$$|IMK\alpha_{\pi}\bar{\alpha}_{\nu}\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \left( D_{MK}^{I*} |\alpha_{\pi}\rangle |\bar{\alpha}_{\nu}\rangle + (-)^{I-K+1} D_{M-K}^{I*} |\bar{\alpha}_{\pi}\rangle |\alpha_{\nu}\rangle \right) \quad (59)$$

$|\alpha_{\pi}\rangle$  y  $|\alpha_{\nu}\rangle$  describen la función de onda del protón y del neutrón respectivamente del mismo modo que en el núcleo impar-par. Las simetrías del hamiltoniano imponen:  $K-\Omega_{\pi}-\Omega_{\nu}=2n$  y por tanto  $K$  impar para los estados tipo 58 y  $K-\Omega_{\pi}+\Omega_{\nu}=2n$  y por tanto  $K$  par para los estados tipo 59. Cuando se escribe el hamiltoniano en términos de los operadores de subida y bajada el hamiltoniano total toma la forma:

$$\begin{aligned} H = & A \left[ I^2 - 2I_3 j_{\pi 3} - 2I_3 j_{\nu 3} + 2j_{\pi 3} j_{\nu 3} + j_{\pi}^2 + j_{\nu}^2 \right] - A \left[ \left[ I_{+} j_{\pi -} + \right. \right. \\ & \left. \left. I_{-} j_{\pi +} \right] + \left[ I_{+} j_{\nu -} + I_{-} j_{\nu +} \right] - \left[ j_{\pi +} j_{\nu -} + j_{\pi -} j_{\nu +} \right] \right] + \\ & (A_3 - A) \left[ I_3^2 + j_{\pi 3}^2 + j_{\nu 3}^2 - 2I_3 j_{\pi 3} - 2I_3 j_{\nu 3} + 2j_{\pi 3} j_{\nu 3} \right] - \\ & - \frac{1}{2} \delta \left[ I_{+}^2 + j_{\pi +}^2 + j_{\nu +}^2 - 2I_{+} j_{\pi +} - 2I_{+} j_{\nu +} + 2j_{\pi +} j_{\nu +} \right] \\ & - \frac{1}{2} \delta \left[ I_{-}^2 + j_{\pi -}^2 + j_{\nu -}^2 - 2I_{-} j_{\pi -} - 2I_{-} j_{\nu -} + 2j_{\pi -} j_{\nu -} \right] \\ & + \sum E_{\pi} \alpha_{\pi}^{+} \alpha_{\pi} + \sum E_{\nu} \alpha_{\nu}^{+} \alpha_{\nu} \quad (60) \end{aligned}$$

En muchos casos la matriz que se obtiene para el hamiltoniano del sistema impar-impar es tan grande que no se puede manejar en la computadora. Ya en el sistema impar-par se diagonalizan matrices del orden de 100x100. Al agregar una partícula más al sistema la dimensión resultante es del orden de 1000x1000. Una forma de disminuir la dimensión del hamiltoniano es reduciendo la base para las partículas,

restringiendo el espacio de configuración para la partícula a uno o dos orbitales.

Otra forma alternativa para evitar matrices tan grandes es usar la base de funciones de onda de buen R (momento angular del carozo): base de acoplamiento débil (quasi weak coupling) y truncar la parte del espacio de configuración correspondiente a grandes valores de R y  $\alpha$ , reduciendo así la base de diagonalización del hamiltoniano (Ref. 59)

$$|R\alpha(j_{\pi}j_{\nu})j;IM\rangle = \sum_{m, M_R} \langle RM_R jm | IM \rangle |R\alpha M_R\rangle |(j_{\pi}j_{\nu})jm\rangle \quad (61)$$

Las dos bases (Eq. 58 y 59 y Eq. 61) están relacionadas por las siguientes expresiones:

$$\begin{aligned} \langle IMK\alpha_{\pi}^{\alpha} \alpha_{\nu} | R\alpha(j_{\pi}j_{\nu})j;IM\rangle &= \sum_{\Omega_{\pi}, \Omega_{\nu}} A_{K-\Omega_{\pi}-\Omega_{\nu}}^{\alpha} \frac{(-)^{j-\Omega_{\pi}-\Omega_{\nu}}}{\sqrt{1-\delta_{K-\Omega_{\pi}-\Omega_{\nu}}}} \\ &\langle j_{\pi}^{\Omega_{\pi}+\Omega_{\nu}} I-K | R-K+\Omega_{\pi}+\Omega_{\nu} \rangle \langle j_{\pi}^{\Omega_{\pi}} j_{\nu}^{\Omega_{\nu}} | j_{\pi}^{\Omega_{\pi}+\Omega_{\nu}} \rangle W_{j_{\pi}^{\Omega_{\pi}}}^{\alpha\pi} W_{j_{\nu}^{\Omega_{\nu}}}^{\alpha\nu} + \\ &\sum_{\Omega_{\pi}, \Omega_{\nu}} A_{-K+\Omega_{\pi}+\Omega_{\nu}}^{\alpha} \frac{(-)^R}{\sqrt{1-\delta_{-K-\Omega_{\pi}-\Omega_{\nu}}}} \frac{(-)^{j-\Omega_{\pi}-\Omega_{\nu}}}{\sqrt{1-\delta_{K-\Omega_{\pi}+\Omega_{\nu}}}} \langle j_{\pi}^{\Omega_{\pi}+\Omega_{\nu}} I-K | R-K+\Omega_{\pi}+\Omega_{\nu} \rangle \\ &\langle j_{\pi}^{\Omega_{\pi}} j_{\nu}^{\Omega_{\nu}} | j_{\pi}^{\Omega_{\pi}+\Omega_{\nu}} \rangle W_{j_{\pi}^{\Omega_{\pi}}}^{\alpha\pi} W_{j_{\nu}^{\Omega_{\nu}}}^{\alpha\nu} \end{aligned} \quad (62)$$

$$\langle IMK\alpha_{\pi}^{\bar{\alpha}} \alpha_{\nu} | R\alpha(j_{\pi}j_{\nu})j;IM\rangle = \sum_{\Omega_{\pi}, \Omega_{\nu}} A_{K-\Omega_{\pi}+\Omega_{\nu}}^{\alpha} \frac{(-)^{j-\Omega_{\pi}+\Omega_{\nu}}}{\sqrt{1-\delta_{K-\Omega_{\pi}+\Omega_{\nu}}}}$$

$$\begin{aligned}
& \langle j_{\pi} \Omega_{\pi} - \Omega_{\nu} I - K | R - K + \Omega_{\pi} - \Omega_{\nu} \rangle \langle j_{\pi} \Omega_{\pi} j_{\nu} - \Omega_{\nu} | j_{\pi} \Omega_{\pi} - \Omega_{\nu} \rangle W_{j_{\pi} \Omega_{\pi}}^{\alpha \pi} W_{j_{\nu} \Omega_{\nu}}^{\alpha \nu} (-)^{j_{\nu} - \Omega_{\nu}} + \\
& \sum_{\Omega_{\pi}, \Omega_{\nu}} A_{-k + \Omega_{\pi} - \Omega_{\nu}}^{\alpha} (-)^R \frac{(-)^{j_{\pi} - \Omega_{\pi} + \Omega_{\nu}}}{\sqrt{1 - \delta_{-k + \Omega_{\pi} - \Omega_{\nu}}}} \langle j_{\pi} \Omega_{\pi} - \Omega_{\nu} I - K | R - K + \Omega_{\pi} - \Omega_{\nu} \rangle \\
& \langle j_{\pi} \Omega_{\pi} j_{\nu} - \Omega_{\nu} | j_{\pi} \Omega_{\pi} - \Omega_{\nu} \rangle W_{j_{\pi} \Omega_{\pi}}^{\alpha \pi} W_{j_{\nu} \Omega_{\nu}}^{\alpha \nu} (-)^{j_{\nu} - \Omega_{\nu}} \quad (63)
\end{aligned}$$

Los elementos de matriz en la base (61) están dados por:

$$\begin{aligned}
& \langle R \alpha (j_{\pi} j_{\nu}) j; IM | H | R' \alpha' (j'_{\pi} j'_{\nu}) j'; IM \rangle = \delta_{j_{\pi} j'_{\pi}} \delta_{j_{\nu} j'_{\nu}} \delta_{j j'} \delta_{R R'} \\
& \delta_{\alpha \alpha'} E_{R \alpha} + \delta_{j_{\nu} j'_{\nu}} \sum_{\alpha_{\pi} \alpha_{\nu} k k'} \langle R \alpha (j_{\pi} j_{\nu}) j; IM | IM K \alpha_{\pi} \alpha_{\nu} \rangle E_{\alpha_{\pi}} \\
& \langle IM K' \alpha_{\pi} \alpha_{\nu} | R' \alpha' (j'_{\pi} j'_{\nu}) j'; IM \rangle + \quad (64) \\
& \delta_{j_{\nu} j'_{\nu}} \sum_{\alpha_{\pi} \alpha_{\nu} k k'} \langle R \alpha (j_{\pi} j_{\nu}) j; IM | IM K \alpha_{\pi} \bar{\alpha}_{\nu} \rangle E_{\alpha_{\pi}} \langle IM K' \alpha_{\pi} \bar{\alpha}_{\nu} | R' \alpha' (j'_{\pi} j'_{\nu}) j'; IM \rangle
\end{aligned}$$

+ (el término obtenido intercambiando  $\pi$  por  $\nu$ )

### Momentos y transiciones electromagnéticas.

Las funciones de onda obtenidas de la diagonalización del hamiltoniano tienen la forma:

$$|IMS\rangle = \sum C_{k \alpha_{\pi} \alpha_{\nu}}^{IS} |IM K \alpha_{\pi} \alpha_{\nu}\rangle + C_{k \alpha_{\pi} \bar{\alpha}_{\nu}}^{IS} |IM K \alpha_{\pi} \bar{\alpha}_{\nu}\rangle \quad (66)$$

El número cuántico extra  $S$  distingue estados con el mismo espín.

Las funciones de onda obtenidas en (66) son empleadas para calcular propiedades electromagnéticas de sistemas de masa impar-impar.

En el sistema del laboratorio los operadores E2 y M1 para el sistema impar-impar están dados por:

$$M(E2, \mu) = e_{fp} r_n^2 Y_{2\mu}(\vartheta_p, \zeta_p) + e_{fn} r_n^2 Y_{2\mu}(\vartheta_n, \zeta_n) + \frac{3}{4\pi} Z R_o^2 \alpha_{2\mu}^* \quad (67)$$

$$M(M1, \mu) = \mu_N \left[ \frac{3}{4\pi} \right]^{\frac{1}{2}} \left( g_{R\mu} I_{\mu} + (g_{lp} - g_R) j_{\mu}^p + (g_{sp} - g_{lp}) s_{\mu}^p \right) \\ (g_{ln} - g_R) j_{\mu}^n + (g_{sn} - g_{ln}) s_{\mu}^n \quad (68)$$

## VI. DESARROLLO DE LOS EXPERIMENTOS Y DISCUSION DE LOS

### RESULTADOS

#### VI.1 MEDICION DE VIDAS MEDIAS EN $^{75}\text{Kr}$

Los estados excitados del  $^{75}\text{Kr}$  fueron poblados por medio de la reacción:  $^{54}\text{Fe}(^{24}\text{Mg}, 2\text{pn})^{75}\text{Kr}$  usando un haz de  $^{24}\text{Mg}$  a energía de 75 MeV provisto por el acelerador TANDAR. Esta energía se eligió para maximizar la sección eficaz del canal de interés (2pn) y minimizar la contaminación del rayo gama de 188 KeV del  $^{74}\text{Br}$  (Ref. 18) correspondiente al canal 3pn. En la Figura 15 se muestra el espectro simple correspondiente a esta reacción.

De este núcleo se conocen dos bandas basadas en los estados  $3/2^-$  y  $5/2^+$  (Ref. 19, 20). En la Figura 16 se muestra el esquema de niveles (Ref. 19).

Usando el método de la distancia de retroceso se midieron vidas medias de estados hasta aproximadamente 1 MeV; este límite fue impuesto principalmente por la débil intensidad de las transiciones procedentes de los estados de alto espín.

Como blanco en el plunger se utilizó una lámina autoportante laminada hasta un espesor de  $350 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  de  $^{54}\text{Fe}$  con 97 % de enriquecimiento. Como absorbente se usó una lámina de plomo natural de espesor suficiente para frenar los núcleos de retroceso y el haz pero no atenuar la radiación gama observada a  $0^\circ$ .

Se usaron tres detectores gama: Ge(Hp) de 40% de

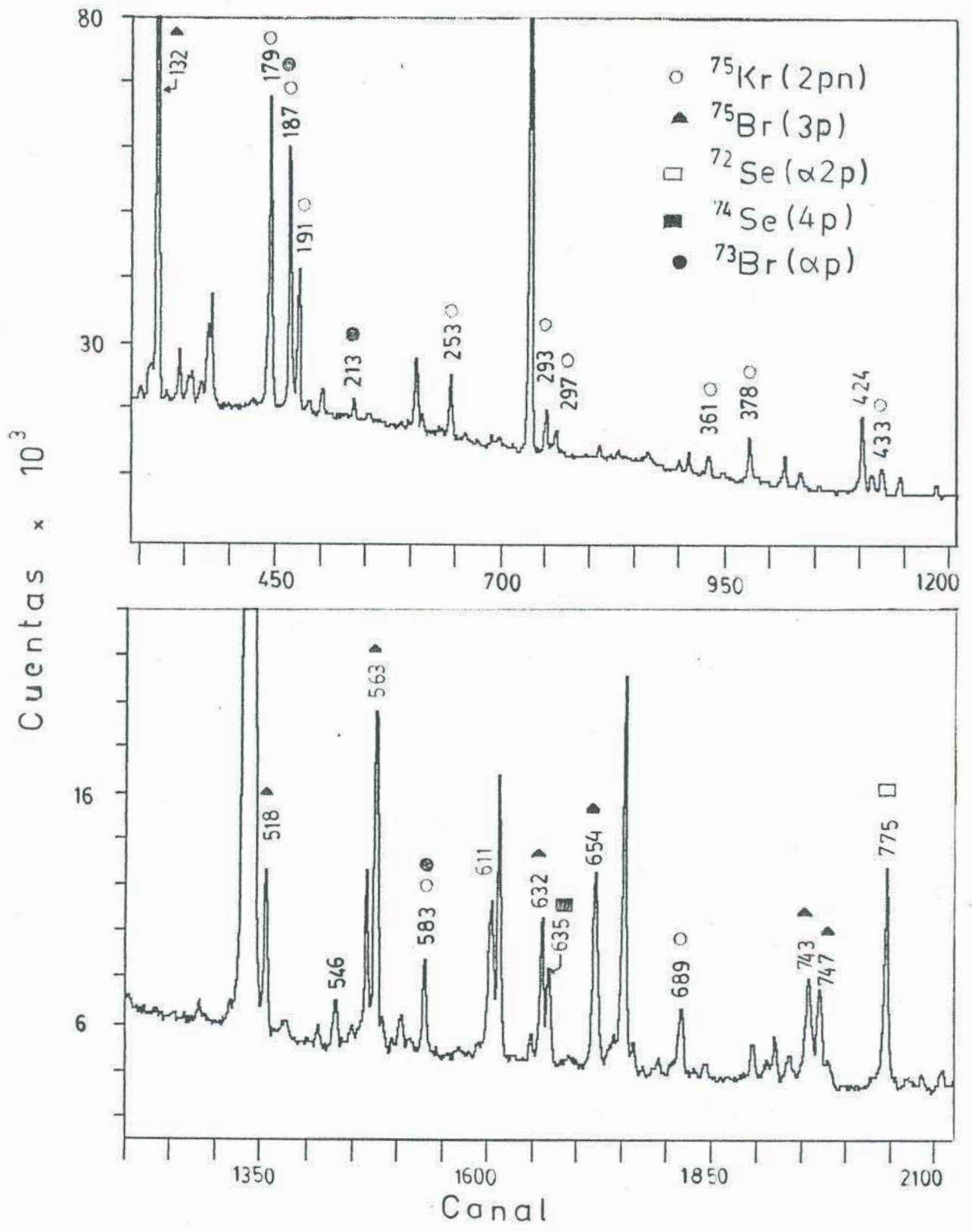


Fig. 15 Espectro gama simple para la reacción <sup>54</sup>Fe + <sup>24</sup>Mg (75 MeV)

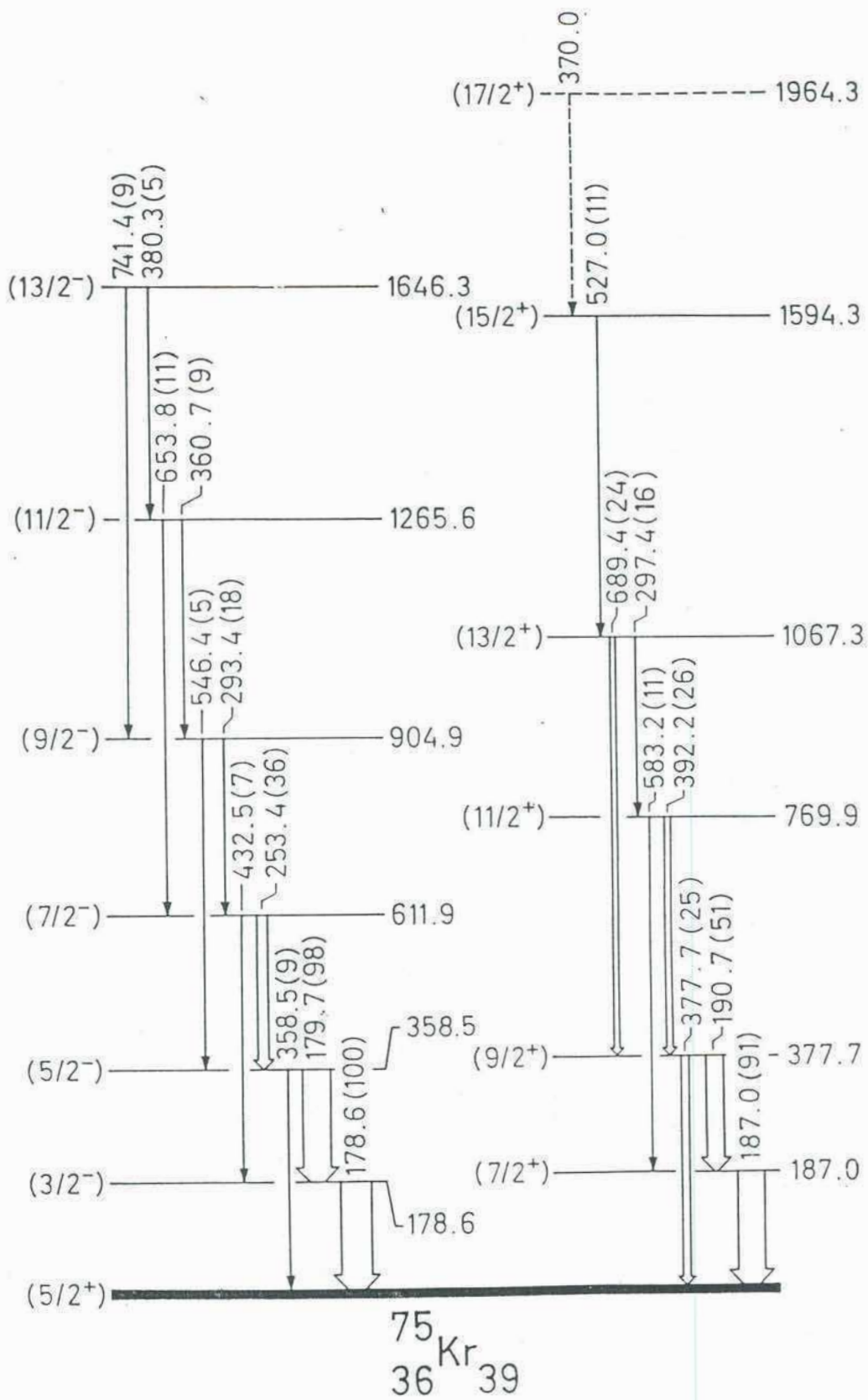


Fig. 16 Esquema de niveles para  $^{75}\text{Kr}$  (Ref. 19).



eficiencia a  $0^\circ$ , Ge(Hp) de 30% a  $160^\circ$  y GMX(Hp) de 30% a  $170^\circ$ . Los tres con resolución de 2 KeV para la transición de 1.33 MeV del  $^{60}\text{Co}$ . Se acumularon espectros simples con estos detectores variando la distancia desde contacto eléctrico hasta la distancia máxima posible ( $\cong 17$  mm). Se hicieron dos series de mediciones: 1) 15 espectros de  $\sim 1$  h variando la distancia entre 0-900  $\mu\text{m}$  y 2) 26 espectros de  $\sim 1$  h variando la distancia entre 0-17 mm. En la Figura 17 se muestra la porción del espectro correspondiente a las transiciones de 179 KeV, 187 KeV y 191 KeV para diferentes distancias.

Durante todo el experimento se controló la distancia midiendo la capacidad entre la placas. La distancia  $d_0$  entre placas, se determinó observando el decaimiento de vidas medias conocidas, resultando igual a  $(15\pm 5)$   $\mu\text{m}$ .

En casi todos los casos se midieron las áreas de los picos sin corrimiento Doppler. La normalización fue realizada con el área de los rayos X del plomo. En este caso no fue necesario realizar corrección por ángulo sólido. En algunos otros casos se analizaron los picos flight por ser más apropiados.

La velocidad de retroceso del núcleo fue determinada de la diferencia de energía en el espectro a  $0^\circ$  entre las componentes con y sin corrimiento Doppler de las transiciones más intensas, se obtuvo:  $v/c=2.19(4)\%$ .

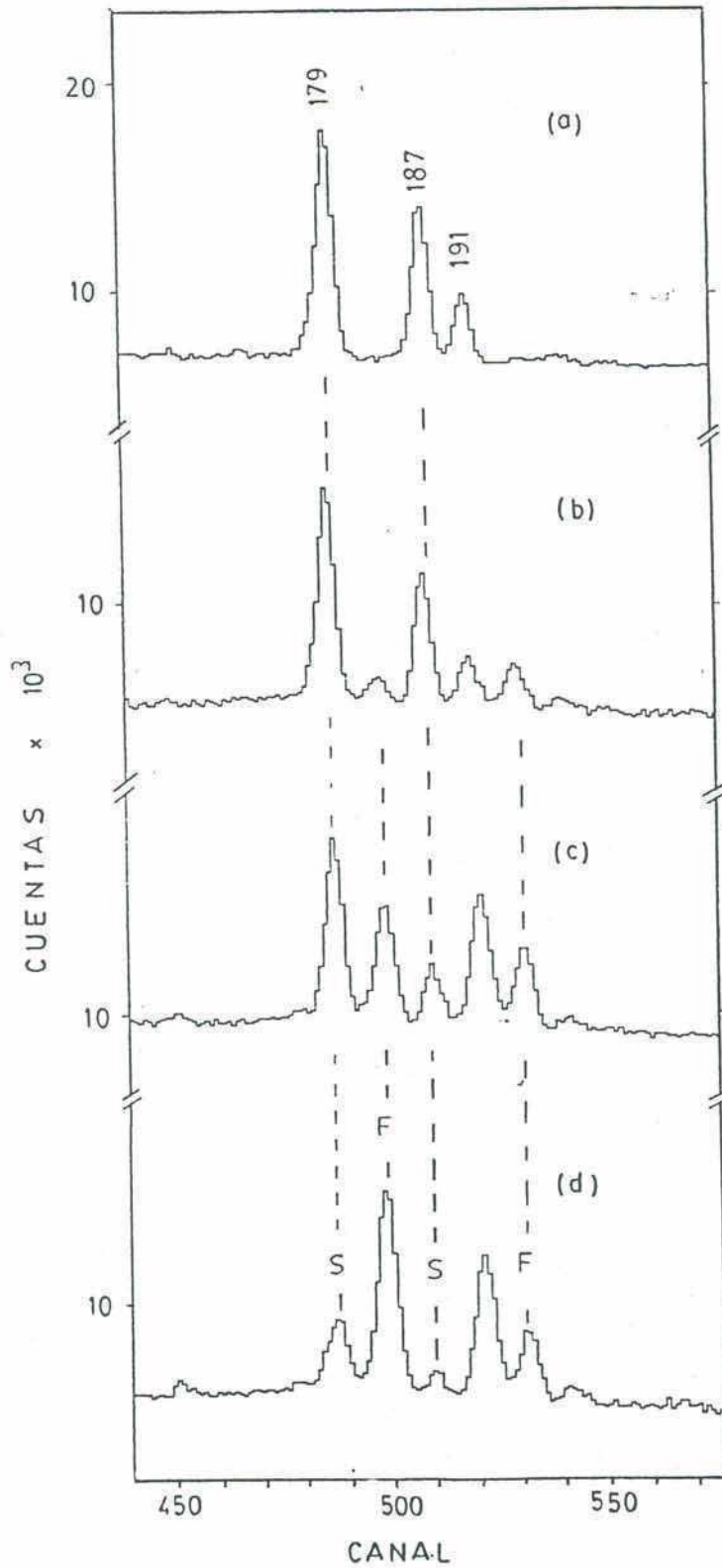


Fig. 17 Espectro de plunger para diferentes distancias blanco-absorbente. a) 15  $\mu\text{m}$ , b) 215  $\mu\text{m}$ , c) 1500  $\mu\text{m}$  y d) 14 mm. Se muestran las líneas no corridas (S) y corridas (F) para las transiciones de 179 KeV, 187 KeV y 191 KeV.

Las intensidades relativas de las transiciones gama fueron determinadas midiendo espectros simples en las mismas condiciones que las aplicadas en el experimento de plunger. Se usó un blanco de  $^{54}\text{Fe}$  con backing de Bi y se posicionó el detector gama a  $125^\circ$  relativo a la dirección del haz con el fin de minimizar los efectos de la distribución angular dado que a  $125^\circ$   $P_2(\cos\theta) \geq 0$ . Se hicieron dos mediciones independientes de intensidad. Con el fin de obtener la intensidad de algunas transiciones que estaban contaminadas en el espectro simple se analizaron datos de un espectro de coincidencias neutrón-gama (Ref. 19). Los datos de intensidades de estas tres mediciones independientes y su valor promedio se muestran en la Tabla III.

Del análisis de los espectros en función de la distancia entre placas se obtuvieron los siguientes resultados para las vidas medias de los niveles como se discute a continuación:

Banda positiva

Nivel de 1067 KeV: La vida media de este nivel se analizó a través de la transición de 689 KeV. Como no se ven las transiciones que pueblan este nivel sólo se pudo dar una cota superior al valor de su vida media.

Nivel de 770: Para la determinación de la vida media de este nivel se midió la transición de 392 KeV. La transición de 583 KeV que también desexcita este nivel está contaminada en un 50% con un decaimiento de  $^{79}\text{Br}$ .

Nivel de 378 KeV: Su vida media se determinó a través de la transición de 191 KeV. Se tuvieron que analizar los espectros a ángulos traseros ya que a  $0^{\circ}$  el pico en vuelo de la transición de 187 KeV se superpone con el 191 KeV.

Nivel de 187 KeV: La transición de 187 KeV del  $^{75}\text{Kr}$  resultó estar contaminada con el decaimiento del  $^{73}\text{Br}$  (correspondiente al canal  $\alpha\text{p}$ ). Esta contaminación se estimó igual a  $(25\pm 5)\%$  y se tuvo en cuenta en el ajuste de la vida media con el programa TAUFIT usando el valor de  $\tau$  conocido (Ref. 21) para esta transición de  $(1600\pm 300)$  ps. En la figura 21 se muestra el decaimiento del doblete de 187 KeV, ambas componentes son claramente identificadas.

#### Banda negativa

Nivel de 1265 KeV: Se estudió el pico en vuelo correspondiente a la transición de 361 KeV por estar el pico stop contaminado con una transición procedente del decaimiento  $\beta^{+}$  del  $^{76}\text{Kr}$ . Igual que en el caso del nivel de 1067 KeV de la banda positiva se determinó una vida media efectiva para el nivel en la que no se descontó la vida media de los niveles que alimentan este estado.

Nivel de 904 KeV: se calculó la vida media de este nivel a través de la transición de 546 KeV.

Nivel de 612 KeV: se analizó la transición del 253 KeV. El rayo de 432 KeV está cotaminado también con el decaimiento del  $^{75}\text{Br}$ .

Nivel 385 y 178 KeV: Para obtener la vida media de estos niveles se analizó la transición de 179 KeV. Se trata de un doblete indistinguible, que además contiene un (11+/-1)% de contaminación de  $^{73}\text{Br}$  de  $\tau = (510 \pm 210)\text{ps}$  (Ref 21). Tomando los últimos puntos es decir distancias mayores que 5 mm se determinó para el estado isomérico de 179 KeV  $\tau = (3.0 \pm 0.5)\text{ns}$ . Con las vidas medias largas fijas, la intensidad de la contaminación debida al  $^{73}\text{Br}$  y dejando libre las intensidades de las otras dos contribuciones se ajustaron las curvas de decaimiento y se obtuvo el valor de la vida media del estado de 385 KeV. En la Tabla IV se resumen los resultados de vidas medias obtenidos del ajuste. En el caso de los niveles de 770 KeV y 1067 KeV se dan valores de vidas medias efectivos, a los que no se ha descontado las vidas medias de los estados precedentes de la cascada. En las figuras 18-22 se muestran los ajustes de las curvas de decaimiento realizados con el programa TAUFIT.

En esta reacción se produce abundantemente el  $^{76}\text{Kr}$  correspondiente al canal 2p. A modo de autocalibración se analizó la transición  $2^+ \rightarrow 0^+$  de 424 KeV (Fig. 19) obteniéndose el valor  $\tau = 36(3)\text{ps}$ . Valor de acuerdo con los obtenidos en mediciones previas: 36(4) (Ref. 29), 35.6(10) (Ref. 24).

Con los valores de vidas medias obtenidos y branching ratios calculados a partir de las intensidades de la tabla

III se calcularon los  $B(E2)$  de las transiciones cuadrupolares puras (Tabla V).

TABLA III. Mediciones independientes de intensidades gama y sus valores adoptados.

$E_{\gamma}$ (KeV)	$I_{\gamma}^a$	$I_{\gamma}^b$	$I_{\gamma}$ (adoptada)	
179				
179				
187	1000(60)	1000(85)	1000(80)	1000(44)
191	718(40)	677(30)	633(40)	676(20)
253	437(42)	358(40)	363(40)	386(23)
293	267(40)	159(40)	160(40)	195(23)
297	183(40)	146(40)	149(40)	159(23)
358	34(6)	40(5)		37(4)
361	155(30)			155(30)
378	338(40)	226(40)	245(40)	269(23)
392		265(40)	286(40)	275(28)
433	239(60)	133(30)	140(30)	171(25)
546	253(60)	159(40)	161(40)	191(27)
583	295(40)	185(40)	214(40)	231(23)
654	211(40)			211(40)
689		358(40)	323(40)	340(28)

a) Intensidad de coincidencias  $\gamma$ -neutrón.

b) Dos diferentes e independientes mediciones de espectros simples.

TABLA IV. Resultados de la medición de vidas medias para  $^{75}\text{Kr}$ .

$E_x$ (KeV)	$I^\pi$	$E_\gamma$ (KeV)	Vidas medias (ps)			Valor adoptado
			GEM40	GMX	GEM30	
179	$3/2^-$	179	3000(500)			3000(500)
359	$5/2^-$	179	51(6)	64(5)	47(10)	62(10)
612	$7/2^-$	253	17(3)	13(2)		15(2)
905	$9/2^-$	546	3.6(10)			3.6(10)
1266	$11/2^-$	361	3(1)			3(1)
187	$7/2^+$	187	51(3)	54(3)	52(3)	52(2)
378	$9/2^+$	191	33(3)	31(2)	28(2)	31(2)
770	$11/2^+$	392	4.6(12)			4.6(12)
1067	$11/2^-$	689	2.6(10)			2.6(10)

TABLA V. Valores de  $B(E2)$  experimentales comparados con las predicciones teóricas.

Transición	$E_\gamma$ (KeV)	branching ratio (%)	$B(E2)$	
			Experimental (W.u.)	Teórico ( $e^2\text{fm}^4$ )
$7/2^- \rightarrow 3/2^-$	433	31(3)	60(10)	1120(180)
$9/2^- \rightarrow 5/2^-$	546	49(4)	122(35)	2290(660)
$11/2^- \rightarrow 7/2^-$	654	58(7)	$\geq 53$	$\geq 1000$
$9/2^+ \rightarrow 5/2^+$	378	28(2)	51(5)	960(90)
$11/2^+ \rightarrow 7/2^+$	583	45(4)	63(17)	1190(330)
$13/2^+ \rightarrow 9/2^+$	689	69(4)	$\geq 54$	$\geq 1000$



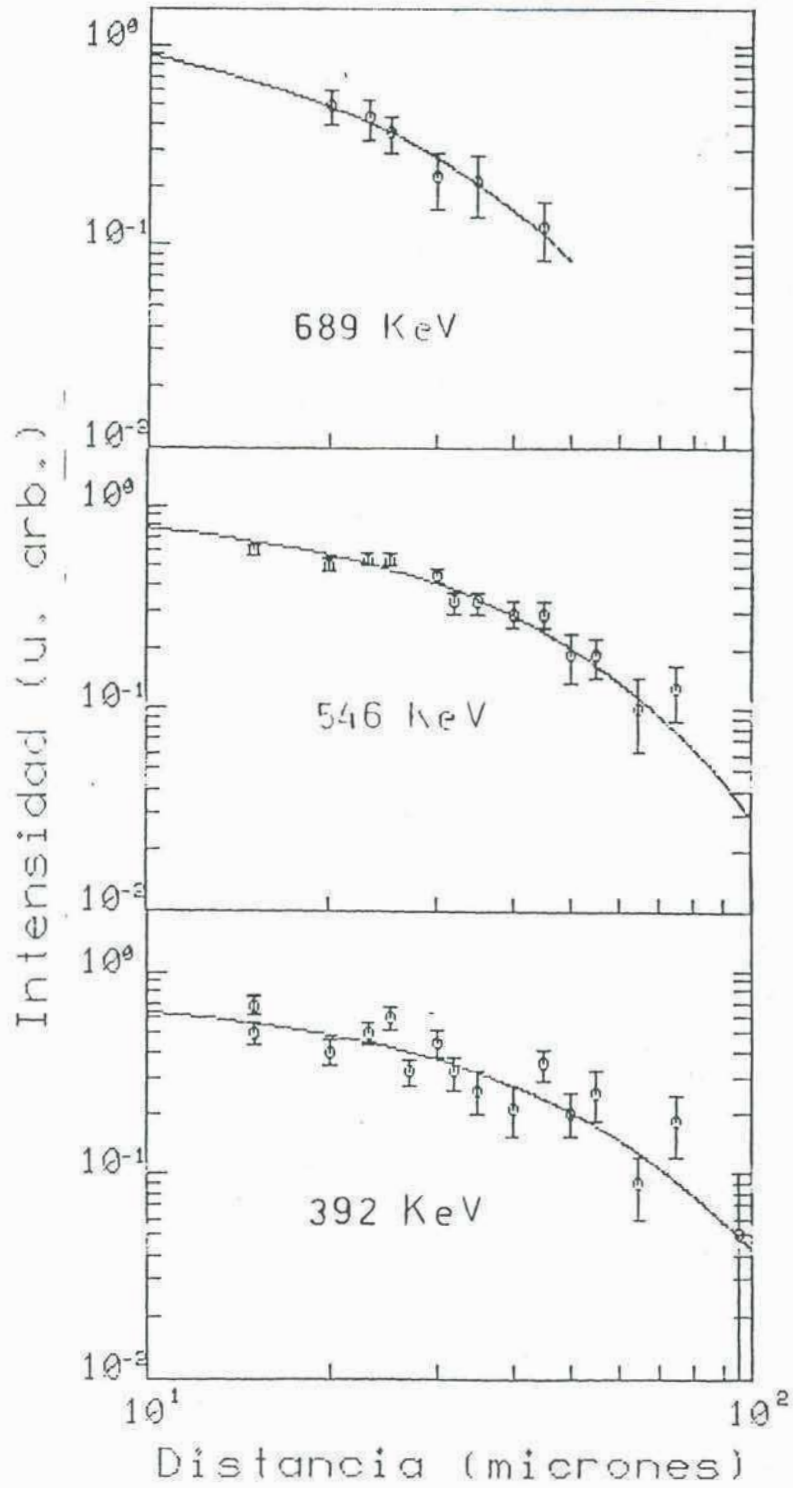


Fig. 18

Curvas de decaimiento para las transiciones de 689 KeV, 546 KeV y 392 KeV.

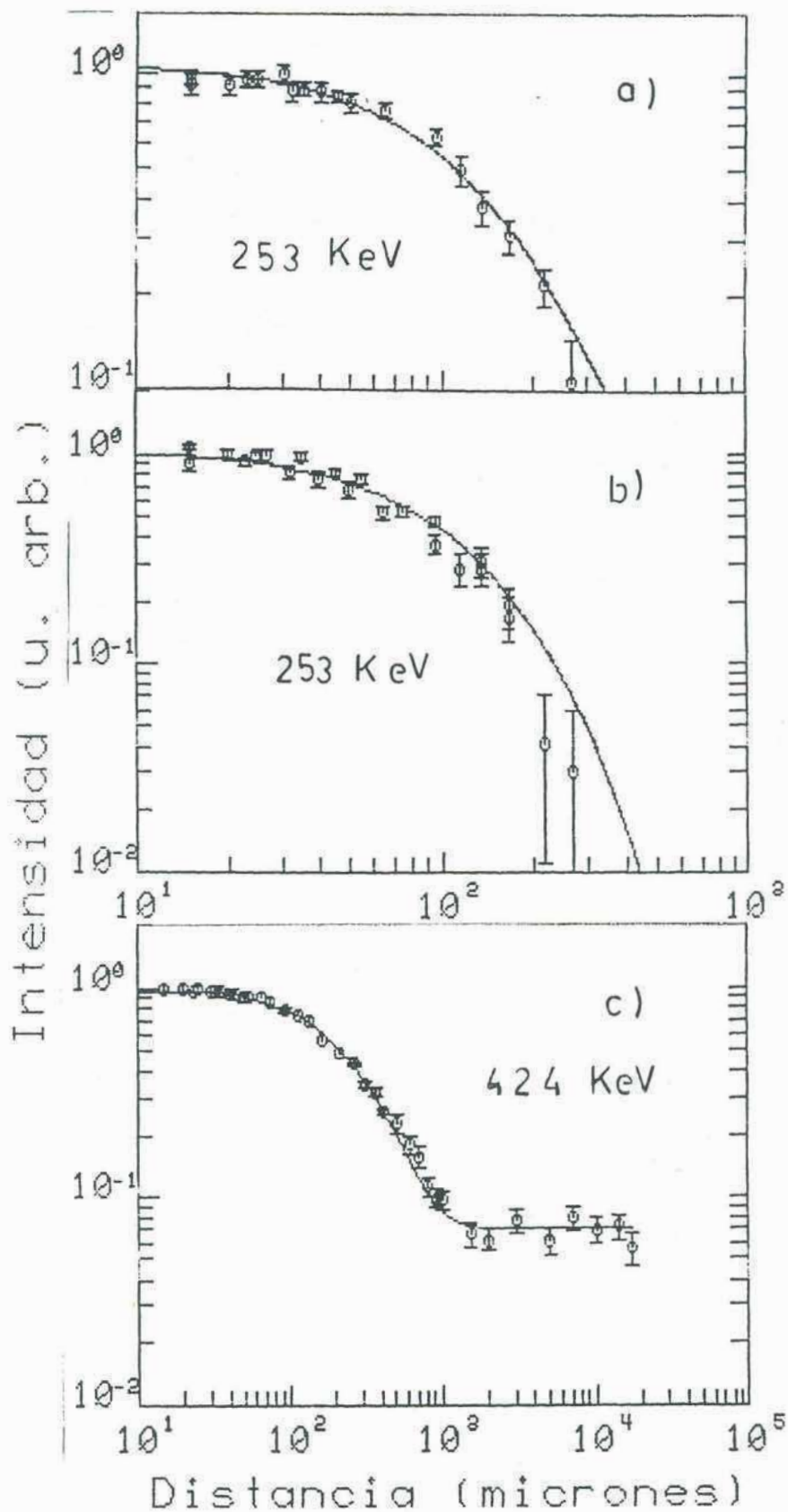
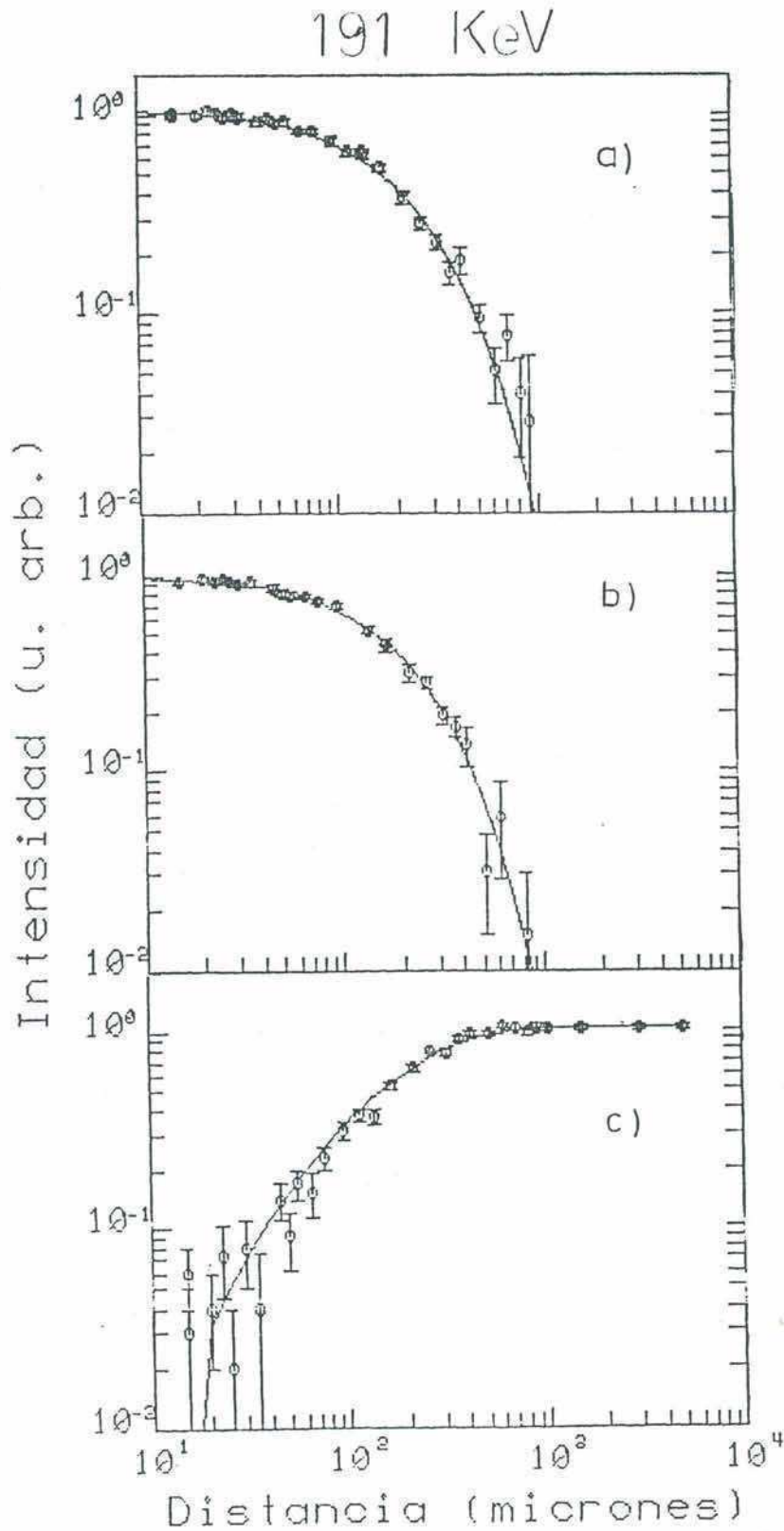


Fig. 19 Curvas de decaimiento a) Transición de 253 KeV con detector GMX. b) Transición de 253 KeV con detector Ge(Hp) 40%. c) Transición de 424 KeV del  $^{76}\text{Kr}$ . del  $^{76}\text{Kr}$ .

Fig. 20

Transición de 191 KeV. a) Componente sin corrimiento Doppler con detector GMX. b) Componente sin corrimiento Doppler con detector Ge(Hp) 30%. c) Componente con corrimiento observada a 0° con detector Ge(Hp) 40%.



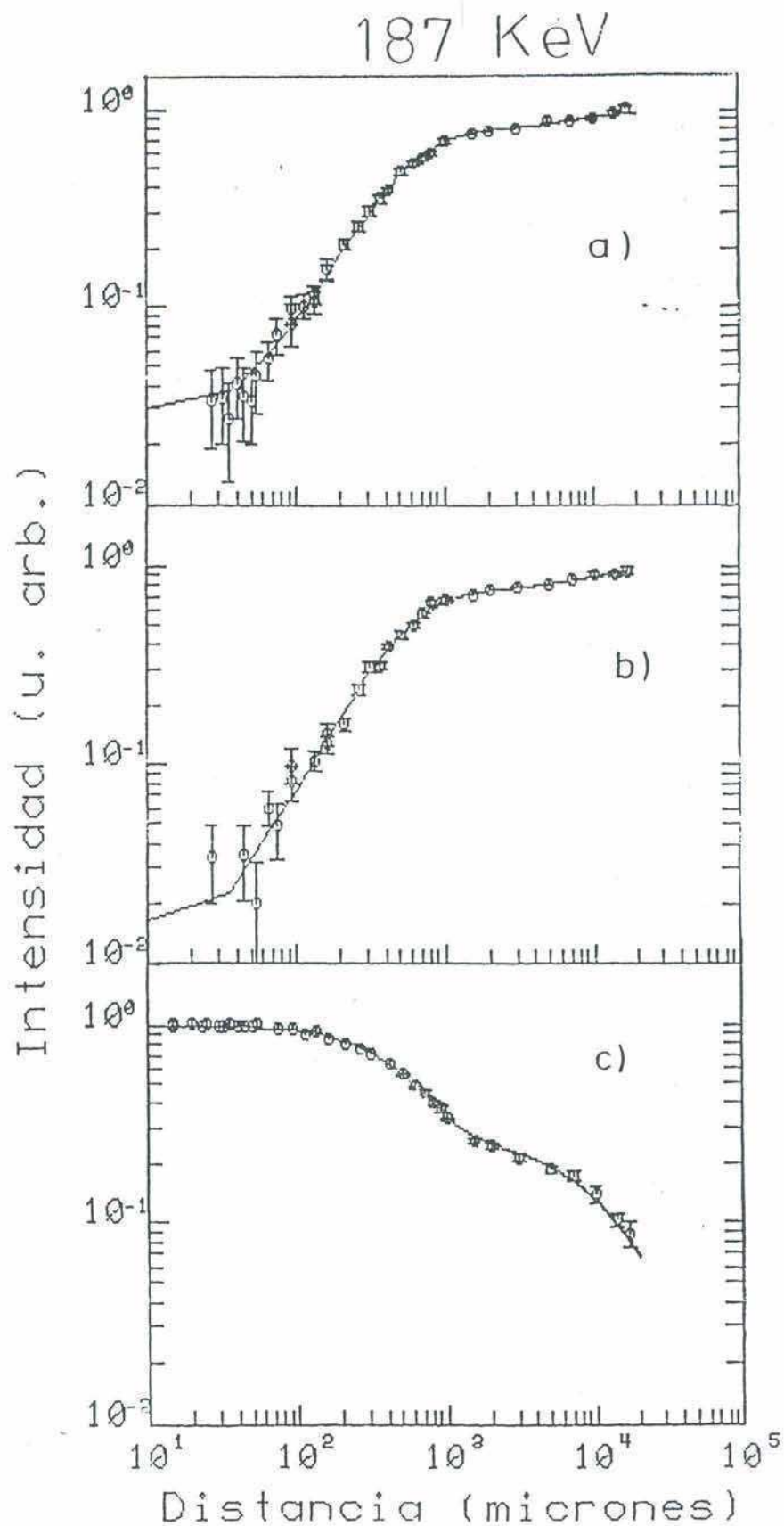


Fig. 21 Transición de 187 KeV. a) Componente con corrimiento Doppler con detector GMX. b) Componente con corrimiento Doppler con detector Ge(Hp) 30%. c) Componente sin corrimiento Doppler observada a  $0^{\circ}$  con detector Ge(Hp) 40%.

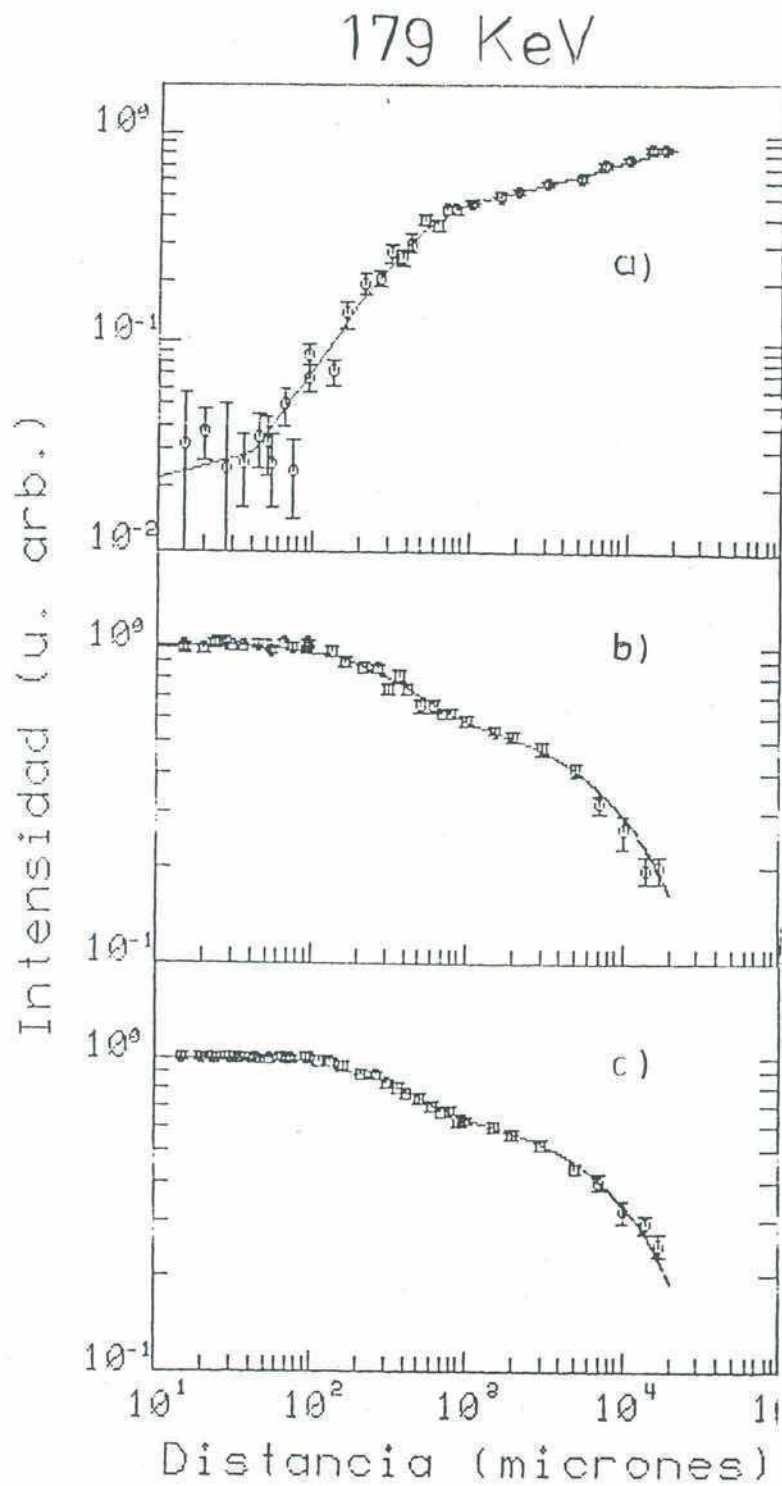


Fig. 22 Transición de 179 KeV. a) Componente con corrimiento Doppler con detector Ge(Hp) 30%. b) Componente sin corrimiento Doppler con detector Ge(Hp) 30%. c) Componente sin corrimiento Doppler observada a  $0^\circ$  con detector Ge(Hp) 40%.

## VI.2 DISCUSION

Los resultados fueron interpretados con el modelo de una cuasipartícula acoplada a un rotor triaxial. Con el propósito de reducir el número de parámetros del modelo y observar sus cambios se realizó un estudio sistemático de los isótopos del Kr cercanos que se conocen.

Se comenzó estudiando los kriptones doblemente par desde  $A=74$  hasta  $A=80$ , para establecer la naturaleza del carozo del  $^{75}\text{Kr}$ .

Es un hecho bien conocido en esta región de masas el efecto de coexistencia de forma. La interacción entre el estado fundamental  $0_1^+$  deformado y un segundo  $0_2^+$  de naturaleza esférica hace que el primer  $0_1^+$  baje en energía (Piercey et al. Ref. 22).

Para evitar esta perturbación se normalizaron las energías de los estados a la del primer  $2^+$  y se eliminó así el estado  $0_1^+$ .

En estos núcleos la importancia de la deformación triaxial se refleja por la presencia de la banda gama a baja energía. De las energías del primer y segundo estado  $2^+$  se determinó el parámetro  $\gamma$  de entrada (se eligió prolado). Con el modelo del rotor triaxial con VMI, dejando el momento de inercia, el parámetro  $C$  y  $\gamma$  libres alrededor de valores iniciales razonables se ajustó para estos núcleos la banda del estado fundamental a partir del  $2^+$  hasta el  $10^+$  y los

primeros estados excitados de la banda  $\gamma$ . En la figura 23 se muestra el esquema de niveles experimental y el calculado incluyendo la banda del estado fundamental y la banda gama.

Los valores de los parámetros obtenidos se muestran en la Tabla VI.

La banda del estado fundamental muestra un decrecimiento regular en la energía de transición hacia los kriptones más livianos. En los parámetros esto se refleja en un incremento del momento de inercia y una disminución del parámetro  $\sigma$  (núcleos más rígidos). Los parámetros de deformación  $\beta$  de la tabla fueron obtenidos de la medición de vida media de los estados  $4^+$  excepto para el  $^{74}\text{Kr}$  donde se usó el dato de la vida media del  $2^+$ . Se debe notar que valores similares para  $\beta$  se obtienen a partir de la vida media del  $2^+$  sugiriendo que este valor no es muy sensible a la perturbación del estado fundamental.

En conclusión, normalizando los datos de las energías a la del estado  $2^+$  en lugar del estado fundamental se obtiene una evolución suave de las bandas positivas como se muestra en la figura 23. El momento de inercia y el parámetro de deformación  $\beta$  obtenidos evolucionan de acuerdo a esto alcanzando valores casi constantes para los núcleos  $^{74}\text{Kr}$  y  $^{76}\text{Kr}$ . Estos dos últimos núcleos pueden tomarse como el carozo para el  $^{75}\text{Kr}$ , lo cual sugiere para este núcleo una deformación  $\beta$  cercana a 0.4.

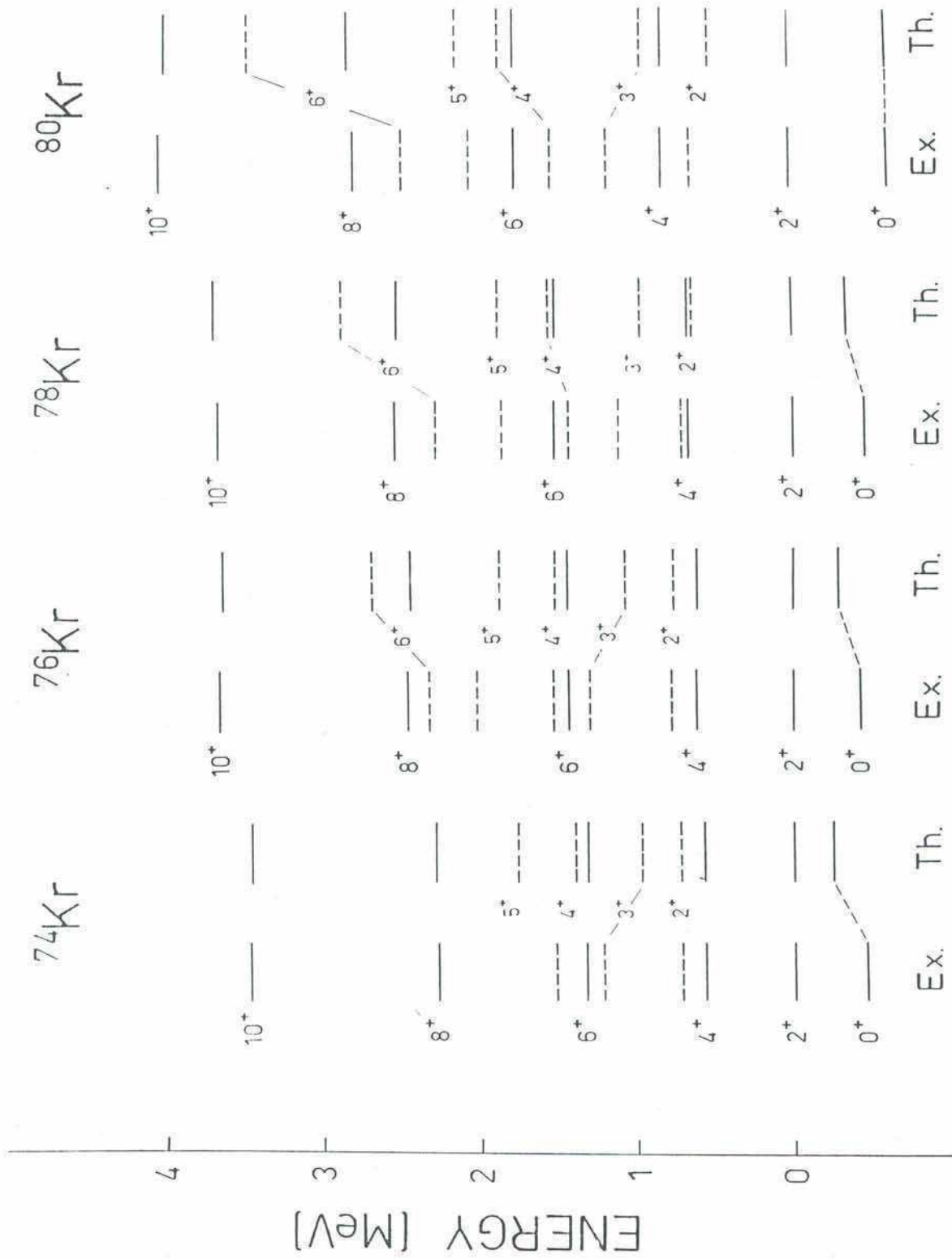


Fig. 23 Comparación del esquema de niveles experimental y calculado para los isótopos pares de Kr.



TABLA VI. Parámetros del modelo de rotor triaxial obtenidos del estudio de los isótopos de Kr doblemente par.

	$^{74}\text{Kr}$	$^{76}\text{Kr}$	$^{78}\text{Kr}$	$^{80}\text{Kr}$
$\theta_0/h^2(\text{MeV}^{-1})$	14.3	12.8	11.0	5.4
$\alpha (10^{-2})$	0.5	0.2	0.6	14.
$\gamma$ (grados)	20	20	22	25
$\beta$	0.40	0.38	0.36	0.27

TABLA VII. Parámetros del modelo del rotor triaxial usados para describir los isótopos de Kr impares.

	$^{75}\text{Kr}$		$^{77}\text{Kr}$		$^{79}\text{Kr}$	
Cabeza de banda I, $\Pi$	$3/2^-$	$5/2^+$	$3/2^-$	$5/2^+$	$1/2^-, 5/2^-$	$7/2^+$
$\theta_0/h^2(\text{MeV}^{-1})$	14	9.5	14	11	12	7.7
$\gamma$ (grados)	20	20	20	20	28	22
Nivel de Fermi (MeV)	44.9	44.3	45.0	44.6	45.8	45.3
$\beta$	0.40	0.40	0.40	0.35	0.28	0.28

Los isótopos impares del Kr fueron descriptos acoplando una cuasipartícula al carozo triaxial. Debido al pequeño valor del parámetro  $\sigma$  obtenido se tomó un carozo rígido. Para la partícula impar se tomó como espacio de configuración los orbitales de Nilsson correspondientes a las capas del oscilador armónico  $N=4$  y  $N=3$  para los estados de paridad positiva y negativa respectivamente. Para los orbitales de Nilsson para el neutrón impar se usaron los parámetros  $\mu_n=0.29$  y  $K_n=0.073$  como en Ref. 27.

Con el propósito de disminuir el número de parámetros libres no se incluyó el factor de atenuación del elemento de matriz de Coriolis en el Hamiltoniano ni se agregó un splitting adicional a los niveles de Nilsson.

Haciendo BCS autoconsistente tomando las capas  $N= 3, 4$  y con  $G=22/A$  MeV se obtiene  $\Delta \cong 1.2-1.3$  MeV, y la posición del nivel de Fermi. Fijados todos los demás parámetros se mueve suavemente el nivel de Fermi alrededor del valor obtenido del cálculo de BCS y se elige el que mejor ajusta los niveles experimentales.

En la Tabla VII se muestra el conjunto de parámetros utilizados. Los resultados del modelo son especialmente muy buenos para la banda negativa. Se debe señalar que en las bandas positivas se logra un muy buen acuerdo si se incluyen el parámetro de atenuación de Coriolis o el splitting a los niveles de Nilsson o se disminuye el parámetro de gap.

En las figuras 24 y 25 se comparan las bandas positivas y negativas experimentales y calculadas con el modelo para  $^{75,77,79}\text{Kr}$ . En el caso del  $^{79}\text{Kr}$  las dos bandas negativas  $1/2^-$  y  $5/2^-$  fueron reproducidas utilizando el mismo conjunto de parámetros.

El parámetro de deformación fue elegido de modo de reproducir los valores de  $B(E2)$  experimentales. Los valores calculados para  $B(E2)$  así como los datos experimentales se muestran en la tabla VIII (TRIP1). También figuran en la Tabla VIII los resultados de un cálculo de Hartree-Fock (Ref. 23) para los  $B(E2)$  de  $^{75}\text{Kr}$  y  $^{77}\text{Kr}$  (PHF). Como se puede ver del análisis de la tabla VIII los valores experimentales para  $^{75}\text{Kr}$  son bien reproducidos por ambos cálculos teóricos. Los datos experimentales del  $^{77}\text{Kr}$  (Ref. 24) se reproducen razonablemente bien excepto para la transición  $9/2^+ \rightarrow 5/2^+$  que muestra un factor casi dos de discrepancia. Wörman *et al.* (Ref. 24) obtuvieron un mejor acuerdo con la predicción del modelo cambiando el parámetro de asimetría de  $20^\circ$  a  $40^\circ$ . La predicción del modelo para el  $^{79}\text{Kr}$  se muestra en la Tabla IX. Se puede ver el acuerdo del modelo con los datos de  $B(E2)$  medidos para la banda positiva (Ref. 25).

En el  $^{79}\text{Kr}$  se conoce el momento magnético de la cabeza de banda  $K=5/2^-$ ,  $\mu = 1.12(1)\text{nm}$  (Ref. 47), con el programa se obtuvo para este nivel  $\mu_{\text{teó}} = 1.127 \text{ nm}$ . Este acuerdo con el valor experimental confirma el hecho que se trata de una

banda con estado intrínseco  $5/2^- [303]$ , ya que los momentos y transiciones magnéticas son muy sensibles a la función de onda intrínseca.

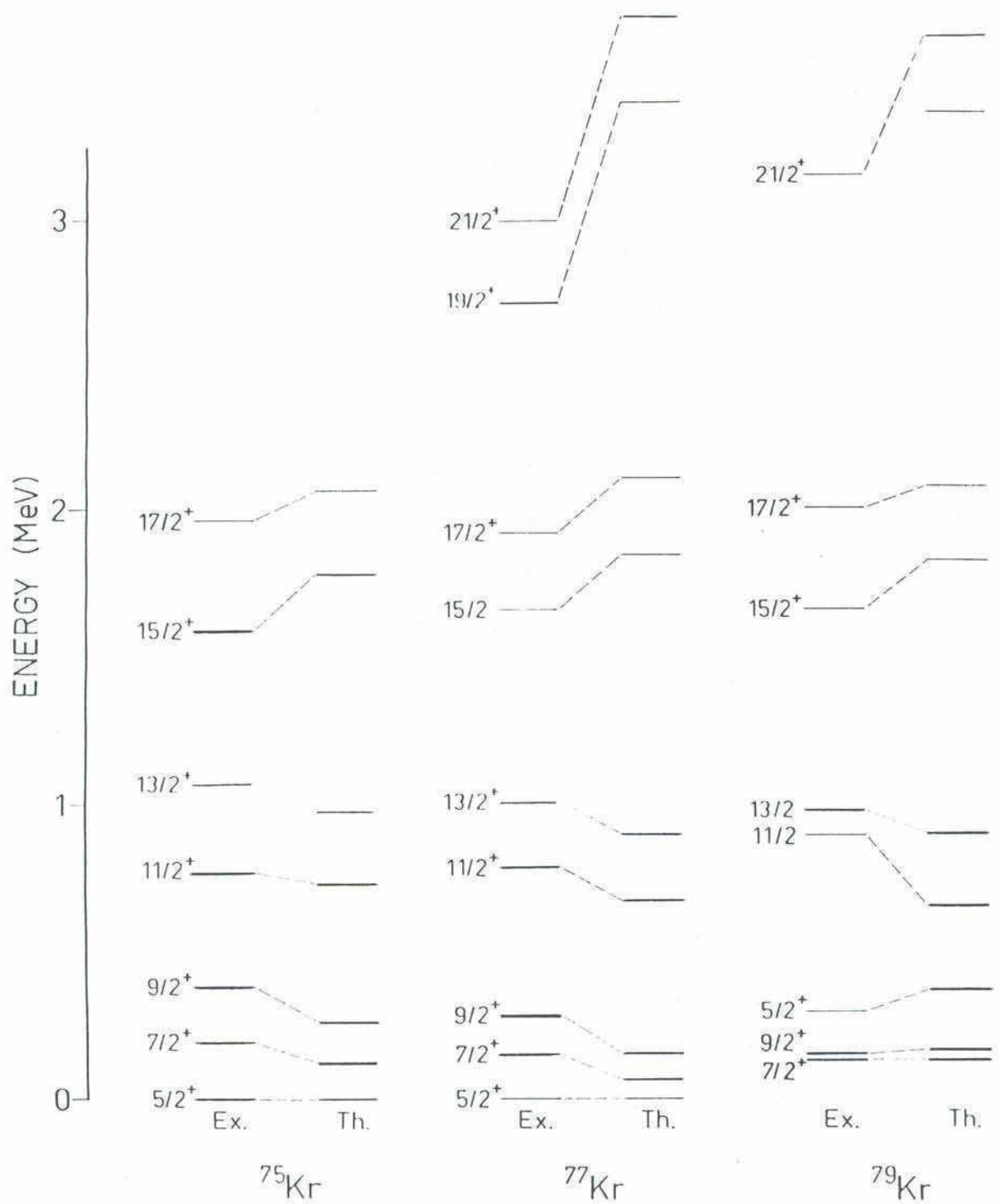


Fig. 24 Bandas positivas en los isótopos impares:  $^{75,77,79}\text{Kr}$ . Comparación con el cálculo teórico.

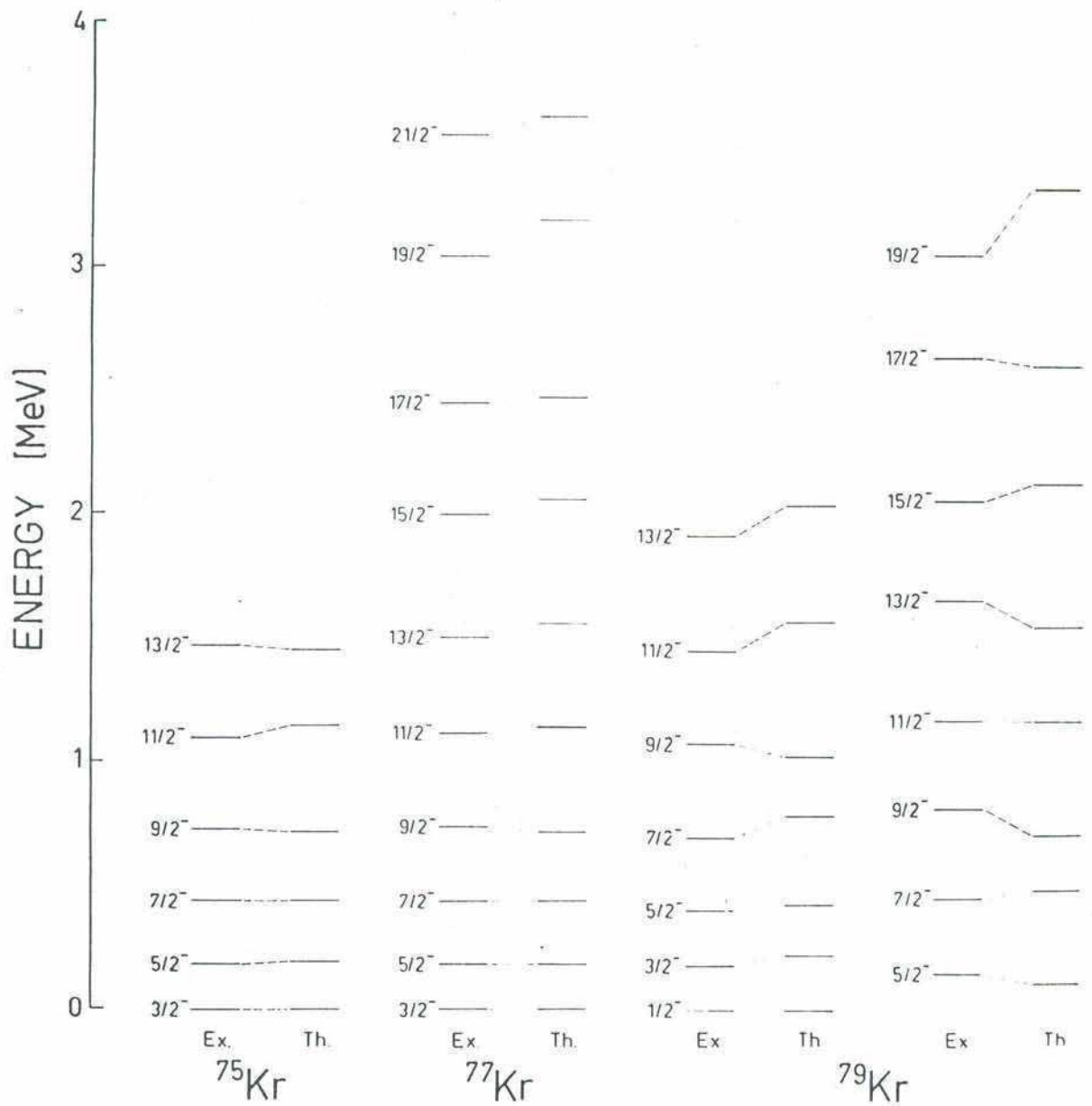


Fig. 25 Bandas negativas en los isótopos impares:  $^{75,77,79}\text{Kr}$ . Comparación con el cálculo teórico.

TABLA VIII. Comparación de los valores de B(E2) experimentales y calculados con el modelo del rotor triaxial y con el método de Hartree-Fock Proyectado (Ref.23).

$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$	B(E2) ( $e^2 \text{fm}^4$ )				
	$^{75}\text{Kr}$			$^{77}\text{Kr}$	
	EXP	TRIP1	PHF	EXP	TRIP1
$7/2^- \rightarrow 3/2^-$	1120(180)	1027	819	1500(300)	1000
$9/2^- \rightarrow 5/2^-$	2290(660)	1485	1223	2180(260)	1520
$11/2^- \rightarrow 7/2^-$	$\geq 1000$	1955	1447	2120(250)	1715
$9/2^+ \rightarrow 5/2^+$	960(90)	772	629	300(55)	585
$11/2^+ \rightarrow 7/2^+$	1190(330)	1160	1064	700(150)	850
$13/2^+ \rightarrow 9/2^+$	$\geq 1000$	1680	1349	1425(165)	1300

TABLA IX. Valores de B(E2) experimentales (banda positiva Ref. 25) y predichos con el modelo teórico.

$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$	B(E2) ( $e^2 \text{fm}^4$ )	
	EXP	TRIP1
$13/2^+ \rightarrow 9/2^+$	728(75)	778
$17/2^+ \rightarrow 13/2^+$	980(370)	1100
$21/2^+ \rightarrow 17/2^+$	900(400)	1320
$5/2_2^- \rightarrow 1/2_1^-$		607
$7/2_2^- \rightarrow 3/2_1^-$		840
$9/2_2^- \rightarrow 5/2_2^-$		560
$11/2_2^- \rightarrow 7/2_2^-$		1170
$13/2_2^- \rightarrow 9/2_2^-$		393
$9/2_1^- \rightarrow 5/2_1^-$		710
$11/2_1^- \rightarrow 7/2_1^-$		950
$13/2_1^- \rightarrow 9/2_1^-$		978
$15/2_1^- \rightarrow 11/2_1^-$		1278
$17/2_1^- \rightarrow 13/2_1^-$		1324
$19/2_1^- \rightarrow 15/2_1^-$		1513



### VI.3 MEDICION DE VIDAS MEDIAS EN $^{79}\text{Sr}$

Este núcleo se pobló mediante la reacción  $^{54}\text{Fe}(^{28}\text{Si},2\text{pn})^{79}\text{Sr}$  a energía de bombardeo de 97 MeV en el laboratorio. Se midió primero la función de excitación con las energías de 95, 97, 100, 105 MeV. Se eligió la energía de 97 MeV para maximizar la sección eficaz del canal de interés. En la figura 26 se muestra el espectro de la reacción a  $125^{\circ}$  con respecto a la dirección del haz.

Del  $^{79}\text{Sr}$  se conocen dos bandas colectivas basadas en los estados  $5/2^{+}$  y  $3/2^{-}$  (Ref. 26). En la figura 27 se muestra el esquema de niveles tomado de la Ref. 26. Sólo se representan las transiciones que se identificaron en los espectros simples con la reacción usada.

Utilizando el plunger se midieron vidas medias de estados excitados de este núcleo. Se montó en el plunger un blanco de  $^{54}\text{Fe}$  de  $350 \text{ mg/cm}^2$  y un absorbente de plomo natural de espesor suficiente para frenar el haz. Con un detector de Ge(Hp) de 40% de eficiencia y 2 KeV de resolución para el rayo de 1.33 MeV del  $^{60}\text{Co}$ , se midió la radiación gama emitida a  $0^{\circ}$  con respecto a la dirección del haz. Se varió la distancia entre placas del plunger desde contacto eléctrico hasta 6 mm. Se midieron espectros simples de 2 hs de duración para 24 distancias.

Las intensidades de las transiciones para esta reacción

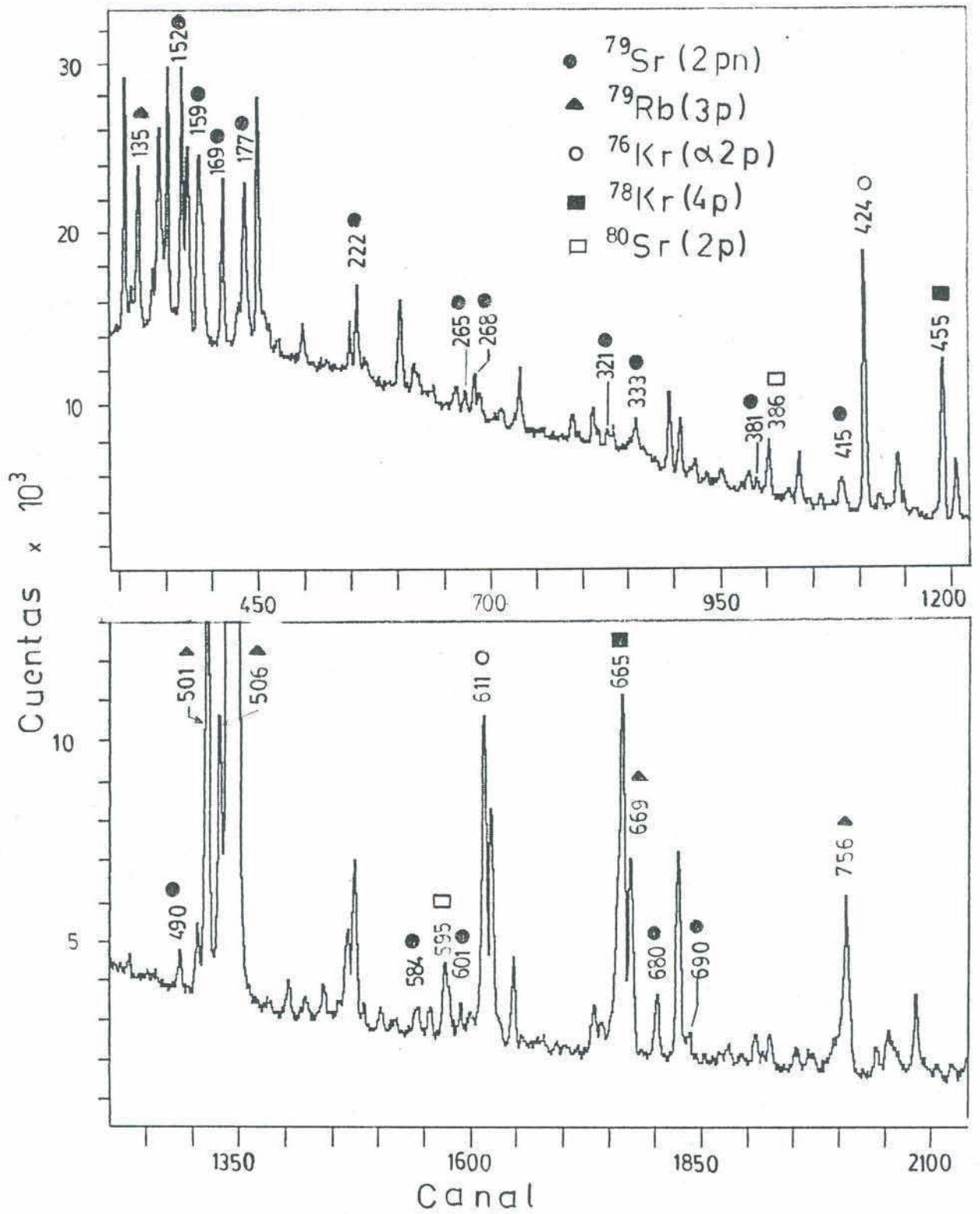


Fig. 26 Espectro gama simple para la reacción  $^{54}\text{Fe} + ^{28}\text{Si}$  (97MeV).

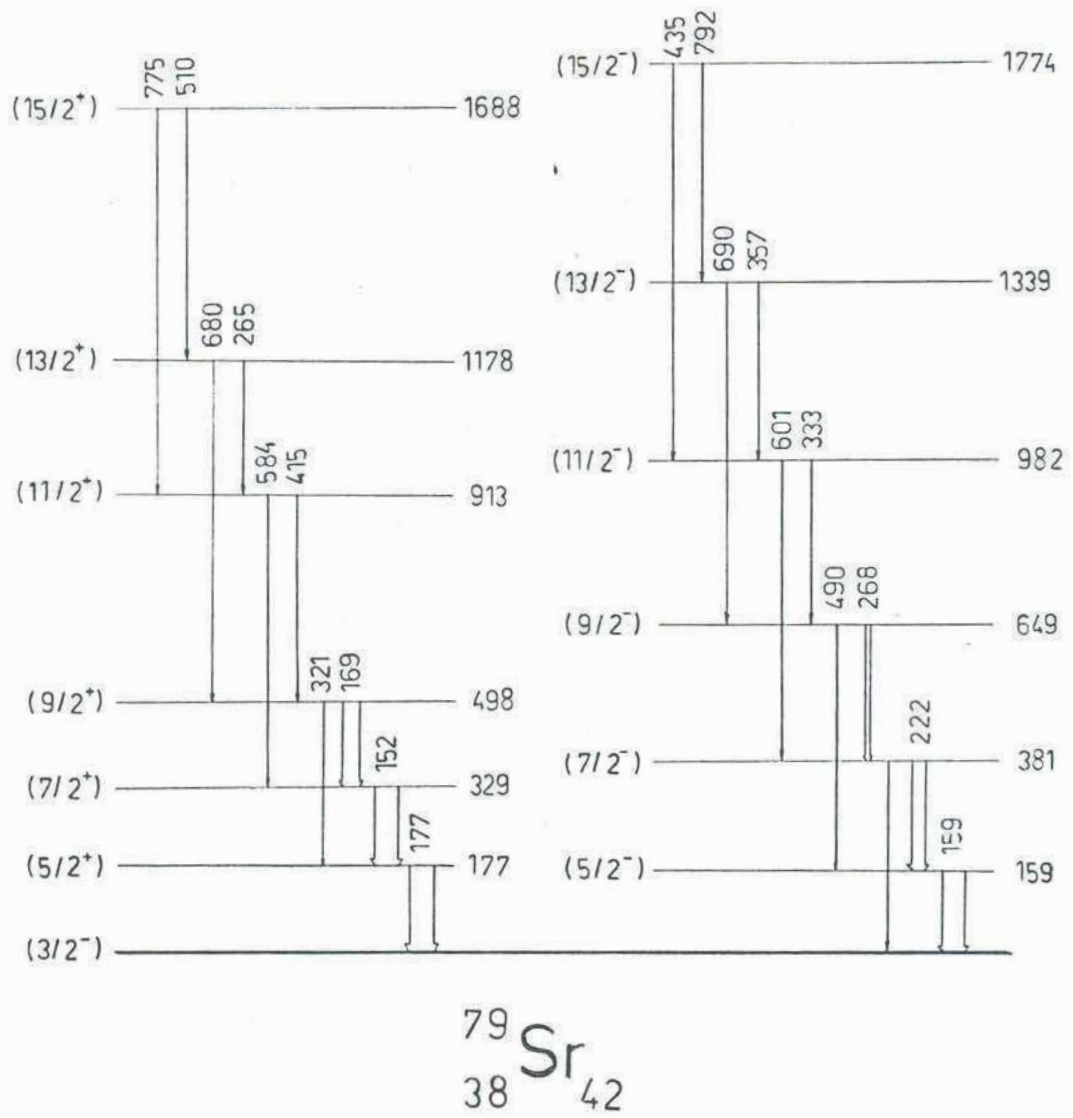


Fig. 27 Esquema de niveles para  $^{79}\text{Sr}$  (Ref. 26).

se obtuvieron de un espectro gama a  $125^{\circ}$  usando un blanco de  $^{54}\text{Fe}$  con backing de bismuto preparado especialmente para frenar los núcleos de retroceso y evitar ensanchamiento Doppler. En la tabla X se muestran las intensidades.

De la medición de los corrimientos Doppler de las transiciones de 152, 159, 222, 268 y 680 KeV se determinó la velocidad de los núcleos de retroceso:  $v/c = 2.68(4)\%$  o sea  $v = 8.04(11) \mu\text{m/psec}$ . Las funciones de decaimiento fueron analizadas con el programa TAUFIT comenzando con los estados más altos de la cascada. Para este análisis se usaron los branching ratios e intensidades de side feeding que se deducen de la tabla X y se siguió el esquema de niveles de Figura 27. En esta reacción se pueblan también abundantemente los núcleos par-par  $^{76}\text{Kr}$  y  $^{78}\text{Kr}$ , de vidas medias ampliamente conocidas. Se analizó la transición  $2^{+} \rightarrow 0^{+}$  de estos núcleos para así realizar una autocalibración. Los valores de las vidas medias obtenidos están en perfecto acuerdo con mediciones anteriores (Ref. 12, 24, 29). En las Figuras 28-31 se muestran los ajustes de estas curvas. En la tabla XI se resumen los valores obtenidos de la medición de vidas medias. Debido a contaminaciones de las transiciones no se pudo obtener información correspondiente a la banda de paridad positiva.

TABLA X. Intensidades de rayos gama del  $^{79}\text{Sr}$  correspondientes a la reacción:  $^{54}\text{Fe}(^{28}\text{Si}, 2pn)^{79}\text{Sr}$ .

$E_{\gamma}$ (KeV)	$I_{\gamma}$
159	96(12)
222	53(7)
268	31(5)
333	21(5)
357	21(5)
381	13(3)
435 <sup>a</sup>	
490	22(4)
601	18(3)
690	14(3)
793	5(2)
152	89(12)
169 <sup>a</sup>	
177	100(10)
265	15(3)
321	14(3)
415 <sup>a</sup>	
510 <sup>a</sup>	
680	50(7)
775	28(5)

a) Corresponde a transición contaminada.

TABLA XI. Resultados de la medición de vidas medias en  $^{79}\text{Sr}$ .

$E_x$ (KeV)	$I^\pi$	$E_\gamma$ (KeV)	Vidas medias (ps)		Valor adoptado
			SP	FP	
159	$5/2^-$	159		62(10)	62(10)
381	$7/2^-$	222	15(3)	17(3)	16(2)
649	$9/2^-$	268	6.6(20)	5.2(20)	6(1)
982	$11/2^-$	333		4.1(20)*	4.1(20)*
1339	$13/2^-$	690		2.9(5)*	2.9(5)*

\*Valores de  $\tau_{ef}$ , no se descontaron las vidas medias de los niveles que alimentan estos estados.

268 KeV

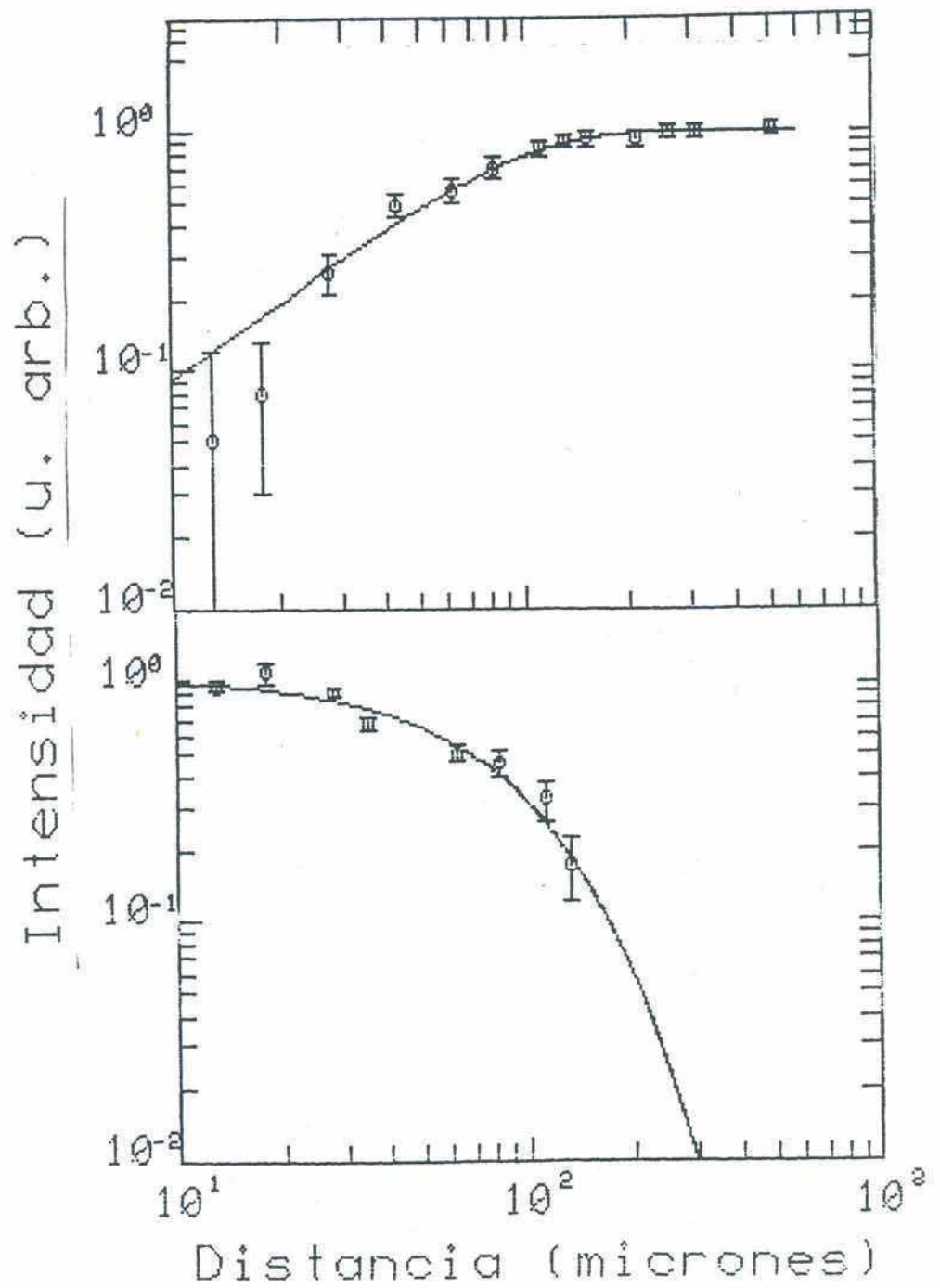


Fig. 29 Transición de 268 KeV.

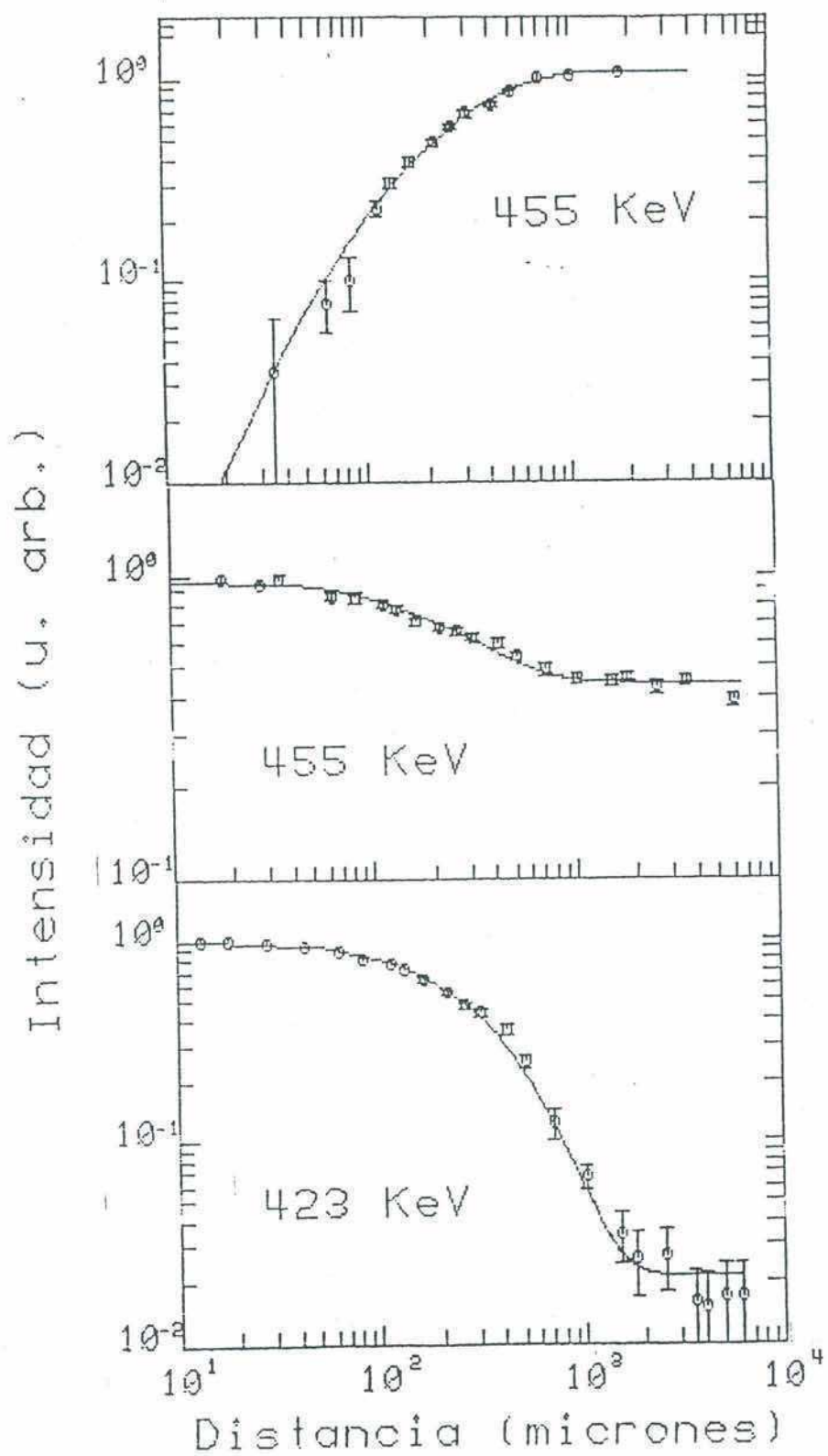


Fig. 30 Transiciones de 455 KeV y 424 KeV.



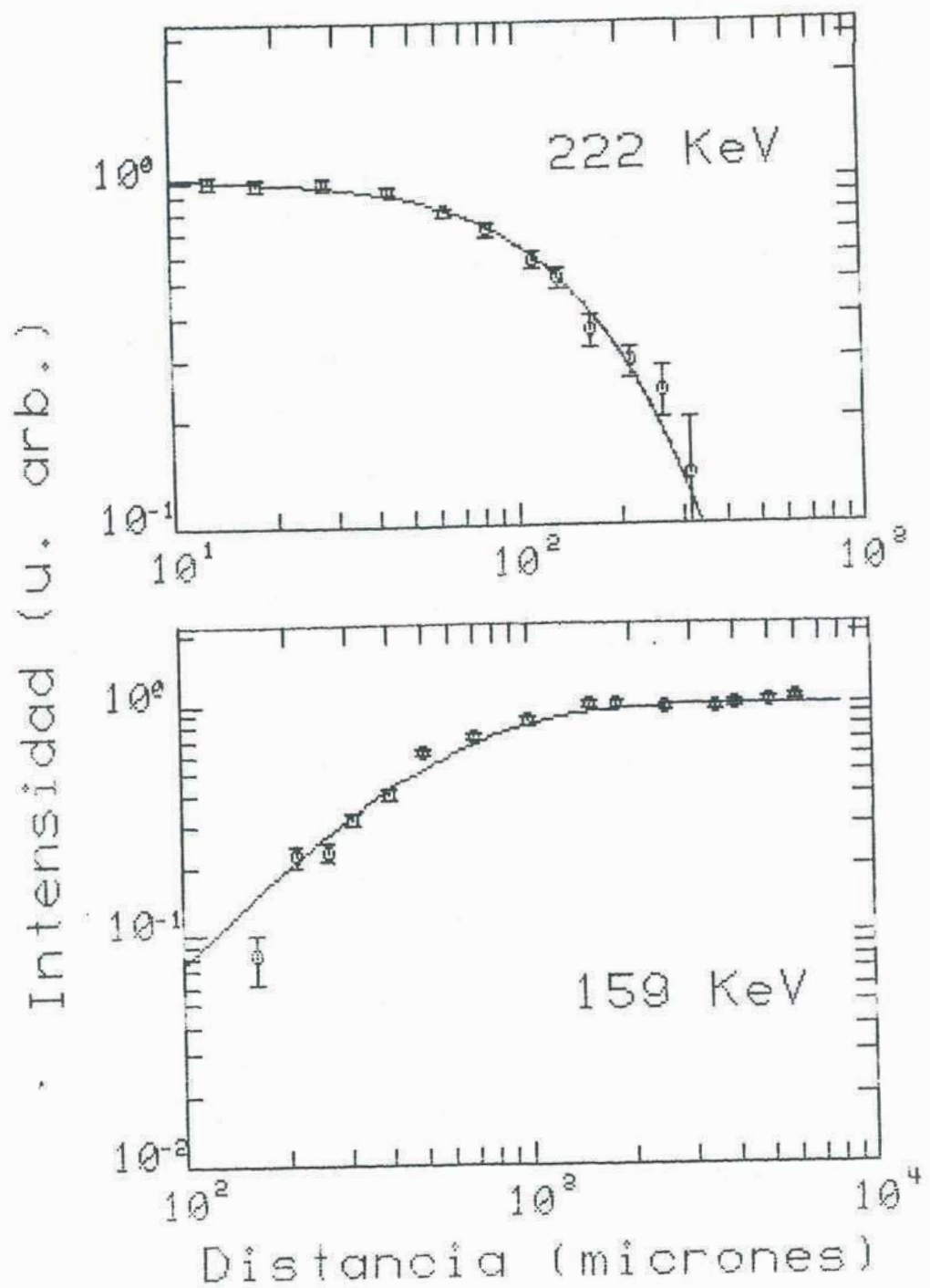


Fig. 31 Transición de 222 KeV y 159 KeV.

#### VI.4 DISCUSION

Se analizó la información existente de los isótopos par-par vecinos del  $^{79}\text{Sr}$  con el objeto de obtener los parámetros que describen el carozo. Se estudiaron los esquemas de decaimiento de los núcleos:  $^{78}\text{Sr}$ ,  $^{80}\text{Sr}$  y  $^{82}\text{Sr}$  usando el modelo del rotor triaxial con VMI. El ajuste se realizó con los valores experimentales de las energías de la banda del estado fundamental hasta espín  $10^+$  y los primeros estados de la banda gama. Se minimizó  $\chi^2$  dejando libres los parámetros  $\theta_0$ ,  $C$  y  $\gamma$ . El parámetro de deformación cuadrupolar  $\beta$  se obtuvo de los valores de  $B(E2)$  calculados a partir de los datos de vidas medias de los estados  $2^+$  y  $4^+$  conocidos (Refs. 26 y 35). En la figura 32 se muestra el esquema de niveles experimental y calculado para la banda del estado fundamental y para la banda gama de estos tres núcleos. Los parámetros obtenidos del ajuste se muestran en la Tabla XII.

De este estudio se ve que los isótopos par-par de Sr muestran las mismas características discutidas para los kriptones par-par. De la comparación de los parámetros para ambas cadenas de isótopos (Tabla VI y Tabla XII) se ve la similitud que presentan los parámetros de deformación  $\beta$  y  $\gamma$  y el momento de inercia  $\theta_0$  entre isótonos. Para el parámetro de 'softness' se ve un incremento con el número de protones.

En el caso del  $^{78}\text{Sr}$  no se conoce la banda  $\gamma$ , el valor

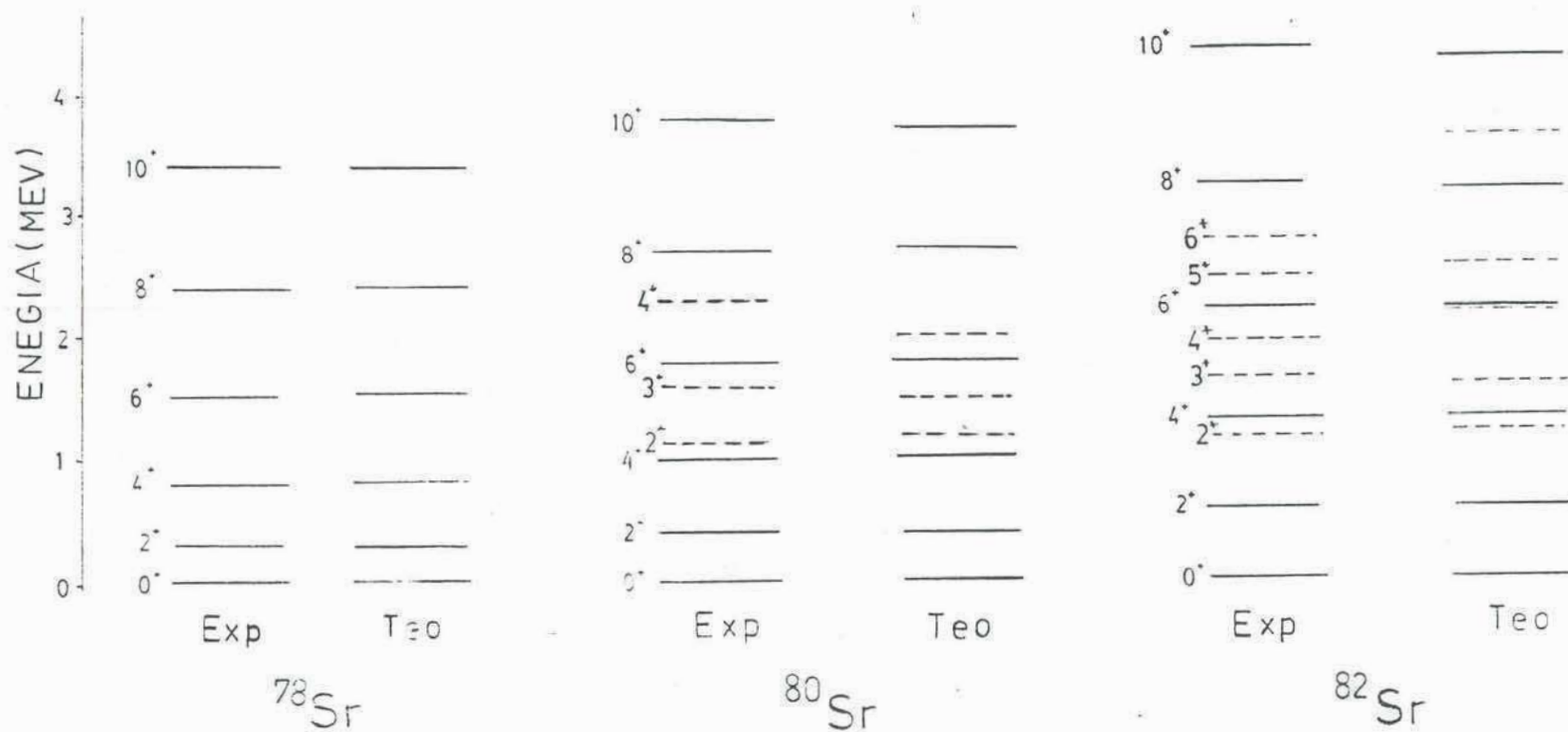


Fig. 32 Comparación del esquema de niveles experimental y calculado para los isótopos pares de Sr.

$\gamma=20^0$  se asignó de la sistemática de estos núcleos y su isótono de  $Z=36$ .

La banda de paridad negativa del  $^{70}\text{Sr}$  se describió acoplando una cuasipartícula al carozo:  $^{78}\text{Sr}$ . De acuerdo con los parámetros de VMI para este núcleo el momento de inercia pasa de  $14 \text{ MeV}^{-1}$  para  $I = 0$  a  $18 \text{ MeV}^{-1}$  para  $I = 10$ . Buenos resultados se obtuvieron en el cálculo de esta banda usando un carozo rígido con  $\theta_0 = 15.8 \text{ MeV}^{-1}$ . En el espacio de configuración de la partícula impar se tomaron todos los orbitales de Nilsson de la capa  $N=3$ . Se usaron los parámetros  $\mu$  y  $\kappa$  como en los kriptones impares. Para número de neutrones  $N=40, 42$  el orbital  $3/2^- [301]$  correspondiente a la capa  $f_{5/2}$  se encuentra cerca del nivel de Fermi y es el que determina la estructura de la banda  $3/2^-$  del  $^{70}\text{Sr}$ . Se tomó el parámetro de gap:  $\Delta=1.2 \text{ Mev}$ .

En la figura 33 se muestran los datos experimentales para la banda negativa y su comparación con los predichos por el modelo para  $\gamma=0^0, 20^0$ , donde se puede ver la variación del staggering de los niveles con la deformación gama. Se debe mencionar que muy buenos ajustes de las energías de los niveles pueden obtenerse con valores de  $\beta \approx 0.3-0.4$ , pero los valores de  $B(E2)$  sólo son reproducidos con valores de  $\beta$  de 0.4. En la Tabla XIII se muestran los valores de  $B(E2)$  experimentales y calculados para esta banda, donde se puede ver el acuerdo entre ambos.

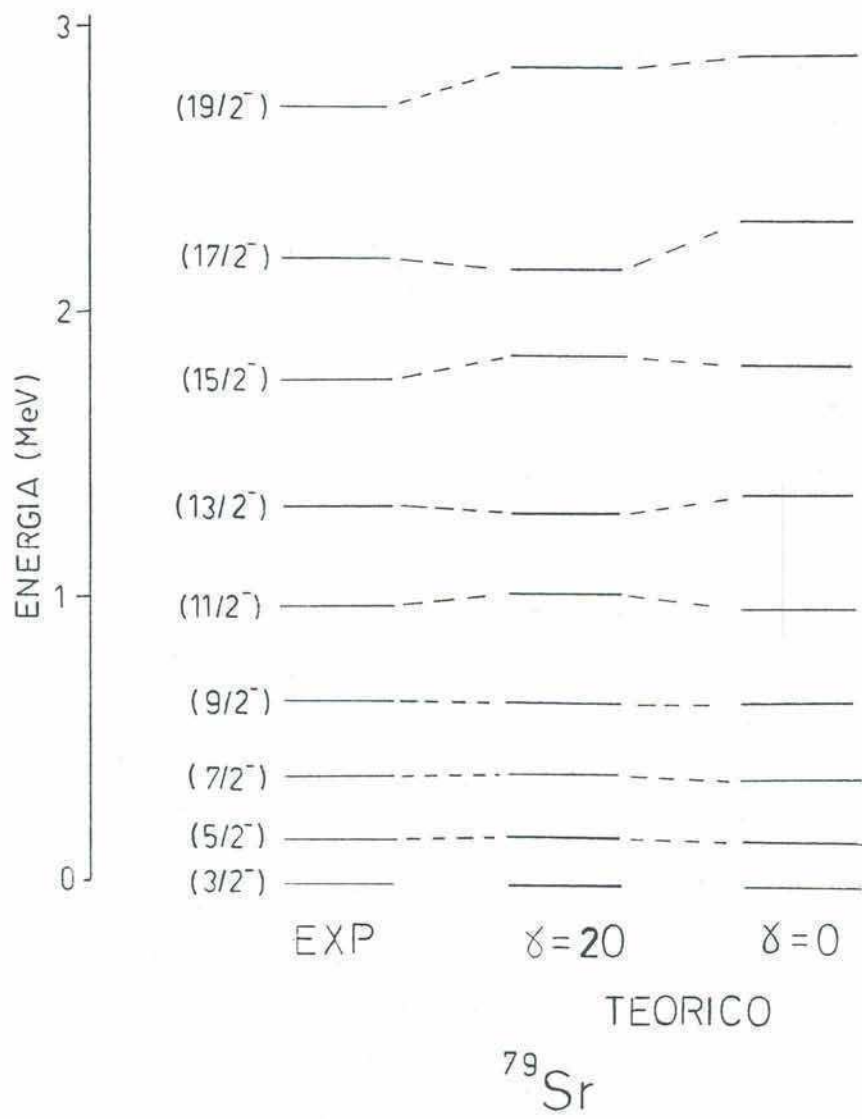


Fig. 33 <sup>79</sup>Sr. Banda negativa comparada con el cálculo teórico.

Se calcularon también los parámetros  $\delta(E2/M1)$  y se compararon con los datos experimentales (Ref. 26) (Tabla XIV). El signo (negativo) así como la tendencia general de los valores de los coeficientes de mezcla son bien reproducidos con el cálculo, no así la fase del staggering de los datos experimentales que para  $\gamma=20^\circ$  está invertida y a  $\gamma=0^\circ$  prácticamente desaparece.

El valor de deformación obtenido para el  $^{79}\text{Sr}$  está de acuerdo con la sistemática de la zona y con predicciones y cálculos hechos anteriormente. Möller y Nix (Ref. 36) minimizando la energía potencial total con respecto a las coordenadas de deformación cuadrupolar y hexadecapolar predicen valores de  $Q \cong 3.3$  ( $\beta \cong 0.4$ ) para los isótopos  $^{78-80}\text{Sr}$  y una transición hacia deformaciones oblatas para el  $^{81}\text{Sr}$ . Lister *et al.* (Ref. 26) a partir de las mediciones de  $\delta(E2/M1)$ , obtuvo grandes valores positivos de  $Q$ , por ejemplo  $Q=(+3.6 \pm 1.5)b$  para la transición  $7/2^- \rightarrow 5/2^-$ .

Resumiendo se puede decir que de los  $B(E2)$  obtenidos de los datos de vidas medias que se midieron en este trabajo y del estudio teórico realizado en los isótopos de Sr se confirma para este núcleo,  $^{79}\text{Sr}$  una deformación  $\beta=0.4$ .

TABLA XII. Parámetros del modelo de rotor triaxial obtenidos del estudio de los isótopos de Sr doblemente par.

	$^{78}\text{Sr}$	$^{80}\text{Sr}$	$^{82}\text{Sr}$
$\theta_0 / \hbar^2 (\text{MeV}^{-1})$	14.1	10.1	5.8
$\alpha (10^{-2})$	0.4	2	15
$\gamma$ (grados)	20	20	24
$\beta$	0.45	0.40	0.29

TABLA XIII. Valores de B(E2) experimentales comparados con las predicciones teóricas para el  $^{78}\text{Sr}$ .

Transición	$E_\gamma$ (KeV)	branching ratio (%)	B(E2)			
			Experimental (W.u.)	$(e^2 \text{fm}^4)$	Teórico( $e^2 \text{fm}^4$ )	
					$\gamma=20^\circ$	$\gamma=0^\circ$
$7/2^- \rightarrow 3/2^-$	381	20(6)	68(22)	1280(410)	1224	1274
$9/2^- \rightarrow 5/2^-$	490	42(9)	108(29)	2030(550)	1800	1916
$11/2^- \rightarrow 7/2^-$	601	46(11)	$\geq 43$	$\geq 800$	2347	2278
$13/2^- \rightarrow 9/2^-$	690	40(10)	$\geq 33$	$\geq 620$	2905	2506

TABLA XIV. Valores de  $\delta(E2/M1)$  experimentales (Ref. 26) comparados con las predicciones teóricas para el  $^{70}\text{Sr}$ .

Transición	$E_{\gamma}$ (KeV)	Exp	$\delta(E2/M1)$	
			$\gamma=20^{\circ}$	$\gamma=0^{\circ}$
$5/2^{-} \rightarrow 3/2^{-}$	159	-0.09(6)	-0.22	-0.19
$7/2^{-} \rightarrow 5/2^{-}$	222	-0.17(7)	-0.17	-0.18
$9/2^{-} \rightarrow 7/2^{-}$	268	-0.13(6)	-0.25	-0.17
$11/2^{-} \rightarrow 9/2^{-}$	333	-0.24(6)	-0.13	-0.15
$13/2^{-} \rightarrow 11/2^{-}$	357	-0.07(7)	-0.22	-0.16
$15/2^{-} \rightarrow 13/2^{-}$	435	-0.15(5)	0.12	-0.16



## VI.5 MEDICION DE VIDAS MEDIAS EN $^{78}\text{Rb}$

Este núcleo fue estudiado previamente por Mariscotti *et al.* (Ref.30) y Hicks *et al.* (Ref.31). En ambos trabajos se asignan dos bandas al  $^{78}\text{Rb}$ . El esquema de niveles (Ref.31) se muestra en la figura 34.

En este trabajo, se utilizaron las siguientes reacciones:  $^{58}\text{Ni}(^{24}\text{Mg},3\text{pn})^{78}\text{Rb}$ , a 102 y 112 MeV,  $^{56}\text{Fe}(^{28}\text{Si},\alpha\text{pn})^{78}\text{Rb}$  a 103 MeV y  $^{54}\text{Fe}(^{28}\text{Si},3\text{pn})^{78}\text{Rb}$  a 122 MeV.

En la reacción  $^{58}\text{Ni}(^{24}\text{Mg},3\text{pn})^{78}\text{Rb}$ , como no se contaba con material enriquecido para preparar el blanco se utilizó níquel natural (68 % de  $^{58}\text{Ni}$ ) de  $\cong 1.5 \text{ mg/cm}^2$  de espesor y plomo natural como absorbente.

Con una corriente de 10-15 nA de  $^{24}\text{Mg}$  (estado de carga  $8^+$ ) a energía de 102 MeV en el laboratorio se bombardeó el blanco de níquel. Se midió la radiación gama emitida con detectores GMX y GEM(40) colocados a  $0^\circ$  y  $170^\circ$  con respecto a la dirección del haz respectivamente. Se acumularon espectros simples variando la distancia entre blanco y absorbente entre contacto eléctrico y 4 mm.

La velocidad de los núcleos de retroceso fue determinada de la diferencia de energía de los rayos gama con y sin corrimiento Doppler correspondientes a la transición de 455 KeV del  $^{78}\text{Kr}$ . Se utilizó esta transición porque los picos flight del  $^{78}\text{Rb}$  no estaban bien definidos en el espectro debido a la dispersión en velocidades introducida por el

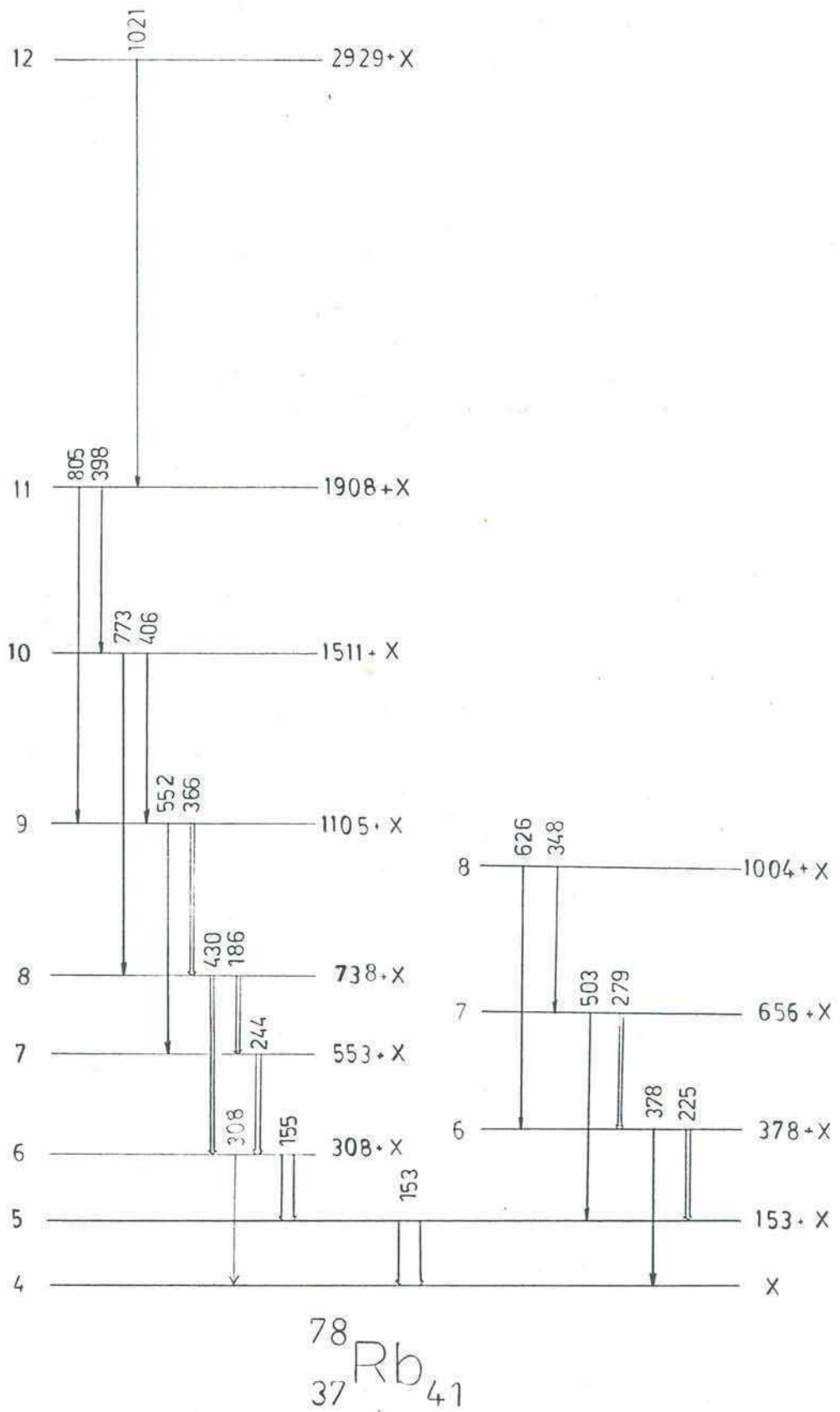


Fig. 34 Esquema de niveles para el  $^{78}\text{Rb}$  (Ref. 31).

blanco usado ( $1.5 \text{ mg/cm}^2$ ). Este núcleo ( $^{78}\text{Kr}$ ) corresponde al canal 4p, o sea del mismo número de partículas que el canal de reacción que puebla al  $^{78}\text{Rb}$  (3pn). En la reacción de  $^{54}\text{Fe}(^{28}\text{Si},3\text{pn})^{78}\text{Rb}$  se observó que las transiciones de ambos núcleos ( $^{78}\text{Kr}$  y  $^{78}\text{Rb}$ ) tienen el mismo corrimiento Doppler. Se obtuvo:  $v/c = 2.03(4)\%$ ,  $v = 6.09(12) \text{ } \mu\text{m/ps}$ .

Del análisis de estos espectros simples se determinaron las vidas medias de niveles del  $^{78}\text{Rb}$  (Tabla XV). Se analizó también en este experimento el decaimiento de las transiciones de 424 KeV y 611 KeV de  $^{76}\text{Kr}$  producido abundantemente en esta reacción. Se obtuvieron los siguientes resultados: Estado  $4^+$   $\tau = 4.3(5)\text{ps}$  y estado  $2^+$   $\tau = 38(3)\text{ps}$ . Resultados de acuerdo con mediciones previas (Refs. 24 y 29).

Algunas de las transiciones no pudieron ser usadas para obtener información de vida media por estar contaminadas con transiciones de otros núcleos poblados on line o por decaimiento radiactivo.

La información de vidas medias en el  $^{78}\text{Rb}$  fue completada en dos experimentos más.

En uno de ellos se usó la reacción  $^{56}\text{Fe}(^{28}\text{Si},\alpha\text{pn})^{78}\text{Rb}$  a 103 MeV y la técnica de coincidencias partícula- $\gamma$  ( $\alpha$ - $\gamma$ ). Se tomaron 5 distancias desde contacto eléctrico hasta 1100  $\mu\text{m}$ . Los espectros obtenidos fueron de baja estadística.

En otro se usó un blanco de material enriquecido  $^{54}\text{Fe}$  de 450  $\mu\text{m/cm}^2$  de espesor. En este caso y tratándose de un

material enriquecido se producen espectros más limpios por lo que se prefirió medir espectros simples (por un problema de eficiencia).

Se varió la energía del haz: 108, 113, 120, 122 y 125 MeV para buscar la energía óptima que no sólo maximizaba la producción del  $^{78}\text{Rb}$  sino que minimizaba contaminaciones. Se eligió la energía de bombardeo de 122 MeV. En la figura 35 se muestra el espectro de esta reacción y se indican las transiciones del  $^{78}\text{Rb}$ .

Se usaron detectores GEM(40) y GMX a  $0^\circ$  y  $170^\circ$  respectivamente y se midieron espectros simples variando las distancias entre placas entre 0 y 4 mm.

La velocidad de los núcleos de retroceso se determinó a partir de la diferencia de energía de las transiciones de 225 KeV, 244 KeV, 378 KeV y 430 KeV del  $^{78}\text{Rb}$  y 455 KeV del  $^{78}\text{Kr}$ . Resultando el valor de:  $v/c = 3.08(6) \%$ ,  $v = 9.24(18) \mu\text{m/ps}$ .

En la tabla XV se muestran los resultados de la medición de vidas medias del  $^{78}\text{Rb}$ .

Con la reacción  $^{54}\text{Fe}(^{28}\text{Si},3\text{pn})^{78}\text{Rb}$  se puebla también el  $^{76}\text{Kr}$ . Se controló el valor de la vida media del estado  $2^+$  de 424 KeV y se obtuvo  $\tau = 36(3) \text{ ps}$ . Este valor como en los casos anteriores coincide con mediciones previas (Ref. 24 y 29).

En las figuras 36-39 se muestran los ajustes de las curvas de decaimiento realizadas con el programa TAUFIT.

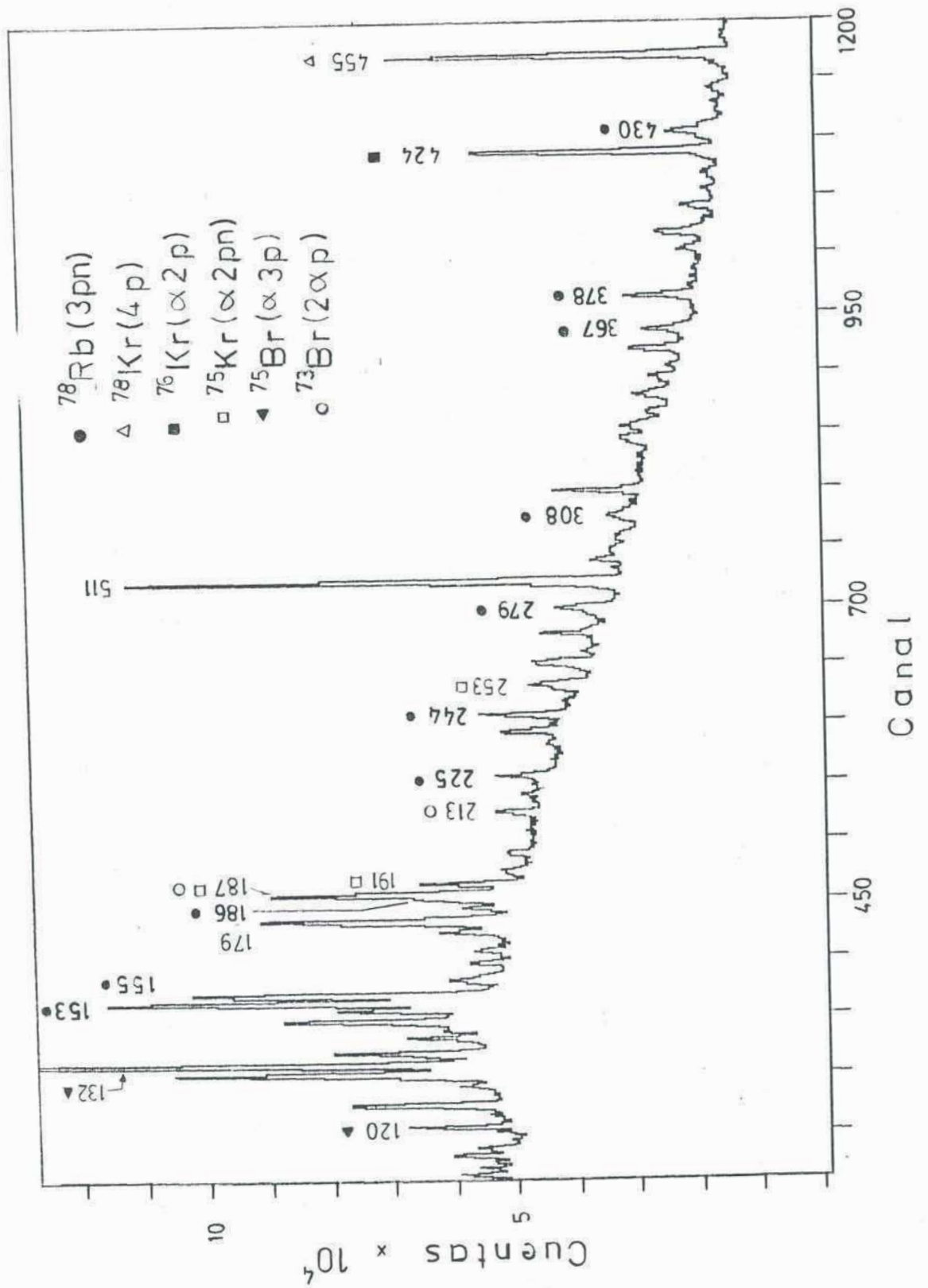


Fig. 35 Espectro gama simple para la reacción  $^{54}\text{Fe} + ^{28}\text{Si}$  (122MeV).

Para la determinación de las intensidades de las transiciones del  $^{78}\text{Rb}$  se usó un espectro simple correspondiente a la reacción  $^{54}\text{Fe}(^{28}\text{Si},3\text{pn})^{78}\text{Rb}$  y un espectro en coincidencias con protones (reacción  $^{58}\text{Ni}(^{24}\text{Mg},3\text{pn})^{78}\text{Rb}$  a 112 MeV). Las intensidades resultantes se muestran en la tabla XVI.

A partir de los valores de intensidades (Tabla XVI) y vidas medias (Tabla XV) se calcularon los valores de  $B(E2)$  de las transiciones cuadrupolares (Tabla XVII).

TABLA XV. Resultados de la medición de vidas medias en  $^{78}\text{Rb}$ .

$E_x$ (KeV)	$I^\pi$	$E_\gamma$ (KeV)	Vidas medias (ps)		Valor adoptado
			$\tau^1$	$\tau^2$	
153		153			46(20) <sup>3</sup>
308		308	93(14)	94(8)	94(8)
245		553	9(3)	16(4)	12(3)
738		430	20(2)	20(2)	20(1)
1105		367		4(2)	4(2)
656		503		11(2)	11(2)
378		378		38(6)	
378		225	44(6)	47(5), 30(4)	

1) Datos obtenidos con la reacción  $^{58}\text{Ni}(^{24}\text{Mg}, 3\text{pn})^{78}\text{Rb}$ .

2) Datos obtenidos con la reacción  $^{54}\text{Fe}(^{28}\text{Si}, 3\text{pn})^{78}\text{Rb}$ .

3) Dato obtenido con la reacción  $^{56}\text{Fe}(^{28}\text{Si}, \alpha\text{pn})^{78}\text{Rb}$ .

TABLA XVII. Valores de  $B(E2)$  y branching ratios medidos en el  $^{78}\text{Rb}$ .

Transición	$E_\gamma$ (KeV)	branching ratio (%)	$B(E2)$	
			(W.u.)	( $e^2\text{fm}^4$ )
$6^+ \rightarrow 4^+$	308	11(3)	18(5)	350(100)
$8^+ \rightarrow 6^+$	430	52(7)	73(11)	1450(210)
$6_2^+ \rightarrow 4^+$	378	37(7)	50(11)	990(210)
$7_2^+ \rightarrow 5_2^+$	504	36(6)	42(10)	830(200)

TABLA XVI. Intensidades de rayos gama del  $^{78}\text{Rb}$ .

$E_{\gamma}$ (KeV)	$I_{\gamma}$
152.6	100(12)
155.2	71(10)
185.6	24(4)
225.0	22(4)
244.4	29(5)
278.5	21(3)
307.7	9(2)
347.7	5(2)
366.8	26(4)
377.6	13(2)
397.5	7(2)
405.7	8(2)
429.7	26(3)
503.5	12(2)
552.2	5(2)
625.5	8(2)
772.2	14(3)
805.2	8(2)



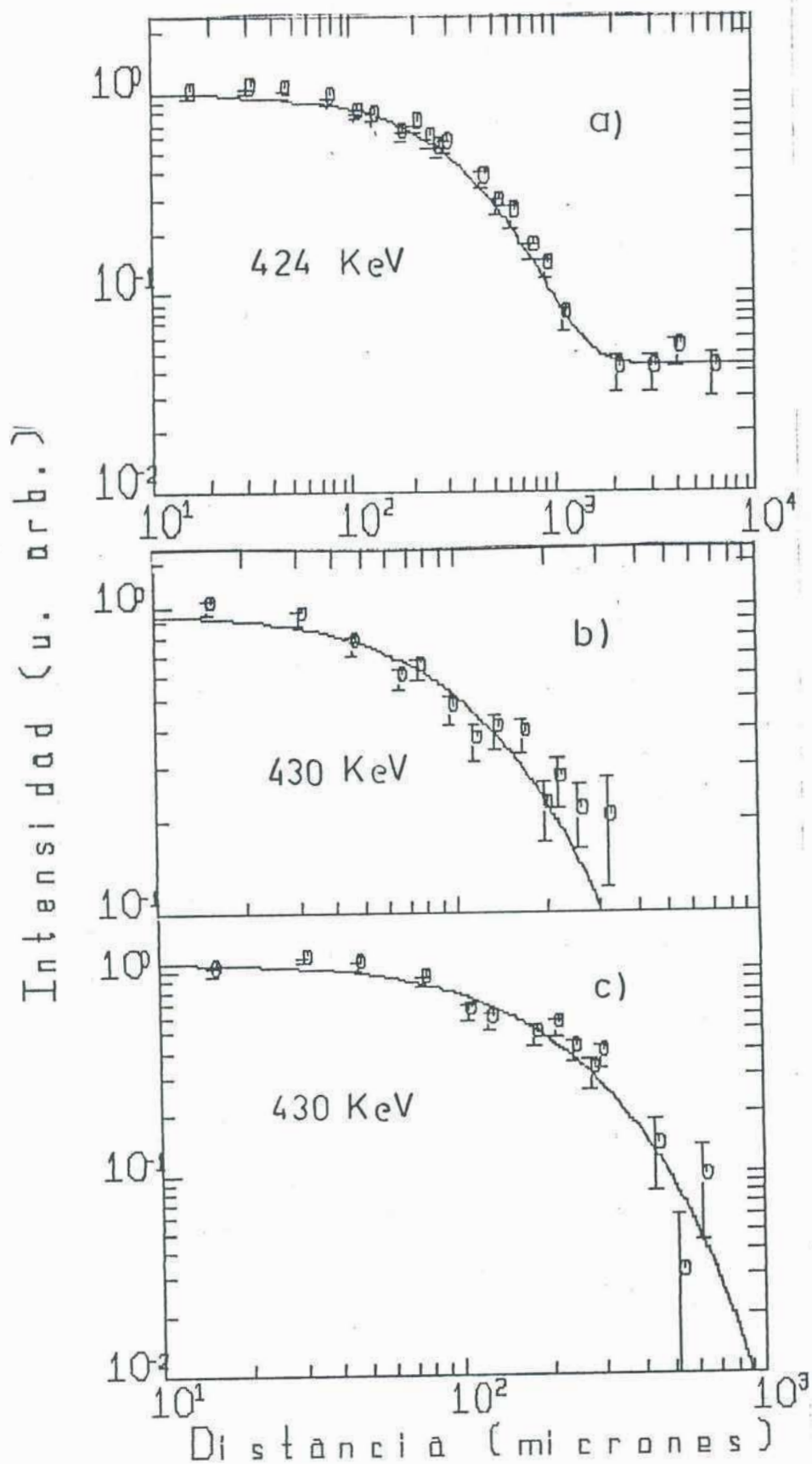


Fig. 36 a) Transición de 424 KeV. (reacción  $^{54}\text{Fe} + ^{28}\text{Si}$  (122 MeV). b) y c) Transición de 430 KeV, reacción  $\text{Ni}(\text{nat.}) + ^{24}\text{Mg}$  (102 MeV) y reacción  $^{54}\text{Fe} + ^{28}\text{Si}$  (122 MeV) respectivamente.

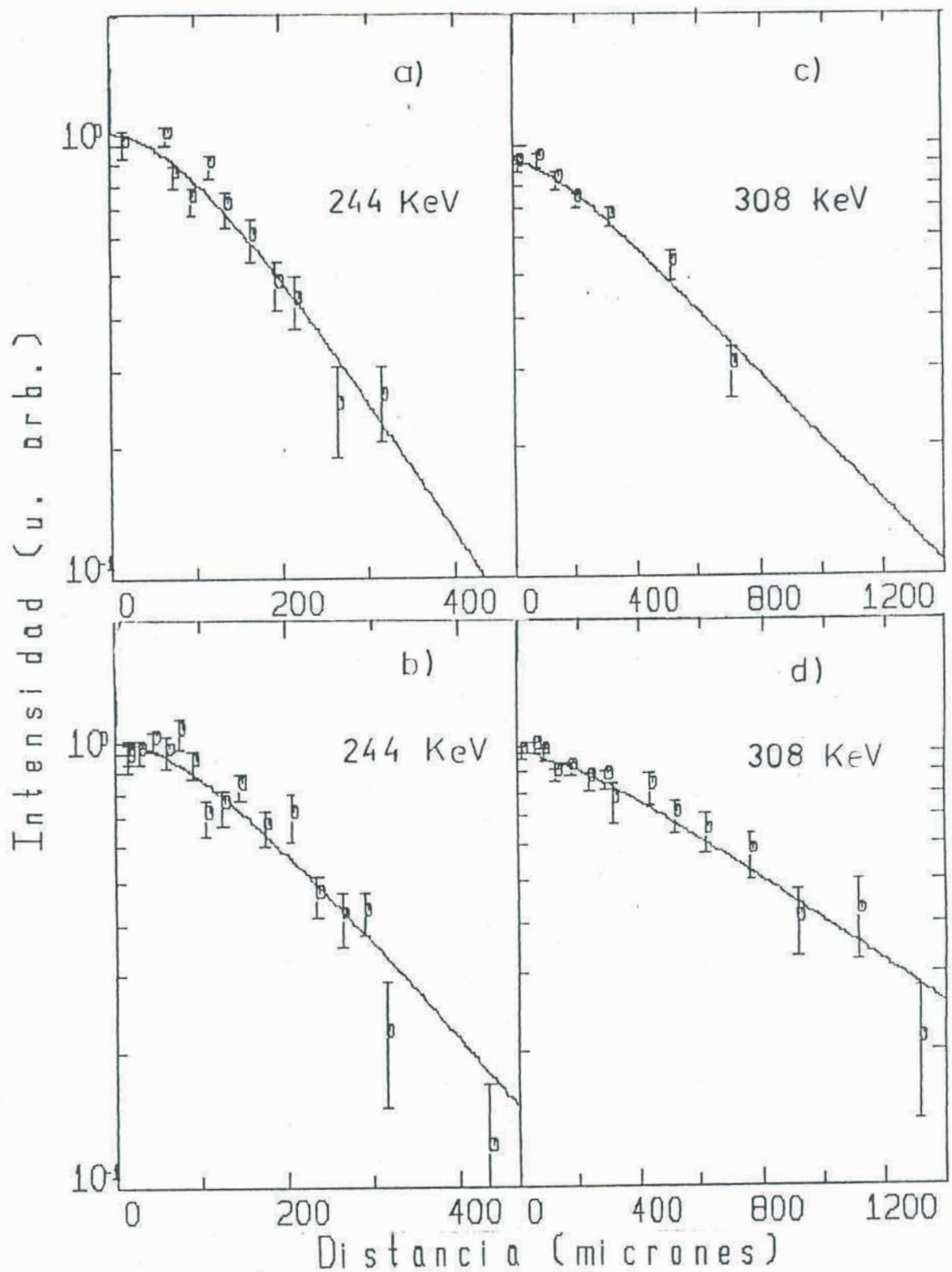


Fig. 37 Transición de 244 KeV. a) reacción  $\text{Ni}(\text{nat.}) + {}^{24}\text{Mg}$  (102 MeV), b) reacción  ${}^{54}\text{Fe} + {}^{28}\text{Si}$  (122 MeV). Transición de 308 KeV. c) reacción  $\text{Ni}(\text{nat.}) + {}^{24}\text{Mg}$  (102 MeV), d) reacción  ${}^{54}\text{Fe} + {}^{28}\text{Si}$  (122 MeV).

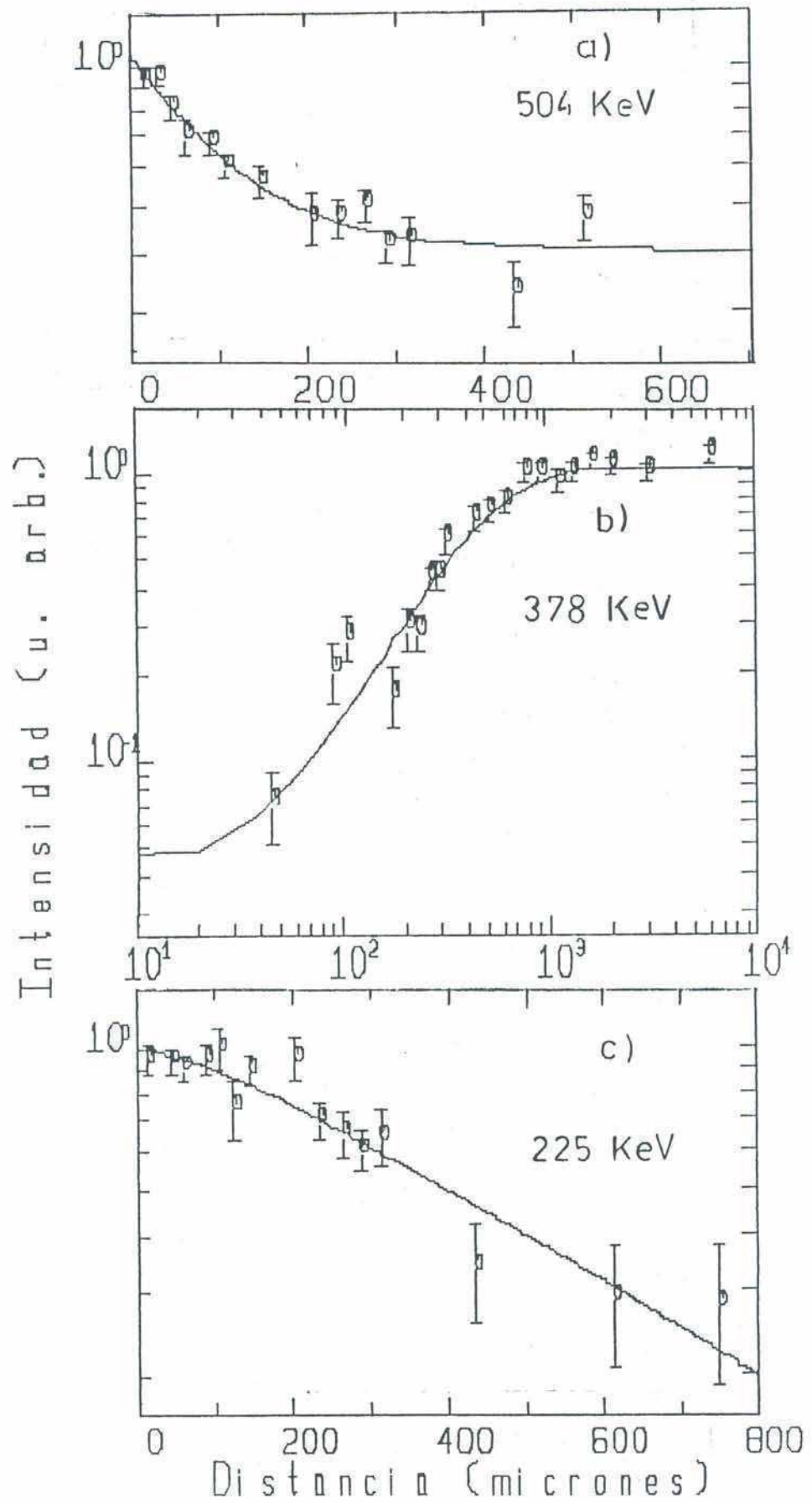


Fig. 38 Transición de 504 KeV, 378 KeV y 225 KeV, todas correspondientes a la reacción  $^{54}\text{Fe} + ^{28}\text{Si}$  (122 MeV).

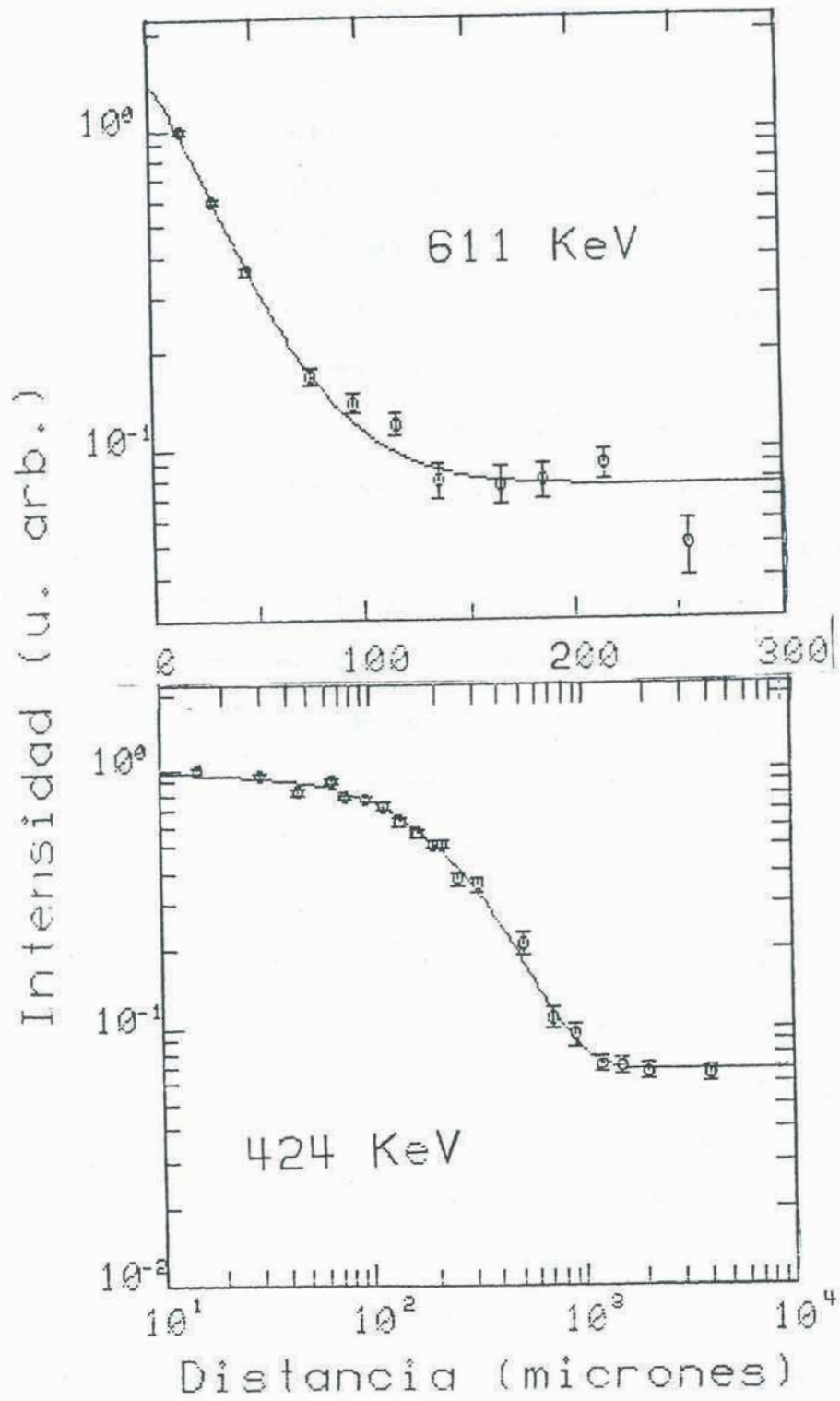


Fig. 39 Transiciones de 611 KeV y 424 KeV del  $^{76}\text{Kr}$ .

## VI.6 DISCUSION

Con el propósito de investigar el comportamiento del protón impar en el núcleo  $^{78}\text{Rb}$  se estudiaron las bandas de paridad positiva que se presentan en los rubidios impares  $^{79}\text{Rb}$  y  $^{81}\text{Rb}$ . Estos núcleos presentan bandas de paridad positiva desacopladas que corresponden al protón impar ocupando el orbital  $3/2^+[431]$  acoplado al correspondiente carozo:  $^{78}\text{Kr}$  y  $^{80}\text{Kr}$  para el  $^{79}\text{Rb}$  y  $^{81}\text{Rb}$  respectivamente.

En la figura 40 se muestran los esquemas de decaimiento experimentales (Refs. 37 y 38) comparados con los resultados calculados. Se tomó para el espacio de configuración del protón la capa  $N=4$  y los parámetros  $\mu=0.432$  y  $\kappa=0.071$  fueron obtenidos de una interpolación lineal entre los correspondientes a masas  $A=70$  y  $A=100$  (Ref. 27). Si bien se tomaron todos los estados de la capa  $N$  debido a la posición del nivel de Fermi los estados de más alta energía en la capa no intervienen, por tanto se puede truncar la base de partículas sin que los resultados varíen.

Los parámetros usados en el cálculo se muestran en la Tabla XVIII. Para el cálculo, que utiliza la transformación a la base de quasi weak coupling (WC), se tomaron los parámetros de VMI de los carozos correspondientes, pero modificándolos ligeramente para así obtener mejores resultados. En general en el núcleo impar el carozo es más rígido que el correspondiente para el núcleo par-par.

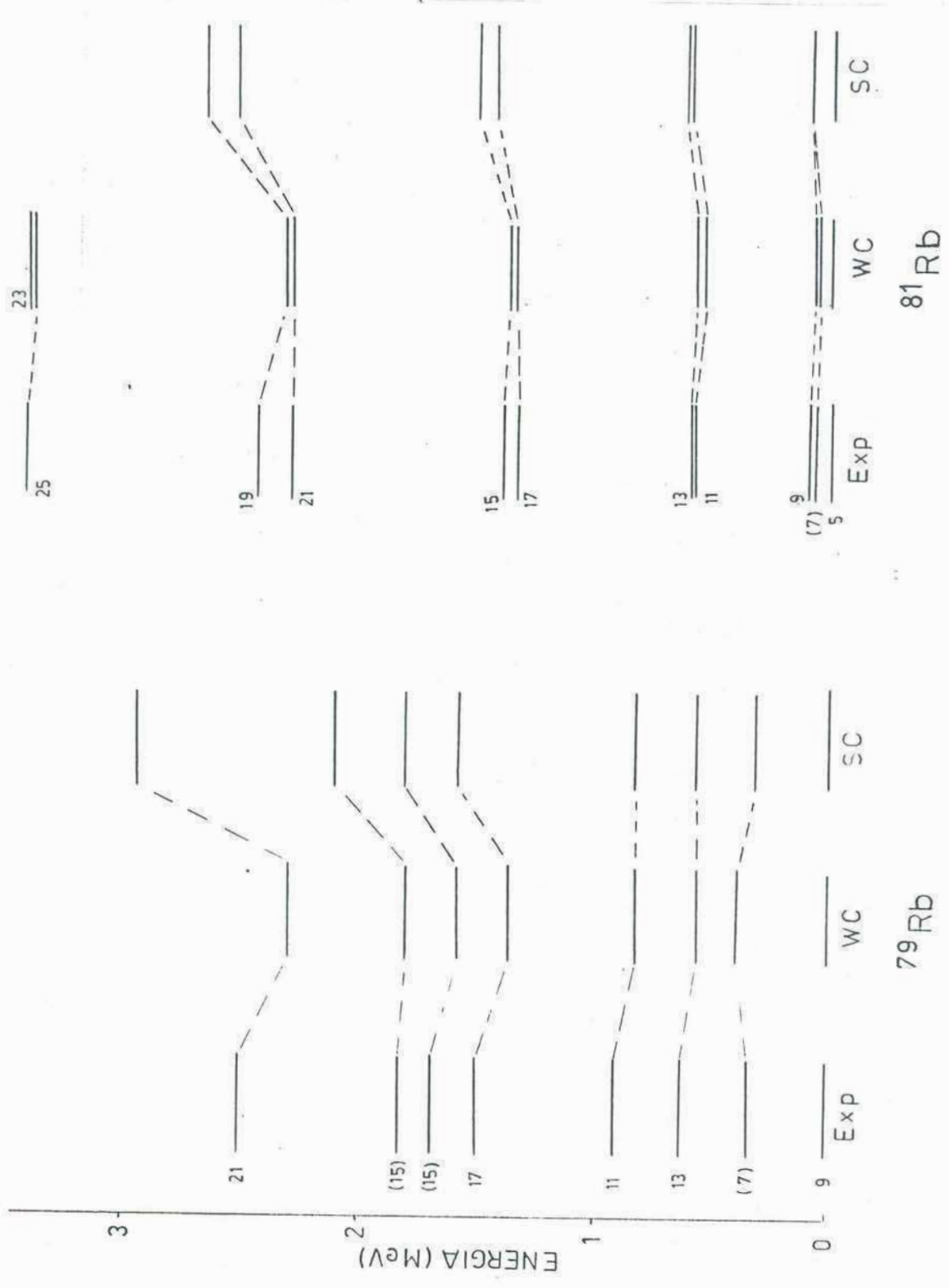


Fig. 40 Bandas positivas en  $^{81}\text{Rb}$  y  $^{79}\text{Rb}$  comparadas con los resultados del cálculo.

TABLA XVIII. Parámetros del modelo de rotor triaxial obtenidos del estudio de los isótopos de Kr doblemente par.

	<sup>84</sup> Rb		<sup>79</sup> Rb	
	WC	SC	WC	SC
$\theta_0/h^2$ (MeV <sup>-1</sup> )	5.4	8	10	10.9
C (MeV)	0.02	-	0.05	-
$\gamma$ (grad)	25.4	25.4	22	22
$\epsilon$ (MeV)	42	42	41.8	41.9
$\beta$	0.27	0.27	0.4	0.37
$\Delta_p$ (MeV)	1.56	1.56	1.33	1.33

TABLA XIX. Valores de B(E2) experimentales (Ref. 37 y 39) comparados con los calculados.

Transición	BE2(e <sup>2</sup> fm <sup>4</sup> )						
	EXP	<sup>84</sup> Rb		EXP	<sup>79</sup> Rb		
		WC	SC		WC	SC	
13/2 <sup>+</sup> → 9/2 <sup>+</sup>	989(55)	978	967	2180(110)	1985	1758	
17/2 <sup>+</sup> → 13/2 <sup>+</sup>	1270(100)	1220	1200	2760(460)	2488	2162	
21/2 <sup>+</sup> → 17/2 <sup>+</sup>	1210(600)	1442	1418	2020(410)	2852	2444	

El valor de  $\Delta_p$  se obtuvo de la diferencia de masas entre los isótonos par-par e impar-par vecinos.

En los dos casos el valor de  $\beta$  se varió a partir de los valores iniciales correspondientes a los del carozo par-par de manera de reproducir los valores de  $B(E2)$  experimentales. Los valores obtenidos para  $\beta$  muestran un marcado incremento en la deformación al pasar de  $N=44$  a  $N=42$  ( $\beta$  crece de 0.27 a 0.37-0.4) similar al observado en los isótopos de Kr. Cálculos similares para estos núcleos (Ref. 37 y 39) predicen valores de  $\beta=0.27$  y 0.42 para éstas bandas. Se debe indicar que como en el caso del  $^{79}\text{Sr}$  en el  $^{79}\text{Rb}$  se obtienen ajustes igualmente buenos con valores menores de deformación, pero se requiere una deformación  $\beta=0.4$  para reproducir los valores de  $B(E2)$ . En la Tabla XIX se muestran los valores de  $B(E2)$  experimentales (Refs. 37 y 39) comparados con los calculados. Se puede ver el acuerdo entre ambos.

En el caso del  $^{77}\text{Rb}$  Lieb. *et al.* predicen una deformación  $\beta=0.37(2)$  y  $\gamma=-25(7)^\circ$  en la banda de paridad positiva y en la negativa  $\beta=0.44(2)$  a partir de momentos cuadrupolares  $Q=3.13(12)b$  y  $3.52(12)b$  en las bandas de paridad positiva y negativa respectivamente.

El esquema de niveles del núcleo impar-impar  $^{78}\text{Rb}$  presenta dos bandas. La presencia de las transiciones cuadrupolares de 378 KeV y 307 KeV y la vida media de los estados  $I=(5)$ ,  $(6_1)$  y  $(6_2)$  medida en este experimento, todas



en el rango de decenas de picosegundos corrobora la hipótesis de que ambas bandas tienen la misma paridad (Ref. 31).

Este núcleo tiene un estado fundamental de vida media 17.66 min y un estado isomérico de 5.74 min. Ekström *et al.* (Ref. 40) midieron momentos magnéticos y espines nucleares en isótopos de rubidio livianos y obtuvieron espines 0 y 4 para el estado fundamental y para el estado isomérico del  $^{78}\text{Rb}$  respectivamente. Estos autores sugieren la configuración  $4^- [\pi 5/2^+ [422]] \nu 3/2^- [301]]$  para el isómero, con esta configuración el momento magnético calculado con la aproximación de orbital puro para las partículas impares está de acuerdo con el valor medido experimentalmente. Bavaria *et al.* (Ref. 41), a partir de estudios de decaimiento  $\beta$  también sugiere  $0^+$  y  $4^-$  para el estado fundamental y el estado isomérico respectivamente.

Otro problema diferente a resolver es definir la naturaleza del estado cabeza de banda. Maricotti *et al.* (Ref. 30) identificaron la cabeza de banda con el isómero de 5.74 min y observaron el paralelismo de las estructuras de las bandas yrast del  $^{76}\text{Br}$ ,  $^{77}\text{Kr}$  y  $^{78}\text{Rb}$ . En la figura 41 se compara la banda yrast del  $^{78}\text{Rb}$  con las bandas  $4^+$  de núcleos doblemente impares vecinos. En la Tabla XX se comparan los valores de  $B(E2)$  para el  $^{78}\text{Rb}$  con los correspondientes al núcleo  $^{74}\text{Br}$ . Los valores de  $B(E2)$  para este último núcleo se calcularon a partir de datos de medición de vidas medias

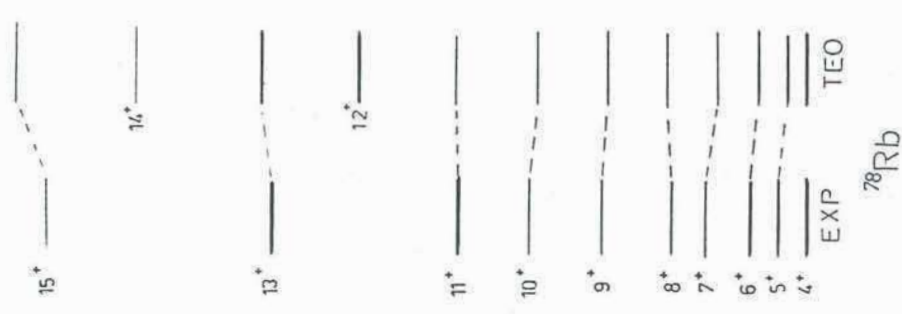


Fig. 42 Banda yrast del  $^{78}\text{Rb}$ . Comparación con los resultados del modelo para núcleos impar-impar.

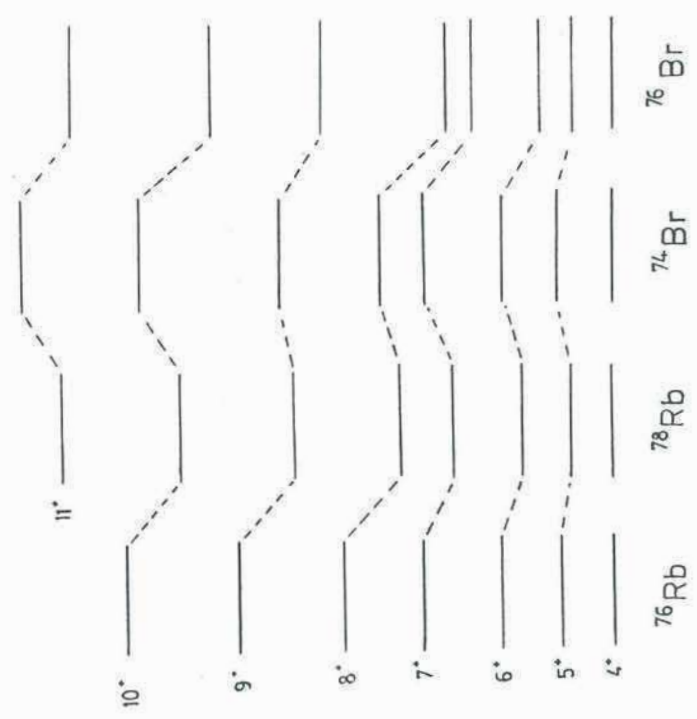


Fig. 41 Comparación de núcleos impar-impar:  $^{76}\text{Rb}$ ,  $^{78}\text{Rb}$ ,  $^{74}\text{Br}$  y  $^{76}\text{Br}$ .

(Ref. 45) y de intensidades gama (Ref. 18).

A partir de la similitud de estas estructuras se asignó a la cabeza de la banda yrast del  $^{78}\text{Rb}$   $I=(4^+)$  y se estudió esta banda con el modelo teórico descrito en el capítulo V. Se tomó un carozo rígido ( $^{76}\text{Kr}$ ) y con el fin de reducir el tiempo de CPU para el cálculo se redujo la dimensión de la base de diagonalización del hamiltoniano considerando sólo deformación axial. Para el espacio de configuración del protón se tomó la capa  $g_{9/2}$  y para el neutrón  $g_{9/2}$   $d_{5/2}$ . La inclusión de la capa  $d_{5/2}$  para el neutrón fue muy importante para lograr la expansión del multiplete a bajos impulsos angulares. Del estudio de los núcleos impares vecinos se determinó la posición del nivel de Fermi, cerca del orbital  $5/2^+[422]$  para el neutrón y  $3/2^+[431]$  para el protón. Para reproducir el esquema de niveles a bajos espines (4-8) se introdujo un factor  $k=1.4$  de splitting de los niveles de Nilsson para protones.

En el cálculo el ajuste de los datos experimentales mejora tomando un valor de  $\Delta$  bastante menor que el dado por la parametrización:  $\Delta=12/A^{1/2}$ .

Lieb (Ref. 43) observó este efecto de reducción de gap  $\Delta_p$  atribuyéndolo a una consecuencia directa de la estructura de partícula independiente para  $N=40$  y  $Z=36$  (Fig. 14). Si el protón se encuentra en el orbital de Nilsson  $3/2^+[431]$  el número de órbitas accesibles para las correlaciones de

'pairing' se encuentra fuertemente reducido. Un cálculo de Hartree-Fock (Ref. 43) de  $\Delta_p$  vs.  $\beta$  muestra este efecto de reducción del 'gap' cuando el protón se encuentra en el orbital  $3/2^+[431]$  alcanzándose el valor mínimo  $\Delta_p \cong 0.6$  para  $\beta=0.4$ . Se tomó el momento de inercia  $\theta_0/h^2=13 \text{ MeV}^{-1}$ . En la Fig. 42 se muestran el esquema de niveles y su comparación con el calculado. En la Tabla XX se comparan los valores de B(E2) medidos con los calculados. En ambos casos se puede ver el acuerdo entre los datos experimentales y los resultados del cálculo.

En este núcleo no se vieron transiciones M1 por encima del estado de espín I=11 (Ref. 31). El incremento de la energía de la transición y la colectividad puede favorecer los decaimientos E2. Este efecto se reproduce en el cálculo. Por ejemplo para el estado de espín I=13 los branching ratios calculados dan: 97% para la transición  $13^+ \rightarrow 11^+$  y sólo 3% para la transición  $13^+ \rightarrow 12^+$ .

Se calcularon también otras propiedades electromagnéticas. Por ejemplo para el momento magnético de la cabeza de banda se obtuvo el valor  $\mu=2.05 \text{ nm}$  que difiere solo en un 20% con el medido  $\mu=2.56(3)\text{nm}$  (Ref. 40).

Con un parámetro  $\beta=0.37$  y valores razonables para los demás parámetros del modelo se reprodujo teóricamente el esquema de niveles y los valores de B(E2) experimentales.

Sin embargo es necesario destacar que los valores de

B(E2) para las transiciones  $6 \rightarrow 4$ ,  $8 \rightarrow 6$  son muy sensibles a a pequeñas variaciones en el nivel de Fermi. Si éste se fija a partir del estudio de los núcleos vecinos, como se realizó en este trabajo, entonces se puede confirmar el valor de la deformación  $\beta=0.37$  para el núcleo en consideración.

TABLA XX. Comparación de valores de  $B(E2)$  experimentales para transiciones de la banda yrast en los núcleos impares:  $^{78}\text{Rb}$  y  $^{74}\text{Br}$  y resultado del cálculo teórico para el  $^{78}\text{Rb}$

Transición	BE2(W.u.)		
	EXP	$^{78}\text{Rb}$ TEO	$^{74}\text{Br}$ EXP
6 → 4	18(5)	25	22(4)
7 → 5	-	49	32(4)
8 → 6	73(11)	69	103(11)

## VII CONCLUSIONES

Se realizaron diversas tareas que se citan en forma resumida en los párrafos siguientes.

Desde el punto de vista de instrumentación en física nuclear, en este trabajo se desarrolló un nuevo equipo denominado 'plunger', que demostró ser muy confiable para la medición de vidas medias mayores de 3 ps. Este instrumento fue calibrado midiendo vidas medias conocidas, dando siempre muy buenos resultados. Se trata de un instrumento muy útil ya que mediante experimentos sencillos permite obtener valiosa información acerca de la estructura nuclear.

Se desarrolló una técnica experimental para la preparación de blancos muy delgados y planos.

Se perfeccionó el diseño de portablancos para estirar folias y evitar los problemas de absorción de la radiación gama y facilitar el uso de folias muy pequeñas ( $\cong 1\text{cm}^2$ ) de materiales enriquecidos.

Los programas de modelos nucleares que se desarrollaron son aplicables a una amplia región de la tabla de nucleidos y permiten el cálculo de esquemas de niveles, momentos y probabilidades de transición electromagnéticas en núcleos deformados par-par, par-impar e impar-impar. Estos programas fueron aplicados a una gran variedad de casos con buenos resultados y diversas pruebas fueron realizadas que aseguran la confiabilidad del cálculo.

Se estudiaron efectos de estructura nuclear en la zona de masa  $A \approx 80$ . El interés estuvo focalizado a la determinación del parámetro de deformación cuadrupolar a través de valores de  $B(E2)$  de transiciones electromagnéticas. Con este fin se usó el plunger para la medición de vidas medias en los núcleos:  $^{75}\text{Kr}$ ,  $^{79}\text{Sr}$  y  $^{78}\text{Rb}$ . Se realizaron así experimentos sencillos que en la mayoría de los casos sólo consistieron en mediciones de espectros simples para distintas distancias entre las placas del plunger que permitieron obtener los valores de las vidas medias de estados de éstos núcleos.

El método de Monte Carlo para estudio de errores en las mediciones de vidas medias fue de gran utilidad en los casos de cascadas con vidas medias de valores similares entre estado y estado y es por tanto de gran aplicación en el estudio de núcleos impares y doblemente impares.

Por último se estudiaron esquemas de niveles y probabilidades de transición electromagnéticas en isótopos de Kr, Sr y Rb, y usando los programas desarrollados se reprodujeron los resultados experimentales.

Una gran variedad de núcleos fueron estudiados. Esto permitió conocer los parámetros de la zona y su evolución.

Del estudio de los isótopos par-par del Kr y del Sr se ven las características similares que presentan los isótonos en cuanto a deformación  $\beta$  y  $\gamma$ . Estos núcleos presentan incremento en  $\beta$  y disminución de triaxialidad hacia  $Z$ 's



menores. Una disminución notable en deformación  $\beta$  se produce al pasar de  $N=42$  a  $N=44$  en los isótopos par-par de Sr y Kr y en los rubidios. Más precisamente en los kriptones el cambio se produce al pasar de  $N=42$  ( $^{78}\text{Kr}$  con  $\beta=0.38$ ) a  $N=43$  ( $^{79}\text{Kr}$  con  $\beta=0.27$ ). Una situación equivalente ocurre en los isótopos de Sr:  $N=42$  ( $^{80}\text{Sr}$  con  $\beta=0.4$ ) y  $N=43$ ,  $^{81}\text{Sr}$ . En el núcleo de  $^{81}\text{Sr}$  la banda yrast y dos primeras bandas negativas tienen deformaciones  $\beta \cong 0.2-0.25$  (Ref. 48), sin embargo en contraste a esto se encontró una banda  $K=1/2^{(+)}$  con deformación  $\beta \cong 0.4$  (Ref. 48).

El efecto de la triaxialidad en estos núcleos es pequeño, para un dado valor medido de  $B(E2)$   $\beta$  cambia en un 4% al pasar de  $\gamma=0^\circ$  a  $\gamma=20^\circ$  en los núcleos par-par (esto puede verse a partir de la Fig. 13).


No se observaron efectos de polarización del carozo por el acoplamiento de una partícula impar como ocurre en el  $^{73}\text{Br}$  con respecto al carozo  $^{72}\text{Se}$  (Ref. 21). Esto se debe a que el carozo muy deformado apantalla el efecto de la partícula impar.

En general se observa que para los núcleos impares las bandas positivas tienen menor momento de inercia que las negativas y en algunos casos menor deformación ( $^{77}\text{Kr}$ ). Para las bandas positivas se advierte a partir del esquema de niveles un incremento en la deformación al pasar del  $^{77}\text{Kr}$  al  $^{75}\text{Kr}$  este efecto está muy marcado en los valores de  $B(E2)$ :

para la transición  $9/2^+ \rightarrow 5/2^+$ : 16(3) W.u. para  $^{77}\text{Kr}$  y 51(5) W.u. para  $^{75}\text{Kr}$ .

De los estudios realizados se confirma una deformación cuadrupolar  $\beta \cong 0.4$  en esta zona:  $Z=36-38$ ,  $N=38-42$  que es la mayor deformación observada en toda la tabla de nucleidos para núcleos en el estado fundamental. Este valor de  $\beta$  en caso de deformación axial corresponde a un elipsoide con una relación 3:2 entre sus semiejes.

En el caso del  $^{78}\text{Rb}$  de la comparación con los núcleos impar-impar vecinos se sugiere paridad positiva para la banda  $\gamma$ st, pero mediciones experimentales son necesarias para confirmar esta hipótesis. Bajo esta suposición de paridad positiva se ajustó el esquema de niveles y los valores de  $B(E2)$  para la banda. Una notable mejora del ajuste se obtuvo con la inclusión de la capa  $d_{5/2}$  al espacio de configuración de neutrones. Sin embargo debido al gran número de parámetros y a la gran sensibilidad de los resultados para los niveles de bajo espín ( $I=4-8$ ) con respecto a variaciones en el nivel de Fermi resulta difícil obtener un valor de  $\beta$  a partir de los valores de  $B(E2)$  para las transiciones  $6 \rightarrow 4$  y  $8 \rightarrow 6$ .

  
Dr. Gerardo García Bermúdez  
Director de Tesis

  
Lic. María Angélica Cardona

## REFERENCIAS

- 1) T.F.Alexander and A.Bell, Nucl. Instr. and Meth. 81 (1970)22.
- 2) G.Battistuzzi, B.Dainese, C.Signorini and A.M.Stefanini, Nucl. Instr. and Meth. 146 (1977) 481.
- 3) E.H. du Marchie van Voorthuysen and Ph.B.Smith, Nucl. Instr. and Meth. 127 (1975) 205.
- 4) P.Banerjee, B.Sethi, J.M.Chatterjee-Das and R.K.Chattopadhyay, Nucl. Instr. and Meth. 202 (1982) 431.
- 5) L.Cleemann, J.Eberth, W.Neumann, N.Wiehl and V.Zobel, Nucl. Instr. and Meth. 156 (1978) 477.
- 6) J.L.Gallant, Nucl. Instr. and Meth. 81 (1970) 27.
- 7) F.Riess, 1986 no publicado.
- 8) D.G.Sarantites, J.H.Barker and N.H.Lu, Phys.Rev. C9,603 (1974).
- 9) M.L.Halbert, P.O.Tjom, I.Espé, G.B.Hagemann, B.Herskind, M. Meiman and H.Oeschler, Nucl. Phys. A259 (1976) 496.
- 10) Lühmann,L., Debray,M., Lieb,K.P., Nazarewicz,W., Wörmann,B, Eberth,J., Heck,T., Phys.Rev. C31,828 (1985).
- 11) Lühmann,L., Lieb,K.P., Lister,C.J., Olness,J.W., Price,H.G., and Varley,B.J., Europhys.Lett. 1,623 (1986).

12) H.P. Hellmeister, J. Keinonen, K.P. Lieb, U. Kaup, R. Rascher, R. Ballini, J. Delaunay and H. Dumont, Nucl. Phys. A332 (1979) 241.

13) E. Nolte et al., Z. Phys. 268 (1974) 267

14) S. Matsuki et al. Phys. Lett. 72B (1978) 319.

15) M. Debray, comunicación privada.

16) Report COO-3494-29.

17) F. Pühlhofer, Nucl. Phys. A280 (1977) 267.

18) G. García Bermúdez, A. Filevich, A. J. Kreiner, M. A. J. Mariscotti, C. Baktash, E. der Mateosian and P. Thieberger, Phys. Rev. C23 (1981) 2024.

19) G. García Bermúdez, C. Baktash, and C. J. Lister, Phys. Rev. C30 (1984) 1208.

20) M. A. Herath-Banda, A. V. Ramayya, L. Cleemann, J. Eberth, J. Roth, T. Heck, N. Schmal, T. Mylaeus, W. Koenig, B. Martin, K. Bethge and G. A. Leander, J. Phys. G 13 (1987) 43.

21) J. Heese, K.P. Lieb, L. Lühmann, S. Ulbig, B. Wörmann, D. Alber, H. Grawe, H. Hass and B. Spellmeyer, Phys. Rev. C36 (1987) 2409.

22) R. B. et al., Phys. Rev. Lett. 47 (1982) 1524.

23) D. Ahalpara, A. Abzouzi, K. Bhatt, Nucl. Phys. A445 (1985) 1.

24) B. Wörmann, K.P. Lieb, R. Diller, L. Lühmann, J. Keinonen, L. Cleemann and J. Eberth, Nucl. Phys. A431 (1984) 170.

25) J. Panqueva, H.P. Hellmeister, L. Lühmann, F.J. Bergmeister, K.P. Lieb and T. Otsuka, Nucl. Phys. A389 (1982) 424.

26) C.J. Lister, B.J. Varley, H.G. Price and J.W. Olness, Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 308.

27) S.E. Larsson, G. Leander, I. Ragnarsson and N.G. Akenius, Nucl. Phys. A261 (1976) 77.

28) G. Winter, F. Dubbers, J. Doring, L. Funke, P. Kemnitz, E. Will, D.S. Andreev, K.I. Erochina, I. Kh. Lemberg, A.A. Pasternak, L.A. Rassadin, I.N. Chugunov, J. Phys. (London) G11 (1985) 277.

29) J. Keinonen, K.P. Lieb, H.P. Hellmeister, A. Bockisch, H. Emling, Nucl. Phys. A376 (1982) 246.

30) M.A. J. Mariscotti, G. Garcia Bermúdez, J.C. Aquadro, A. Lepine, M.N. Rao, W. Seale, E. der Mateosian and P. Thieberger, Phys. Rev. C19 (1979) 1301.

31) G.C. Hicks, C.J. Gross, U.J. Hüttmeier, Xi-Ting Lu, G. Neuschaefer, and S.L. Tabor. Phys. Rev. C30 (1984) 549.

32) D.B. Fossan and E.K. Warburton. Nuclear Spectroscopy and reactions, ed. J. Cerny (Academic Press, New York 1974) 338.

33) R. Rascher, K.P. Lieb and M. Uhrmacher, Phys. Rev. C13 (1976) 1277.

34) D. Pelte and D. Schwalm. Heavy ion collisions Vol. 3, ed. Bock (Noth-Holland 1982) 273.

35) CERN-81-09 (1981)

36) P.Möller and J.R.Nix, *At. Data Nucl. Data Tables* 26 (1981)165.

37) J.Panqueva, H.P.Hellmeister, L.Lühhmann, F.J.Bergmeister and K.P.Lieb, *Nucl. Phys.* A389 (1982)424.

38) H.G.Friederichs, A.Gelberg, B.Heits, K.O.Zell and P. von Brentano, *Phys. Rev* C13 (1976)2247.

39) J.Panqueva, H.P.Hellmeister, L.Lühhmann, K.P.Lieb, F.J.Bergmeister, P. von Brentano and R.Richter, *Nucl. Phys.* A376 (1982)367.7.

40) C.Ekström, S.Ingelman, G.Wannberg and M.Skarestad, *Nucl. Phys* A311 (1978) 269.

41) G.K.Bavaria, J.E.Crawford, S.Calamawy and J.E.Kitching, *Z.Phys.* A302 (1981) 329.

42) A.J.Kreiner and M.A.J.Mariscotti, *Phys. Rev. Lett.* 43 (1979) 1150.

43) K.P.Lieb, II Phys. Institut, Univ. Göttingen.

44) *Nucl. Data Sheets* 42 (1984) 332.

45) W.Neumann, L.Cleemann, J.Eberth, T.Heck, G.S.Li, M.Nolte and J.Roth. No publicado.

46) J.C.Wells *et al.* *Phys. Rev* C24 (1981) 171.

47) J.Bleck *et al.* *Phys. Lett.* 26B (1968)134.

48) E.F.Moore, P.D.Cottle, C.J.Gross, D.M.Headly, U.J.Hüttmeier and S.L.Tabor, *Phys. Lett. B* 211(1988)14.

- 49) M. Behar, A. Filevich, A.O. Macchiavelli and L. Szybisz, Phys. Rev. C26 (1982) 1417.
- 50) A. Petrovici, A. Faessler and Th. Köppel, Z. Phys. A314 (1983) 227.
- 51) A.S. Davydov and G.F. Filppov, Nucl. Phys. 8 (1958) 237.
- 52) M.A.J. Mariscotti, G. Scharff-Goldhaber and B. Buck, Phys. Rev. 178 (1969) 1864.
- 53) H. Toki and A. Faessler, Z. Phys. A276 (1976) 35.
- 54) S.H. Harris, Phys. Rev. 138, B509 (1965).
- 55) P.R. Bevington, Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences, Mc Graw-Hill, New York (1969).
- 56) Código desarrollado por M.A. Cardona y D. Santos no publicado.
- 57) H. Toki and Amand Faessler, Nucl. Phys. A253 (1975) 231.
- 58) R. Sahu, M. Satpathy and L. Satpathy, Phys. Rev. C23 (1981) 1777.
- 59) H. Toki, H.L. Yadav and A. Faessler, Z. Phys. A292 (1979) 79.
- 60) J. Meyer-Ter-Vehn, Nucl. Phys. A249 (1975) 111.

Agradezco a las autoridades del Dpto. de Física de CNEA por haber permitido la realización de este trabajo y a todos los miembros del Departamento que han colaborado en mi formación.

Especialmente agradezco a mi Director de Tesis, Gerardo García Bermúdez por su valiosa orientación, experiencia, conocimiento y consejo que me brindó durante estos años.

Agradezco también a Alberto Filevich por su importante ayuda, conocimientos transmitidos y el tiempo de trabajo compartido.

Al personal de la Oficina Técnica D. Simoncelli y J.Rodríguez por su colaboración en el diseño y construcción del plunger.

Quiero mencionar también al grupo de ingenieros, operadores del acelerador y técnicos por su colaboración en los experimentos de este trabajo.

Agradezco también a D.Santos por la parte del trabajo de cálculo que realizamos juntos.

A M.Debray, D.Hojman, M.Davidson por su apoyo, amistad y sus valiosas ideas transmitidas.

Por último agradezco a todo el personal del Laboratorio que estuvieron siempre dispuestos a ayudarme y que de una manera u otra permitieron la conclusión de este trabajo.